

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

Nr. 284

1996

DOI 10.3289/IFM_BER_284

**Ein regionales Modell der westlichen
Ostsee mit offenen Randbedingungen und
Datenassimilation**

von

H. E. Markus Meier



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

ISSN 0341 - 8561

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

Zusammenfassung

Im Rahmen von BALTEX (BALTic Sea EXperiment) ist ein dreidimensionales baroklines Modell der westlichen Ostsee entwickelt worden, um den Massen- und Salztransport durch die Dänischen Straßen zu berechnen. Die Gitterabstände betragen in horizontaler Richtung eine Seemeile und in vertikaler Richtung drei Meter, so daß die Bodentopographie in den Dänischen Straßen näherungsweise aufgelöst wird. Das Modellgebiet umfaßt Kattegat, Beltsee, Arkona- und Bornholmbecken. An den offenen Grenzen des regionalen Modells werden von Raum und Zeit abhängige, aktive Randbedingungen für Temperatur, Salzgehalt und Oberflächenauslenkung berücksichtigt. Realistische Start- und Antriebsfelder vom Europamodell des Deutschen Wetterdienstes in Offenbach werden benutzt. Als Testzeitraum wurde September 1992 bis September 1993 ausgewählt, welcher den letzten großen Salzwassereinstrom einschließt. Die Modellergebnisse werden mit hydrographischen Daten, Wasserstands- und Geschwindigkeitsmessungen verglichen.

Um die Resultate des regionalen Modells zu verbessern, werden an den offenen Rändern die Oberflächenauslenkungen eines grobauflösenden barotropen Modells der gesamten Ostsee vorgeschrieben und optimierte Windfelder als Antrieb verwendet. Die Ergebnisse des barotropen Modells, in dem der festländische Abfluß berücksichtigt wird, werden durch die Assimilation von Wasserstands- und Winddaten mit Hilfe der adjungierten Methode verbessert. Pegelstationen, die entlang der gesamten Ostseeküste verteilt liegen, liefern stündliche Messungen für das Testjahr. Weil die Wasserstandsdifferenzen zwischen Modell und Beobachtungen zum größten Teil auf Fehler in den Oberflächenwindfeldern des atmosphärischen Modells zurückzuführen sind, werden räumlich veränderliche Modellwindfelder auf Zeitskalen von einem Tag bis zu 15 Monaten durch die Assimilation optimiert. Bei der Berechnung der Kostenfunktion werden synoptische Windbeobachtungen von Handelsschiffen berücksichtigt, weil durch die Assimilation von Pegeldaten allein die Windfelder nicht eindeutig bestimmt werden können. Es wird durch den Vergleich mit unabhängigen Windmessungen gezeigt, daß die optimierten Winde tatsächlich eine Verbesserung darstellen.

Notwendige Voraussetzung für die Assimilation von Temperaturdaten zur Optimierung der Oberflächenwärmeflüsse ist die richtige Parametrisierung der Deckschichtprozesse. Daher werden in dieser Arbeit drei verschiedene Vermischungsansätze in dem regionalen Ostseemodell getestet und mit Daten verglichen. Der früher verwendete Richardsonzahl-abhängige Ansatz führt in vielen Fällen zu einer drastischen Unterschätzung der Deckschichttiefe. Die Kopplung mit einem vereinfachten eindimensionalen Kraus-Turner-Modell liefert zwar bessere Ergebnisse bezüglich der Deckschichttiefe im Spätsommer, aber die Temperaturgradienten in der saisonalen Sprungschicht sind im Hochsommer zu stark ausgebildet. Durch Anpassung der Modellparameter werden die besten Ergebnisse im Vergleich zu den Daten mit einem gekoppelten eindimensionalen Turbulenzmodell erzielt, das lediglich aus einer zusätzlichen prognostischen Gleichung für die turbulente kinetische Energie besteht.

Abstract

Within BALTEX (the **BALTic** Sea **EX**periment), a three dimensional baroclinic model of the western Baltic has been developed to calculate the water and salt exchange between the North Sea and the Baltic Sea. To resolve the topography in the Danish Straits, a resolution of one nautical mile in the horizontal and three meters in the vertical direction is used. The model domain comprises Kattegat, Belt Sea, Arkona and Bornholm Basin. Space and time dependent active boundary conditions for temperature, salinity and surface elevation are implemented at the open boundaries of the regional model. Realistic initial and forcing fields from the German weather forecast model for Europe are used. September 1992 until September 1993 is chosen as a test period, including the latest major inflow event. The results of the model are compared to hydrographical, sea level and velocity measurements.

To improve the results of the regional model, surface elevations from a coarse grid barotropic model of the whole Baltic Sea are prescribed at the open boundaries and optimized wind fields are used. The results of the barotropic model, including river runoff, are improved by using the adjoint method to assimilate sea level and wind data into the model. Tide gauges located around the Baltic Sea provide hourly surface elevations for the test year. As most of the sea level differences between model results and observations are due to errors in the surface wind fields of the atmospheric model, the assimilation procedure is used to optimize space dependent model wind fields on time scales from one day up to 15 months. Synoptic wind observations from merchant ships are included into the calculation of the cost function because assimilation of sea level data alone does not uniquely determine the wind fields. Indeed, an improvement of the optimized wind fields is shown by comparing them to independent wind observations.

To assimilate temperature data in order to optimize surface heat fluxes, it is necessary to parameterize mixed layer processes adequately. Therefore, three different mixing schemes are tested within the regional Baltic Sea model and compared to data. In a lot of cases the mixed layer depth is underestimated drastically using the well established Richardson number dependent vertical friction. Better results for the mixed layer depth in late summer are obtained with a coupled simplified one dimensional Kraus-Turner model which results in temperature gradients of the seasonal thermocline that are too strong in midsummer. Compared to data the best results are obtained by fitting the model parameters of a coupled one dimensional turbulence closure model which consists of only one additional prognostic equation for turbulent kinetic energy.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Modell von Welander	6
2.1	Die Modellgleichungen	6
2.2	Gleichgewichtslösung	7
2.3	Störungsansatz	8
2.4	Diskussion der Zeitskalen	9
3	Die Datenbasis	11
3.1	Temperatur- und Salzgehaltsprofile	11
3.2	Verankerungsdaten	13
3.3	Pegeldaten	14
3.4	Meteorologische Daten	14
4	Das hochauflösende Modell der westlichen Ostsee	17
4.1	Modellbeschreibung	17
4.1.1	Modellgleichungen	17
4.1.2	Modellgebiet und Auflösung	20
4.1.3	Bodentopographie	20
4.1.4	Offene Randbedingungen	21
4.1.5	Startfelder	23
4.1.6	Meteorologischer Antrieb	24
4.1.7	Bodenreibung	24
4.1.8	Horizontaler Austausch	24
4.1.9	Vertikaler Austausch	26
4.1.10	Parametrisierungen der Konvektion	26
4.2	Modellergebnisse	27
4.2.1	Der Salzwassereinstrom im Januar 1993	27
4.2.2	Geschwindigkeiten und Transporte in den Dänischen Straßen	36
5	Die Modellhierarchie	41
6	Die adjungierte Methode	44
6.1	Verschiedene Assimilationsverfahren	44
6.2	Die prinzipielle Idee der adjungierten Methode	45
7	Assimilation von Pegeldaten in ein barotropes Modell der Ostsee	48
7.1	Motivation	48
7.2	Eigenschwingungen der Ostsee	53
7.3	Das Vorwärtsmodell	57
7.3.1	Modellphysik	57
7.3.2	Numerisches Verfahren	57
7.3.3	Randbedingung im Skagerrak	57
7.3.4	Süßwasserzufuhr durch Flüsse	57
7.4	Das Assimilationsverfahren zur Optimierung der Modellwinde	58

7.4.1	Die Kontrollparameter	58
7.4.2	Die Kostenfunktion	60
7.4.3	Eine erste Schätzung	61
7.4.4	Die adjungierten Gleichungen	61
7.4.5	Die Gradienten der Kostenfunktion	62
7.5	Ergebnisse der Assimilation	63
7.6	Diskussion	69
7.7	Die genestete Modellversion	70
8	Kopplung mit einem Deckschichtmodell	73
8.1	Der Richardsonzahl-abhängige Reibungsansatz	73
8.2	Das Strahlungsmodell	78
8.3	Das reduzierte Kraus-Turner-Deckschichtmodell	79
8.4	Das Turbulenzmodell	80
8.5	Vergleich der Deckschichtmodelle	84
8.6	Diskussion	90
9	Volumen- und Salzbudgets	94
9.1	Bilanz für die Ostsee 1992/93	94
9.2	Bilanz für das Arkonabecken 1992/93	97
10	Schlußbetrachtung und Ausblick	100
	Literatur	102
	Figure captions	113
	Table captions	117

1 Einleitung

Eines der Ziele von BALTEX, dem **BALTic Sea EXperiment**, ist die Erstellung einer Wasser- und Energiebilanz für das gesamte Einzugsgebiet der Ostsee (Abb. 1). Dabei soll der Versuch unternommen werden, das gekoppelte System, bestehend aus

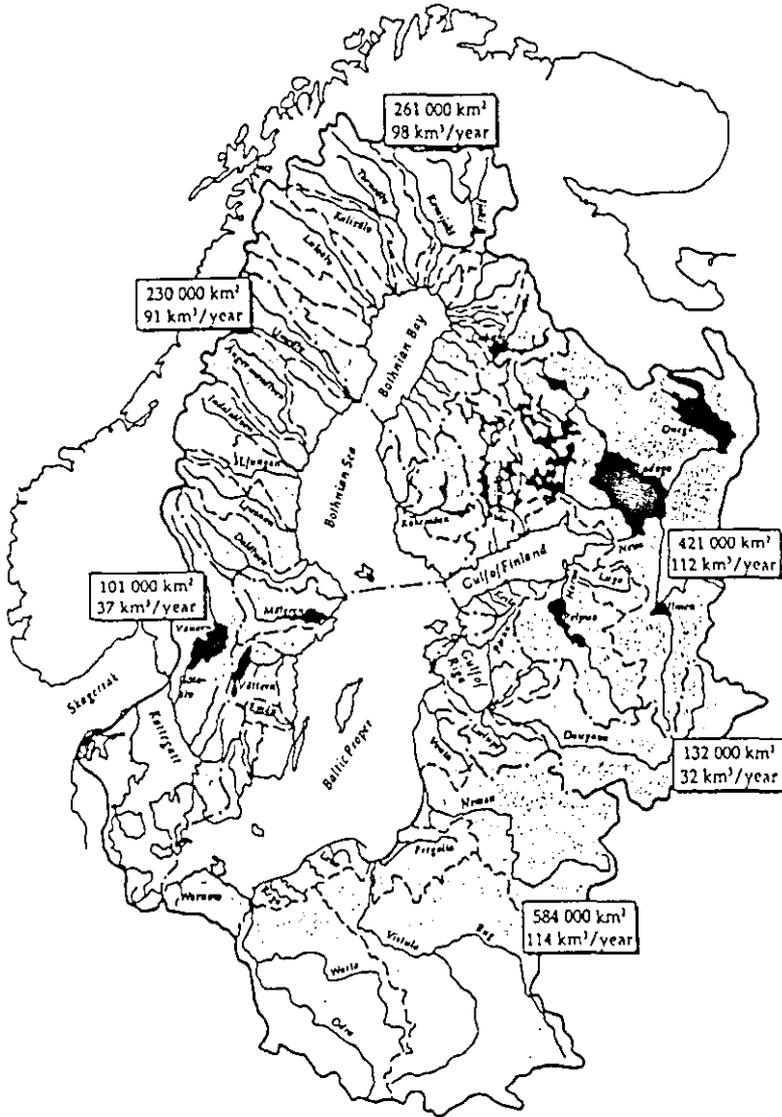


Abbildung 1: Einzugsgebiet der Ostsee mit den wichtigsten Flüssen und jährlichen Abflußraten (nach Bergström und Carlsson, 1994).

Atmosphäre, Landoberfläche und Ostsee einschließlich des winterlichen Meereises, zu verstehen und zu modellieren (vgl. BALTEX, 1995). Experimente mit gekoppelten Modellen, die über größere Zeiträume integriert werden, ermöglichen die Untersuchung von zwischenjährlichen natürlichen Variabilitäten und von anthropogen verursachten Veränderungen im hydrologischen Zyklus. Eine Komponente in diesem komplexen System stellt die Ostsee dar, deren Wasserbilanz einerseits durch die Süßwasserzufuhr durch die Flüsse und andererseits durch den begrenzten Wasseraustausch mit der Nordsee durch die schmalen und flachen Dänischen Straßen bestimmt ist. Weiterhin tritt

die Ostsee mit der Atmosphäre über die an der Grenzfläche auftretenden Süßwasser-, Wärme- und Impulsflüsse in Wechselwirkung, die durch die Bildung von Meereis modifiziert werden (Abb. 2). Im Mittel sind Niederschlags- und Verdunstungsrate im Bereich

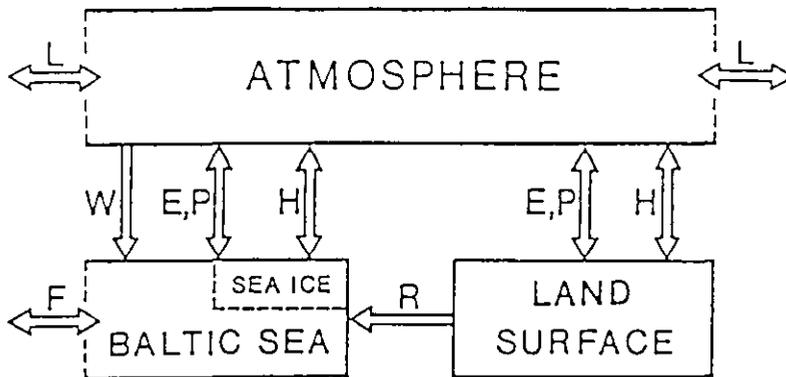


Abbildung 2: *Prinzipielle Kopplungsmechanismen zwischen Atmosphäre, Landoberfläche und Ostsee. Dabei sind E, P: Verdunstung und Niederschlag, F: Ein- und Ausstrom durch die Dänischen Straßen, H: Wärme- und Energiefluß, L: Lateraler Austausch der Atmosphäre, R: Festländischer Abfluß, W: Windschubspannung (nach BALTEX, 1995).*

der Ostsee ungefähr gleich groß (Brognus, 1952) und haben daher keinen Einfluß auf den Wasserhaushalt der Ostsee. Letztendlich kann die Wasserbilanz des Gesamtsystems nur geschlossen werden, wenn es gelingt, den Nettoausstrom durch die Dänischen Straßen zu bestimmen. Da große horizontale Gradienten im Salzgehalt für das Seegebiet zwischen Skagerrak und der eigentlichen Ostsee charakteristisch sind, werden die Transporte durch barokline Effekte modifiziert. Die Salzbilanz der Ostsee muß in die klimatologischen Untersuchungen des Gesamtsystems mit einbezogen werden. Meteorologisch verursachte große Salzwassereinbrüche in die Ostsee, wie zuletzt der im Januar 1993, verändern diese Salzbilanz auf der Zeitskala von Tagen grundlegend. Daher ist es für die Erstellung einer Volumen- und Salzbilanz der Ostsee notwendig, den zeitlich stark veränderlichen Ein- und Ausstrom durch die Dänischen Straßen im Periodenbereich von einigen Stunden bis hin zu klimatologischen Zeitspannen genau zu bestimmen, was nur durch Langzeitbeobachtungen in Verbindung mit realistischen numerischen Modellexperimenten möglich ist. Dabei werden die Zeitskalen nach unten hin durch die Perioden der Seiches niederer Ordnung begrenzt, die ungefähr 26 bis 31 Stunden für die Ostsee betragen (Wübbler und Krauss, 1979). Für Wasserstandsschwankungen in der Ostsee mit kleineren Perioden sind die Dänischen Straßen quasi geschlossen (Lass, 1988).

In der Vergangenheit sind verschiedene numerische Modelle entwickelt worden, um die Dynamik der Ostsee besser zu verstehen. Die meisten davon sind Boxmodelle oder zweidimensionale Modelle mit vereinfachter Physik, z.B. Welander (1974), Walin (1977), Stigebrandt (1983, 1987), Omstedt (1990), Gidhagen und Håkansson (1992). Dreidimensionale Modelle sind von Simons (1976), Kielmann (1981) und Krauss und Brügge

(1991) zur Untersuchung der windgetriebenen Zirkulation benutzt worden, wobei die Integrationsintervalle lediglich im Bereich von einigen Tagen lagen. Ein dreidimensionales wirbelauflösendes Modell der gesamten Ostsee mit realistischen meteorologischen Antriebsfeldern ist von Lehmann (1992, 1995) vorgestellt und über ein ganzes Jahr integriert worden. In Ergänzung dazu haben Sayin und Krauss (1996) ein höher aufgelöstes, regionales Modell der westlichen Ostsee für Prinzipstudien zum Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee genutzt. Die Ergebnisse dieses Modells haben allerdings den Nachteil, daß die Modellränder im Kattegat und Bornholmbecken geschlossen sind, so daß nur Modellrechnungen über 12 Tage durchgeführt worden sind. Das hier beschriebene regionale Modell, welches das Kattegat, die Beltsee, das Arkona- und Bornholmbecken umfaßt, versteht sich als konsequente Weiterentwicklung dieser Arbeit, da offene Randbedingungen eingeführt und damit längere Integrationsintervalle möglich sind.

Da die Modellrechnungen zur Untersuchung des Wasseraustausches möglichst realistisch sein sollen, wurde ein Testjahr ausgewählt, nämlich September 1992 bis September 1993, für das möglichst viele Meßdaten aus dem Raum der westlichen Ostsee gesammelt worden sind. Diese Daten dienen der Initialisierung der Modellläufe (Konstruktion von hydrographischen Startfeldern mit Hilfe der objektiven Analyse), der Validierung der Modellphysik (Testen von verschiedenen Parametrisierungen subskaliger Prozesse, die nicht vom Modell aufgelöst werden) und der Datenassimilation mit Hilfe der adjungierten Methode zur Verbesserung der meteorologischen Antriebsfelder (Winde und Nettowärmeflüsse). Alle verfügbaren ozeanographischen Daten für Temperatur, Salzgehalt, Wasserstand und Strömung und alle relevanten meteorologischen Daten, die vom Deutschen Wetterdienst in Offenbach zur Verfügung gestellt worden sind, wurden in einer Datenbank gespeichert.

Die Konzentration auf die westliche Ostsee hat dabei zwei Ursachen. Zum einen mußte das Modellgebiet aufgrund der hohen räumlichen Auflösung begrenzt werden, weil das hier benutzte dreidimensionale GFDL (*Geophysical Fluid Dynamics Laboratory*) – Modell mit freier Oberfläche (Killworth et al., 1991) sehr rechenzeitaufwendig ist. Zum anderen sind die meisten Meßdaten im Raum der westlichen Ostsee vorhanden.

Die Konzentration auf das BALTEX Testjahr 1992/93 erfolgte, weil im Januar 1993 nach langer 16jähriger Stagnationsphase wieder ein größerer Salzwassereinstrom in die Ostsee stattgefunden hat. Daher kann in diesem Zeitraum der Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee sowohl unter moderaten als auch unter extremen Bedingungen im Modell untersucht werden. In der Folge des Salzwassereinstroms lassen sich die Vermischungsprozesse im Arkonabecken und die Ausbreitung des salzhaltigen Nordseewassers in das Bornholmbecken verfolgen. Prinzipstudien dazu ermöglichen die Beantwortung der allgemeineren Frage, unter welchen Voraussetzungen Salzwassereinbrüche in die Ostsee stattfinden können. Erst wenn es gelingt, das hier benutzte dreidimensionale Modell so zu verbessern, daß der Wasseraustausch auf den Zeitskalen bis zu einem Jahr realistisch beschrieben werden kann, erscheint es sinnvoll, das Modellgebiet und den Integrationszeitraum für klimatologische Untersuchungen zu erweitern.

Die Beobachtungsdaten vom Salzwassereinstrom im Januar 1993 sind in zahlreichen Publikationen beschrieben und analysiert worden, z.B. in Dahlin et al. (1993), Håkansson et al. (1993), Matthäus et al. (1993), Jakobsen (1995), Matthäus und Lass

(1995). Erste Modellläufe, die dieses Ereignis simulieren, wurden von Huber et al. (1994) und Lehmann (1995) durchgeführt.

Die Zielsetzung der ozeanographischen Komponente von BALTIX beschränkt sich aber nicht nur auf die Erstellung einer Volumen- und Salzbilanz der Ostsee. Von besonderem Interesse sind die Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre. Die Strömungen in der Ostsee werden im wesentlichen durch Winde und Luftdruckschwankungen angetrieben und topographisch geführt. Je nach Windrichtung entstehen an den Küsten, hervorgerufen durch Ekmantransporte senkrecht zur Küstenlinie, lokale Auf- und Abtriebsgebiete (Walin, 1972a/b). Dadurch werden die Temperaturverteilungen an der Meeresoberfläche und damit die Wärme Flüsse zwischen Ozean und Atmosphäre verändert. Eine ähnliche Bedeutung haben turbulente Prozesse in der Deckschicht, die die an der Meeresoberfläche eingetragene Wärme in der Vertikalen verteilen. Die dafür erforderliche turbulente kinetische Energie wird zum großen Teil durch den Wind erzeugt (vgl. z.B. Krauss, 1981).

Wegen der großen Bedeutung für die Kopplung zwischen Ozean und Atmosphäre, sollen in dieser Arbeit drei verschiedene Ansätze zur Parametrisierung von Vermischungsprozessen in einem dreidimensionalen Zirkulationsmodell der westlichen Ostsee getestet und miteinander verglichen werden. Eine weitere Motivation für diesen Vergleich liegt in der Bedeutung, die die Vermischung in der westlichen Ostsee während der winterlichen Stürme 1992/93 für die Salzbilanz der Ostsee hat. Zu groß gewählte Austauschkoefizienten können eine so nachhaltige Durchmischung des salzarmen Oberflächenwassers mit dem neu eingeströmten salzhaltigen Nordseewasser verursachen, daß eine Erneuerung des Bodenwassers im Bornholmbecken nicht möglich ist.

Ein einfacher Richardsonzahl-abhängiger Ansatz zur Parametrisierung von Diffusion und Viskosität ist von Munk und Anderson (1948) veröffentlicht worden bzw. von Pacanowski und Philander (1981) in einem Zirkulationsmodell des tropischen Atlantik angewandt worden. Ein einfacheres Modell, basierend auf einer Skalenanalyse zur Untersuchung des Tagesganges in der Deckschicht, wurde von Price et al. (1986) mit Beobachtungen verglichen. Deckschichtmodelle vom "Kraus-Turner"-Typ (vgl. Kraus und Turner, 1967) sind z.B. bei Niiler und Kraus (1977), Barkmann (1987) und Gaspar (1988) beschrieben und z.B. von Oberhuber (1993a/b) und Sterl und Kattenberg (1994) mit einem Zirkulationsmodell gekoppelt worden. Viele Turbulenzmodelle mit entsprechenden Schließungshypothesen basieren auf der Arbeit von Mellor und Yamada (1974). Gaspar et al. (1990) stellen eine Version dieser Modellklasse vor und vergleichen ihre Modellergebnisse mit Beobachtungsdaten. Die Kopplung mit einem Zirkulationsmodell wird z.B. bei Rosati und Miyakoda (1988) und bei Blanke und Delecluse (1993) durchgeführt.

Ein weiterer Aspekt bei der Wechselwirkung von Ozean und Atmosphäre stellt die winterliche Bildung von Meereis in der Ostsee dar (Haapala und Leppäranta, 1995; Lehmann und Krauss, 1996), die allerdings für den an Eis armen Winter 1992/93 im Bereich der westlichen Ostsee keine Rolle spielt und daher hier nicht betrachtet wird.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist also die Verbesserung der Ergebnisse eines dreidimensionalen regionalen Modells der westlichen Ostsee im Hinblick auf die Beschreibung

- des Wasseraustausches zwischen Nord- und Ostsee auf Zeitskalen bis zu einem Jahr,
- der Wechselwirkung mit der Atmosphäre.

Dafür wurden folgende Strategien verfolgt:

1. Erhöhung der horizontalen und vertikalen Modellgitterauflösung,
2. Kopplung mit einem eindimensionalen Deckschichtmodell,
3. Datenassimilation mit Hilfe der adjungierten Methode.

Im allgemeinen schließen sich die Strategien 1 und 3 sowie 2 und 3 gegenseitig aus, weil kompliziertere Assimilationsverfahren wie z.B. die adjungierte Methode oder der Kalman-Filter wegen ihres computertechnischen Aufwandes die Verwendung von rechenzeitintensiven hochauflösenden Modellen mit verbesserter Modellphysik unmöglich machen. Daher werden die drei Strategien hier unabhängig voneinander verfolgt, und das adjungierte Verfahren wird in einer Näherung im Zusammenhang mit vereinfachten Modellen benutzt, die über eine genestete Modellhierarchie miteinander verbunden sind. Da die dabei gemachten Annahmen für die westliche Ostsee in guter Näherung zutreffen, lassen sich mit der adjungierten Methode hier dennoch überzeugende Ergebnisse erzielen.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Im nächsten Kapitel sollen anhand des Modells von Welander (1974) die wesentlichen Mechanismen eines Ästuars wie z.B. der Ostsee dargestellt werden, um die Relevanz der mit dem regionalen Modell durchgeführten Simulationen für Langzeituntersuchungen deutlich zu machen. Danach folgt in Kapitel 3 eine Beschreibung der für das BALTEX Testjahr 1992/93 vorhandenen Daten. In Kapitel 4 wird das verwendete regionale Modell in der hochauflösenden Version beschrieben, und Modellergebnisse werden mit den Meßdaten verglichen. In Kapitel 5 wird eine Hierarchie genesteter Modelle vorgestellt und diskutiert, die den Informationsmangel bezüglich der Transporte an den offenen Modellrändern beheben soll. Das dabei benutzte barotrope Modell für die gesamte Ostsee wird in Kapitel 7 beschrieben, dessen Ergebnisse durch die Assimilation von Pegel- und Winddaten mit Hilfe der adjungierten Methode (Kapitel 6) verbessert worden sind. Das vorgestellte Verfahren erlaubt die Optimierung der Modellwindfelder, die zusammen mit den Oberflächenauslenkungen an den offenen Rändern das regionale Ostseemodell antreiben. In Kapitel 8 werden zwei verschiedene Deckschichtmodelle beschrieben, die mit dem regionalen Modell gekoppelt werden. Die Ergebnisse werden hinsichtlich der Vermischungsprozesse im Arkonabecken und hinsichtlich der Deckschichtdynamik im Bornholmbecken diskutiert. In Kapitel 9 wird eine Volumen- und Salzbilanz über ein Jahr für die ganze Ostsee und für das Arkonabecken mit dem regionalen Modell erstellt. Dafür wird eine Modellversion benutzt, die den Ergebnissen der Kapitel 5 bis 8 Rechnung trägt. Die Arbeit endet mit einer Schlußbetrachtung und einem Ausblick.

2 Das Modell von Welander

2.1 Die Modellgleichungen

Das zeitabhängige Modell von Welander (1974) zur Beschreibung eines Ästuars wie der Ostsee besteht aus zwei übereinanderliegenden Schichten mit jeweils gleichförmigem Salzgehalt. Die obere Schicht habe das Volumen V_1 und den Salzgehalt S_1 . Entsprechend sei die untere Schicht durch V_2 und S_2 charakterisiert (Abb. 3). Es wird

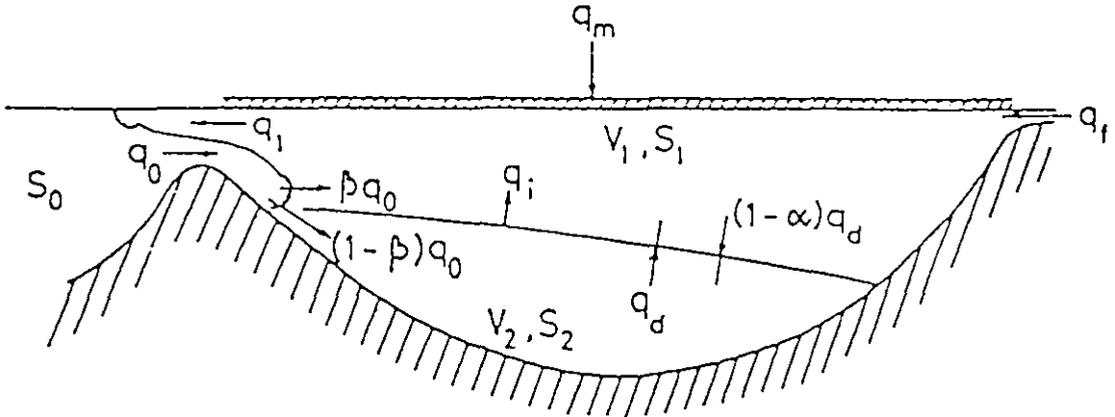


Abbildung 3: Das Ästuarmodell von Welander (1974).

angenommen, daß die Grenzschicht unterhalb der Schwellentiefe des Fjords liegt und daß außerhalb der gleichförmige Salzgehalt S_0 vorgegeben ist. Der Einstrom im Sund sei durch q_0 , der Ausstrom durch q_1 und der mit der vertikalen Bewegung der Grenzfläche zusammenhängende Transport durch q_i bezeichnet. Einströmendes Wasser mit dem Salzgehalt S_0 wird zum Teil in die obere Schicht gemischt, der Rest sinkt in die untere Schicht ab. Die jeweiligen Bruchteile seien dabei β bzw. $1 - \beta$. Der diffusive Transport über die Grenzschicht hinweg von der unteren in die obere Schicht sei q_d , während der Transport durch Entrainment in die umgekehrte Richtung $(1 - \alpha) q_d$ sei, wobei α von Welander als "erosion coefficient" bezeichnet wird. α und β sollen Konstanten sein, während der diffusive Transport q_d zeitabhängig sein darf. Neben dem äußeren Salzgehalt S_0 sind noch der Süßwasserzufluß q_f und der barotrope Transport q_m als Antriebsfunktionen vorgegeben. Letzterer entsteht durch die Auf- und Abwärtsbewegung der Wasseroberfläche aufgrund des meteorologischen Antriebs. Es wird angenommen, daß die Wasserstandsschwankungen von Salzgehaltsänderungen unabhängig sind. Diese Hypothese wird von Welander als "barotropic decoupling" bezeichnet und spielt in der Modellhierarchie, die in Kapitel 5 vorgestellt wird, eine entscheidende Rolle.

Die Erhaltungsgleichungen für Volumen und Salzgehalt in jeder Schicht können in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\frac{dV_1}{dt} = -(q_m + q_i), \quad (1)$$

$$\frac{dV_2}{dt} = q_i, \quad (2)$$

$$V_1 \frac{dS_1}{dt} = \beta q_0 (S_0 - S_1) + q_d (S_2 - S_1) - q_f S_1, \quad (3)$$

$$V_2 \frac{dS_2}{dt} = (1 - \beta) q_0 (S_0 - S_2) + (1 - \alpha) q_d (S_1 - S_2). \quad (4)$$

In den beiden letzten Gleichungen ist also die Salzgehaltsänderung multipliziert mit dem Volumen der Schicht gleich der Summe der Salzflüsse in die Schicht hinein, die sich durch Multiplikation des Einstroms mit der Differenz aus dem Salzgehalt des einströmenden Wassers und dem Salzgehalt der Schicht berechnen. Hier tauchen die abhängigen Transporte q_i und q_1 nicht mehr auf, die sich aus den Transportrelationen berechnen lassen:

$$0 = \beta q_0 - q_1 + q_f + q_m + \alpha q_d + q_i, \quad (5)$$

$$0 = (1 - \beta) q_0 - \alpha q_d - q_i. \quad (6)$$

Dieses aus 6 Gleichungen bestehende System für die 7 Variablen V_1 , V_2 , S_1 , S_2 , q_0 , q_1 und q_i ist nicht geschlossen. Es muß also eine weitere Beziehung zu den einfachen Erhaltungssätzen hinzugefügt werden, die den Wasseraustausch zwischen Fjord und offenem Ozean beschreibt. Für das hier vorgestellte einfache Modell kann diese Gleichung ("hydraulic relation") für den Einstrom in Abhängigkeit von dem horizontalen Salzgehaltsgradient und dem vorgegebenen barotropen Druckgradient in der allgemeinen Form formuliert werden:

$$q_0 = F(S_1 - S_0, q_f + q_m). \quad (7)$$

Die Funktion F beinhaltet den Einfluß der Bodentopographie sowie kleinskaliger Prozesse im Sund und kann daher beliebig kompliziert sein. In der Literatur wird oftmals die Bedingung eines kritischen Transports für den Einstrom im Sinne von hydraulischer Kontrolle angenommen (z.B. Stommel and Farmer, 1952; 1953). Gill (1977) gibt einen Überblick. Da aber diese Annahme für die Dänischen Straßen nicht zutrifft (vgl. Kapitel 4), soll die Diskussion hier wie bei Welander fortgesetzt werden, ohne die Funktion F näher zu spezifizieren.

2.2 Gleichgewichtslösung

Für konstante Antriebsfunktionen S_0 , q_f und q_m , wobei q_m dann offensichtlich 0 ist, gibt es für das Gleichungssystem des vorigen Abschnitts genau eine zeitunabhängige stabile Lösung, wie Welander zeigt. Diese ist durch $q_i = 0$ gegeben (Gl. 1 und 2), d.h. Gl. 6 ergibt dann

$$q_d = \frac{1 - \beta}{\alpha} F(S_1 - S_0, q_f). \quad (8)$$

Im Gleichgewicht balancieren sich also der Einstrom und die Menge salzhaltigen Wassers, die über die Grenzfläche in die obere Schicht hinein gemischt wird. Aus der Addition von Gl. 5 und 8 folgt

$$q_1 - q_0 = q_f, \quad (9)$$

und Gl. 8 in Gl. 4 eingesetzt ergibt

$$S_2 - S_1 = \alpha (S_0 - S_1). \quad (10)$$

Schließlich erhält man durch Einsetzen von Gl. 10, Gl. 8 und Gl. 9 in Gl. 3

$$q_1 S_1 - q_0 S_0 = 0. \quad (11)$$

Die Gleichungen (9) und (11) stellen die bekannten Knudsen-Relationen dar. Zusätzlich ergibt sich mit Gl. 10 eine weitere Beziehung für den Salzgehalt in der unteren Schicht, die besagt, daß eine Erhöhung des Süßwasserzuflusses, also eine Erniedrigung von S_1 , bei unverändertem äußerem Salzgehalt S_0 eine Erhöhung der statischen Stabilität in dem Ästuar zur Folge hat.

2.3 Störungsansatz

Werden die Gleichungen (3) und (4) durch die Einführung der neuen Variablen $x = S_1 - S_0$ und $y = S_2 - S_0$ transformiert und in der Umgebung der stabilen Gleichgewichtslösung \bar{x}, \bar{y} gemäß $x = \bar{x} + x'$, $y = \bar{y} + y'$ linearisiert, ergeben sich zwei neue Gleichungen für die Störungen x', y' :

$$\frac{dx'}{dt} = a x' + b y', \quad (12)$$

$$\frac{dy'}{dt} = c x' + d y' \quad (13)$$

mit den konstanten Koeffizienten

$$a = -\frac{1}{V_1} \left[\beta \bar{F} + \beta \bar{x} \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} + q_d + q_f \right], \quad (14)$$

$$b = \frac{q_d}{V_1}, \quad (15)$$

$$c = \frac{1}{V_2} \left[-(1 - \beta) \bar{y} \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} + (1 - \alpha) q_d \right], \quad (16)$$

$$d = -\frac{1}{V_2} \left[(1 - \beta) \bar{F} + (1 - \alpha) q_d \right]. \quad (17)$$

Dabei ist $\bar{F} = F(\bar{x}, q_f)$. Dieses linear homogene gewöhnliche Differentialgleichungssystem mit konstanten Koeffizienten in der Form

$$\frac{d}{dt} \vec{x}' = A \vec{x}' \quad (18)$$

(A sei die Koeffizientenmatrix) hat genau dann eine nichttriviale Lösung

$$\vec{x}' = \vec{x}'_0 e^{\lambda t}, \quad (19)$$

wenn $\det(A - \lambda I) = 0$ ist (\vec{x}'_0 sei ein konstanter Vektor, I die Einheitsmatrix), also

$$\lambda^2 - (a + d) \lambda + a d - b c = 0. \quad (20)$$

Weil

$$\bar{x}, \bar{y} < 0, \quad \bar{F} > 0, \quad \frac{\partial}{\partial x} \bar{F} < 0 \quad (21)$$

gilt, sind die beiden Wurzeln λ dieser quadratischen Gleichung reell und negativ, das Gleichgewicht ist also stabil.

2.4 Diskussion der Zeitskalen

Es sei nun der Einfachheit halber $V_1 = V_2 = 0.5 V$, $\alpha = \beta = 0.5$ und der Zusammenhang zwischen $q_0 + q_1$ und $S_1 - S_0$ linear, so daß

$$\bar{x} \frac{\partial}{\partial x} \bar{F} = q_0 + \frac{q_f}{2} \quad (22)$$

gilt. Dann ergibt sich für die Lösungen von Gl. 20:

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= \frac{a+d}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{a+d}{2}\right)^2 - (ad - bc)} \\ &= -\frac{1}{2V} \left(6q_0 + \frac{5}{2}q_f\right) \pm \frac{1}{V} \sqrt{2q_0^2 + 2q_0q_f + \frac{25}{16}q_f^2}. \end{aligned} \quad (23)$$

Das Volumen der Ostsee beträgt ungefähr $V = 22190 \text{ km}^3$ (Magaard und Rheinheimer, 1974). Der mittlere festländische Abfluß ist nach Brogmus (1952) $q_f = 479 \text{ km}^3/\text{a}$ und nach Bergström und Carlsson (1993, 1994) $q_f = 446 \text{ km}^3/\text{a}$. Über die Knudsen-Relationen läßt sich der mittlere Einstrom zu $q_0 = 737 \text{ km}^3/\text{a}$ abschätzen (vgl. Kap. 5 von G. Dietrich und F. Schott, in: Magaard und Rheinheimer, 1974). Damit ergeben sich für die Zeitskalen des Antwortverhaltens der Ostsee auf kleine Störungen $t_{1,2} = -1/\lambda_{1,2} = 5.2 a$ und $16.5 a$. Hiernach sind also dekadische Schwankungen um einen Gleichgewichtszustand möglich, die auch beobachtet werden (Fonselius, 1969). Allerdings bleibt die Frage nach den tatsächlichen Zeitskalen der "halinen Zirkulation" wegen der Einfachheit des Welanderschen Prinzipmodells unbeantwortet. Untersuchungen, jenen der thermohalinen Zirkulation des Atlantik vergleichbar (z.B. Döscher, 1994; Rahmstorf, 1995), können nur mit einem dreidimensionalen Zirkulationsmodell für die gesamte Ostsee durchgeführt werden.

Da die Antriebsfunktionen S_0 , q_m und q_f große Schwankungen um ihre jeweiligen Mittelwerte aufweisen (vgl. z.B. Abb. 9 bei Bergström und Carlsson (1993) bezüglich der Variabilität des festländischen Abflusses und z.B. Abb. 5 bei Matthäus und Frank (1992) oder Abb. 3 bei Matthäus und Schinke (1994) bezüglich der Häufigkeit von meteorologisch verursachten Salzwassereinströmen), ist durchaus auch ein nichtlineares Antwortverhalten der Ostsee denkbar. Eine weitere Nichtlinearität, die hier aus Gründen der Einfachheit vernachlässigt worden ist, ist in der Größe β enthalten. In die Ostsee einströmendes Wasser hat unterschiedliche Salzgehalte und wird daher nicht in einem festen Verhältnis auf die beiden Schichten verteilt. Außerdem ist die vertikale Vermischung im Arkonabecken sehr stark von den jeweiligen Windverhältnissen abhängig. Entsprechend ist auch die Entrainmentrate $1 - \alpha$ eine räumlich und zeitlich veränderliche Größe. Kõuts und Omstedt (1993) ermitteln aus Temperatur- und Salzgehaltsdaten für den Zeitraum 1970–1990 mit Hilfe eines einfachen Zweischichtenmodells, in dem Geostrophie angenommen wird, mittlere Entrainmentraten von 79% in der Beltsee, 53% im Arkonabecken und 28% in der Stolper Rinne. Auf dem Weg von der Beltsee bis hin zum Landsorttief wächst danach der Transport des Tiefenwassers von $300 \text{ km}^3/\text{a}$ bis auf $1180 \text{ km}^3/\text{a}$, also um einen Faktor 4, an. Dieses Ergebnis läßt sich für eine einfache Abschätzung gemäß $4(1 - \beta)q_0 \doteq (1 - \alpha)q_d$ nutzen, so daß

$\alpha = 1/3$ folgt. Trotzdem bleiben α und β mehr oder weniger unbekannte Größen. Die Abhängigkeit der linearen Zeitskalen $t_{1,2}$ von α und β zeigt Abb. 4. Neben diesen

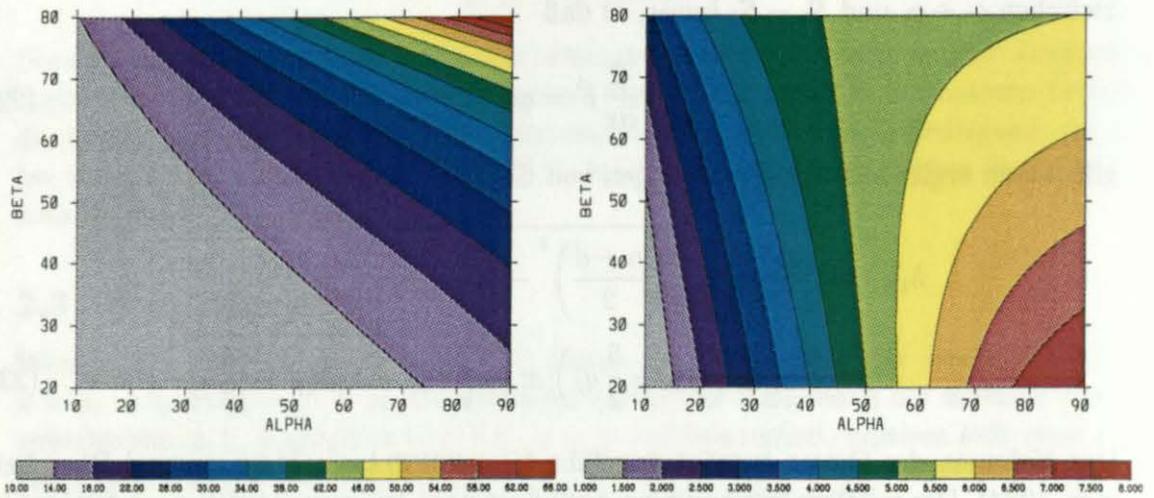


Abbildung 4: Lineare Zeitskalen t_1 und t_2 in a als Funktionen der Modellparameter in %.

modellinternen Parametern ist der Einstrom bzw. die Funktion $F(S_1 - S_0, q_f + q_m)$ unbekannt, aber bestimmend für das Gesamtsystem des Ästuars. Die Veränderlichkeit der Zeitskalen mit der Größe des Einstroms entspricht der in Abb. 4. Untersuchungen mit dreidimensionalen Zirkulationsmodellen der Ostsee auf Zeitskalen bis hin zu einigen Dekaden haben daher nur Sinn, wenn diese Modelle auch

- den Wasseraustausch durch die Dänischen Straßen und
- Vermischungs- sowie Entrainmentprozesse im Bereich der westlichen Ostsee

quantitativ richtig simulieren können. Diesen Fragestellungen widmet sich die vorliegende Arbeit, indem Ergebnisse eines Modells der westlichen Ostsee mit Daten aus einem ausgewählten Testjahr verglichen und verbessert werden sollen.

3 Die Datenbasis

3.1 Temperatur- und Salzgehaltsprofile

Für den ausgewählten Testzeitraum 1992/93 wurden mehr als 2000 CTD-Profile von Ausfahrten zusammengetragen, die von zahlreichen Instituten in den Ostseeanrainerstaaten durchgeführt wurden (Tab. 1). Die zeitliche und räumliche Datenabdeckung für den Bereich der westlichen Ostsee ist sehr unterschiedlich. Nur wenige Daten sind für die Monate Dezember 1992 und Januar 1993 vorhanden, so daß der direkte Salzwassereinstrom so gut wie nicht beobachtet worden ist (vgl. Abb. 5). Dagegen sind in einigen anderen Monaten Daten von ausgedehnten Forschungsfahrten vorhanden, die die hydrographische Situation im Arkona- und Bornholmbecken ganz gut beschreiben.

Hydrographische Daten aus Datenbanken sind vom ICES in Kopenhagen und vom DOD (*Deutsches Ozeanographisches Datenzentrum*) am BSH in Hamburg genutzt worden. Vom ozeanographischen Labor des SMHI in Västra Frölunda/Göteborg sind Daten des schwedischen Forschungsschiffes R/V ARGOS, sowie Daten der schwedischen Küstenwache an den in Tab. 2 aufgelisteten Monitoringstationen zur Verfügung gestellt

Temperatur-, Salzgehalts- und Strömungsdaten (WB/CTD Profile, Zeitreihen):	
DHI/SBF	Danish Hydraulic Institute / AS Storebæltsforbindelsen, Copenhagen
ICES	International Council For the Exploration of the Sea, Copenhagen
NERI	National Environmental Research Institute, Roskilde
BSH	Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie, Hamburg
IfM Kiel	Fischereibiologie, Institut für Meereskunde, Kiel
	Theoretische Ozeanographie, Institut für Meereskunde, Kiel
IOW	Institut für Ostseeforschung, Warnemünde
SMHI	Swedish Meteorological and Hydrological Institute, Västra Frölunda
Wasserstandsmessungen (Pegel):	
DHI/SBF	Danish Hydraulic Institute / AS Storebæltsforbindelsen, Copenhagen
DMI	Danish Meteorological Institute, Copenhagen
EMHI	Estonian Meteorological and Hydrological Institute, Tallinn
FIMR	Finnish Institute of Marine Research, Helsinki
BSH	Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie, Warnemünde
WSD Nord	Wasser- und Schifffahrtsdirektion Nord, Kiel
IMGW	Institute of Meteorology and Water Management, Gdynia
SMHI	Swedish Meteorological and Hydrological Institute, Norrköping
Meteorologische Daten (synoptisch, Modellergebnisse):	
DWD	Deutscher Wetterdienst, Offenbach
IfM Kiel	Maritime Meteorologie, Institut für Meereskunde, Kiel

Tabelle 1: *Institute, die Daten zur Verfügung gestellt haben.*

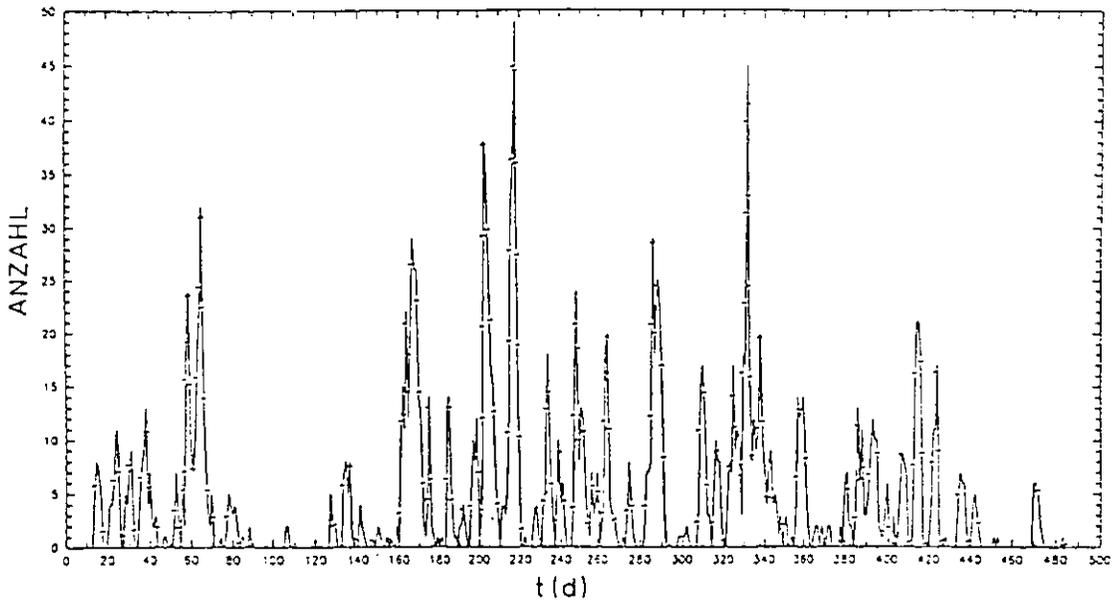


Abbildung 5: Anzahl der vorhandenen Profile von September 1992 bis Dezember 1993.

Station	ϕ [$^{\circ}$ N]	λ [$^{\circ}$ O]
GF 4	57.550	11.525
FLADEN	57.192	11.667
ANHOLT E	56.667	12.117
BY 2	55.000	14.083
YSTAD	55.310	13.893
HBP 215	55.617	14.867
HANÖBUKTEN	55.800	15.333
KARLSHAMN	56.058	14.983
KARLSKRONA	56.033	15.542

Tabelle 2: Positionen der Monitoringstationen der schwedischen Küstenwache. (Dabei sind ϕ und λ geographische Breite und Länge.)

worden. Diese Stationen werden einmal im Monat (KARLSHAMN und KARLSKRONA einmal in der Woche) angelaufen. Weitere Monitoringdaten der R/V GUNNAR THORSON des NERI in Roskilde, die fast jeden Monat einen Rundkurs Kattegat-Großer Belt-Arkonabecken-Øresund-Kattegat abfährt, stehen zur Verfügung. All diese Daten haben allerdings den Nachteil, daß sie nur in Standardtiefen von 1, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, ... m oder ähnlichen vorliegen. Die Salzgehaltssprungschicht im Bornholmbecken z.B. wird daher nur unzureichend aufgelöst. (Später eingetroffene CTD-Profile des NERI mit einer vertikalen Auflösung von 25 cm wurden bislang noch nicht bearbeitet und bleiben daher in dieser Arbeit unberücksichtigt.) Die Messungen der schwedischen Küstenwache sind z.T. auch in den oberen Schichten nur alle 10 m

Tabelle 3: *Meßtiefen von Temperatur, Salzgehalt und Strömungsgeschwindigkeit in m an den Verankerungspositionen.*

Verankerung	ϕ [° N]	λ [° O]	Temperatur	Salzgehalt	Strömung
Darßer Schwelle	54.700	12.700	7, 17 (12), 19.5	7, 17 (12), 19.5	-
Oskarsgrundet	55.600	12.850	5	5	5
Fehmarnbelt	54.600	11.150	1, 6, 10, 15, 20, 25	6, 25	-
Kiel LT	54.500	10.275	0, 1, 2, 4, 8, 13	8, 13	-
Sprogø West	55.304	10.901	6.1, 9.1, 11.1, ..., 18.1	6.1, 11.1	2.6, 3.6, ..., 18.6

durchgeführt worden. Ein weiterer Nachteil der Daten des SMHI und des NERI liegt in der nur auf den Tag genauen Zeitangabe, was unter normalen Umständen ausreichend ist. Während stürmischer Phasen aber, z.B. während des Salzwassereinstroms und in den Tagen danach, wäre eine auf die Stunde genaue Zeitangabe wünschenswert. Von den Terminfahrten der Schiffe des IOW, die viermal im Jahr Stationen im Arkona-, Bornholm- und Gotlandbecken anlaufen, sind Daten in 1 m-Tiefenintervallen in den Monaten Oktober/November 1992 und März/April sowie Mai 1993 vorhanden. Während des Salzwassereintruchs im Januar 1993 wurden vier Schnitte über die Darßer Schwelle durchgeführt (Matthäus et al., 1993). Insgesamt sechs Forschungsfahrten der Abteilungen Fischereibiologie und Theoretische Ozeanographie des IfM Kiel mit der R/V ALKOR fallen in das ausgewählte Testjahr. Dabei ist das Arkona- und Bornholmbecken im Februar, März und Oktober sowie das Bornholmbecken im April, Mai und Juni 1993 mit vielen Profilen gründlich vermessen worden.

3.2 Verankerungsdaten

Temperatur- und Salzgehaltszeitreihen von Verankerungen in den Dänischen Straßen sind in Zeitintervallen von einer Stunde oder sogar kürzer verfügbar. Diese Verankerungen befinden sich auf der Darßer Schwelle (Position 001), der Drogdenschwelle (Oskarsgrundet), im Fehmarnbelt, in der Kieler Bucht (Kieler Leuchtturm) und im Großen Belt (Position SBF07, westlich der Dänischen Insel Sprogø) (vgl. Abb. 6). Aus Tab. 3 ist ersichtlich, welche physikalische Größe in welcher Tiefe gemessen wird und auch zur Verfügung gestellt wurde. An den meisten Positionen wurden Temperatur und Salzgehalt in verschiedenen Tiefen während des gesamten BALTEX Testjahres oder, wie in einigen Fällen, wenigstens über einige Monate aufgenommen. Die Verankerung SBF07 lieferte Salzgehalte in allen Tiefen, in denen auch Temperatur gemessen wurde. Allerdings sind nach Jakobsen (1995) nur die Daten aus 6.1 und 11.1 m Tiefe verwendbar. Eine zweite Verankerung befindet sich östlich der Insel Sprogø (SBF09), die Strömungsmessungen über den gesamten Zeitraum, Temperatur- und Salzgehaltsmessungen aber nur vom 1. Juli bis zum 31. Oktober 1993 lieferte. Diese Daten wurden zu Vergleichszwecken genutzt.

Da die in Tab. 3 aufgelisteten Zeitreihen z.T. auch während des Salzwassereinstroms im Januar 1993 vorliegen, sind diese Daten besonders wertvoll zur Validierung der Modellsalztransporte.

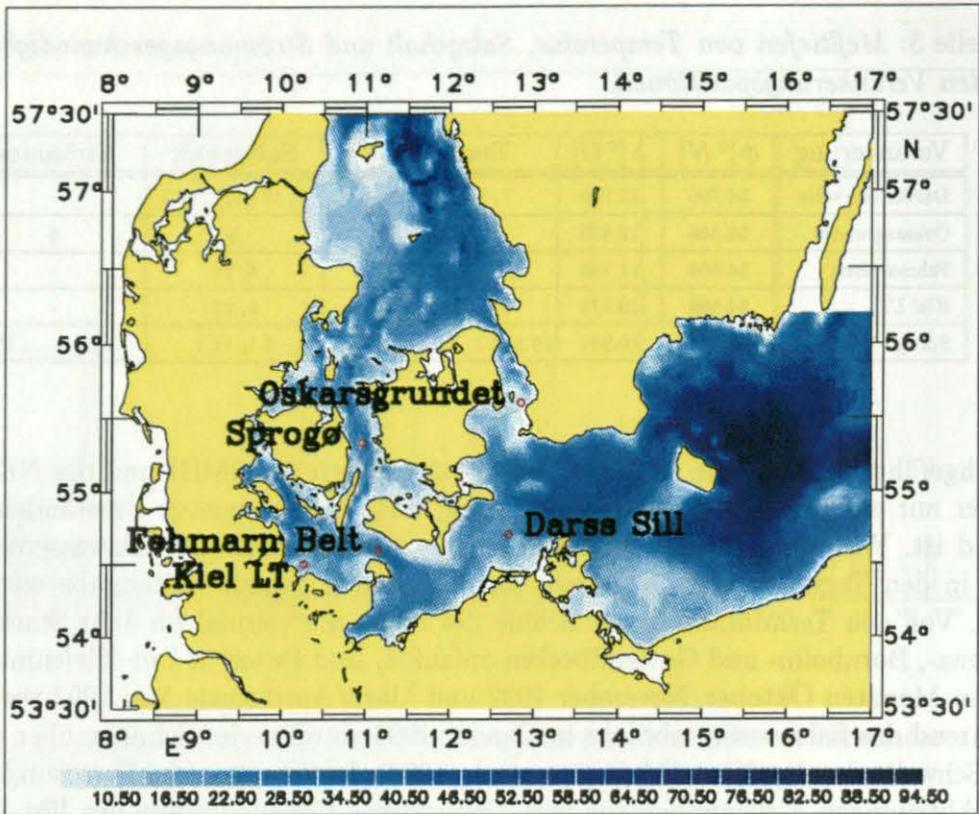


Abbildung 6: Bodentopographie der westlichen Ostsee mit Verankerungspositionen (Tiefenlinienabstand: 3 m).

3.3 Pegeldaten

Stündliche (oder wie im Falle der polnischen Pegel vierstündliche) Wasserstandsmessungen von 57 Pegeln sind für die Jahre 1992 und 1993 vorhanden. Die Positionen und die Zuordnung zu den jeweiligen in Tab. 1 aufgelisteten Instituten aus Dänemark, Estland, Finnland, Deutschland, Polen und Schweden sind aus Tab. 4 ersichtlich. Die geographische Verteilung in Abb. 7 zeigt, daß die Pegel entlang der gesamten Ostseeküste verteilt sind. Die Stationsdichte ist im Bereich der westlichen Ostsee am größten.

3.4 Meteorologische Daten

Für die Jahre 1992 und 1993 liegen synoptische Beobachtungsdaten der Windgeschwindigkeit, des Bodenluftdrucks, der Meeresoberflächentemperatur, der Lufttemperatur, usw. von Landstationen und Handelsschiffen vor. Diese Daten stellte der DWD zu den vier synoptischen Hauptterminen 00, 06, 12, 18 GMT zur Verfügung. Ein Nachteil liegt in der ungenauen Positionsangabe der Daten, die nur auf $1/10^\circ$ genau angegeben sind. Eine detaillierte Beschreibung der Winddaten befindet sich bei Karger (1995).

Tabelle 4: Positionen der Pegel.

Institut	Pegel	ϕ [° N]	λ [° O]	Institut	Pegel	ϕ [° N]	λ [° O]	
DHI/SBF	Romsø LT	55.560	10.820	BSH	Saßnitz	54.500	13.650	
	Reersø	55.510	11.108		Warnemünde	54.183	12.083	
	Langeland LT	55.143	10.998		Koserow	54.067	14.017	
	Stignæs	55.213	11.245		Timmendorf	54.000	11.383	
	Rudkøbing	54.938	10.703		Wismar	53.900	11.467	
DMI	Gedser	54.567	11.933		Zingst	54.450	12.683	
	København	55.683	12.600		Neuendorf/Ostsee	54.533	13.083	
	Aarhus	56.150	10.217		Greifswald	54.120	13.450	
	Frederikshavn	57.433	10.567		WSD Nord	Schleimünde	54.673	10.037
	Korsør	55.333	11.133			Kiel LT	54.500	10.275
	Rødby	54.650	11.350	Marienleuchte		54.497	11.240	
	Hornbæk	56.100	12.467	Travemünde		53.975	10.908	
		Slipshavn	55.283	10.833	IMWG	Swinoujscie	53.916	14.300
Tejn Havn		55.250	14.833	Kolobrzek		54.175	15.525	
EMHI	Tallinn	59.450	24.783	Ustka		54.583	16.853	
	Ristna	58.938	22.050	Wladyslawowo		54.797	18.410	
FIMR	Hamina	60.567	27.167	Gdansk		54.416	18.683	
	Helsinki	60.167	24.967	SMHI	Furuøgrund	64.917	21.235	
	Hanko	59.817	22.967		Ratan	63.983	20.900	
	Degerby	60.000	20.333		Spikarna	62.340	17.450	
	Turku	60.450	22.233		Forsmark	60.400	18.200	
	Rauma	61.133	21.178		Landsort	58.738	17.870	
	Maentyluoto	61.600	21.467		Kungsholmsfort	56.092	15.537	
	Kaskinen	62.400	21.300		Simrishavn	55.556	14.358	
	Vaasa	63.083	21.600		Klagshamn	55.516	12.900	
	Pietarsaari	63.667	22.683		Viken	56.141	12.575	
	Raahе	64.683	24.483		Ringhals	57.250	12.083	
	Oulu	65.017	25.467		Smøgen	58.358	11.223	
	Kemi Ajos	65.733	24.567					

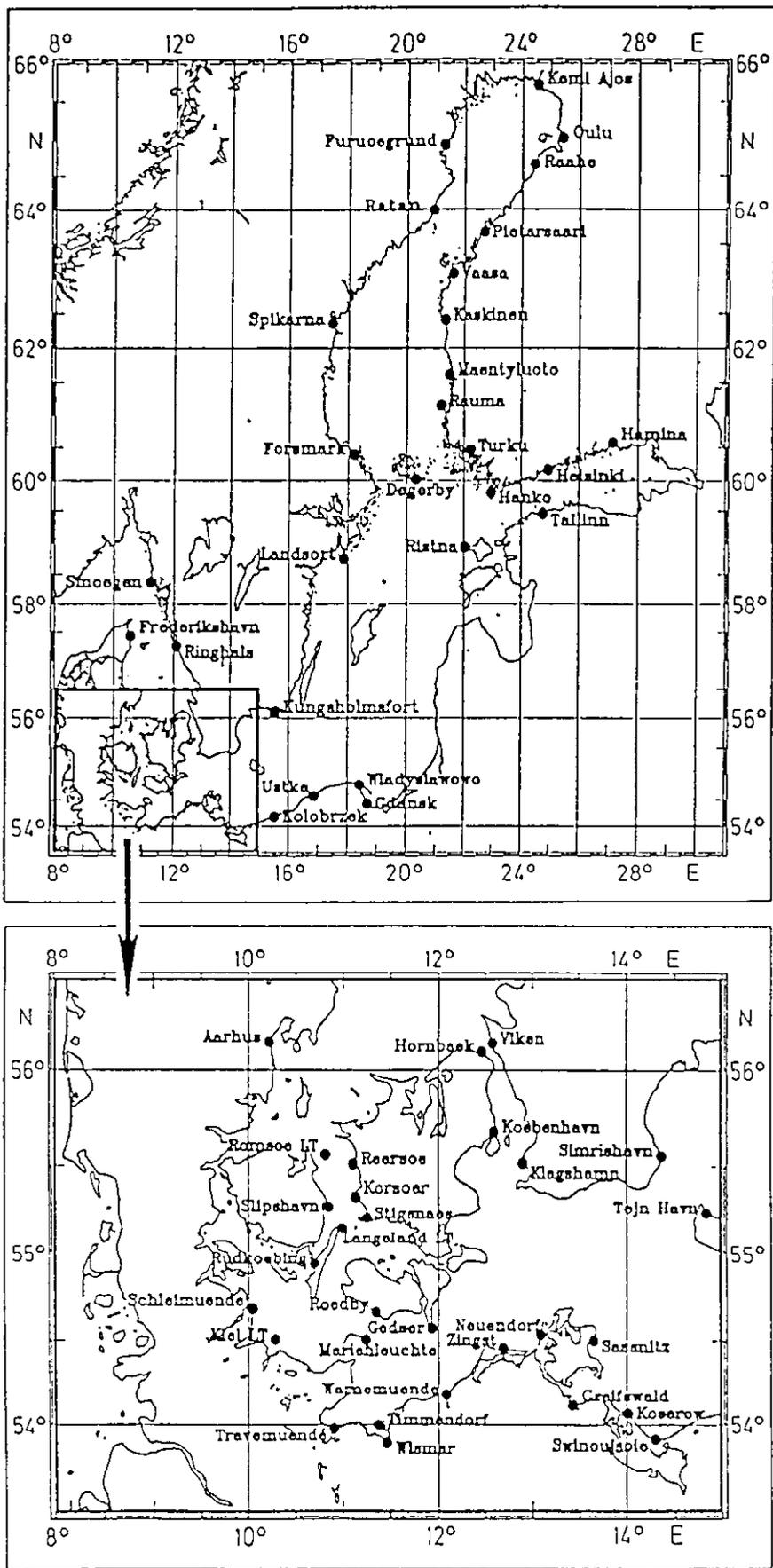


Abbildung 7: Geographische Verteilung der Pegel.

4 Das hochauflösende Modell der westlichen Ostsee

4.1 Modellbeschreibung

Trotz der großen, in Kapitel 3 beschriebenen Datenmenge ist es nicht möglich, eine zuverlässige Volumen- und Salzbilanz der Ostsee für das ausgewählte Modelljahr allein aus den Daten zu erstellen. Insbesondere sind die Salztransporte über die Darßer Schelle während des Einstromereignisses nur ungenügend bekannt (vgl. Kapitel 9). Um den Wasseraustausch durch die Dänischen Straßen dennoch quantitativ zu beschreiben und die physikalischen Mechanismen dabei zu verstehen, wurde ein dreidimensionales Zirkulationsmodell der westlichen Ostsee entwickelt, welches auf einer speziellen Version des GFDL-Modells mit freier Oberfläche beruht (Bryan, 1969; Cox, 1984; Killworth et al., 1989; 1991).

4.1.1 Modellgleichungen

Das Modell integriert im wesentlichen die primitiven Gleichungen (z.B. Krauss, 1973; Müller und Willebrand, 1989), die aus den Navier-Stokes-Gleichungen durch Anwendung der Boussinesq-, der Flachwasser-, der traditionellen und der hydrostatischen Approximation gewonnen werden. Die Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse, potentielle Temperatur und Salzgehalt nehmen dann die folgende Gestalt an:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \Gamma(u) - fv = -\frac{1}{\rho_0 R \cos\phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_u, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \Gamma(v) + fu = -\frac{1}{\rho_0 R} \frac{\partial p}{\partial \phi} + F_v, \quad (2)$$

$$\Gamma(1) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \Gamma(T) = F_T, \quad (5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \Gamma(S) = F_S, \quad (6)$$

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (7)$$

mit dem Advektionsoperator

$$\Gamma(\mu) = \frac{1}{R \cos\phi} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (u\mu) + \frac{\partial}{\partial \phi} (v\mu \cos\phi) \right] + \frac{\partial}{\partial z} (w\mu), \quad (8)$$

dem Coriolisparameter $f = 2\Omega \sin\phi$, dem Erdradius $R = 6370 \text{ km}$, der Winkelgeschwindigkeit der Erde $\Omega = 2\pi/86164 \text{ s}$, der Gravitationskonstanten $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ und einer beliebigen Referenzdichte ρ_0 . Dieses partielle Differentialgleichungssystem (1)-(7) für die 7 abhängigen Variablen der Geschwindigkeit u , v , w , des lokalen Druckes p , der potentiellen Temperatur T , des Salzgehaltes S und der Dichte ρ als Funktion der

unabhängigen Variablen der Zeit t , der geographischen Breite ϕ und Länge λ und der Wassertiefe z (< 0) läßt sich im Prinzip numerisch lösen, wenn eine Zustandsgleichung (7) und Randbedingungen vorgegeben werden. Die Terme F_u , F_v , F_T und F_S bezeichnen dabei die Divergenzen der entsprechenden turbulenten Flüsse, die man nach der Reynolds-Mittelung erhält und die z.B. über das Austauschkonzept parametrisiert werden müssen, damit das Gleichungssystem geschlossen ist:

$$F_u = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M(z) \frac{\partial u}{\partial z} \right) + (-1)^{n+1} A_M \nabla^{2n} u, \quad (9)$$

$$F_v = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M(z) \frac{\partial v}{\partial z} \right) + (-1)^{n+1} A_M \nabla^{2n} v, \quad (10)$$

$$F_T = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_T(z) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + (-1)^{n+1} A_T \nabla^{2n} T, \quad (11)$$

$$F_S = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_T(z) \frac{\partial S}{\partial z} \right) + (-1)^{n+1} A_T \nabla^{2n} S \quad (12)$$

mit

$$\nabla^2 \mu = \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial^2 \mu}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{R^2 \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \phi} \cos \phi \right) \quad (13)$$

(zusätzliche metrische Terme in F_u und F_v sind vernachlässigt worden). K_M und A_M bzw. K_T und A_T bezeichnen die vertikalen und horizontalen Austauschkoefizienten für Viskosität bzw. Diffusivität. Für $n = 1$ ergibt sich ein harmonischer und für $n = 2$ ein biharmonischer Reibungsansatz (vgl. z.B. Semtner und Mintz, 1977; Holland, 1978). Statt der numerischen Integration der Gl. 1-7 ist es wegen der unterschiedlichen Zeitskalen barotroper und barokliner Prozesse in der Praxis sinnvoller, einen barotropen (externen) und einen baroklinen (internen) Mode einzuführen, die mit verschiedenen Zeitschritten integriert werden. Dafür wird die hydrostatische Gleichung (4) vertikal integriert

$$p - p(z = 0) = P_L + \int_z^0 g \rho dz \quad (14)$$

(P_L sei der Luftdruck) und eine freie Oberfläche $\zeta(\lambda, \phi, t)$ durch

$$p(z = 0) =: g \rho_0 \zeta \quad (15)$$

definiert, die klein gegenüber der Wassertiefe H sein soll. Mit der Definition der Massenflüsse

$$U := \int_{-H}^{\zeta} u dz \quad \text{und} \quad V := \int_{-H}^{\zeta} v dz \quad (16)$$

ergeben sich die prognostischen Gleichungen des barotropen Modes durch Vertikalintegration der Kontinuitätsgleichung (3) und der Impulsgleichungen (1) und (2) zu

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \phi} \left[\frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (V \cos \phi) \right] = 0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} - fV + \frac{gH}{R \cos \phi} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} = \frac{\tau_\lambda}{\rho_0} - \frac{H}{\rho_0 R \cos \phi} \frac{\partial P_L}{\partial \lambda} - \frac{\tau_\lambda^B}{\rho_0} + X, \quad (18)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + fU + \frac{gH}{R} \frac{\partial \zeta}{\partial \phi} = \frac{\tau_\phi}{\rho_0} - \frac{H}{\rho_0 R} \frac{\partial P_L}{\partial \phi} - \frac{\tau_\phi^B}{\rho_0} + Y \quad (19)$$

mit

$$X = - \int_{-H}^{\zeta} \Gamma(u) dz - \frac{g}{\rho_0 R \cos \phi} \int_{-H}^{\zeta} dz \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} dz + (-1)^{n+1} A_M H \nabla^{2n}(U/H), \quad (20)$$

$$Y = - \int_{-H}^{\zeta} \Gamma(v) dz - \frac{g}{\rho_0 R} \int_{-H}^{\zeta} dz \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial \phi} dz + (-1)^{n+1} A_M H \nabla^{2n}(V/H). \quad (21)$$

Die horizontalen Austauschsterme werden wie im internen Mode parametrisiert. Die Windschubspannung $\vec{\tau}$ und die Bodenreibung $\vec{\tau}^B$ tauchen nach Einsetzen der Randbedingungen in Gl. 18 und 19 auf, die das Gleichungssystem vervollständigen. An den seitlichen Berandungen wird "no slip" für Impuls und Isolation für die Tracer angenommen:

$$u = v = \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial S}{\partial \vec{n}} = 0. \quad (22)$$

\vec{n} ist der Einheitsvektor normal zur Wand. An der Meeresoberfläche ($z = 0$) gilt:

$$\rho_0 K_M \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_\lambda, \quad \rho_0 K_M \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_\phi, \quad (23)$$

$$\rho_0 c_p K_T \frac{\partial T}{\partial z} = Q, \quad \frac{\partial S}{\partial z} = 0, \quad (24)$$

$$w \doteq \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (25)$$

Q sei der Gesamtwärmefluß. Niederschlag und Verdunstung werden vernachlässigt, was sicherlich eine gute Näherung im Bereich der westlichen Ostsee darstellt. Am Boden ($z = -H$) gilt entsprechend:

$$\rho_0 K_M \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_\lambda^B, \quad \rho_0 K_M \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_\phi^B, \quad (26)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial z} = 0, \quad (27)$$

$$w = - \frac{u}{R \cos \phi} \frac{\partial H}{\partial \lambda} - \frac{v}{R} \frac{\partial H}{\partial \phi}. \quad (28)$$

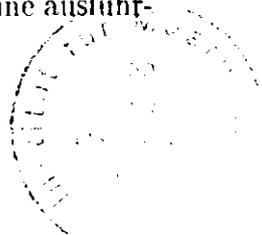
Die Zustandsgleichung (7) ist den spezifischen Ostseebedingungen angepaßt (Millero und Kremling, 1976), indem Salze berücksichtigt werden, die durch die Flüsse in die Ostsee gelangen und die die chemische Zusammensetzung des Meerwassers verändern.

Die Bodenreibung ist durch ein Reibungsgesetz zweiter Ordnung parametrisiert (Cox, 1984):

$$\vec{\tau}^B = \rho_0 c_b \sqrt{u^2 + v^2} \begin{pmatrix} u \cos \alpha - v \sin \alpha \\ u \sin \alpha + v \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (29)$$

mit $u = u(z = -H)$, $v = v(z = -H)$ und einem Auslenkwinkel $\alpha = 10^\circ$, der die Ekmangrenzschicht am Boden parametrisiert.

Die prognostischen Gleichungen für den internen Mode (1), (2), (5), (6) zusammen mit den diagnostischen Gleichungen (3), (7), (14) und die prognostischen Gleichungen für den externen Mode (17), (18), (19) sind auf dem Arakawa-B-Gitter (Mesinger und Arakawa, 1976) diskretisiert und werden asynchron integriert mit einem baroklinen Zeitschritt Δt_c und einem sehr viel kleineren barotropen Zeitschritt Δt_b . Eine ausführliche Beschreibung dazu geben Killworth et al. (1989).



4.1.2 Modellgebiet und Auflösung

Für realistische Simulationen ist eine hohe Modellgitterauflösung erforderlich, die sich an der Topographie der Schwellen und Engen der Dänischen Straßen orientiert (Abb. 6). Die Breite an der schmalsten Stelle im Öresund in der Nähe der Verbindungslinie zwischen Helsingør und Helsingborg beträgt nur ungefähr 4 km. Die Darßer Schwelle mit einer Tiefe von ca. 18 m trennt die Beltsee vom Arkonabecken. Die im südlichen Bereich des Öresunds gelegene Drogdenschwelle besitzt eine Tiefe von sogar nur 7 m. Aber nicht nur die Anforderungen durch die Bodentopographie sondern auch durch die physikalischen Prozesse erfordern eine hohe Auflösung. Horizontale Dichtefronten im Kattegat und der Beltsee und eine z.T. starke vertikale Schichtung in der westlichen Ostsee überhaupt müssen durch das Modellgitter aufgelöst werden. Beispielsweise beträgt Mitte Februar 1993 die vertikale Salzgehaltsdifferenz im Arkonabecken nach dem Salzwassereinstrom zwischen dem oberen homogen durchmischten salzärmeren Wasserkörper und dem salzhaltigen Bodenwasser bis zu 13 PSU auf 5 m. Deshalb wurde eine Auflösung des Modellgitters von 1 Seemeile in horizontaler ($\Delta\phi = 1'$, $\Delta\lambda = 2'$) und von 3 m in vertikaler Richtung gewählt, was eine deutliche Verbesserung gegenüber dem Ostseemodell von Lehmann (1992) darstellt (5 km und 6 m in den oberen 100 m), aber immer noch nicht ausreicht, um die physikalischen Verhältnisse im Öresund zufriedenstellend zu beschreiben.

Eine obere Schranke für den zugehörigen Zeitschritt liefert das Courant–Friedrichs–Lewy–Kriterium. Hier wurde ein barokliner Zeitschritt von $\Delta t_c = 120$ s und ein barotroper Zeitschritt von $\Delta t_b = 6$ s gewählt.

Die vorhandenen Computerkapazitäten erfordern eine Begrenzung des Modellgebietes, welches das Kattegat, die Dänischen Straßen, die Beltsee, das Arkona- und Bornholmbecken umfaßt (Abb. 6). Im Bornholmtief hat das Modell seine maximale Anzahl von 32 Schichten. Es ist nicht unbedingt notwendig, das Bornholmbecken in der hohen Auflösung wie die Dänischen Straßen zu behandeln. Trotzdem umfaßt das bis auf die geringe Meridiankonvergenz äquidistante Modellgitter auch das Bornholmbecken, denn es soll der gesamte Weg des eingeströmten salzhaltigen Wassers in Simulationen verfolgt werden. Außerdem ist es so möglich, die Modellsalztransporte in die Ostsee nicht nur mit den Datenzeitreihen in den Dänischen Straßen sondern auch mit den zahlreichen Profilen im mit salzhaltigem Wasser angefüllten Bornholmbecken zu kontrollieren, die den Endzustand des Salzwassereinstroms dokumentieren. Wegen der ungelösten Probleme mit der Parametrisierung von Vermischung wurde von nichtäquidistanten, der Bodentopographie besser angepaßten Modellgittern, Abstand genommen.

4.1.3 Bodentopographie

Die Modelltopographie basiert auf den Daten von Seifert und Kayser (1995). Der Meeresboden im Gebiet der Beltsee und des Arkonabeckens wurde mit einer Auflösung von $\Delta\phi = 0.5'$ und $\Delta\lambda = 1'$ in 1 m Stufen aufgenommen, alle anderen Seegebiete der Ostsee mit $\Delta\phi = 1'$ und $\Delta\lambda = 2'$ in Tiefenstufen von 1 m im Tiefenbereich von 1 m bis 50 m, von 5 m im Tiefenbereich von 50 m bis 150 m und von 10 m im Tiefenbereich größer als 150 m. Diese Daten wurden hier benutzt, um eine möglichst genaue Modelltopographie zu erstellen. Im Bereich der höheren horizontalen Auflösung wurden die Daten mit einem Shapirofilter (Shapiro, 1970) 8. Ordnung, 2^{13} mal angewendet, zeilen-

und spaltenweise gefiltert und zusammen mit den ungefilterten Daten im Bereich der niederen horizontalen Auflösung auf 3 m -Schichten diskretisiert. Anschließend wurden diejenigen Gitterpunkte ausgesondert, die auf dem Arakawa-B-Gitter nicht durch advektive Terme mit dem übrigen Modellgebiet verbunden sind.

4.1.4 Offene Randbedingungen

Weil die Integrationszeit sehr viel größer als die advektive Zeitskala ist, die ein Wasser- teilchen für die Durchquerung des Modellgebietes benötigt, sind aktive offene Randbe- dingungen notwendig. Das heißt, im Falle von Einstrom werden gemessene Temperatur- und Salzgehaltsprofile über eine Newtonrelaxation vorgegeben, und im Falle von Aus- strom ist eine modifizierte Orlanski-Ausstrahlungsbedingung formuliert (Stevens, 1990; 1991).

Dazu werden die Impulsgleichungen (1) und (2) am Rand linearisiert, d.h. $\Gamma(u)$ und $\Gamma(v)$ werden vernachlässigt. Die offenen Ränder sollten daher immer außerhalb von Gebieten hoher dynamischer Aktivität, z.B. von Randstrombereichen, liegen. Der Ein- fachheit wegen (aber nicht unbedingt notwendig) ist die Traceradvektion immer senk- recht zum Rand gerichtet, und die Reibungsterme werden vernachlässigt, so daß z.B. an der nördlichen Berandung für Gl. (5) gilt:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{v + c_T}{R} \frac{\partial T}{\partial \phi}, \quad (30)$$

falls v oder c_T positiv sind. Die Korrekturphasengeschwindigkeit c_T ist dabei erforder- lich, weil andernfalls die "upstream"-Diskretisierung des Advektionsterms verhindert, daß barokline Wellen im Falle von einwärts gerichteter Advektion das Modellgebiet verlassen können. Stevens (1990) zeigt an Hand eines Beispiels, wie sich ohne die Kor- rekturphasengeschwindigkeit Wellenenergie an den offenen Rändern aufstaut. c_T wird aus der Gleichung für ebene Wellen zum vorhergehenden Zeitschritt berechnet (Orlan- ski, 1976):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{c_T}{R} \frac{\partial T}{\partial \phi}, \quad (31)$$

also in der diskretisierten Form

$$c_{T\ i,k}^n = -\frac{R\Delta\phi}{\Delta t} \frac{T_{i,JMT-1,k}^n - T_{i,JMT-1,k}^{n-1}}{T_{i,JMT-1,k}^{n-1} - T_{i,JMT-2,k}^{n-1}}. \quad (32)$$

JMT bezeichnet die zonale Koordinate der Randgitterpunkte. Aus Stabilitätsgründen muß die Phasengeschwindigkeit durch

$$0 \leq c_{T\ i,k}^n \leq \frac{R\Delta\phi}{\Delta t} \quad (33)$$

begrenzt werden. Die finite Differenzenform von Gl. (30) auf dem Arakawa-B-Gitter lautet dann

$$\frac{T_{i,JMT,k}^{n+1} - T_{i,JMT,k}^n}{\Delta t} = -\frac{c_{T\ i,k}^n + v_{i,JMT-1,k}^n}{R} \frac{T_{i,JMT,k}^n - T_{i,JMT-1,k}^n}{\Delta\phi}. \quad (34)$$

Sind v und c_T beide kleiner gleich 0, also in das Modellgebiet hinein gerichtet, werden die Tracerwerte am Rand gemäß

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{\alpha} (T - T^{obs}) \quad (35)$$

mit der Zeitskala $\alpha = 1.2d$ an Beobachtungsdaten angepaßt. Da nur wenige Profile an den Modellrändern direkt vorliegen, wurden alle 7.6 d mittlere Profile aus allen zur Verfügung stehenden Daten konstruiert, die sich in einer 1° bzw. 2° weiten Box um den offenen Rand herum im Norden bzw. Osten gruppieren. Diese Vorgehensweise ist im Bornholmbecken ausreichend, führt aber zwangsläufig zu Fehlern am offenen Rand zum Skagerrak hin, denn dieser liegt genau im Bereich der räumlich und zeitlich stark veränderlichen Skagerrak-Kattegat-Front (vgl. die Diskussion in Kapitel 5).

Im FRAM-Modell wird die Stromfunktion am Rand durch die Sverdrup-Relation vorgegeben (Stevens, 1991). Die Anwendung einer vergleichbaren Beziehung für den externen Mode ist in der Ostsee nicht möglich. Daher wurden die Oberflächenauslenkungen am nördlichen Modellrand durch die stündlichen Pegeldata von Frederikshavn und Ringhals (Varberg) und am östlichen Modellrand durch die Daten von Kungsholmsfort und Ustka vorgegeben (vgl. Abb. 7). Dafür wurde der Mittelwert über die gesamte zweijährige Zeitreihe von jedem Pegel abgezogen und durch Ergebnisse geodätischer Untersuchungen von Ekman und Mäkinen (1991, 1994) und Ekman (1994) ersetzt (Tab. 5). Das in diesen Arbeiten eingeführte Höhensystem NH 60 (Nordic Height system 1960) ist auf das Amsterdamer Normalnull NAP (Normaal Amsterdams Peil) geeicht. Die Standardabweichung der mittleren Wasserstandsdiﬀerenz zwischen zwei Pegeln in mm ergibt sich aus der Quadratwurzel der Entfernung entlang der Nivellierungslinie auf Land in km . Die Wasserstandsdiﬀerenz zwischen Varberg und Frederikshavn beträgt also 9.7 cm mit einem Fehler von 2.5 cm (Ekman 1994, pers. Mitteilung). Dieses Ergebnis läßt sich nicht durch einen mittleren geostrophischen Transport über den gesamten Querschnitt des Kattegats aufgrund des festländischen Abflusses erklären, der nur eine Wasserstandsdiﬀerenz von ungefähr 0.6 cm bewirken würde (bei einer mittleren Wassertiefe zwischen Varberg und Frederikshavn von 30 m), sondern stellt vielmehr das barokline Signal des transienten Baltischen Stroms dar (vgl. Romell und Stigebrandt, 1985). Der von Ekman und Mäkinen (1991) angegebene mittlere Wasserstand für Kungsholmsfort ist fraglich.

Außerdem wurden die Pegeldata nach der von Krauss (1966) beschriebenen Methode gefiltert, um die Energie aller Perioden bis 24 h sowie das Signal der O_1 -Tide aus den Spektren zu entfernen. Damit sind die Signale aller in der Ostsee mit deutlichen Amplituden vorkommenden Gezeiten nicht mehr in den Beobachtungsdaten enthalten (Magaard und Krauss, 1966), denn die Perioden der halbtäglichen und täglichen Partialgezeiten betragen für das Jahr 1958 12.00 h (S_2), 12.42 h (M_2), 23.93 h (K_1) und 25.82 h (O_1). Die Oberflächenauslenkungen entlang der Verbindungslinie zwischen zwei Pegeln wurden linear interpoliert. Damit sind die Transporte über die offenen Ränder noch nicht automatisch festgelegt, sondern ergeben sich erst im Zusammenhang mit den Auslenkungen an den benachbarten Gitterpunkten im Modellinneren des Arakawa-B-Gitters.

Alternativ dazu ist auch eine Randbedingung für die Oberflächenauslenkung denkbar, die derjenigen für Temperatur und Salzgehalt entspricht, also einer Orlandski-

Tabelle 5: *Mittlere in den Randbedingungen berücksichtigte Wasserstände und geodätische Ergebnisse von Ekman und Mäkinen (1991, 1994) und Ekman (1994) in cm. Ein Querstrich kennzeichnet dabei einen im Modell nicht vorgeschriebenen oder in der Literatur nicht angegebenen Pegel. Die Literaturwerte sind ungefähr nach der Position an westlicher oder östlicher Berandung geordnet.*

Pegel	Modell	Literatur
Frederikshavn	- 11.1	- 11.1
Smögen	-	- 5.6
57.500° N, 11.867° O	- 3.9	-
Ringhals (Varberg)	-	- 1.4
Aarhus	-	- 9.0
Hornbæk	-	- 4.5
København	-	- 1.2
Slipshavn	-	- 5.4
Korsør	-	- 2.8
Gedser	-	- 1.1
Klagshamn	-	2.2
Simrishavn (Ystad)	-	4.5
Kungsholmsfort	-	(1.0)
56.200° N, 17.133° O	3.0	-
Ölands norra udde	-	7.0
Ustka	2.0	-

Ausstrahlungsbedingung im Falle von Ausstrom (Gl. 30 mit $v = 0$) und einer Newtonrelaxation im Falle von Einstrom (Gl. 35). Eine Übersicht über verschiedene offene Randbedingungen in einem barotropen Modell gibt Chapman (1985). Allerdings testete Chapman nur Randbedingungen, die im Falle von Einstrom nicht die Information aus Beobachtungsdaten nutzen. Experimente mit dem regionalen Ostseemodell haben jedoch ergeben, daß mit dieser Formulierung der Randbedingung ein verstärkter Volumentransport in die Ostsee verbunden ist und an den Rändern numerische Instabilitäten auftreten, die durch den Widerspruch zwischen innerer Lösung und äußerer Vorgabe an benachbarten Gitterpunkten bedingt sind. Eine Verbesserungsmöglichkeit der Randbedingung für die Oberflächenauslenkung wird in Kapitel 5 beschrieben.

4.1.5 Startfelder

Aus den Profilen des in Kapitel 3 beschriebenen Datensatzes wurde mit Hilfe der objektiven Analyse (Hiller und Käse, 1983) ein Startfeld für Temperatur und Salzgehalt für Oktober 1992 konstruiert. Dabei wurden 229 Profile verwendet, die zwischen dem 2. Oktober und dem 6. November gemessen worden sind. Entsprechend der zeitlichen Verteilung der Daten (Abb. 5) sind weitere objektiv analysierte Felder für die Monate Februar, März, April, Mai und Juni 1993 erstellt worden. Da die Profile für die Analysen jeweils einem Zeitintervall bis zu 4 Wochen entnommen worden sind und räumlich ungleichmäßig verteilt sind, wurden Kovarianzlängen von 80 bis 100 km benutzt, so

daß diese Felder relativ glatt sind und lediglich einen mittleren Zustand wiedergeben. Trotzdem sind sie als Startfelder den klimatologischen Monatskarten für die Ostsee (Lenz, 1971; Bock, 1971) vorzuziehen, weil die Salzgehaltsverteilungen in der westlichen Ostsee sowohl vor als auch nach dem Salzwassereinstrom stark vom klimatologischen Mittel abweichen. Außerdem wird so auch den zwischenjährlichen Abweichungen vom mittleren Jahresgang der Temperatur Rechnung getragen.

4.1.6 Meteorologischer Antrieb

Angetrieben wird das regionale Ostseemodell durch 6stündliche Windfelder und Bodenluftdruckgradienten aus dem Europamodell des DWD. Die Windschubspannung wird aus der Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe nach Large und Pond (1981) berechnet. Schon Kielmann (1981) zeigte, daß der horizontale Luftdruckgradient allein Wasserstandsschwankungen mit einer Amplitude bis zu 20 cm und mit einer Periode im Bereich von Stunden bis Tage in der Ostsee verursachen kann und deshalb nicht vernachlässigt werden darf. Auf saisonalen und längeren Zeitskalen wird der atmosphärische Luftdruck vergleichsweise immer wichtiger.

Aus den vom DWD zur Verfügung gestellten synoptischen Beobachtungsdaten wurden am IfM Kiel tägliche Verteilungen u.a. der Meeresoberflächentemperatur für die gesamte Ostsee für 1992 und 1993 erstellt (Bumke 1995, pers. Mitteilung). Die dabei verwendete Interpolationsmethode ist bei Bumke und Hasse (1989) beschrieben. In Ermangelung zuverlässiger Daten der Wärmeflüsse an der Meeresoberfläche wurde die Temperatur der ersten Modellschicht über einen Newtonrelaxationsterm mit einer Zeitskala von 12 h an die analysierten Karten angepaßt. Wie schon erwähnt, wurden Niederschlag und Verdunstung vernachlässigt.

4.1.7 Bodenreibung

Die Parametrisierung der Bodenreibung im Modell (Gl. 29) trägt der Rauigkeit der Topographie Rechnung, die nicht durch das Modell aufgelöst wird. Da der akkumulierte Transport in die Ostsee während des Salzwassereinstroms recht gut bekannt ist (vgl. Matthäus et al. (1993) oder Jakobsen (1995)), läßt sich der Bodenreibungskoeffizient c_b durch den Modell-Daten-Vergleich bestimmen ($c_b = 0.5 \times 10^{-3}$). Voraussetzung dafür ist, daß die kritischen Querschnitte exakt mit den tatsächlichen übereinstimmen (s.u.).

4.1.8 Horizontaler Austausch

Die horizontalen Austauschterme für Viskosität und Diffusion haben die Bedeutung, kleinskalige Prozesse zu parametrisieren, die nicht durch das Modellgitter aufgelöst werden. Da das Modell jedoch mit einer Gitterweite von 1 sm wirbelaufösend ist (der interne Rossby-Radius in der Ostsee beträgt 2.5 – 10 km (vgl. Aitsam und Elken, 1982; Fennel et al., 1991)), ist die horizontale Reibung im wesentlichen nur für die numerische Stabilität notwendig und sollte daher so klein wie möglich gewählt werden. Unter Bedingungen mit moderatem meteorologischem Antrieb sind die horizontalen

Reibungsterme in den Impuls- und Tracer-Erhaltungsgleichungen (1), (2) und (5), (6) zu vernachlässigen. Aber im Falle von Stürmen, z.B. im Januar 1993, ist die horizontale Reibung notwendig, um die Lösung zu stabilisieren.

Werden konstante Austauschkoeffizienten A_M und A_T in Verbindung mit harmonischer Reibung ($n = 1$) in Gl. 9–12 gewählt, ist die durch die Stabilitätsforderung notwendige Reibung jedoch so groß, daß die Salzgehaltssprungschicht nach wenigen Monaten Integration zerstört ist. Da die Modellösung bei geringer gewählter horizontaler Reibung oft an den Fronten instabil wird, die sich im Zusammenhang mit dem Salzwassereinstrom im Januar 1993 in der Beltsee und am Südausgang des Öresunds bilden, liegt die Vermutung nahe, daß das nicht positiv definite Advektionsschema, welches auf zentralen Differenzen beruht, Auslöser für die Instabilitäten ist. Tatsächlich werden "Überschießer" im Salzgehalt beobachtet, wie sie z.B. von Farrow und Stevens (1995) beschrieben worden sind, d.h. stromabwärts hinter den Fronten nimmt der Salzgehalt unrealistisch ab. Um solche Effekte zu unterbinden, sind in der Literatur eine Reihe von alternativen Advektionsschemata entwickelt und getestet worden (z.B. Gerdes, 1988; Gerdes et al., 1991; Farrow und Stevens, 1995; Hecht et al., 1995). Das von Gerdes (1988) im GFDL-Modell untersuchte FCT-Schema ("flux-corrected transport algorithm") hat jedoch den Nachteil, daß sich die Rechenzeit des Modells insgesamt verdoppelt. Da der Einbau so rechenzeitaufwendiger Algorithmen in dem hochauflösenden Modell der westlichen Ostsee nicht möglich gewesen wäre, wurde das vergleichsweise einfache Schema von Farrow und Stevens (1995) getestet, welches aus dem eindimensionalen Advektionsschema von Leonard (1979) hervorgegangen ist. Dabei zeigte sich, daß zwar die Temperatur- und Salzgehaltfelder glatter werden, die explizite horizontale Reibung jedoch nicht reduziert werden kann. Selbst durch die Implementierung des einseitigen "upstream"-Schemas mit hoher impliziter Diffusion, welche vom Betrag der Advektionsgeschwindigkeit abhängt, konnte die explizite Reibung nicht wesentlich verkleinert werden. Das Advektionsschema scheint also nicht primär für die numerischen Instabilitäten bei starkem Wind verantwortlich zu sein. Allerdings wurde ein Enstrophie erhaltendes Schema nicht getestet.

Die tatsächliche Ursache ist offenbar die rauhe Bodentopographie im Modell. Mit zunehmender Modellgitterauflösung werden die Gradienten der Topographie größer, weil in den Dänischen Straßen feinere Strukturen berücksichtigt werden. Dadurch werden aber die numerischen Störungen auf Gitterskala größer (Beckmann et al., 1994), die im Zusammenhang mit der numerischen Diskretisierung der Vertikalgeschwindigkeiten im GFDL-Modell stehen. Zusätzlich wird bei höherer Auflösung die in den diskretisierten Gleichungen implizit vorhandene numerische Reibung kleiner, so daß eine explizite Glättung auf Gitterskala mit Hilfe eines geeigneten Reibungsansatzes erforderlich wird. Diese sollte auf größeren Skalen klein sein, damit die Wirbeldynamik und die Entwicklung von Fronten nicht unterdrückt und die vertikale Dichteschichtung nicht aufgelöst wird. Daher wurde ein biharmonischer Ansatz ($n = 2$) mit $A_M = 1.3 \times 10^{16} \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$ und $A_T = 0.65 \times 10^{16} \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$ verwendet, wobei A_M und A_T mit der Tiefe linear abklingen. Vergleichbare Austauschkoeffizienten für harmonische und biharmonische Reibung erhält man über die Beziehung

$$A_{M,T,n=2} = \frac{1}{4} A_{M,T,n=1} (\Delta x)^2. \quad (36)$$

Dabei ist Δx der horizontale Gitterabstand, also $\Delta x = 1 \text{ sm}$. Entsprechende harmoni-

sche Austauschkoeffizienten an der Oberfläche wären also $A_M = 1.6 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ und $A_T = 0.8 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Zur Stabilisierung der offenen Ränder ist eine Reibungszone erforderlich, was sich mit dem Ansatz der biharmonischen Reibung nicht realisieren ließ, weil die Lösung instabil wurde. Daher wurde ein harmonischer Reibungsterm mit $A_M = 3.0 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ und $A_T = 1.0 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ dazu addiert, der im Modellinneren klein ist im Vergleich zur biharmonischen Reibung, an den offenen Rändern aber linear um einen Faktor 40 auf einer Distanz von 10 Gitterpunkten anwächst.

Da diese Konstruktion aufwendig und daher unbefriedigend ist, wurden andere skalenlektive Ansätze für die horizontale Reibung getestet, z.B. harmonische Reibung mit Austauschkoeffizienten, die von der relativen Vorticity abhängig sind (Lehmann, 1995), oder die dazu ähnliche Formulierung von Rosati und Miyakoda (1988), bei der die Austauschkoeffizienten von der lokalen Deformationsrate abhängen. Allerdings konnten auf diese Weise keine besseren Ergebnisse erzielt werden.

Für Vergleichszwecke wurde eine Version des hier beschriebenen Modells mit einer Auflösung von 2 sm und 6 m und einer geglätteten Bodentopographie betrachtet ($c_b = 10^{-3}$). Da die Zeitschritte $\Delta t_c = 300 \text{ s}$ und $\Delta t_b = 15 \text{ s}$ betragen, läßt sich mit dieser Version Rechenzeit von ungefähr einem Faktor 20 sparen. In diesem Fall wurden gute Resultate mit harmonischer Reibung erzielt, wobei konstante Austauschkoeffizienten von $A_M = 4.0 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ und $A_T = 2.0 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ verwendet worden sind.

4.1.9 Vertikaler Austausch

Die vertikale Reibung hat grundsätzlich eine andere Bedeutung als der horizontale Austausch, denn es müssen physikalische Prozesse in der Vertikalen parametrisiert werden. Je nach Jahreszeit und Eintrag von Windenergie werden die oberen Schichten im Ozean durch turbulente Vermischung gekennzeichnet, während auf der anderen Seite die Diffusion in der Haloklinen sehr klein ist. Die vertikalen Austauschkoeffizienten K_M und K_T verändern sich daher von der Meeresoberfläche bis hin zum Boden des Bornholmbeckens um mehrere Größenordnungen. Dies wird in erster Näherung durch einen einfachen Richardsonzahl-abhängigen Ansatz berücksichtigt (Pacanowski und Philander, 1981). Hier wird

$$K_M = 175/(1 + 10 \times Ri)^{2/3} + 1.0 \quad \text{und} \quad K_T = 20/(1 + 10 \times Ri)^{3/2} + 0.01 \quad (37)$$

benutzt (K_M, K_T in cm^2/s), wobei Ri die Richardsonzahl bezeichnet. Eine verbesserte Parametrisierung der turbulenten Vermischung wird in Kapitel 8 vorgestellt.

4.1.10 Parametrisierungen der Konvektion

Wegen der hydrostatischen Approximation (Gl. 4) ist eine Parametrisierung der Konvektion notwendig. In der Literatur werden im Zusammenhang mit dem GFDL-Modell verschiedene Ansätze für den Fall statischer Instabilität angewandt:

1. Die Tracer in vertikal benachbarten Gitterboxen werden explizit (Cox, 1984) oder implizit durch Hochsetzen der Austauschkoeffizienten vermischt (Richtmyer und Morton, 1967).

2. Die Tracer in vertikal benachbarten Gitterboxen werden lediglich ausgetauscht, solange bis die Wassersäule zu jedem Zeitschritt stabil ist.
3. Durch die instabile Schichtung wird in einem Turbulenzmodell turbulente kinetische Energie erzeugt, so daß größere Austauschkoefizienten für Impuls und Tracer implizite Vermischung verursachen.

Hier wurde die 2. Konvektionsparametrisierung benutzt, weil sie beim Salzwassereinstrom die geringste vertikale Vermischung entlang des Salzgehaltsgradienten verursacht und das eingeströmte salzreiche Bodenwasser am wenigsten verdünnt. Allerdings sind die Unterschiede nicht sehr groß, weil der horizontale Austausch ebenso zu unrealistischer numerischer Vermischung führt.

4.2 Modellergebnisse

4.2.1 Der Salzwassereinstrom im Januar 1993

Im folgenden werden einige Modellergebnisse für den Salzwassereinstrom im Januar 1993 gezeigt und mit den vorhandenen Daten verglichen. Die Integration des Modells beginnt am 1. September 1992 mit $u = v = \zeta = 0$. Während der ersten fünf Tage wächst der meteorologische Antrieb und die Oberflächenauslenkungen an den offenen Rändern linear von 0 auf die jeweiligen realistischen Werte an. Da die Windgeschwindigkeiten im September relativ klein sind, eignen sich die ersten 30 Tage gut zur Anpassung des Dichtefelds an die Modelldynamik.

Ende Dezember 1992 und zu Beginn des Jahres 1993 ergibt sich eine ausgeprägte Ausstromlage mit niedrigen Salzgehalten in den Dänischen Straßen und einem ausgeprägten, scharf abgegrenzten Baltischen Strom vor der schwedischen Westküste. In Abb. 8 sind die Oberflächenströmungen am 30. Dezember und in Abb. 9a die Oberflächensalzgehalte am 4. Januar wiedergegeben. Nach dem Einsetzen von starken westlichen Winden verschieben sich die Salzgehaltsfronten in Richtung des Arkonabeckens. Die zeitliche Abfolge des Salzwassereinstroms ist in Abb. 9 und 10 dargestellt. Am 16. Januar wird die Beltsee mit salzhaltigem Wasser aufgefüllt, und am 25. Januar erreicht der Einstrom seinen Höhepunkt mit maximalen Salzgehalten auf der Darßer Schwelle. Schließlich bewegen sich die Fronten drei Tage später wieder zurück in Richtung des Kattegats.

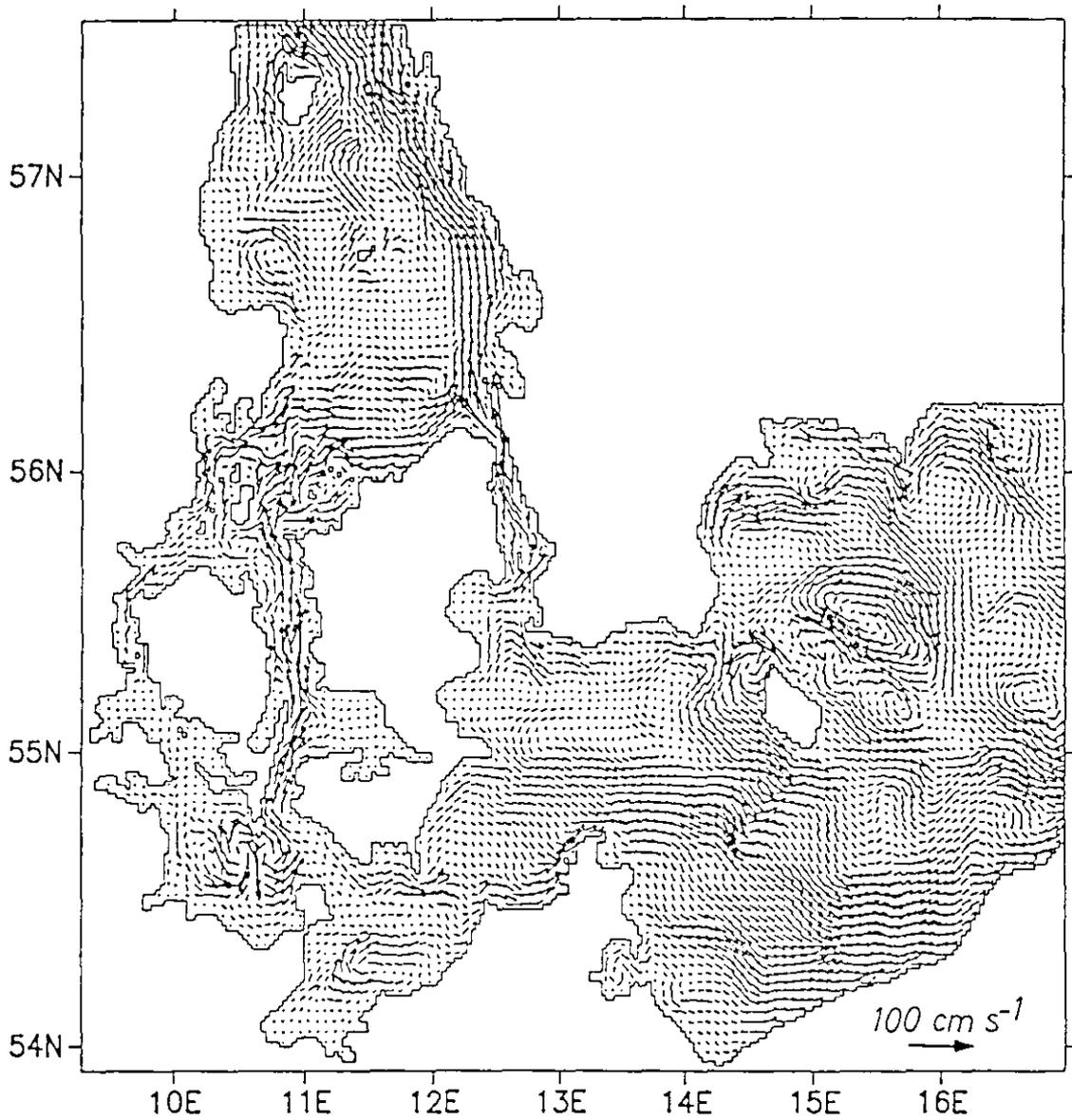


Abbildung 8: Oberflächenströmungen in regionalen Modell am 30. Dezember 1992. Lediglich jeder 2. Geschwindigkeitsvektor auf dem Modellgitter ist dargestellt.

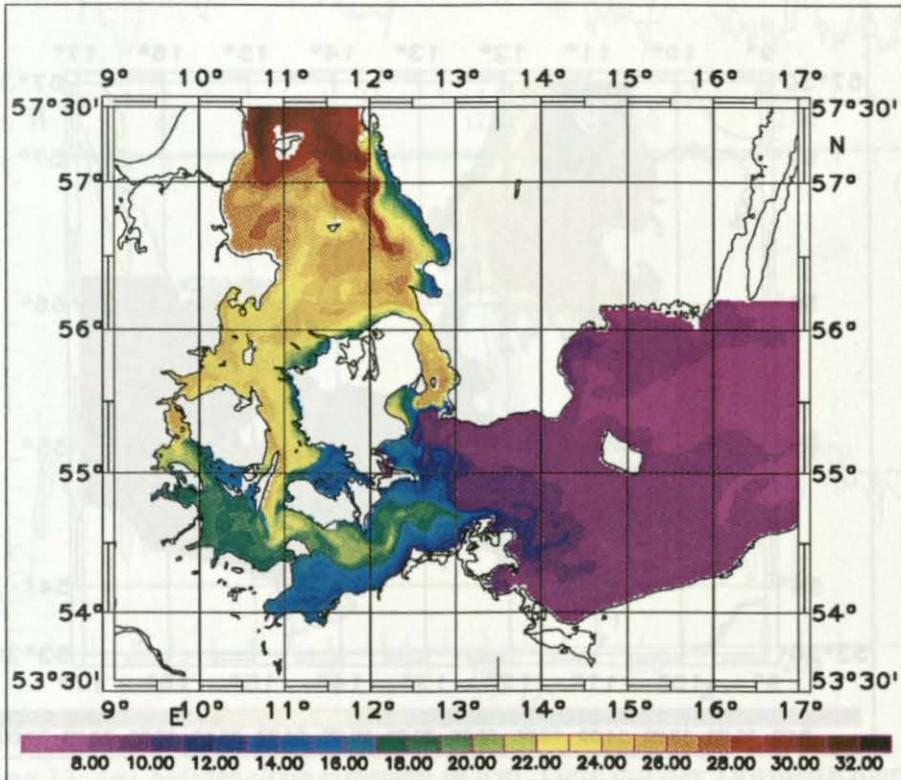
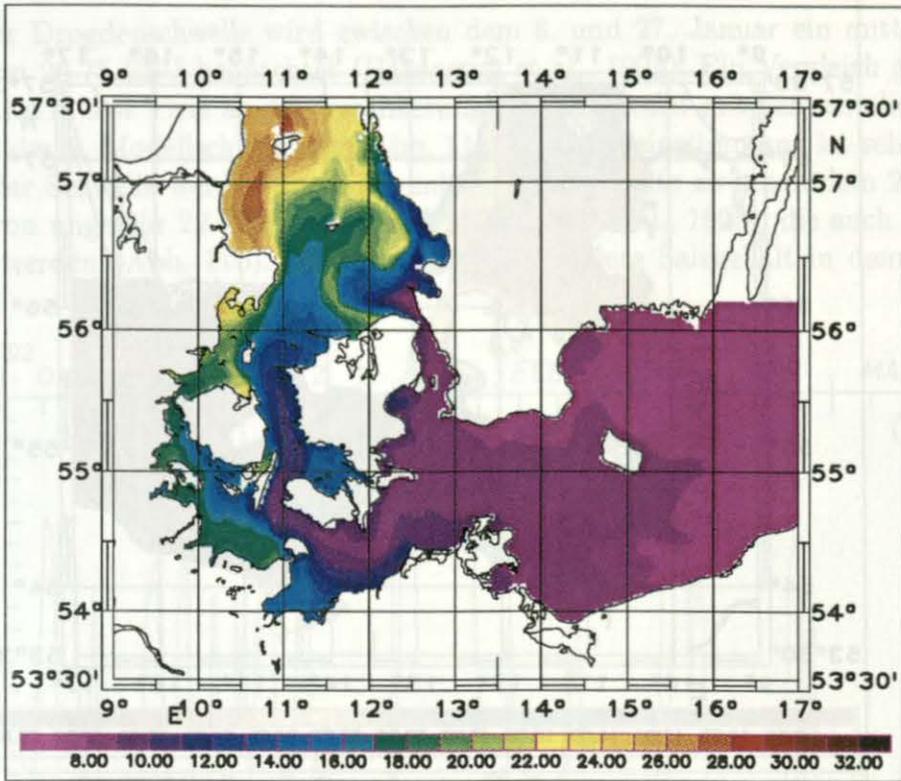


Abbildung 9: Oberflächensalzgehalte in PSU im regionalen Modell: (a) 4. Januar 1993 (oben), (b) 16. Januar 1993 (unten).

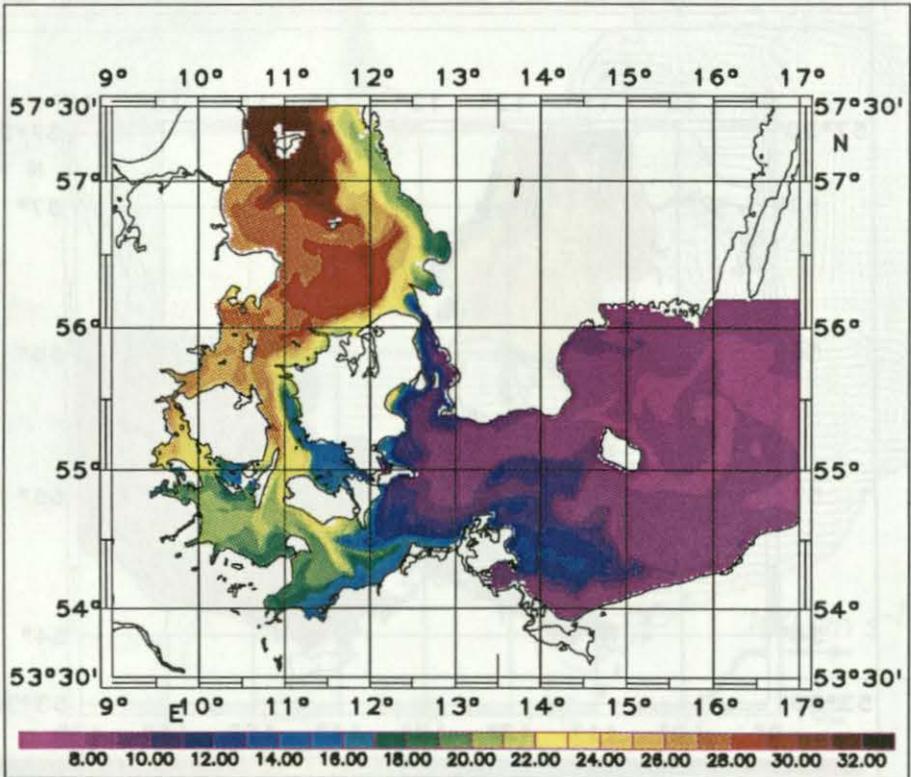
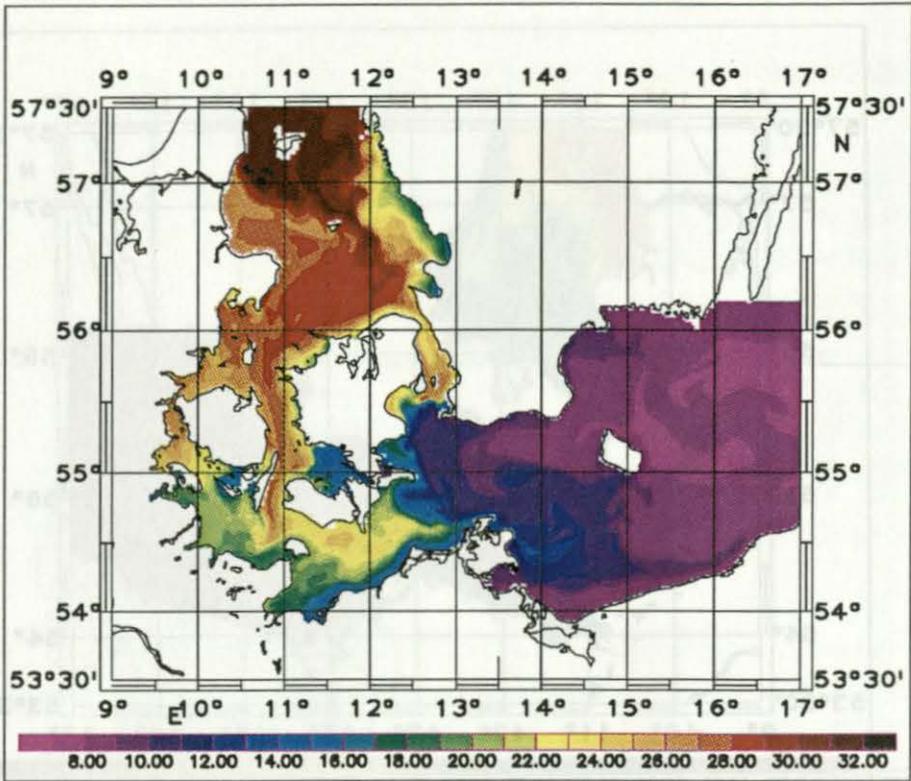


Abbildung 10: Oberflächensalzgehalte in PSU im regionalen Modell: (a) 25. Januar 1993 (oben), (b) 28. Januar 1993 (unten).

Auf der Drogdenschwelle wird zwischen dem 6. und 27. Januar ein mittlerer Salzgehalt von 26.75 PSU beobachtet (Häkansson et al., 1993). Ein Vergleich gemessener Salzgehalte in 5 m Tiefe an der Verankerung Oskarsgrundet mit den simulierten Salzgehalten der 2. Modellschicht zeigt Abb. 11a. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Auf der Darßer Schwelle werden maximale mittlere Salzgehalte zwischen dem 26. und 28. Januar von ungefähr 22 PSU beobachtet (Matthäus et al., 1993), die auch im Modell erreicht werden (Abb. 11b). Allerdings ist der mittlere Salzgehalt in dem gezeigten

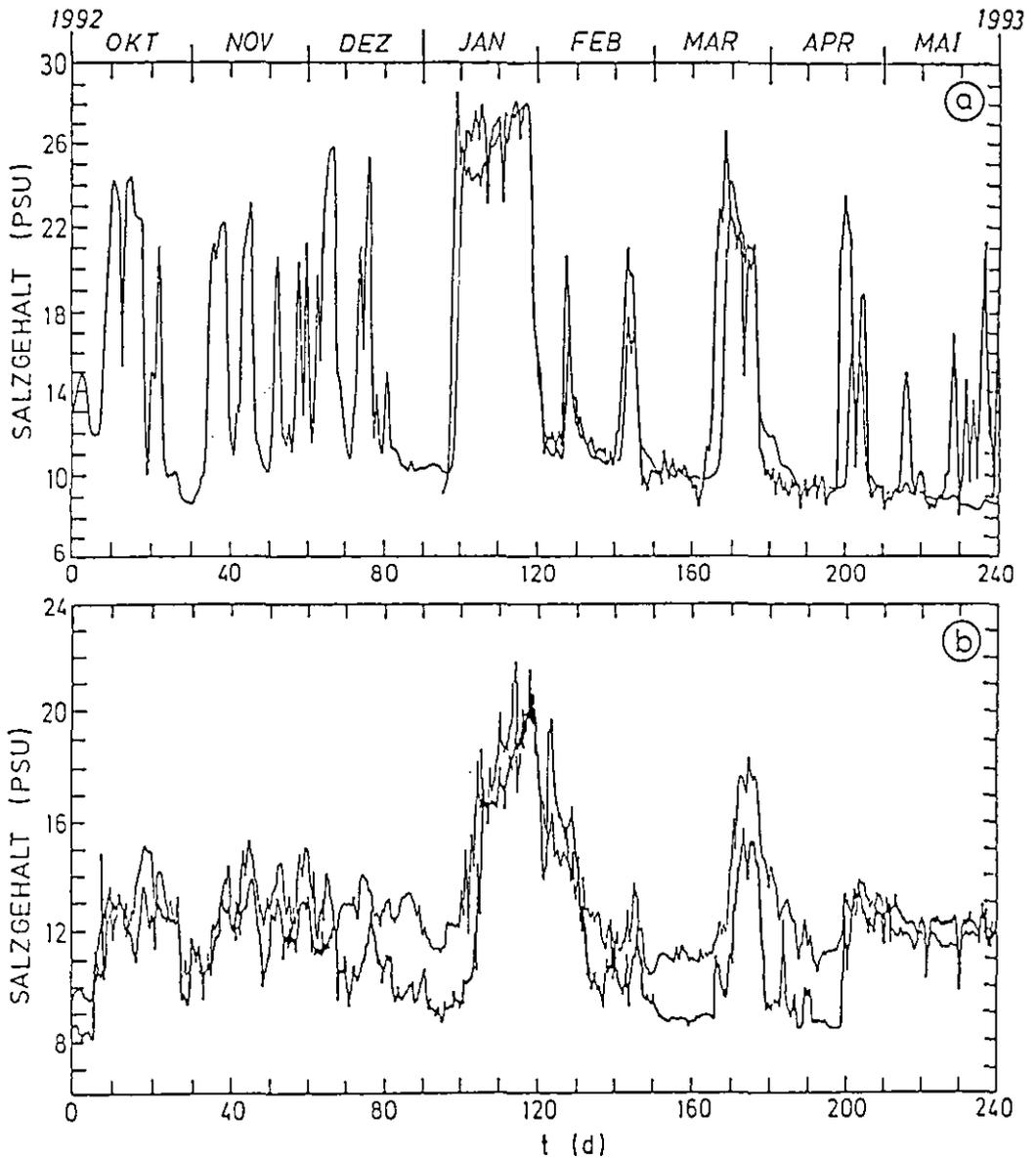


Abbildung 11: (a) Salzgehaltmessungen in 5 m Tiefe auf der Drogdenschwelle/Oskarsgrundet (dicke Linie) im Vergleich zu Modellergebnissen (dünne Linie) von Oktober 1992 bis Mai 1993. (b) Der arithmetisch gemittelte Salzgehalt, berechnet aus den Messungen in 7 m, 17 m und 19.5 m auf der Darßer Schwelle (dicke Linie), im Vergleich zu Modellergebnissen (dünne Linie).

Modellexperiment vor dem Einstrom im Dezember und nach dem Einstrom im März zu hoch.

Das Modell zeigt im Laufe der weiteren Integration, wie das Arkonabecken mit salzhaltigem Wasser aufgefüllt wird. Meßdaten gibt es dafür direkt nicht. Lediglich an Hand einiger Schnitte zwischen dem 20. und 28. Januar über der Darßer Schwelle wird das Überströmen in Messungen festgehalten (ohne Abb.). Die Vertikalstruktur des Salzgehalts über der Darßer Schwelle wird von dem Modell wegen seiner vergleichsweise hohen vertikalen Auflösung im Gegensatz zu anderen grobauflösenden Modellen relativ gut wiedergegeben (vgl. Abb. 5 bei Huber et al., 1994).

Nach dem Überströmen der Schwellen findet eine Ablösung des eingeströmten Wassers von den Isolinien der Topographie nördlich vom Kap Arkona statt. Je nach dem lokalen meteorologischen Antrieb (der nicht genau bekannt ist, weil die Winddaten des grobauflösenden Europamodells fehlerhaft sind) und je nach der verwendeten Reibungsparametrisierung (vgl. Kapitel 8) schnürt sich in einigen Experimenten am 28. Januar ein salzhaltiger Wirbel ab (Abb. 12). Dieser Wirbel überlagert salzhaltiges Wasser, das

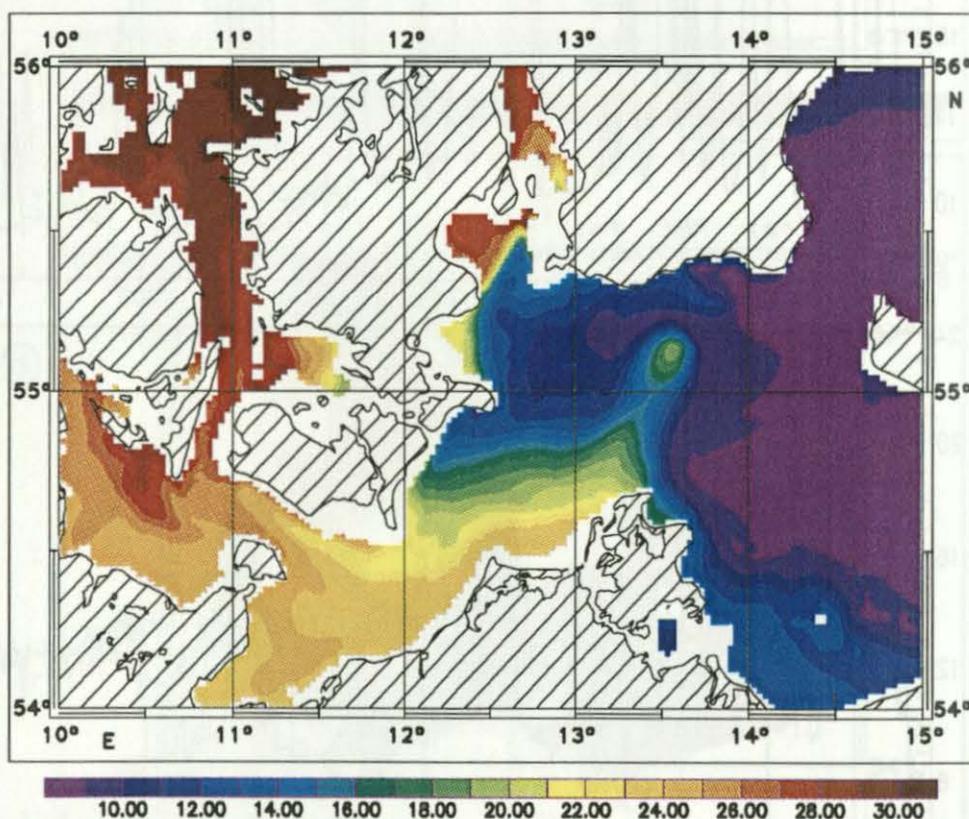


Abbildung 12: Modellsalzgehalt in PSU im Arkonabecken in 7.5 m Tiefe am 28. Januar 1993.

einige Tage zuvor eingeströmt ist und das Bodenwasser des Arkonabeckens bereits erneuert hat. In einem Vertikalschnitt des Salzgehalts durch das Arkonabecken (Abb. 13) wird die zeitliche Bewegung des Wirbels deutlich (Abb. 14). Unter dem Einfluß der Schwerkraft bewegt sich der Wirbel entlang der geneigten Isohalinen in Richtung Bornholms Gatt, wo er sich ungefähr fünf Tage später auflöst. Der Einstrom des salzhaltigen

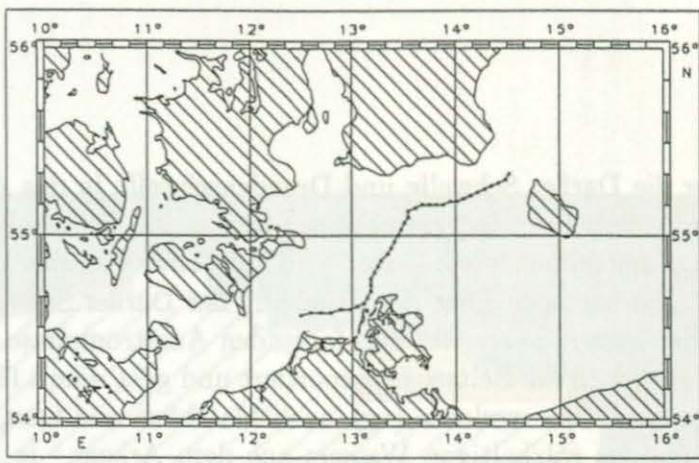


Abbildung 13: Stationskarte für den in Abb. 14 gezeigten Schnitt.

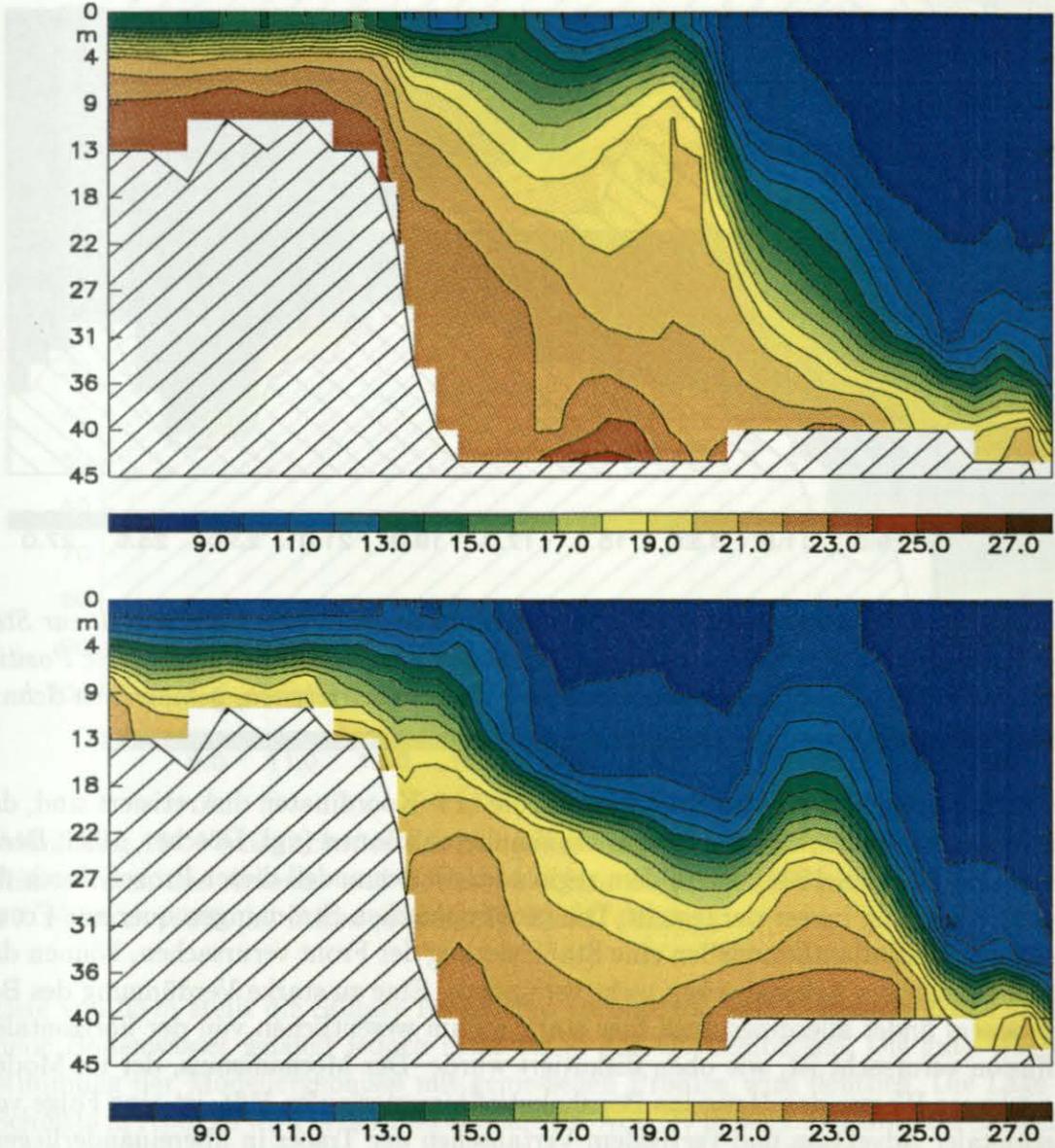


Abbildung 14: Vertikalschnitte des Modellsalzgehalts in PSU durch das Arkonabecken: (a) 28. Januar (oben), (b) 1. Februar 1993 (unten).

Wassers über die Darßer Schwelle und Drogenschwelle in das Arkonabecken ist also größer als der Abfluß durch das Bornholms Gatt, so daß die Halokline im Arkonabecken für einige Tage angehoben wird. Daher wird ein Teil des salzhaltigen Wassers, das sich nach dem 27. Januar noch über der Erhebung der Darßer Schwelle im Arkonabecken befindet, in den ersten Tagen der nachfolgenden Ausstromphase wieder über die Darßer Schwelle zurück in die Beltsee transportiert und geht damit für die Erneuerung des Tiefenwassers der Ostsee verloren (vgl. auch Matthäus und Lass, 1995).

Das Ablaufen des salzhaltigen Wassers aus dem Arkona- in das Bornholmbecken zeigt ein Vertikalschnitt aus dem Modell vom 3. Februar (Abb. 15). Während die

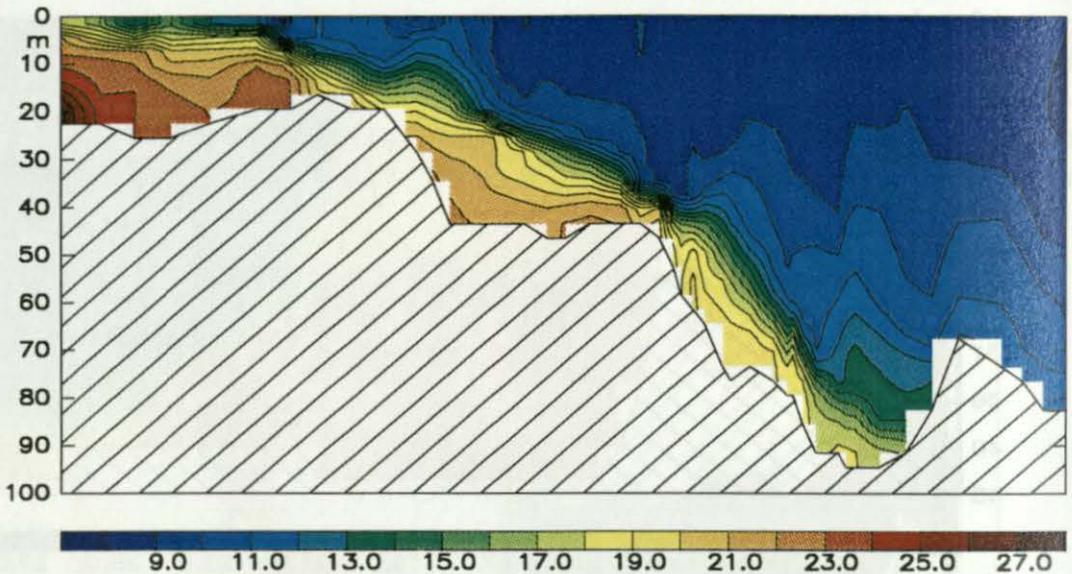


Abbildung 15: Vertikalschnitt des Modellsalzgehalts in PSU vom Fehmarnbelt zur Stolper Rinne durch das Arkona- und Bornholmbecken vom 3. Februar 1993. (Die Positionen der Profile wurden in Anlehnung an den unten beschriebenen, gemessenen Schnitt in Abb. 17 gewählt.)

grobauflösenden Modelle des Nordatlantik, die in z -Koordinaten diskretisiert sind, das Überströmen von Schwellen nicht richtig simulieren können (vgl. Döscher, 1994; Beckmann und Döscher, 1996), ist in dem regionalen Ostseemodell dieser Prozeß durch die höhere Auflösung besser dargestellt. Die geostrophischen Strömungen quer zur Front, die in den Nordatlantikmodellen eine Stabilisierung der Front verursachen, können das Ablaufen aus dem Arkonabecken nicht verhindern. Eine zu starke Verdünnung des Bodenwassers findet allerdings auch hier statt, die im wesentlichen von der horizontalen Diffusion verursacht ist, wie oben diskutiert wurde. Der Mechanismus, der im Modell das schwere Wasser den Hang ins Bornholmtief hinunterlaufen läßt, ist eine Folge von horizontaler Advektion und vertikalem Vertauschen der Tracer in übereinanderliegenden Gitterboxen, welches entsprechende Vertikalgeschwindigkeiten parametrisiert.

Mitte Februar ist das Salzwasser bis auf eine dünne Bodenschicht vom Arkonabecken in das tiefere Bornholmbecken abgeflossen (Abb. 16), wo es sich unter das alte, salzärmere und daher leichtere Bodenwasser schiebt, welches dabei angehoben wird und z.T. das Bornholmbecken durch die Stolper Rinne verläßt. Mit einer Sattel-

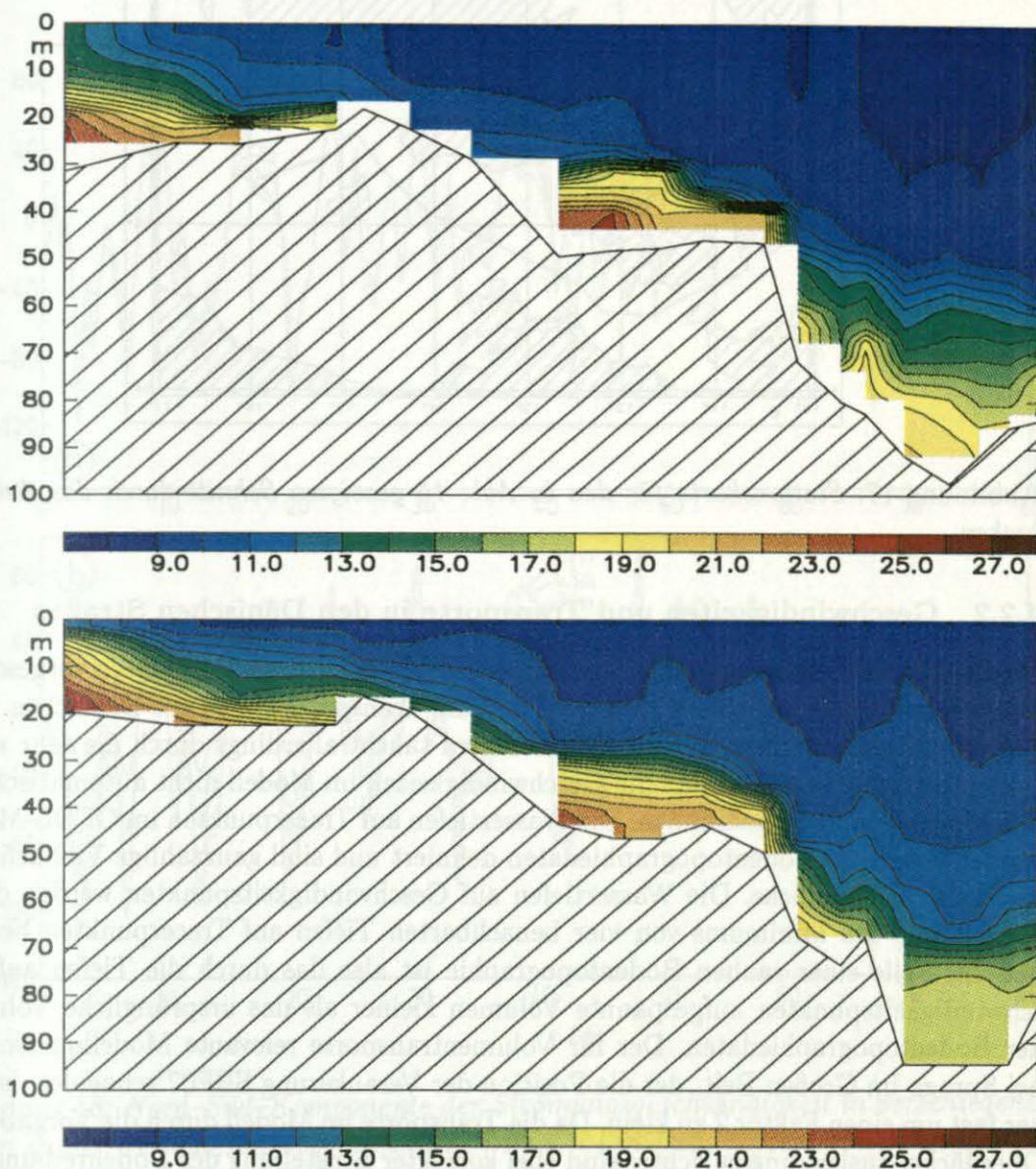


Abbildung 16: Vertikalschnitte des Salzgehalts in PSU vom Fehmarnbelt zur Stolper Rinne durch das Arkona- und Bornholmbecken, aufgenommen zwischen dem 14. und 17. Februar 1993: (a) Daten (oben), (b) Modell (unten).

tiefe von 65 m stellt die Stolper Rinne eine Verbindung zum Gotlandbecken her. Das neue Bodenwasser gelangt jedoch nicht bis in das Gotlandbecken. Die gute Übereinstimmung der Modellergebnisse mit gemessenen Profilen wird deutlich. Die Lage des Schnitts in Abb. 16 wird in der Stationskarte in Abb. 17 gezeigt. Der mittlere Salzgehalt des Bodenwassers im Bornholmbecken steigt von ungefähr 15 PSU auf über 18 PSU an (vgl. Dahlin et al., 1993). Da die Schichtung im Bornholmbecken durch die Profildaten vor und nach dem Salzwassereinstrom bekannt ist, stellt die zeitliche Entwicklung des Modellsalzgehalts im Bornholmtief einen wichtigen Test sowohl für die Salztransporte über die Schwellen im Modell als auch für die Vermischung im Arkonabecken dar.

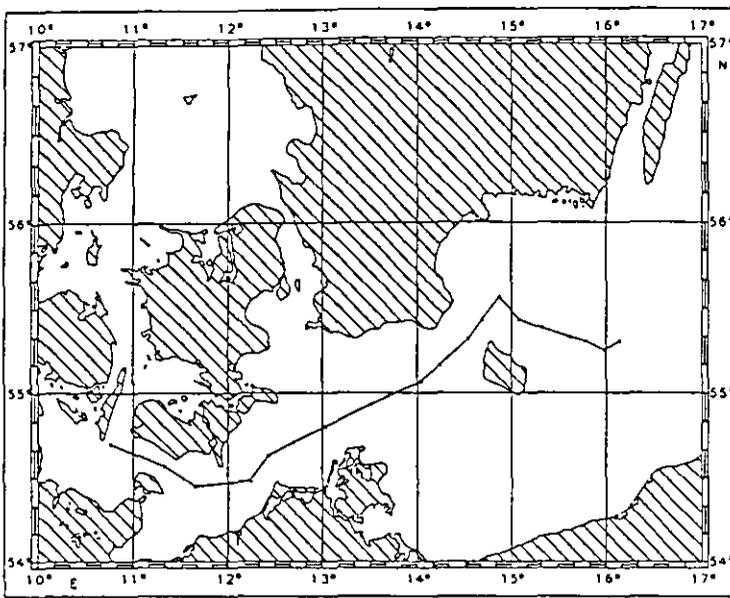


Abbildung 17: Stationskarte für den in Abb. 16 gezeigten Schnitt durch das Arkona-becken.

4.2.2 Geschwindigkeiten und Transporte in den Dänischen Straßen

Da die Oberflächenauslenkungen an den offenen Rändern durch Pegeldata vorgeschrieben werden, ist es nicht verwunderlich, daß die Transporte durch die Dänischen Straßen relativ gut simuliert werden. Ein Problem taucht allerdings durch die sehr rauhe Bodentopographie auf, so daß die Geschwindigkeiten im Modell nicht automatisch mit den Messungen übereinstimmen. Die Wassertiefen auf Tracerpunkten im GFDL-Modell werden durch die Bodentopographiedaten definiert und sind ganzzahlige Vielfache der vertikalen Schichtdicke. Die Wassertiefen auf Geschwindigkeitspunkten werden durch die Bildung des Minimums von vier benachbarten Tiefen auf Tracerpunkten berechnet. Im Falle einer rauhen Bodentopographie ist also das durch die Tiefen auf Geschwindigkeitspunkten aufgespannte Volumen kleiner als das ursprüngliche Volumen der Bodentopographiedaten. Der für Volumentransporte relevante Modellquerschnitt bei Sprogø im Großen Belt, der die Position der Verankerung SBF07 schneidet, ist daher fast um einen Faktor 2 zu klein. Da die Transporte im Modell durch die Vorgabe der Oberflächenauslenkungen richtig sind (bei korrekter Einstellung des Bodenreibungskoeffizienten c_b), müssen die Geschwindigkeiten notwendigerweise zu groß sein. In einer neueren Version des regionalen Ostseemodells wurde die Bodentopographie so geändert, daß die Modellquerschnitte auf Geschwindigkeitspunkten im Großen Belt mit den von Jacobsen (1986) angegebenen gemessenen Querschnitten übereinstimmen. Dafür wurden die gefilterten Daten im Bereich der höheren horizontalen Auflösung in der Beltsee als Wassertiefen auf Geschwindigkeitspunkten interpretiert und die Tiefen auf Tracerpunkten durch Bildung des Maximums von vier benachbarten Tiefen auf Geschwindigkeitspunkten ermittelt. Zusammen mit den unveränderten Daten im Bereich der geringeren Auflösung diente diese so veränderte Topographie auf Tracerpunkten dem Modell als Eingabe. Leider sind die bei der anschließenden Minimumsbildung berechneten Tiefen auf Geschwindigkeitspunkten natürlich nicht unbedingt mit den ursprünglichen Daten identisch. Durch eine Vergrößerung der Bodenreibung ($c_b = 3 \times 10^{-3}$) erhält man realistische Transporte und Geschwindigkeiten (Abb. 18), die im Vergleich zu anderen Modellen bemerkenswert sind (vgl. z.B. Abb. 7.4.2 bei Lehmann, 1992). Die Nettosalztransporte sind in beiden Modellversionen ungefähr gleich groß, weil die

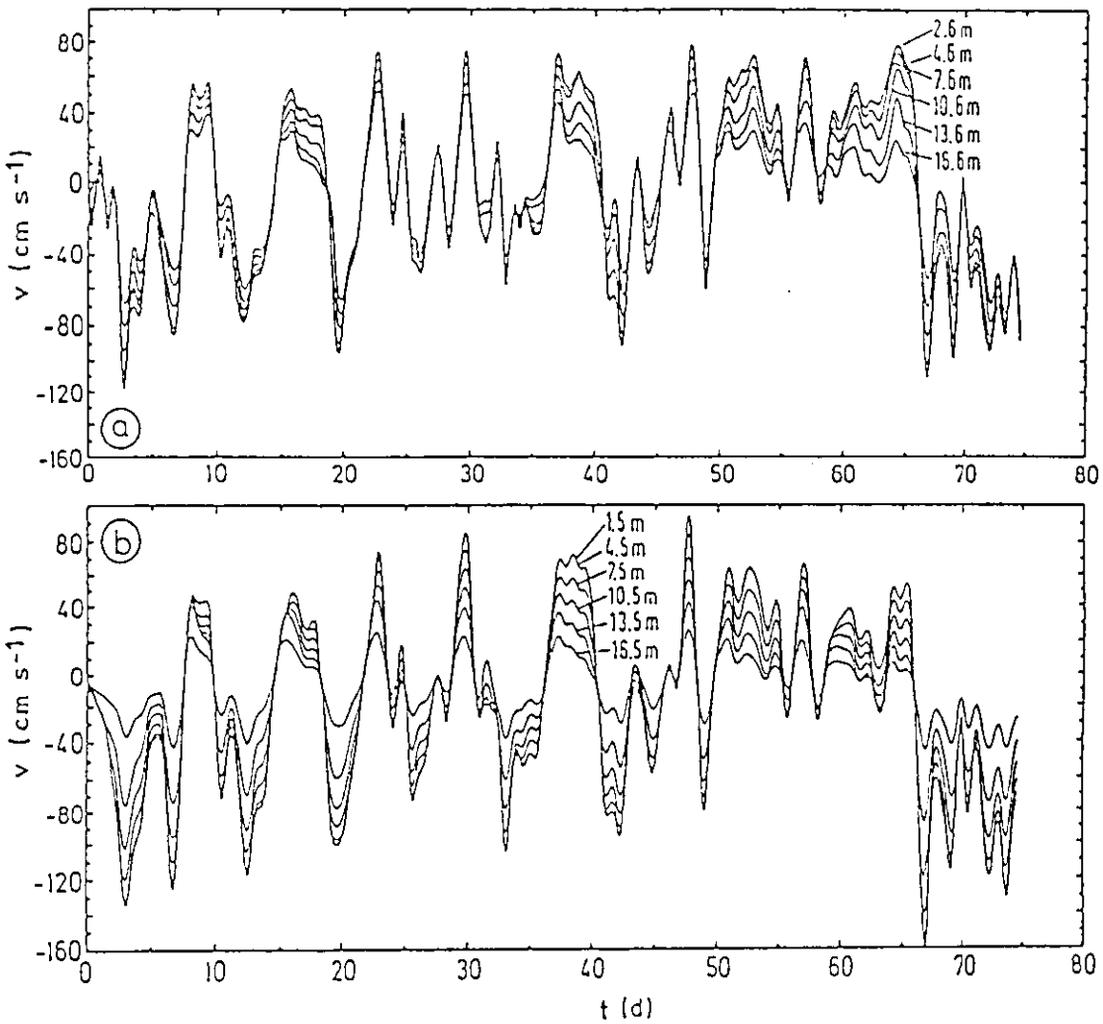


Abbildung 18: Nord-Süd-Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in verschiedenen Tiefen an der Verankerungsposition SBF07 im Großen Belt, aufgenommen im November und Dezember 1992: (a) Daten, (b) Modell.

kleiner, die Querschnitte für die Flüsse der Tracer jedoch in der neueren Version größer werden. Allerdings ergaben sich zunächst Stabilitätsprobleme während des Salzwassereinstroms im Januar 1993, so daß die meisten Experimente mit der in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Bodentopographie gerechnet worden sind.

Eine Reihe von Veröffentlichungen, die auch in der Einleitung angesprochen wurden, beschäftigen sich mit den physikalischen Prozessen in den Dänischen Straßen. Dabei werden oft Annahmen über Termbalancen in dem Gleichungssystem (17)–(19) gemacht, um die Transporte in den Dänischen Straßen oder in anderen Meeresstraßen durch einfachere Relationen berechnen zu können. Werden die Kugelkoordinaten in Gl. 17–19 durch kartesische Koordinaten ersetzt und die folgenden Annahmen über eine Strömung in einem Kanal parallel zur y -Richtung gemacht ($U \ll V$):

- stationär,

- linear,
- homogen,
- lokaler Wind und Luftdruck vernachlässigbar,

ergeben sich als Approximationen für Gl. 18 und 19

$$gH \frac{\partial \zeta}{\partial x} = fV \quad \text{und} \quad gH \frac{\partial \zeta}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \tau_y^B \approx -c_b \frac{V^2}{H^2}. \quad (38)$$

Die erste Gleichung beschreibt die geostrophische Näherung, die in den Dänischen Straßen unbestritten gilt, und die zweite eine Balance zwischen dem Oberflächengradienten längs zur Straße und der Bodenreibung. Der Gradient wird i.a. durch eine Wasserstandsdifferenz $\Delta\zeta$ zwischen zwei Pegeln stromauf und stromab approximiert. Neben dieser Reibungshypothese wird in der Literatur für Meeresstraßen noch das Konzept der geostrophischen und der hydraulischen Kontrolle diskutiert (Pratt, 1991). Die geostrophische Kontrolle setzt voraus, daß die Gradienten der Oberflächenauslenkung längs und quer zur Straße gleich groß sind, so daß eine lineare Beziehung zwischen dem Transport V und der Wasserstandsdifferenz $\Delta\zeta$ bestünde. Im Falle der hydraulischen Kontrolle wird in Gl. 18 und 19 eine Balance der nichtlinearen Terme, die in X und Y enthalten sind, mit den Längsgradienten in der Oberflächenauslenkung angenommen. Dies würde wie in Gl. 38 eine quadratische Beziehung implizieren, obwohl ein anderer physikalischer Hintergrund bestünde. Beobachtungen aus dem Öresund (vgl. Abb. 2 bei Mattson, 1995) zeigen tatsächlich in erster Näherung eine Abhängigkeit der Transporte von der Wurzel aus der Wasserstandsdifferenz zwischen Kattegat und Arkonabecken. Die Streuung ist jedoch sehr groß. Lehmann (1992) verglich in seiner Abb. 7.4.5 die Volumentransporte im Großen Belt aus dem Modell mit der Wasserstandsdifferenz zwischen Aarhus und Rødby. Eine einfache lineare oder quadratische Beziehung ließ sich aus seinem Streudiagramm nicht ableiten. Eine Schwierigkeit bei diesen Untersuchungen besteht darin, daß wegen der komplizierten Bodentopographie in den Dänischen Straßen es bei der Berechnung von Wasserstandsdifferenzen genau darauf ankommt, welche Gitterpunkte im Modell dazu verwendet werden. Außerdem ist es offensichtlich, daß aufgrund der großen horizontalen Salzgehaltsgradienten in der Beltsee barokline Effekte nicht vernachlässigt werden dürfen (auf jeden Fall nicht auf längeren Zeitskalen, vgl. Kapitel 2).

In Fortsetzung der von Sayin und Krauss (1996) mit geschlossenen Modellrändern durchgeführten Experimente wurde hier mit Hilfe von Prinzipstudien versucht, die beim Wasseraustausch durch die Dänischen Meeresstraßen auf Zeitskalen bis zu 30 Tagen dominanten Terme in den Gl. 18 und 19 zu bestimmen. Dabei wurde eine Einstromsituation erzeugt, in dem die Wasserstandsdifferenz zwischen Kattegat und Bornholmbecken von 0 beginnend linear mit der Zeit erhöht wurde ($\Delta\zeta = 40 \text{ cm}$ in 10 d). Es wurden Experimente mit einem barotropen, einem homogenen, einem linearen und einem Modell ohne jede Näherungen in den Gl. 18 und 19 gerechnet. Diese Vorgehensweise hat gegenüber der Betrachtung von Termbalancen den Vorteil, daß das Ergebnis nicht von der Wahl einzelner Gitterpunkte abhängt, sondern den integralen Strömungswiderstand der Dänischen Straßen als Funktion der angelegten Wasserstandsdifferenz $\Delta\zeta$ wiedergibt. Mit Ausnahme der ersten zwei Tage kann von quasistationären Bedingungen ausgegangen werden. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Die hier verwendete Bodentopographie erzeugt ein Transportverhältnis von ungefähr 27% zu 73% zwischen Öresund und Großem Belt in Übereinstimmung mit Beobachtungen (vgl. Jacobsen, 1986) und früheren Modellstudien (Sayin und Krauss, 1996).
2. Im Modell ist der dominante Term in Gl. 19 die Bodenreibung, der den Gradienten der Oberflächenauslenkung längs der Straßen balanciert.
3. Weitere wichtige Beiträge stellen die baroklinen und nichtlinearen Terme dar, die nicht zu vernachlässigen sind (letzterer besonders im Falle von großem $\Delta\zeta$). Die Transportverhältnisse können sich verschieben.
4. Im Arkona- und Bornholmbecken bilden sich starke zyklonale Wirbel mit entsprechenden Aufwölbungen der Isopyknen (vgl. Sayin und Krauss, 1996).

In Abb. 19 sind die Transporte als Funktion der Wasserstandsdifferenz für ein Modell-experiment ohne Näherungen dargestellt. Nach ungefähr 27 d Integration, was einer

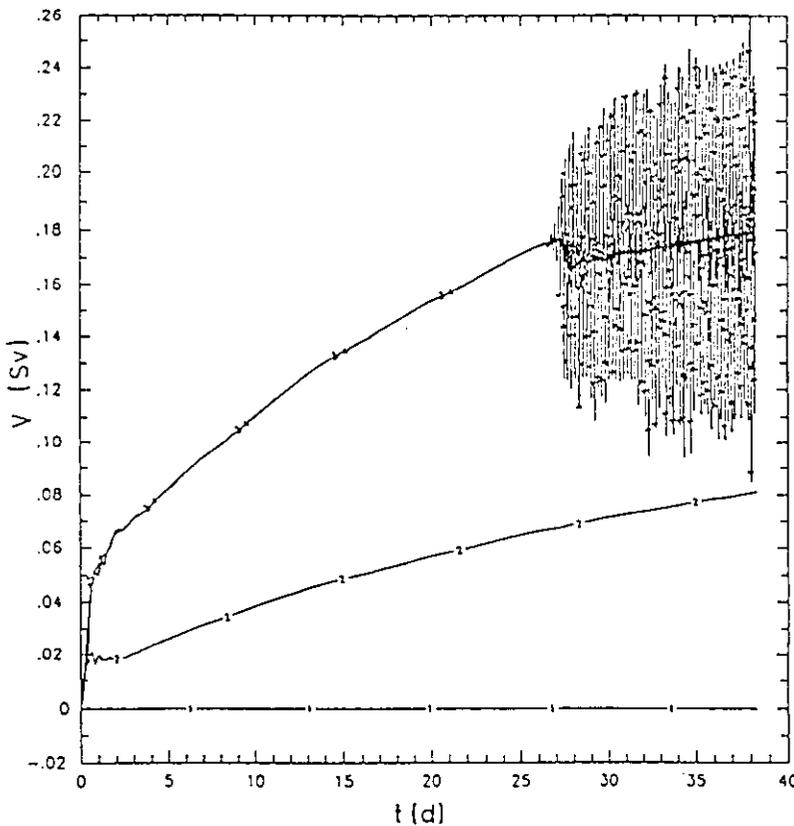


Abbildung 19: Transporte durch die Dänischen Straßen in einer prinzipiellen Einstrom-situation als Funktion der Zeit bzw. der Wasserstandsdifferenz zwischen Kattegat und Bornholmbecken: (1) Kleiner Belt (geschlossen), (2) Öresund, (3) Großer Belt (stromauf bzgl. des kritischen Querschnitts), (4) Großer Belt (stromab).

Wasserstandsdifferenz von 108 cm zwischen Nord- und Ostrand des regionalen Modells entspricht, gibt es einen rapiden Abfall im Transport durch den Großen Belt. Südlich des kritischen Querschnitts am Südausgang des Großen Belts sind die Transporte und die Oberflächenauslenkungen durch in die Kieler Bucht abstrahlende Wellen mit großer Amplitude gekennzeichnet (Abb. 20). Die Periode dieser Wellen beträgt ungefähr 5 h

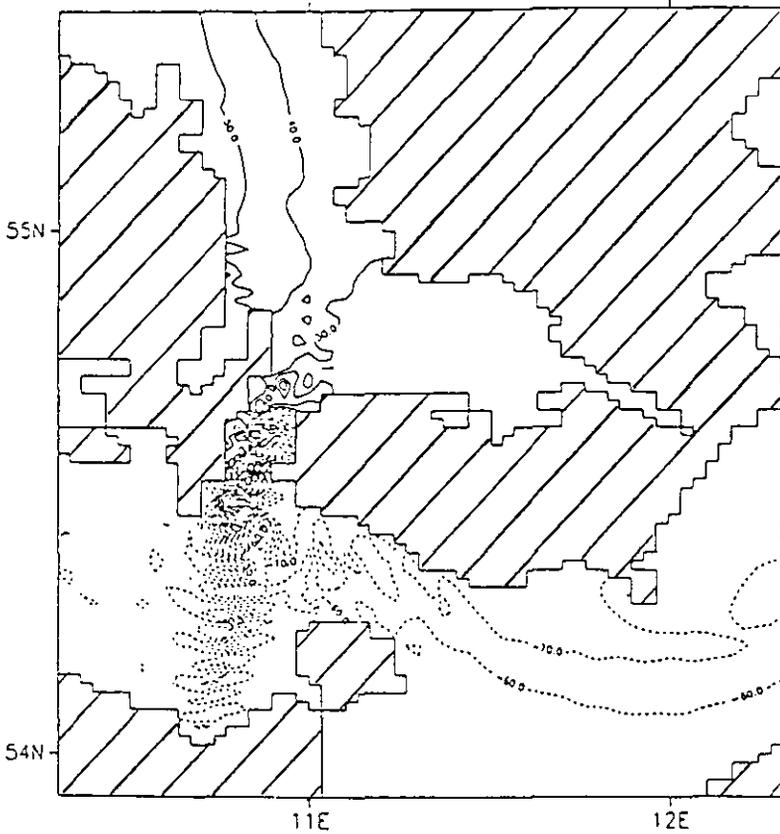


Abbildung 20: Oberflächenauslenkungen im Bereich des südlichen Großen Belts nach 30 d Integration (Linienabstand: 10 cm).

und die Wellenlänge 5 sm. Ein identisches Experiment ohne die nichtlinearen Terme in den Impulsgleichungen zeigte dieses Phänomen nicht. Die Transporte wuchsen weiter mit der Wasserstandsdifferenz an.

Unter der Annahme, daß das Modell auch bei großen $\Delta\zeta$ die nichtlineare Physik in den Dänischen Meeresstraßen richtig beschreibt, läßt sich hier der Schluß ziehen, daß im Falle von realistischen Einstromsituationen die nichtlinearen Terme nicht dominant sind, denn Wasserstandsdifferenzen zwischen Kattegat und Bornholmbecken von über einem Meter, die länger als 5 h andauern, treten selbst bei den großen Salzwassereintrüben kaum auf.

5 Die Modellhierarchie

Weil die Dynamik im Modellgebiet sehr stark von der Wasserstands-differenz zwischen Kattegat und Arkonabecken sowie von der hydrographischen Situation im Kattegat abhängt, müssen die offenen Ränder sorgfältig behandelt werden.

Die Oberflächenauslenkungen an den offenen Rändern werden durch lineare Interpolation zwischen zwei Pegeln an gegenüberliegenden Küsten berechnet. Daher ist das Oberflächensignal von Strömungen senkrecht zu den Modellrändern im allgemeinen nicht berücksichtigt, z.B. fächert sich der Baltische Strom an der schwedischen Küste in einigen Fällen auf, bevor er das Modellgebiet verläßt.

Der nördliche Modellrand liegt genau im Bereich der sich vor- und zurückbewegenden Skagerrak-Kattegat-Front (Wattenberg, 1941). Falls die Informationen über diese schnell veränderliche Front nicht in den vorhandenen Daten enthalten sind, werden falsche Salzgehalte im Fall von Einstrom am Rand vorgegeben. Eine Ausdehnung des Modellgebiets nach Norden hin war nicht möglich, weil die dafür erforderliche Rechenzeit nicht zur Verfügung stand. Da das Skagerrak mehr als 600 m tief ist, hätte der barotrope Zeitschritt verkleinert oder die Bodentopographie verändert werden müssen.

Eine Möglichkeit, die fehlenden Informationen an den offenen Rändern für die Variablen T, S, ζ zu erhalten, besteht in der Einbettung des regionalen hochauflösenden Modells in ein grobauflösendes Modell für die gesamte Nord- und Ostsee. Eines der zur Zeit am IfM Kiel entwickelten Modelle ist ein Zirkulationsmodell der Ostsee mit einem künstlichen Nordseebecken als Anhang (Lehmann, 1995). Dieses wird im folgenden als Modell 1 bezeichnet, während das im vorigen Kapitel beschriebene regionale Ostseemodell als Modell 2 gekennzeichnet wird. Der Nachteil von Modell 1 liegt in der geringen Gitterauflösung von 5 km in horizontaler und von 6 m in vertikaler Richtung in den oberen 100 m. Die Bodentopographie der Dänischen Straßen wird daher nur ungenau wiedergegeben, denn aus numerischen Gründen ist es erforderlich, mindestens 2 Geschwindigkeitsgitterpunkte neben- und übereinander zu definieren. Die Drogenschwelle ist also in diesem Modell 12 m tief, und die engste Stelle im Öresund bei Helsingør/Helsingborg ist bezüglich der Volumentransporte 10 km breit. Die notwendige künstliche Erweiterung des Öresunds führt zu einem mittleren Transportverhältnis zwischen Großem Belt und Öresund von ungefähr 1 : 1 (vgl. Abb. 7.3.2.4 bei Lehmann, 1992), so daß der Wasseraustausch zwischen Nord- und Ostsee von Modell 1 nicht adäquat beschrieben werden kann.

Dieses Auflösungsproblem läßt sich theoretisch durch die beidseitige Kopplung der Modelle 1 und 2 lösen. Sogenannte genestete Modelle werden im Zusammenhang mit den Dänischen Straßen oft benutzt, vgl. z.B. Vestedt et al. (1992) oder Huber et al. (1994). Aber die Unzulänglichkeiten der Lösung des grobauflösenden Modells an den offenen Rändern des regionalen Modells verursachen fehlerhafte Volumen- und Salztransporte durch die Dänischen Straßen. Ein Problem aller Ostseemodelle ist der nur unzureichend bekannte Wind. Die Zirkulation in der Ostsee wird aber unmittelbar durch die veränderlichen Windfelder angetrieben. Ein Vergleich des beobachteten Windes von der Wetterstation am Kap Arkona mit dem Wind des Europamodells wird von Huber et al. (1994) in deren Abb. 2 gezeigt. Beispielsweise werden die mit dem Salzwassereinstrom einhergehenden Orkane im Januar 1993 vom Europamodell drastisch

unterschätzt. Der zu glatte Modellwind verursacht entsprechende Differenzen zwischen simulierten und beobachteten Wasserständen (vgl. z.B. den Modell Daten-Vergleich für den Pegel Saßnitz bei Huber et al. (1994), in deren Abb. 3b, oder für den Pegel Viken bei Lehmann (1995), in seiner Abb. 8d). Der fehlerhafte barotrope Antrieb bewirkt nicht nur falsche Volumentransporte, sondern auch falsche Positionen u.a. der Skagerrak-Kattegat-Front, so daß möglicherweise die hydrographischen Bedingungen am Nordrand des regionalen Modells falsch vorgegeben werden.

Aufgrund dieser Argumente wurden in einer ersten Näherung Meßdaten anstelle von Modellergebnissen zur Berechnung der aktiven offenen Randbedingungen verwendet, wie im vorigen Kapitel beschrieben worden ist. Da im allgemeinen aber nicht genügend Daten an den offenen Rändern des regionalen Modells vorhanden sind, bleibt die beidseitige Kopplung der Modelle 1 und 2 Ziel der Aktivitäten am IfM Kiel im Zusammenhang mit BALTEX. Voraussetzung dafür ist, daß beide Modelle durch Datenassimilation verbessert werden, was zur Zeit aus technischen Gründen noch nicht möglich ist. Daher wird hier eine vereinfachte Modellhierarchie vorgestellt.

Um den meteorologischen Antrieb zu verbessern, wurden Pegel- und Winddaten in ein barotropes Modell für die gesamte Ostsee mit einer relativ geringen Auflösung von 6 *sm* (Modell 3) mit Hilfe der adjungierten Methode assimiliert. Die Oberflächenauslenkungen am Modellrand im Kattegat und monatliche Mittelwerte für die Flußwassereinträge (Bergström und Carlsson, 1993; 1994) wurden vorgegeben. Eine Auflösung von 6 *sm* ist möglich, da in einem barotropen Modell ohne horizontale Reibung Meeresstraßen dargestellt werden können, die nur eine Gitterdistanz breit sind. Da die Wassertiefen nicht diskretisiert werden müssen, können die Querschnitte der Meeresstraßen im Modell genau den tatsächlichen angepaßt werden.

Das Assimilationsverfahren erlaubt die Optimierung der Modellwindfelder bzw. Modellwind Schubspannungen, die zusammen mit den Oberflächenauslenkungen an den offenen Rändern das barokline Modell der westlichen Ostsee antreiben. Dabei wird wie in dem einfachen Boxmodell, das in Kapitel 2 beschrieben wurde, die entscheidende Annahme vom "barotropic decoupling" gemacht, d.h. die durch Wind und Luftdruckgradienten verursachten Wasserstandsschwankungen sind sehr viel größer als die baroklinen Oberflächensignale. Zu berücksichtigen bleibt lediglich eine mittlere Wasserstandszunahme vom Kattegat bis hin zum Bornholmbecken aufgrund der Abnahme im mittleren Salzgehalt (Tab. 5). In diesem Zusammenhang wird das regionale Modell in der Version mit der geringeren Gitterauflösung von 2 *sm* und 6 *m* verwendet. Die Bodentopographie im Öresund wurde so verändert, daß der Volumentransport ungefähr dem des hochauflösenden Modells entspricht.

In den folgenden Kapiteln werden die Assimilationsprozedur und die Ergebnisse der vereinfachten Modellhierarchie beschrieben. Eine weitere Verbesserung wird durch die Assimilation von Temperaturprofilen direkt in das genestete regionale Modell der westlichen Ostsee erwartet. Dieses Vorhaben wird im Ausblick diskutiert. Abb. 21 faßt die Strategie der Arbeit zusammen.

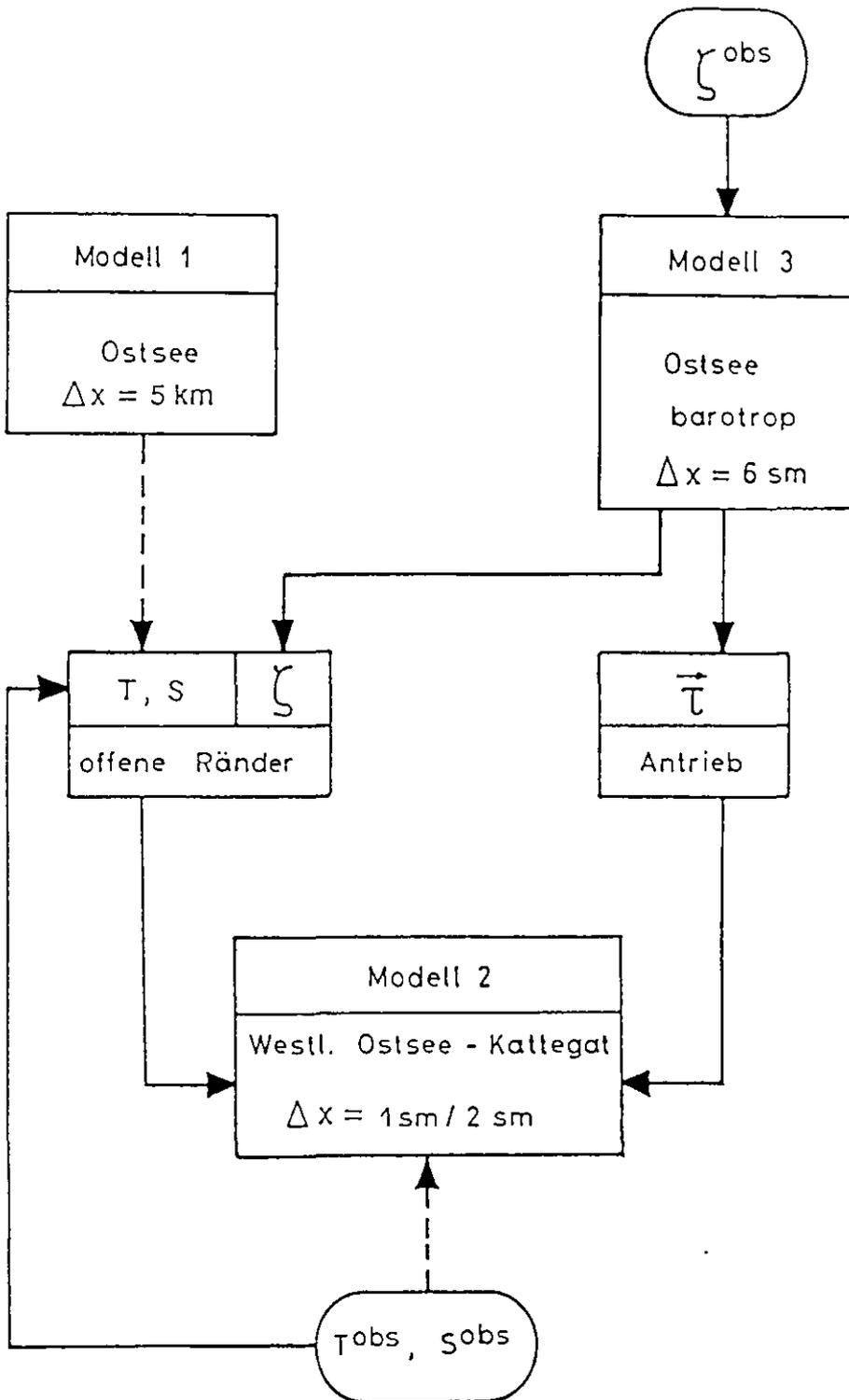


Abbildung 21: Die Modellhierarchie.

6 Die adjungierte Methode

6.1 Verschiedene Assimilationsverfahren

Für die Assimilation von Beobachtungsdaten in numerische Modelle des Ozeans stehen eine Vielzahl von verschiedenen Methoden zur Verfügung, die größtenteils ursprünglich für die Wettervorhersage in der Meteorologie entwickelt worden sind. Einen Überblick geben Ghil und Malanotte-Rizzoli (1991), und eine Zusammenstellung wichtiger Literatur zur Datenassimilation in der Meteorologie findet man bei Courtier et al. (1993). Interessante neuere Anwendungen verschiedener Methoden der Datenassimilation sind in dem Tellus-Sonderband 45A (1993) zusammengefaßt. Anderson und Willebrand (1989) geben einen Überblick über Assimilationsmethoden in der Ozeanographie. Grundsätzliche Unterschiede zwischen der Datenassimilation in Meteorologie und Ozeanographie bestehen hinsichtlich der Motivation (Vor- oder Nachhersage), der Datenabdeckung und der Physik (räumliche und zeitliche Skalen). Die verschiedenen Assimilationsmethoden, wie z.B.

- das “Nudging”-Verfahren (Newtonrelaxation),
- das Variationsverfahren mit Hilfe der adjungierten Methode,
- und der Kalman-Filter,

basieren auf unterschiedlichen Annahmen und verfolgen unterschiedliche Ziele, so daß eine vergleichende Wertung nicht möglich ist. Die komplizierteren Methoden haben allerdings den Nachteil, daß der Rechenzeitaufwand und Speicherplatzbedarf sehr groß sein können.

Die Assimilation von Altimeterdaten mit Hilfe des “Nudging”-Verfahrens in ein quasisynoptisches 3-Schichten-Modell im Zusammenhang mit Zwillingsexperimenten wurde von Holland und Malanotte-Rizzoli (1991) erfolgreich durchgeführt. Eine erweiterte “Nudging”-Technik im Vergleich zu einem Re-Initialisierungsansatz wird von Oschlies (1994) beschrieben.

Die theoretischen Grundlagen der adjungierten Methode sind an verschiedener Stelle veröffentlicht worden, siehe z.B. Le Dimet und Talagrand (1986), Talagrand und Courtier (1987), Thacker und Long (1988). Die Anwendungen der adjungierten Methode sind sehr zahlreich und sollen daher hier nicht alle aufgelistet werden. Eine Näherung der adjungierten Methode im Zusammenhang mit einem Zirkulationsmodell des Atlantiks wurde von Schiller (1993) getestet.

Der Kalman-Filter basiert auf dem statistischen Konzept der optimalen Interpolation (siehe z.B. Ghil et al., 1981). Seine Anwendungen sind sehr aufwendig, weil die Zeitentwicklung der Kovarianzmatrix der Modellfehler berechnet wird.

Um Pegeldata in ein barotropes Modell der Ostsee zu assimilieren, mit dem Ziel, die an der Meeresoberfläche angreifenden Windschubspannungen zu verbessern (Kapitel 7), wurden im Zusammenhang mit dieser Arbeit verschiedene Ansätze der “Nudging”-Technik ausprobiert. Das Modell besteht dabei aus den drei Gleichungen (17)–(19) des Kapitel 4 mit $X = Y = 0$. Durch die Vorgabe der Daten für die Oberflächenauslenkung

ist es aus Konvergenzgründen naheliegend, einen Relaxationsterm mit entsprechender Zeitskala in Gl. 17 einzufügen. Weil aber die Differenzen zwischen Modell und Daten aufgrund der fehlerhaften Windschubspannungen $\vec{\tau}^{mod}$ durch die Impulsgleichungen und sicherlich nicht durch die Massenerhaltungsgleichung verursacht werden, würde ein solcher Ansatz zu unphysikalischen Ergebnissen führen. Daher sind lediglich Relaxationsterme in den Impulsgleichungen sinnvoll:

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{U} = \text{“Physik”} + \frac{1}{\rho_0} \vec{\tau}^{mod} - \mu (\vec{U} - \vec{U}^{obs}). \quad (1)$$

μ ist dabei eine geeignet gewählte inverse Zeitskala. Die optimierten Windschubspannungen $\vec{\tau}^{opt}$ ergeben sich nach erfolgter Integration zu

$$\vec{\tau}^{opt} = \vec{\tau}^{mod} - \rho_0 \mu (\vec{U} - \vec{U}^{obs}), \quad (2)$$

wobei \vec{U} Lösung der Gl. 1 ist. Abgesehen von der Schwierigkeit, aus den Daten der wenigen, an den Küsten verteilt liegenden Pegelstationen zugehörige Transporte \vec{U}^{obs} zu berechnen (eine geostrophische Näherung z.B. ist nicht möglich), birgt dieser Ansatz das Problem in sich, daß der Relaxationsterm Fehler in den Windschubspannungen nicht unbedingt ausgleichen kann, denn die Transporte \vec{U} sind in der Ostsee topographisch geführt und müssen die Randbedingungen erfüllen ($U = V = 0$ an der seitlichen Berandung). Zwillingsexperimente mit diesem Ansatz haben gezeigt, daß die Felder der optimierten Windschubspannungen $\vec{\tau}^{opt}$ vielfach die Struktur der Bodentopographie widerspiegeln. Dieser Effekt ist so dominant, daß das “Nudging”-Verfahren verworfen und stattdessen die adjungierte Methode verwendet wurde, die im folgenden beschrieben werden soll.

6.2 Die prinzipielle Idee der adjungierten Methode

Die adjungierte Methode besteht aus den folgenden 3 Schritten:

1. Die diskretisierten Gleichungen eines **numerischen Modells** werden in der Zeit vorwärts integriert:

$$\underline{u}_{n+1} = \underline{H}(\underline{u}_n, \tau_m) \quad \text{mit} \quad \underline{u}_0 = \underline{u}^{start} \quad (n = 0, \dots, N - 1). \quad (3)$$

Dabei bezeichnet \underline{u}_{n+1} einen Zustandsvektor zum Zeitschritt $n + 1$, der über eine Vektorfunktion \underline{H} aus dem Zustandsvektor zum Zeitschritt n und einer beliebigen, aber endlichen Anzahl M von Kontrollparametern τ_m berechnet wird ($m = 1, \dots, M$). Als Kontrollparameter können unbekannte Modellparameter, wie z.B. Reibungskoeffizienten, Anfangsbedingungen, Randfelder (im Falle von offenen Randbedingungen) oder Antriebsfelder an der Meeresoberfläche gewählt werden. Beispielsweise kennzeichnet hier τ_m eine Komponente einer dreidimensionalen Fouriertransformation in Raum und Zeit von Windschubspannungs- (Kapitel 7) oder Nettowärmeflußfeldern. Die Anfangsbedingungen werden durch einen Startvektor \underline{u}^{start} definiert. Während der Integration der Modellgleichungen wird die sogenannte Kostenfunktion J aufsummiert:

$$J = \frac{1}{2} \sum_n' (\underline{u}_n - \underline{u}_n^{obs})^T C^{-1} (\underline{u}_n - \underline{u}_n^{obs}). \quad (4)$$

Dabei ist

$$C := \langle (\underline{u} - \langle \underline{u} \rangle)^T (\underline{u} - \langle \underline{u} \rangle) \rangle \quad (5)$$

die Kovarianzmatrix. Der Strich an der Summe bedeutet, daß nur die Terme für die Kostenfunktion in Raum und Zeit aufsummiert werden, für die auch Daten \underline{u}^{obs} zur Verfügung stehen. Unter der Annahme einer Gaußverteilung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist der optimale Zustandsvektor nach dem Maximum-Likelihood-Prinzip durch die Minimierung einer quadratischen Kostenfunktion gegeben (siehe z.B. Menke, 1989). Im Falle nicht normalverteilter Daten würde man eine andere, nicht quadratische Form der Kostenfunktion wählen. Dabei sind alle Arten von Daten denkbar, vorausgesetzt, die zugehörige Variable läßt sich aus den Zustandsvariablen des Modells berechnen und ist mehr oder weniger von den Kontrollparametern abhängig. Da die Zustandsvariablen nicht unabhängig sind, sondern die Modellgleichungen (3) erfüllen sollen (diese Forderungen werden als "strong constraints" bezeichnet), nimmt die Lagrangefunktion L folgende Gestalt an

$$L[\underline{u}, \underline{\Delta}, \tau_m] = J + \sum_{n=0}^{N-1} \Delta_{n+1} (\underline{u}_{n+1} - \underline{H}(\underline{u}_n, \tau_m)) + \Delta_0 (\underline{u}_0 - \underline{u}^{start}). \quad (6)$$

Die Einführung der Lagrangemultiplikatoren $\underline{\Delta}$ hat dabei den Zweck, das Minimierungsproblem mit Nebenbedingungen in ein Problem ohne Nebenbedingungen zu transformieren, so daß alle Variablen des Funktionals L unabhängig voneinander variiert werden können und nach dem Hamiltonschen Prinzip durch die Euler-Lagrangeschen Gleichungen bestimmt sind:

$$0 = \frac{\delta L}{\delta x_\nu} = \frac{\partial L}{\partial x_\nu} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \left(\frac{d}{dt} x_\nu\right)} \quad \text{mit } x_\nu = (\underline{u}, \underline{\Delta}, \tau_m). \quad (7)$$

Der letzte Term in Gl. 6 muß lediglich berücksichtigt werden, wenn auch die Startfelder variiert werden sollen.

2. Ein notwendiges Kriterium für ein Minimum der Kostenfunktion ist durch

$$\frac{\delta L}{\delta \underline{u}_n} = \frac{\partial L}{\partial \underline{u}_n} \stackrel{!}{=} 0 \quad (n = 1, \dots, N) \quad (8)$$

gegeben. Durch Differenzieren der Lagrangefunktion (Gl. 6) erhält man das **adjungierte Modell**:

$$\begin{aligned} \underline{\Delta}_n &= \underline{\Delta}_{n+1} \cdot \frac{\partial \underline{H}}{\partial \underline{u}_n} + C^{-1} (\underline{u}_n - \underline{u}_n^{obs})' \\ \text{mit } \underline{\Delta}_N &= C^{-1} (\underline{u}_N - \underline{u}_N^{obs})' \quad (n = N-1, \dots, 0), \end{aligned} \quad (9)$$

das in der Zeit rückwärts integriert werden muß und durch die Modell-Daten-Differenzen angetrieben wird. Die Gradienten der Kostenfunktion werden dabei simultan berechnet:

$$\frac{\partial J}{\partial \tau_m} = - \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\partial \underline{H}}{\partial \tau_m} \cdot \underline{\Delta}_{n+1}. \quad (10)$$

Das heißt, die Gradienten der Kostenfunktion bezüglich der Beobachtungsdaten werden dem adjungierten Modell vorgegeben, welches daraus die Gradienten der Kostenfunktion bezüglich der Kontrollparameter berechnet.

3. Mit Hilfe eines **Minimierungsalgorithmus**, welcher das Verfahren der konjugierten Gradienten ausnutzt (Navon und Legler, 1987), wird aus den ermittelten Werten für die Kostenfunktion (Gl. 4) und den zugehörigen Gradienten (Gl. 10) eine neue Schätzung für den Satz von Kontrollparametern berechnet. Hier wurde eine Fortran-Routine aus der IMSL MATH/LIBRARY benutzt.

Diese 3 Schritte werden iterativ wiederholt, bis die Kostenfunktion minimiert ist. Das Ergebnis ist eine Schätzung von Kontrollparametern aus Beobachtungsdaten, die das Modell verbessern. Bei der Anwendung der adjungierten Methode mit streng gültigen Nebenbedingungen wird die entscheidende Annahme gemacht, daß die Fehler der Modellvariablen, die durch ungenaue Modellgleichungen entstehen, klein gegenüber den Fehlern sind, die durch die Kontrollparameter der ersten Schätzung verursacht werden. Diese Hypothese ist in vielen Fällen nicht erfüllt und führt zu einem Versagen der adjungierten Methode in der hier beschriebenen Form. Daher können nur Modelle verwendet werden, bei denen die Modell-Daten-Differenzen eindeutig einem Satz von nicht optimierten Kontrollparametern zugeordnet werden können.

Der Vorteil der adjungierten Methode liegt darin, daß bei einer großen Dimension M des Parameterraums eine Vorwärts- und eine Rückwärtsintegration von Modell und adjungiertem Modell ausreichen, um alle M Gradienten zu berechnen, während andernfalls mindestens M Modellläufe dafür notwendig wären.

Eine Erweiterung der Kostenfunktion in Gl. 6 ist durch sogenannte "Penalty"-Terme z.B. in der Form

$$J = J_{obs} + \frac{1}{2} \beta_1 \sum_n \nabla^2 \underline{u}_n \tag{11}$$

möglich, die den Funktionenraum der Modellvariablen auf hinreichend glatte Funktionen in Abhängigkeit der relativen Gewichte β_1 beschränken.

Ein eindeutiges Minimum der Kostenfunktion in Gl. 6 für die Kontrollparameter existiert, wenn die Anzahl der Kontrollparameter kleiner als die Anzahl der unabhängigen Messungen ist und wenn die Kostenfunktion konvex ist, d.h. falls die Hessesche Matrix der zweiten Ableitungen der Kostenfunktion bezüglich der Kontrollparameter positiv definit ist (Yu und O'Brien, 1995). Im allgemeinen garantiert eine Minimierung der Kostenfunktion in Gl. 6 allein diese Eindeutigkeit der Lösung nicht, so daß das Inversproblem mathematisch nicht korrekt gestellt ist. Dieses Problem kann durch das Hinzufügen weiterer Hintergrundterme in Gl. 6 behoben werden, die die Abweichungen der Kontrollparameter von gewissen a priori Schätzungen τ_m^0 bestrafen:

$$J = J_{obs} + \frac{1}{2} \beta_2 \sum_m (\tau_m - \tau_m^0)^T C^{-1} (\tau_m - \tau_m^0). \tag{12}$$

Beispiele dafür finden sich bei Yu und O'Brien (1991,1992,1995) und Schiller (1995).

7 Assimilation von Pegeldaten in ein barotropes Modell der Ostsee

7.1 Motivation

Ein bei verschiedenen numerischen Modellen der Ostsee mit realistischem Windantrieb auftretendes Problem ist die Darstellung von Wasserstandsschwankungen auf der Zeitskala von Stunden bis Monaten, wie in Abb. 22 dargestellt. Das hier verwendete

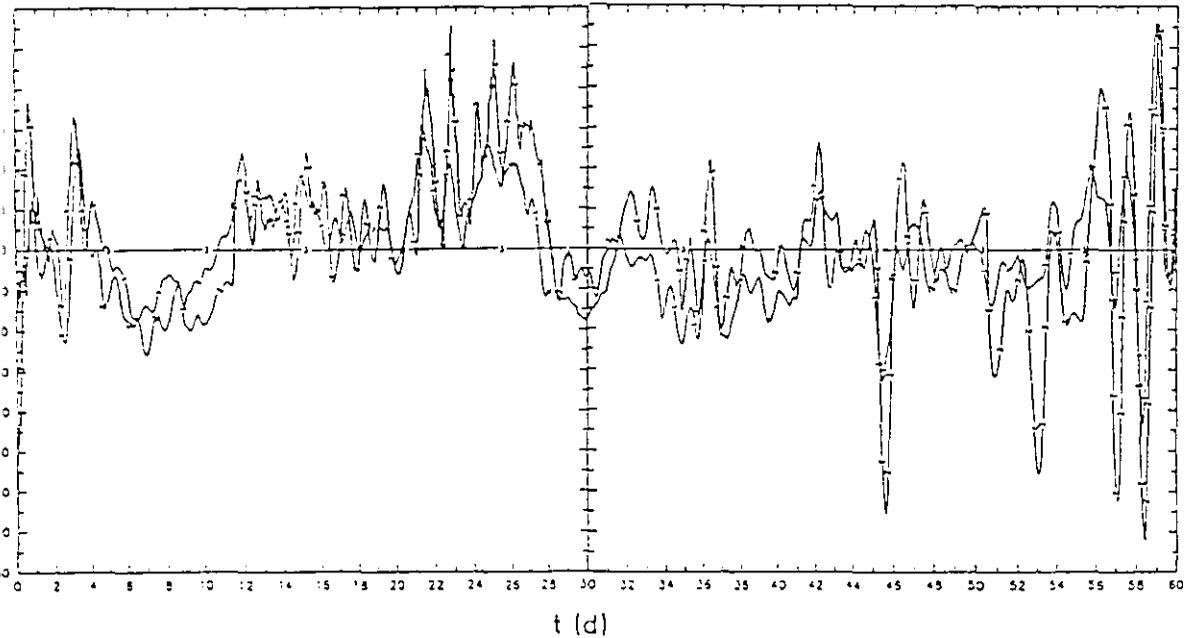


Abbildung 22: Mit einem barotropen Modell simulierte Wasserstände von Hamina (1) im Vergleich zu stündlichen, ungefilterten Messungen (2) für Oktober und November 1989.

barotrope Modell mit einem horizontalen Gitterabstand von 5 km unterschätzt i.a. die Amplituden und ist zeitweise phasenverschoben. Antrieb und Bodentopographie entsprechen dabei Modell 1 (Lehmann, 1992). Es wäre denkbar, daß die Modell-Daten-Differenzen durch Fehler in den folgenden Punkten verursacht sind:

- Modellphysik,
- Numerisches Verfahren,
- Bodentopographie,
- Reibung,
- Randbedingung im Skagerrak,
- Wind.

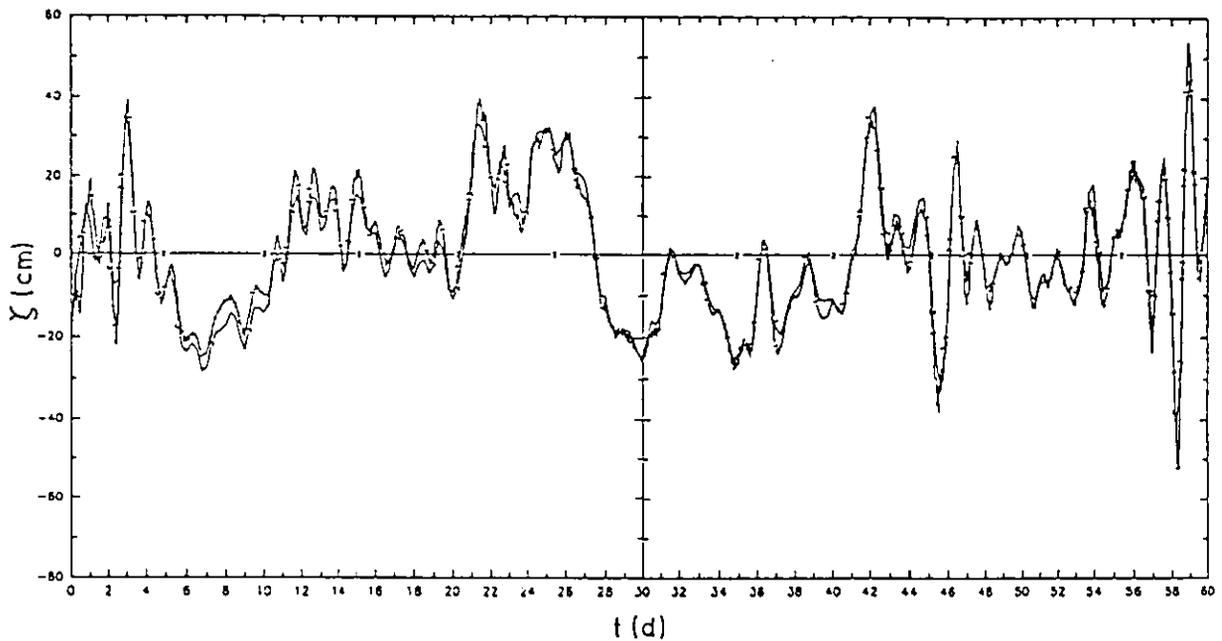


Abbildung 23: Mit einem barotropen Modell simulierte Wasserstände von Hamina (1) im Vergleich zu den Ergebnissen des baroklinen Modells 1 (3) für Oktober und November 1989.

Modellphysik: Der in Abb. 23 gezeigte Vergleich zwischen den Wasserständen eines barotropen ($X = Y = 0$) und eines baroklinen Modells für die beiden Monate Oktober und November 1989 ergibt, daß die Unterschiede zwischen den Zeitreihen beider Modelle sehr viel kleiner als die in Abb. 22 gezeigten Modell-Daten-Differenzen sind. Daher sind einfache barotrope Modelle prinzipiell genauso gut zur Beschreibung von Wasserstandsschwankungen in der Ostsee geeignet wie Modelle, die die vollständigen primitiven Gleichungen enthalten.

Numerisches Verfahren: Die räumliche Diskretisierung der hydrodynamischen Gleichungen in finite Differenzen ist auf verschiedenen Gittern möglich, die als Arakawa-A- bis E-Gitter bezeichnet werden. Die Dispersionsrelation eindimensionaler harmonischer Wellen entspricht der analytischen Lösung am besten, wenn das B- oder C-Gitter verwendet wird (Mesinger und Arakawa, 1976). In zwei Dimensionen bei veränderlicher Bodentopographie haben allerdings umfangreiche Vorstudien ergeben, daß bei einer räumlichen Auflösung größer als 5 km die Gitterdispersionsfehler in den Wasserständen nicht unbedingt zu vernachlässigen sind. In Abb. 24 sind die stationären Oberflächenauslenkungen nach siebentägigem konstantem Südwestwind dargestellt, die sich aus Modellläufen ohne Reibung mit B- oder C-Gitter-Diskretisierung ergeben ($\Delta x = 10 \text{ km}$). Im Falle des B-Gitters sind $2\text{-}\Delta x$ -Wellen sichtbar. Außerdem beträgt die Differenz $\Delta \zeta$ zwischen den maximalen Auslenkungen beider Diskretisierungen ungefähr $\Delta \zeta = \pm 21 \text{ cm}$. Da weder horizontale Reibung noch Bodenreibung verwendet wurde, sind die Differenzen sicherlich größer als in realistischen Simulationen. Aber auch dort werden zeitweise erhebliche $2\text{-}\Delta x$ -Störungen auf dem B-Gitter beobachtet.

Die Abb. 25a zeigt eine unter realistischen Bedingungen simulierte Wasserstandszeitreihe über 20 Tage an dem Pegel Hamina im Vergleich zu Daten, wobei die Mo-

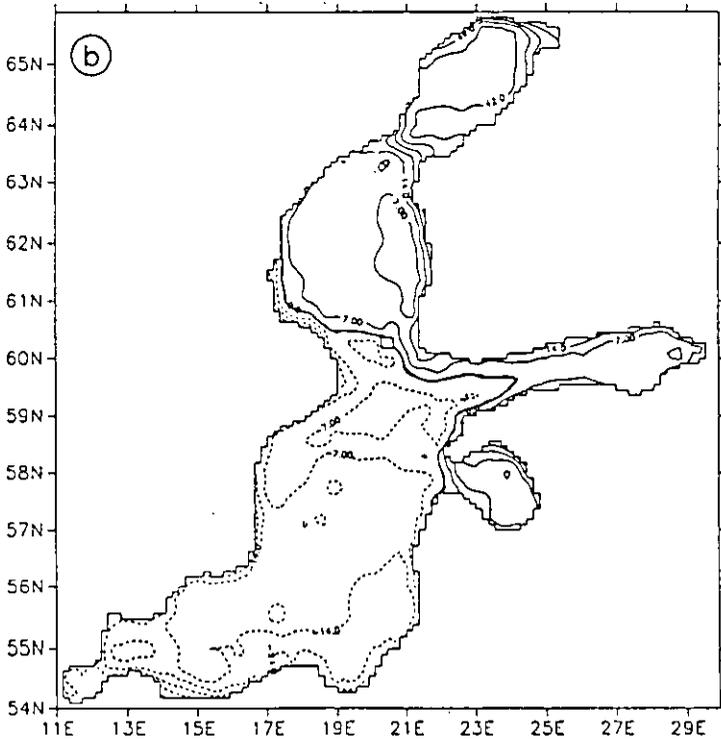
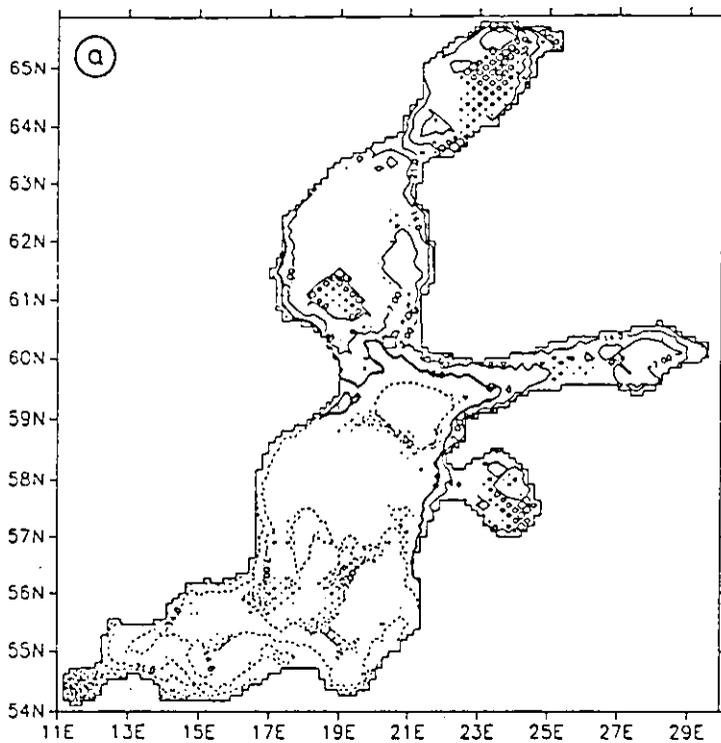


Abbildung 24: Oberflächenauslenkungen nach 7tägiger Integration mit konstantem Südwestwind auf dem Arakawa-B- (a) bzw. C-Gitter (b). Linienabstand: 7 cm. Konturen von -63 cm bis $+56$ cm in (a) und von -42 cm bis $+70$ cm in (b).

dellgleichungen auf dem C-Gitter diskretisiert wurden ($\Delta x = 5 \text{ km}$). Die in Abb. 25b dargestellten Differenzen zu einem B-Gitter-Modellexperiment sind nicht zu vernachlässigen. Der externe Mode im GFDL-Modell mit freier Oberfläche wird mit einem Prediktor-Korrektor-Verfahren zeitlich integriert, welches die numerische Stabilität der getrennten Integrationen von externem und internem Anteil der Lösung mit unterschiedlichen Zeitschritten durch implizite numerische Reibung garantiert, die sich auf alle Moden bis auf den geostrophischen auswirkt. Alternativ dazu ist die Wahl eines "Euler forward-backward"-Schemas möglich, das aber im Falle der hier verwendeten realistischen Windfelder und Bodenreibungen in einem baroklinen Modell nicht stabil ist. Integrationen mit flachem Boden und/oder einem barotropen Modell sind dagegen möglich. Vergleicht man beide Zeitschrittschemata in rein vertikalintegrierten Modellen (mit Bodentopographie) miteinander, stellt sich erwartungsgemäß heraus, daß der Zeitschritt nur klein genug gewählt werden muß ($\Delta t \leq 30 \text{ s}$ bei $\Delta x = 5 \text{ km}$), damit der Einfluß des Zeitschrittschemas auf die Lösung zu vernachlässigen ist. Die hier beschriebenen Unterschiede zwischen einem B-Gitter- und einem C-Gittermodell sind also allein auf die räumliche Diskretisierung und nicht etwa auf die Kopplung zwischen externem und internem Mode oder auf das Zeitschrittschema zurückzuführen, wie anfänglich vermutet wurde. Die Frage, welche der beiden räumlichen Diskretisierungen bei endlichem Gitterabstand die bessere ist, wird in Abschnitt 7.2 beantwortet.

Bodentopographie: Die Wassertiefen drei verschiedener Datensätze (Kielmann, 1976: $\Delta x = 10 \text{ km}$; Lehmann, 1992: $\Delta x = 5 \text{ km}$; Seifert und Kayser, 1995: $\Delta x = 0.5/1 \text{ sm}$) wurden in Vergleichsexperimenten verwendet und die Ergebnisse jeweils mit Pegeldaten verglichen. Vor allem im flachen Bereich der westlichen Ostsee ergaben sich gravierende Unterschiede durch die Güte der Bodentopographien. Die Daten von Seifert und Kayser (1995) sind sicherlich die zuverlässigsten, standen aber am Anfang dieser Arbeit leider nicht zur Verfügung.

Reibung: Die horizontale Reibung ist in einem barotropen Modell gegenüber der Bodenreibung vernachlässigbar. Für die Bodenreibung wurden verschiedene lineare und quadratische Ansätze ausprobiert. Die Ergebnisse unterschieden sich jedoch nicht wesentlich. Die Größen der Reibungskoeffizienten lassen sich bis auf ungefähr einen Faktor 2 genau durch das Abklingverhalten von Seiches bestimmen (Kielmann, 1981). Aus Pegelbeobachtungen hat Neumann (1941) die natürlichen Dämpfungsraten aus der Amplitudenabnahme der Seiches bestimmt. Der wesentliche Unterschied bei der Parametrisierung der Bodenreibung zwischen einem baroklinen Mehrschichtenmodell und einem vertikalintegrierten Modell liegt darin, daß die Bodenschubspannung in dem einen Fall von der Geschwindigkeit in der untersten Schicht und in dem anderen Fall von der mittleren Geschwindigkeit abhängt. Beide Felder können stark voneinander abweichen. Daher wurde von Davies (1988) eine verbesserte Parametrisierung der Bodenschubspannung in vertikalintegrierten Modellen auf der Basis einer Faltungstechnik (Jelesnianski, 1970) vorgeschlagen. Jedoch zeigte der Vergleich mit konventionellen Bodenreibungsansätzen, daß die Oberflächenauslenkungen in beiden Modellen sich nur geringfügig voneinander unterschieden (Davies und Jones, 1993). Die Boden-

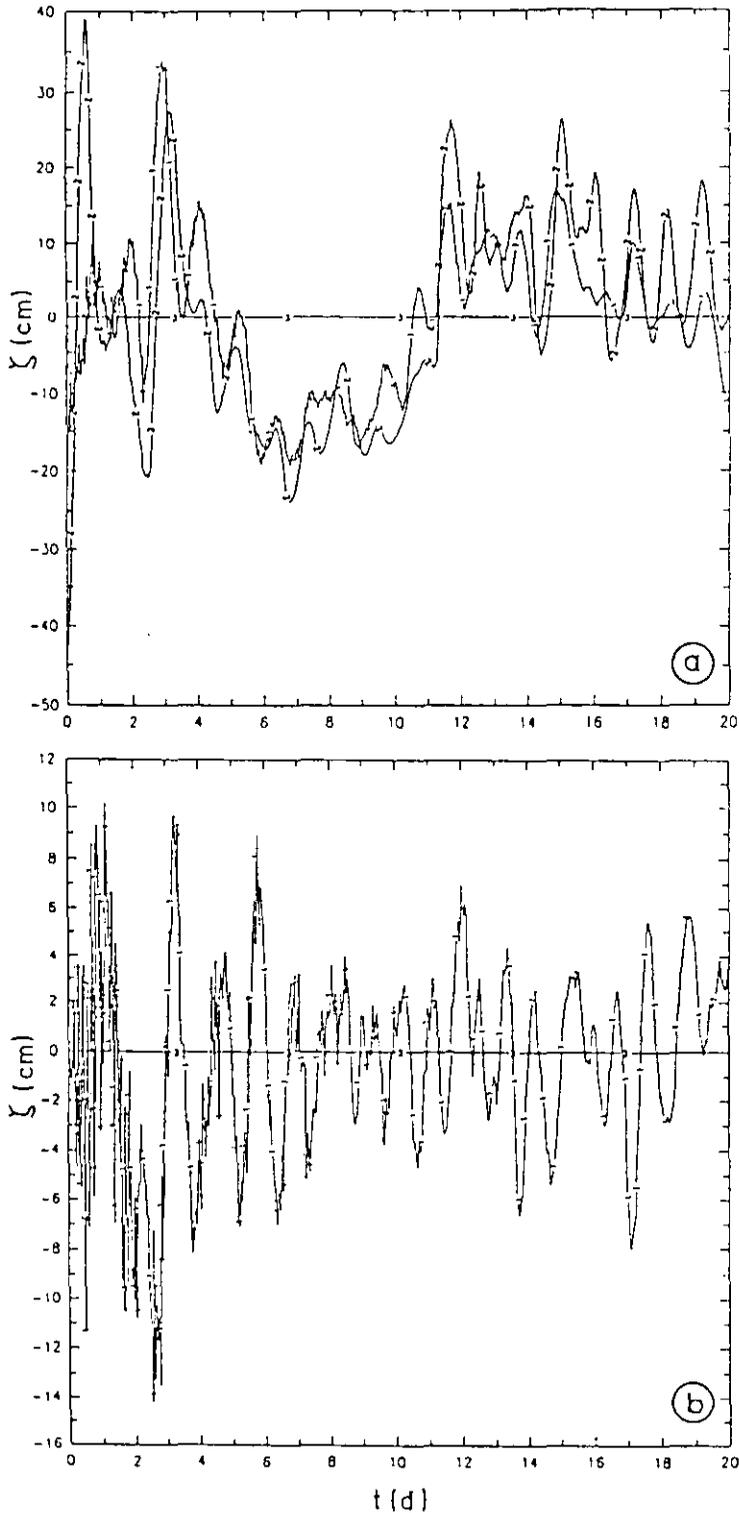


Abbildung 25: (a) Mit einem barotropen C-Gitter-Modell über 20 Tage simulierte Wasserstände von Hamina (1) im Vergleich zu Daten (2). (b) Differenz für den gleichen Integrationszeitraum zwischen dem simulierten Wasserstand von Hamina berechnet auf dem B-Gitter und dem entsprechenden auf dem C-Gitter.

schubspannungen der verbesserten Methode stimmten allerdings gut mit denen eines dreidimensionalen Modells überein. Die gute Übereinstimmung in Abb. 23 ist ein weiterer Hinweis darauf, daß die genaue Formulierung der Bodenreibung unwesentlich für die Simulation von Oberflächenauslenkungen ist. Daher wurden in dieser Arbeit verbesserte Bodenreibungsansätze nicht weiter getestet.

Randbedingung im Skagerrak: Die in Abb. 22 gezeigte Wasserstandszeitreihe am Pegel Hamina ist nur wenig von der Formulierung der nördlichen Randbedingung im Skagerrak abhängig. Die Pegel im Kattegat und in der westlichen Ostsee, und damit auch die Transporte durch die Dänischen Straßen, sind aber entscheidend von einer solchen Randbedingung beeinflußt. Experimente mit einem barotropen Nord- und Ostseemodell mit realistischer Bodentopographie und offenem Rand zur Norwegischen See hin ($\zeta = 0$) haben gezeigt, daß es nicht möglich ist, die Pegel im Kattegat mit den vorhandenen Winddaten ohne die Vorgabe von Wasserstandsdaten richtig zu modellieren. Die Vergrößerung des Modellgebietes durch das Anhängen eines Nordseebeckens vermag nicht die Windstausituation im Skagerrak und Kattegat zu verbessern. Die besten Ergebnisse wurden durch die Vorgabe von Pegeldata im Kattegat erreicht.

Wind: Verschiedene sechsstündliche Windfelder standen für das BALTEX-Testjahr 1992/93 zur Verfügung:

1. geostrophische Windfelder aus Bodenluftdruckfeldern des Europamodells,
2. geostrophische Windfelder aus analysierten Bodenluftdruckfeldern der synoptischen Daten (Bumke 1995, pers. Mitteilung),
3. Bodenwindfelder aus den Europamodell.

Da es nicht gelang, geeignete Parametrisierungen mit konstanten Koeffizienten der planetaren Bodenreibungsschicht zu finden, um aus den geostrophischen Winden zuverlässige Bodenwinde bzw. Winde in 10 m Höhe über der Wasseroberfläche berechnen zu können, und da die Windfelder des Europamodells des DWD zeitweise große Abweichungen von Meßdaten zeigen (vgl. Abb. 2 bei Huber et al., 1994), wurde die Annahme gemacht, daß der größte Anteil der Modell-Daten-Differenz in den Wasserständen (wie z.B. in Abb. 22) von den fehlerhaften Windfeldern herrührt, nachdem die Beiträge der anderen, hier diskutierten Punkte entweder vernachlässigbar oder durch Verbesserungen reduziert worden sind.

7.2 Eigenschwingungen der Ostsee

Zu klären bleibt noch die Frage, welche der beiden räumlichen Diskretisierungen (Arakawa-B- oder C-Gitter) im Falle grober Auflösung zu bevorzugen ist. Zunächst wurden die numerischen Lösungen von Eigenschwingungen in einem geschlossenen, rechteckigen Becken mit flachem Boden mit den Ergebnissen von Rao (1966) verglichen. Im Falle von Rotation ist zwar keine analytische Ableitung mehr möglich, aber mit Hilfe einer Resonanziteration (Platzman, 1972) oder der numerischen Konstruktion zweier Sätze orthogonaler Funktionen (Rao, 1966) lassen sich die Lösungen mit hinreichender Genauigkeit angeben. Abb. 26 zeigt die Abweichungen der mit den bei-

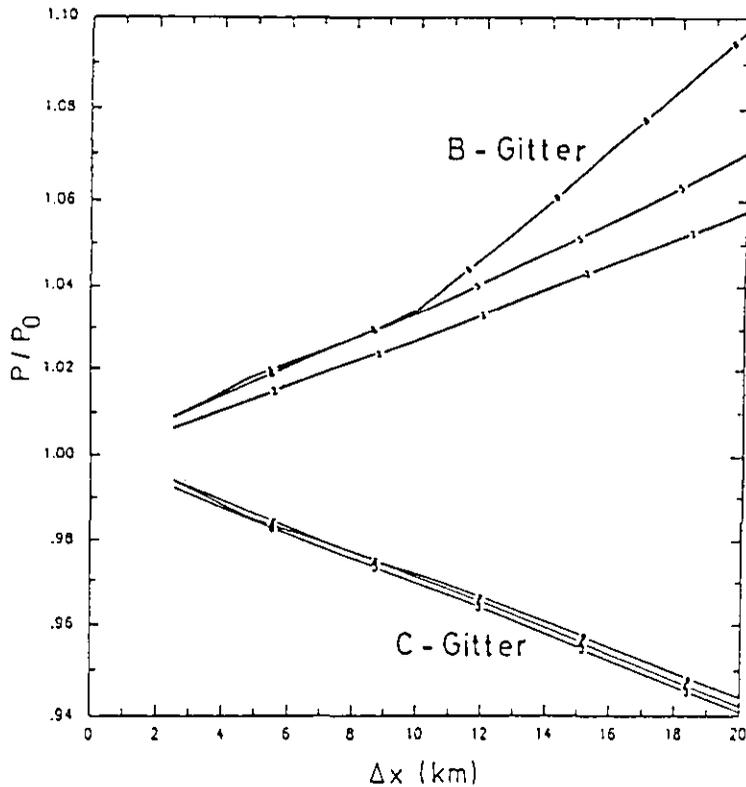


Abbildung 26: Relative Perioden P/P_0 der ersten 3 Eigenschwingungen in einem geschlossenen, rechteckigen Becken mit flachem Boden als Funktion des Gitterabstandes, berechnet mit expliziten Schemata auf dem Arakawa-B- und C-Gitter im Verhältnis zu den Ergebnissen von Rao, 1966 (P_0).

den numerischen Schemata berechneten Perioden der ersten 3 Eigenschwingungen als Funktion des Gitterabstandes Δx im Vergleich zu den Ergebnissen von Rao (1966). Das rechteckige Becken hatte dabei eine Länge von 480 km, eine Breite von 240 km und eine Tiefe von 60 m. Der Coriolisparameter ist konstant: $f = 3.175 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Die Perioden der ersten 7 Eigenschwingungen als Funktion des Gitterabstandes sind in Tabelle 6 aufgelistet. Auf dem B-Gitter werden die Perioden immer überschätzt, während sie auf dem C-Gitter unterschätzt werden. Der Fehler wird mit Erhöhung der Auflösung natürlich immer kleiner. Da die Periode der einknotigen Schwingung im System Ostsee-Finnischer Meerbusen nach Neumann (1941) 27.6 h beträgt, würde dies bedeuten, daß bei einem horizontalen Gitterabstand von kleiner als 10 km der Fehler der wichtigsten Seiches kleiner als eine Stunde ist, wenn sich die Ergebnisse des rechteckigen Beckens auf die Ostsee übertragen ließen. Gemäß der Merianschen Formel hängt die Periode linear von der Beckenlänge ab. Bei flachem Boden sind die Gittereffekte also vernachlässigbar.

Die Eigenschwingungen der Ostsee wurden von Krauss und Maggaard (1962) mit Hilfe der Chrystalschen Gleichung ($f = 0$) berechnet. Maagard und Krauss (1966) haben die Spektren von Wasserstandsdaten des Jahres 1958 untersucht und dabei festgestellt, daß die Amplituden der Seiches das Niveau der Umgebung im Spektrum nicht wesentlich

Tabelle 6: Die Perioden der ersten 7 Eigenschwingungen in h für verschiedene Gitterabstände in km auf dem B-Gitter (obere Zeile) und auf dem C-Gitter (untere Zeile) im Vergleich zu den Ergebnissen von Rao (1966). Die Notation der Ordnung der Eigenschwingungen entspricht der von Rao (1966).

Ordnung	20 km	10 km	5 km	2.5 km	Rao (1966)
(1,0)	13.57	13.18	13.00	12.91	12.83
	12.07	12.44	12.63	12.73	
(2,0)	7.02	6.78	6.68	6.62	6.56
	6.18	6.37	6.47	6.52	
(0,1)	5.09	4.80	4.72	4.68	4.64
	4.38	4.51	4.57	4.61	
(1,1)	4.16	3.93	3.84	3.82	3.79
	3.63	3.71	3.75	3.78	
(2,1)	3.66	3.64	3.65	3.66	3.67
	3.53	3.59	3.63	3.65	
(3,0)	3.16	3.18	3.13	3.11	3.09
		3.03		3.08	
(3,1)	3.12	3.07	3.05	3.04	3.03
	2.91	2.97	3.00	3.02	

übersteigen. Da die Eigenschwingungen durch die zerklüftete Bodentopographie stark gedämpft werden, spielen sie energetisch gesehen in der Ostsee offenbar keine Rolle. Mit Hilfe eines zweidimensionalen Modells der geschlossenen Ostsee mit realistischer Bodentopographie von Kielmann (1976) wurden die Perioden sowie die Verteilungen der Amplitude und Phase der Eigenschwingungen von Wübber und Krauss (1979) analysiert, deren Modell auf dem Arakawa-E-Gitter diskretisiert war. Die Ergebnisse für die Perioden der Seiches konnten mit dem hier verwendeten C-Gitter-Modell innerhalb vernünftiger Fehlergrenzen ($< 1 h$) reproduziert werden. Die Unterschiede sind nicht nur durch die andere räumliche Diskretisierung verursacht, sondern können leicht, da die Originaldaten der Wassertiefen von Kielmann (1976) verschollen sind, durch Abweichungen bei der erneuten Digitalisierung der verwendeten Seekarte erklärt werden (Malz 1992, pers. Mitteilung).

Abb. 27 zeigt drei Linienspektren freier Schwingungen in der Ostsee, die nach dem Verfahren von Blackman und Tukey (1958) berechnet wurden, das bei Krauss (1966) beschrieben ist. In Abb. 27a ist das Spektrum des Pegels Hamina dargestellt, berechnet mit einem B-Gitter-Modell und mit verschwindendem Coriolisparameter. Die größte Amplitude A gehört zu der einknotigen Schwingung im System Ostsee-Finnischer Meerbusen. Deutlich erkennbar ist die Aufspaltung in zwei Perioden P , die in dem entsprechenden Spektrum für ein C-Gitter-Modell nicht auftritt (o. Abb.). In Abb. 27b und Abb. 27c sind entsprechend die Spektren auf dem B- und C-Gitter für einen veränderlichen Coriolisparameter $f = 2\Omega \sin\phi$ dargestellt. Für Perioden $> 24 h$ ist das Linienspektrum auf dem B-Gitter sehr viel stärker verrauscht als auf dem C-Gitter. Die räumliche Diskretisierung auf dem B-Gitter ist daher nicht so gut für die Beschrei-

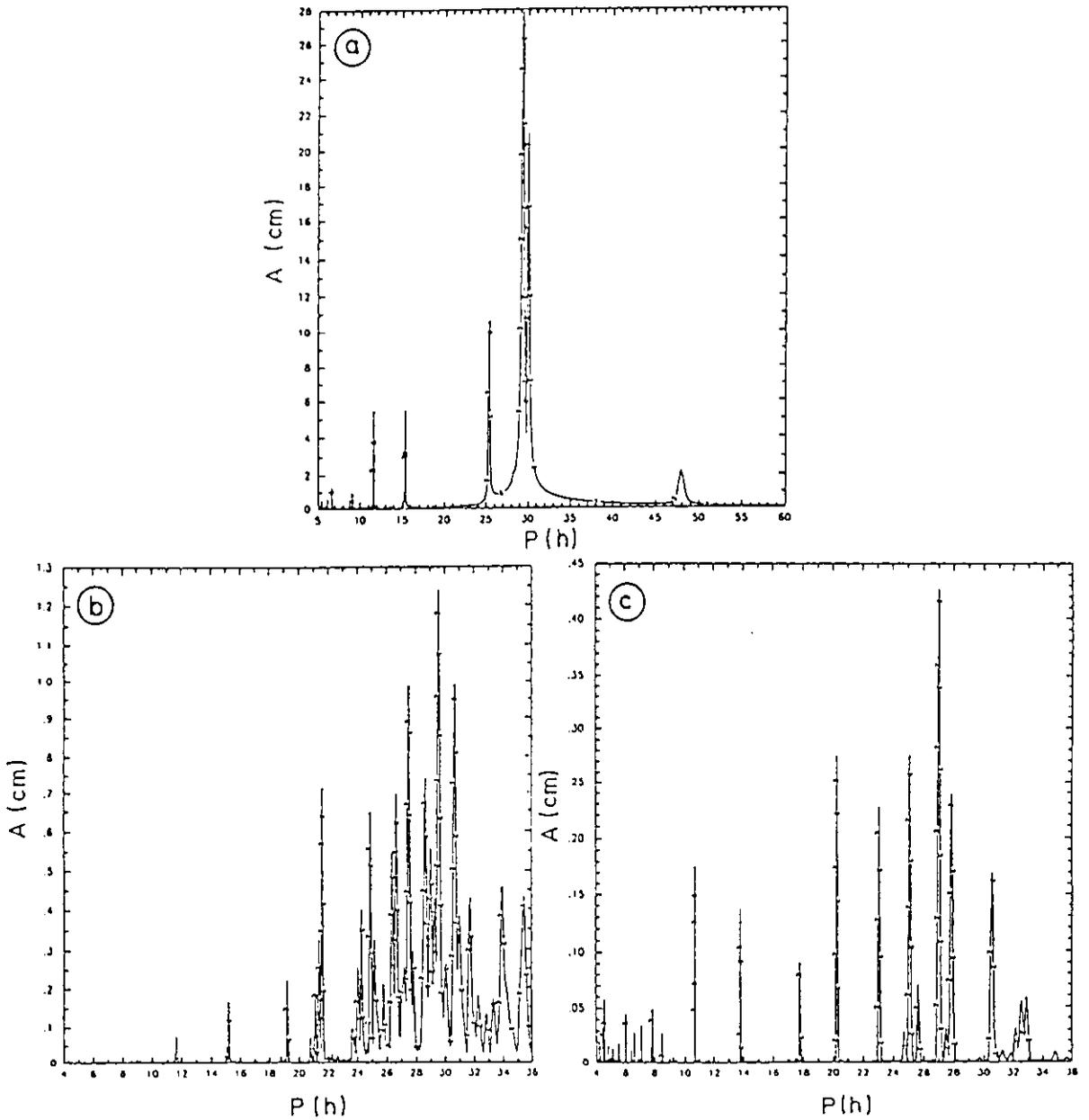


Abbildung 27: *Linienpektren von Eigenschwingungen in der Ostsee mit realistischer Bodentopographie: (a) B-Gitter, $f = 0$, (b) B-Gitter, $f = 2\Omega \sin\phi$ und (c) C-Gitter, $f = 2\Omega \sin\phi$.*

bung von Oberflächenschwerewellen geeignet wie die auf dem C-Gitter.

Da die in Kapitel 5 angesprochene Kopplung des regionalen baroklinen Modells mit dem barotropen Modell für die gesamte Ostsee konsistenter wäre, wenn beide Modelle mit derselben Auflösung auf demselben Gitter diskretisiert wären, wurden Versuche unternommen, den externen Mode im GFDL-Modell mit freier Oberfläche durch eine auf dem C-Gitter diskretisierte Version zu ersetzen. Leider war dieses gekoppelte B/C-Gitter-Modell bei Langzeitintegrationen nicht stabil. Außerdem ist es aus Rechenzeitgründen nicht möglich gewesen, die Assimilation der Pegeldata mit einem barotropen 1 oder 2 *sm*-Modell durchzuführen.

7.3 Das Vorwärtsmodell

7.3.1 Modellphysik

Grundlage für die Assimilation von Pegeldata ist ein vergleichsweise einfaches vertikalintegriertes, linearisiertes zweidimensionales Modell für die gesamte Ostsee, welches das Antwortverhalten der Ostsee auf den meteorologischen Antrieb in Form von Wind und Luftdruckgradienten hinreichend gut beschreibt, wie oben gezeigt wurde. Dieses "barotrope" Modell, bestehend aus den 3 Gleichungen (17)-(19) des Kapitel 4 mit $X = Y = 0$, wird mit der relativ groben horizontalen Auflösung von 6 sm und einem Zeitschritt von 180 s integriert (Modell 3, vgl. Abb. 21).

Da die genaue Parametrisierung der Bodenreibung keinen Einfluß auf die Lösung des Modells hat, wurde wegen der einfacheren Formulierung der adjungierten Gleichungen ein linearer Ansatz für die Bodenschubspannung $\vec{\tau}^B$ gewählt (Kielmann, 1981):

$$\vec{\tau}^B = \rho_0 \frac{\mu}{H^2} \vec{U}. \quad (1)$$

Der Bodenreibungskoeffizient μ hat die Dimension cm^2/s und stellt einen der Kontrollparameter in dem Assimilationsverfahren dar.

7.3.2 Numerisches Verfahren

Die Diskretisierung der Flachwassergleichungen erfolgte auf dem Arakawa-C-Gitter gemäß Platzman (1972) und Beardsley und Haidvogel (1981) mit einem expliziten "Euler forward-backward"-Zeitschrittschema. Zu beachten ist dabei wegen der veränderlichen Bodentopographie die Behandlung des Coriolisterms. Bei der räumlichen Mittelung muß die potentielle Vorticity als Gewicht verwendet werden. Das z.B. von Martinsen, Gjevik und Röed (1979) angegebene Schema ist nur im Fall eines flachen Bodens numerisch stabil. Um die Fehler der Diskretisierung bei der relativ groben Auflösung so gering wie möglich zu halten, wurde die C-Gitter-Version und nicht die im GFDL-Modell mit freier Oberfläche verwendete Diskretisierung auf dem Arakawa-B-Gitter verwendet, wie in Abschnitt 7.2 diskutiert wurde.

7.3.3 Randbedingung im Skagerrak

Die Oberflächenauslenkungen am nördlichen Modellrand wurden entlang einer Linie Frederikshavn-Smögen durch lineare Interpolation zwischen den Pegeldata vorgegeben. Wie in Kapitel 4 müssen dabei die mittleren Wasserstände in Anlehnung an geodätische Untersuchungen gewählt werden.

7.3.4 Süßwasserzufuhr durch Flüsse

Da zu Beginn dieser Arbeit die aktuellen Abflußraten nicht zur Verfügung standen, wurden aus den Daten von Bergström und Carlsson (1993) mittlere Jahresgänge für die 16 wichtigsten Flüsse berechnet und die monatlichen Transporte im Modell vorgeschrieben. Dafür wurden die mittleren jährlichen Abflußraten einiger Flüsse für den Zeitraum 1950 bis 1990 aus Tab. 2 bei Bergström und Carlsson (1993) sowie die klimatologischen

Monatsmittelwerte des Abflusses in einzelne Teilbecken der Ostsee (Bottenwiek, Bottensee, Finnischer Meerbusen, Rigaischer Meerbusen, zentrale Ostsee und Kattegat) aus Abb. 7 bei Bergström und Carlsson (1993) verwendet. Da die angegebenen Flüsse nur einen Teil des gesamten festländischen Abflusses in die Teilbecken repräsentieren, wurden die einzelnen Beiträge anteilmäßig erhöht, so daß der jährliche festländische Abfluß dem klimatologischen Mittelwert von $446 \text{ km}^3/\text{a}$ entspricht.

Für zukünftige Untersuchungen im Rahmen von BALTEX werden umfangreiche hydrologische Datensätze aus den einzelnen Ostseeanrainerstaaten zur Verfügung stehen (Omstedt, 1995). Da die monatliche Süßwasserzufuhr großen jährlichen Schwankungen unterliegt (vgl. Abb. 9 bei Bergström und Carlsson, 1993), sollten besser die aktuellen Daten anstelle der klimatologischen Monatsmittelwerte verwendet werden.

Klimatologische Veränderungen des festländischen Abflusses durch die Regulierung der Flüsse werden bei Carlsson und Sanner (1994) beschrieben.

7.4 Das Assimilationsverfahren zur Optimierung der Modellwinde

7.4.1 Die Kontrollparameter

Die Diskussion im ersten Abschnitt dieses Kapitels hatte ergeben, daß die größten Defizite der numerischen Modelle bei der Beschreibung von Wasserstandsschwankungen vermutlich auf die verwendeten Windfelder bzw. Windschubspannungen zurückzuführen sind. Die Modellwindschubspannung $\vec{\tau}^{mod}$ wird üblicherweise über folgenden "Bulk"-Ansatz aus dem vorhandenen Modellwind in 10 m Höhe über der Wasseroberfläche \vec{U}_{10}^{mod} berechnet:

$$\vec{\tau}^{mod} = c_d \rho_L |\vec{U}_{10}^{mod}| \vec{U}_{10}^{mod}. \quad (2)$$

Dabei ist c_d der Windschubspannungskoeffizient und ρ_L die Dichte der Luft.

Da die Modellwindfelder quadratisch in Gl. 2 eingehen, trägt ihr Fehler sehr viel stärker zum Gesamtfehler in den Windschubspannungen bei als der Fehler von c_d . Es ist daher sinnvoll, die Modellwindfelder als Funktion von Raum und Zeit als Kontrollparameter anzusehen und nicht den Windschubspannungskoeffizienten. Die Variation der Windfelder an jedem Gitterpunkt und zu jedem Zeitschritt des Ostseemodells ist jedoch technisch nicht möglich, weil das für das unten gezeigte Assimilationsexperiment, das über 457 d integriert wurde, 2 352 702 027 360 Kontrollparameter bedeuten würde. Ein solches Experiment wäre aber auch nicht sinnvoll, weil dann die Anzahl der Kontrollparameter sehr viel größer als die Anzahl der Daten wäre. Die überzähligen Freiheitsgrade müßten durch die Einführung geeigneter Hintergrundterme in der Kostenfunktion festgelegt werden. Da man nicht erwarten kann, daß insbesondere die kleinen Skalen des Windes in Raum und Zeit durch einzelne, entlang der ganzen Ostseeküste verteilte Pegel, an denen lediglich der Wasserstand stündlich vorliegt, bestimmbar sind, ist die Idee der hier beschriebenen Assimilationsprozedur, die Glattheit des Windes von vornherein zu gewährleisten, indem nur die Skalen variiert werden, von denen man annimmt, daß sie einen Einfluß auf die Wasserstände ausüben könnten.

Da der Wind in 10 m Höhe mit geostrophischem Wind korreliert ist, kann eine gute erste Schätzung für den Modellwind aus geostrophischen Windfeldern mit Hilfe ei-

nes konstanten Reduktionsfaktors a und eines konstanten ageostrophischen Winkels α berechnet werden (Bumke und Hasse, 1989). Eine Verbesserung dieses Ansatzes ist möglich, wenn die räumlichen und zeitlichen Abweichungen von $a(x, y, t)$ und $\alpha(x, y, t)$ (mit x und y in Kugelkoordinaten) berücksichtigt werden:

$$\left| \vec{U}_{10}^{mod} \right| = a(x, y, t) \left| \vec{U}_g \right| \quad \text{und} \quad \alpha(x, y, t) = \angle(\vec{U}_g, \vec{U}_{10}^{mod}). \quad (3)$$

Diese Formulierung ist der allgemeinste Ansatz für a und α und wurde gemacht, weil keine genaueren Informationen über die Bodenreibungsschicht zur Verfügung standen. Luthardt und Hasse (1981) haben a und α mit dem Stabilitätsparameter korreliert, und Karger (1995) berechnete die Abhängigkeit des Reduktionskoeffizienten von und zur Küste, so daß orographische Effekte Berücksichtigung fanden. Ein anderer Ansatz wurde von Duun-Christensen (1975) vorgeschlagen, der anstelle einer linearen Beziehung zwischen der Geschwindigkeit des Bodenwindes und des geostrophischen Windes wie in Gl. 3 eine Quadratwurzelfunktion vorschlägt.

Die für Gl. 3 und für die Druckgradienten in Gl. 18 und Gl. 19 des Kapitel 4 notwendigen Bodenluftdruckkarten wurden durch Analyse der synoptischen Daten, die in Kapitel 3 beschrieben wurden, nach dem Verfahren von Bumke und Hasse (1989) auf einem $1^\circ \times 1^\circ$ Gitter berechnet (Bumke 1995, pers. Mitteilung). Da diese Karten einen mittleren RMS-Fehler kleiner als 1 hPa haben, wird die Annahme gemacht, daß der Fehler nicht in den Druckfeldern sondern in der unzureichenden Parametrisierung zur Berechnung der Winde in 10 m Höhe mit Hilfe konstanter Koeffizienten liegt. Daher werden der Reduktionskoeffizient $a(x, y, t)$ und der ageostrophische Winkel $\alpha(x, y, t)$ als Kontrollparameter des Inversverfahrens angesehen. Die Luftdruckgradienten bleiben unverändert.

Die Kontrollparameter $a(x, y, t)$ und $\alpha(x, y, t)$, die die Bodenreibungsschicht parametrisieren, wurden bezüglich der Zeitkoordinate in einer verkürzten Fourierreihe entwickelt und räumlich als Polynom 4. Ordnung dargestellt:

$$a(x, y, t) = \sum_{k=0}^{N_t-1} \left[\sum_{l=0}^{N_x-1} \sum_{m=0}^{N_y-1} A_{klm} x^l y^m \right] e^{i \frac{2\pi}{T} k t} \quad (4)$$

mit $N_t = 914$, $N_x = N_y = 5$, $T = 457 \text{ d}$. Die komplexen Fourierkomponenten A_{klm} sind nicht alle unabhängig, weil a ein reelles Feld ist, so daß

$$A_{klm}^* = A_{-klm} \quad (5)$$

gilt. Der Ursprung des Polynoms wurde bei 50° N und 0° O gewählt.

Das barotrope Modell wurde vom 1. Juli 1992 aus der Ruhe bis zum 30. September 1993 integriert, so daß die Länge der Zeitreihe 457 d beträgt. Es startet also zwei Monate vor dem baroklinen Modell, weil die Oberflächenauslenkungen aus dem Experiment mit Datenassimilation verwendet wurden, um die offenen Ränder des regionalen Modells anzutreiben. Der Vorlauf ist notwendig, weil die typischen Zeitskalen für Volumenschwankungen in der Ostsee Wochen bis zu einigen Monaten betragen können (vgl. Kapitel 9). Ohne diesen Vorlauf könnte die unrealistische Startbedingung aus der Ruhe für das barotrope Modell einen unrealistischen Ein- oder Ausstrom über mehrere Tage im baroklinen Modell zur Folge haben, so daß sich die Salzgehaltsfronten zu

Beginn der Integration verschöben. Die Wahl des Startzeitpunktes im Juli ist günstig, weil die Windgeschwindigkeiten im Sommer niedriger sind und erst im Oktober bzw. November 1992 deutlich auffrischen. Alternativ dazu wäre es im Prinzip auch möglich gewesen, die Anfangsfelder zu variieren. Die verwendeten Pegeldata erlauben jedoch keine eindeutige Bestimmung.

Wegen der Periodizität von Gl. 4 bezüglich t beträgt die maximale Frequenz (Nyquistfrequenz), mit der die Kontrollparameter variiert werden,

$$f_c = \frac{N_t}{2T}, \quad (6)$$

was einer minimalen Periode von $24h$ entspricht. Die Variation kleinerer Perioden bis zu zwei Stunden ist zwar im Prinzip möglich, würde aber eine entsprechend größere Anzahl von Kontrollparametern bedeuten.

Eine zu Gl. 4 entsprechende Zerlegung wurde für den ageostrophischen Winkel gemacht. Weitere Kontrollparameter des Assimilationsverfahrens waren der Windschubspannungskoeffizient c_d und der Bodenreibungskoeffizient μ als Konstanten. Im allgemeinen ist c_d eine komplexe Funktion der Windgeschwindigkeit, der Stabilität, der Wellenhöhe, des Wellenalters, etc., siehe z.B. Garratt (1977), Large und Pond (1981), Isemer und Hasse (1987), Hasselmann et al. (1988), Blake (1991), Smith et al. (1992). Hier wurde lediglich ein konstanter Windschubspannungskoeffizient angenommen, weil die Windschubspannung sehr viel sensitiver von a als von c_d abhängt.

Die Anzahl N aller Kontrollparameter beträgt $N = 2 \times N_t \times N_x \times N_y + 2 = 45\,702$, ist also sehr viel kleiner als die oben angeführte Anzahl von Freiheitsgraden für den Fall, daß die Windgeschwindigkeiten an jedem Gitterpunkt und zu jedem Zeitschritt des barotropen Modells variiert würden.

7.4.2 Die Kostenfunktion

Unter der Annahme normalverteilter Pegel- und Winddaten besteht die Kostenfunktion aus der Summe der quadratischen Modell-Daten-Differenzen, i.e.,

$$J = \frac{1}{2} \int_t \int_x \int_y \frac{(\zeta^{mod} - \zeta^{obs})^2}{\sigma_\zeta^2} dt dx dy + \frac{1}{2} \frac{N_\zeta}{N_W} \int_t \int_x \int_y \frac{(\vec{U}_{10}^{mod} - \vec{U}_{10}^{obs})^2}{\sigma_W^2} dt dx dy \quad (7)$$

mit den a priori Standardabweichungen $\sigma_\zeta = 4.0\,cm$, $\sigma_W = 2.0\,ms^{-1}$ und den Anzahlen der Messungen $N_\zeta = 595\,429$, $N_W = 7\,388$. Im Gegensatz zum vorigen Kapitel wurde die Kostenfunktion in kontinuierlicher Schreibweise eingeführt, um den Unterschied zwischen der Summation auf dem "feinen" Modellgitter und der Zerlegung in Fourierkoeffizienten im folgenden deutlich zu machen.

Da die stündlichen Wasserstandsdaten der 57 Pegelstationen bis zu einer Periode von $21h$ tiefpaß gefiltert wurden (wie in Kapitel 4 beschrieben), ist die Anzahl der unabhängigen Wasserstandsmessungen kleiner als $N_\zeta = 49\,619$. Da vermutlich nicht alle dieser Messungen in dem Sinne unabhängig sind, daß die Kontrollparameter durch das Inversverfahren eindeutig bestimmt wären, ist es sinnvoll, einen weiteren Term in die Kostenfunktion einzuführen. Es wurden daher die synoptischen Windbeobachtungen von Handelsschiffen, die der DWD zur Verfügung gestellt hatte, in einem zweiten Term der Kostenfunktion berücksichtigt. Die Beobachtungsdaten der Landstationen

gingen nicht ein, damit die orographischen Effekte das Ergebnis nicht verfälschten. Etwa 30 % der Schiffsdaten sind Schätzungen (in *kn*, vgl. Karger, 1995), die sich auf eine Höhe von 10 *m* über der Wasseroberfläche beziehen. Da bei den direkten Messungen (in *m/s*) keine Höhenangaben gemacht werden, wurde eine mittlere Meßhöhe von 20 *m* angenommen (Cardone et al., 1990) und die Windgeschwindigkeit gemäß dem logarithmischen Windprofil für neutrale Schichtung um 7 % auf 10 *m* Höhe reduziert. Im Mittel stehen ungefähr vier Windbeobachtungen alle sechs Stunden zur Verfügung, so daß die gesamte Anzahl N_W der Windmessungen bei einem Assimilationsintervall von 457 *d* $N_W = 7388$ beträgt.

Die Standardabweichungen σ_ζ und σ_W entsprechen a priori Fehlern der Einzelmessungen. Der Fehler für eine Windmessung beträgt üblicherweise 1.7 ms^{-1} (Bumke 1995, pers. Mitteilung). Aufgrund der Datenqualität wurde σ_W etwas größer angenommen. Der Wichtungsfaktor in Gl. 7 wurde eingeführt, weil andernfalls der zweite Term bei der Minimierung wegen der sehr viel geringeren Anzahl von Windbeobachtungen keine Berücksichtigung fände. Da die Windmessungen aber direkt und nicht wie die Pegelmessungen über die Gleichungen eines numerischen Modells (mit eigenen Fehlern) in die Optimierung eingehen, ist das Vertrauen in diesen Teil der Daten genauso groß wie in den für die Wasserstände. Zu Beginn der Optimierung sind beide Terme in der Kostenfunktion ungefähr gleich groß (s.u.).

Durch den zweiten Term in der Kostenfunktion wird c_d zu einem von a unabhängigen Kontrollparameter, der die mittlere Windschubspannung festlegt.

7.4.3 Eine erste Schätzung

Da die dänischen Pegel für das Testjahr 1992/93 zunächst nicht vorlagen, wurden die Daten von 31 Pegeln aus den Jahren 1989 und 1990 verwendet (4 dänische, 11 schwedische, 9 finnische, 5 polnische, 2 deutsche Pegel) und mit Hilfe eines einfacheren als des hier beschriebenen Optimierungsverfahrens in das barotrope Modell der Ostsee assimiliert (Meier und Krauss, 1994). Dabei wurde die erste Schätzung für die Kontrollparameter a und α mit Hilfe des Prinzips der kleinsten Quadrate berechnet, indem geostrophische Windgeschwindigkeiten, die aus den Bodenluftdruckfeldern des Europamodells des DWD berechnet wurden, mit Windmessungen auf der dänischen Insel Sprogø aus der zweiten Hälfte des Jahres 1989 verglichen wurden. Diese Ergebnisse waren mit den optimierten Mittelwerten für a und α konsistent und wurden daher hier wieder verwendet. Testexperimente haben jedoch gezeigt, daß die Ergebnisse der Assimilation relativ unabhängig von der ersten Schätzung der Kontrollparameter sind. Daher sollen hier lediglich die anfänglichen Konstanten angegeben und nicht weiter diskutiert werden: $a = 0.52$, $\alpha = 17.6^\circ$, $c_d = 1.5$ and $\mu = 80 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

7.4.4 Die adjungierten Gleichungen

Die diskretisierten adjungierten Gleichungen erhält man aus den diskretisierten Modellgleichungen wie in Kapitel 6 (Gl. 9) beschrieben wurde. Der Einfachheit halber wird hier die kontinuierliche Darstellung angegeben:

$$-\frac{\partial \Lambda_\zeta}{\partial t} - \frac{1}{R \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (g H \Lambda_U) - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} (g H \Lambda_V) = -\frac{(\zeta^{\text{mod}} - \zeta^{\text{obs}})}{\sigma_\zeta^2}, \quad (8)$$

$$-\frac{\partial \Lambda_U}{\partial t} + f \Lambda_V - \frac{1}{R \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \Lambda_\zeta = -\frac{\mu}{H^2} \Lambda_U, \quad (9)$$

$$-\frac{\partial \Lambda_V}{\partial t} - f \Lambda_U - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} \Lambda_\zeta = -\frac{\mu}{H^2} \Lambda_V. \quad (10)$$

Dabei sind Λ_ζ , Λ_U und Λ_V die den prognostischen Variablen ζ , U und V des Vorwärtsmodells entsprechenden Lagrangemultiplikatoren. Die Modell-Daten Differenzen stellen eine Antriebsfunktion für die adjungierten Gleichungen dar, die nur an den Gitterpunkten und zu den Zeitschritten von 0 verschieden ist, an denen Wasserstandsbeobachtungen vorhanden sind.

7.4.5 Die Gradienten der Kostenfunktion

Die Gradienten der Kostenfunktion bezüglich der Fourierkomponenten des Reduktionskoeffizienten a werden nach Gl. 10 in Kapitel 6 berechnet und lauten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial A_{klm}} = & -\frac{1}{\rho_0} \int_t \left[\int_x \int_y \left(\Lambda_U \frac{\partial \tau_\lambda^{mod}}{\partial a} + \Lambda_V \frac{\partial \tau_\phi^{mod}}{\partial a} \right) x^l y^m dx dy \right] e^{i \frac{2\pi}{T} kt} dt \\ & + \frac{N_\zeta}{N_W} \int_t \left[\int_x \int_y \left(\frac{(\vec{U}_{10}^{mod} - \vec{U}_{10}^{obs})}{\sigma_W^2} \cdot \frac{\partial \vec{U}_{10}^{mod}}{\partial a} \right) x^l y^m dx dy \right] e^{i \frac{2\pi}{T} kt} dt. \quad (11) \end{aligned}$$

Dabei werden die Ableitungen von $\vec{\tau}^{mod}$ und \vec{U}_{10}^{mod} bezüglich a mit Gl. 2 und 3 berechnet. Entsprechendes gilt für die Gradienten der Kostenfunktion bezüglich der Fourierkomponenten des ageostrophischen Winkels α . Schließlich seien der Vollständigkeit halber noch die Gradienten der Kostenfunktion bezüglich c_d und μ angegeben:

$$\frac{\partial J}{\partial c_d} = -\frac{1}{\rho_0} \int_t \left[\int_x \int_y \left(\Lambda_U \frac{\partial \tau_\lambda^{mod}}{\partial c_d} + \Lambda_V \frac{\partial \tau_\phi^{mod}}{\partial c_d} \right) dx dy \right] dt \quad \text{und} \quad (12)$$

$$\frac{\partial J}{\partial \mu} = \int_t \left[\int_x \int_y \left(\Lambda_U \frac{U}{H^2} + \Lambda_V \frac{V}{H^2} \right) dx dy \right] dt. \quad (13)$$

Die adjungierten Gleichungen werden in der Zeit rückwärts integriert, während simultan die Gradienten der Gl. 11 bis 13 mit Hilfe der resultierenden Lagrangemultiplikatoren aufsummiert werden. Um Rechenzeit und Speicherplatz zu sparen, wurden die durch horizontale geschweifte Klammern gekennzeichneten Terme nur alle 6 Stunden anstatt zu jedem Zeitschritt $\Delta t = 180 \text{ s}$ aufsummiert. Weil in Gl. 13 die Transporte U und V aus dem Vorwärtslauf benötigt werden, ergibt sich bei der 6stündlichen Abtastung der Gradienten eine enorme Speicherplatzersparnis, ohne die ein Assimilationslauf über 457 d nicht möglich gewesen wäre.

Zur Erhöhung der Konditionierung des Inversproblems wurden die Gradienten mit Hilfe einer linearen Transformation skaliert (Thacker, 1988):

$$\hat{A}_{klm} := \frac{A_{klm}}{S_{lm}} \quad \text{mit} \quad S_{lm} := \frac{1}{\int_x \int_y x^l y^m dx dy} \quad (14)$$

und

$$\hat{J}(\hat{A}_{klm}) := J(\hat{A}_{klm} S_{lm}) = J(A_{klm}), \quad (15)$$

so daß für die transformierten Gradienten gilt:

$$\frac{\partial \hat{J}}{\partial \hat{A}_{klm}} = \frac{\partial J}{\partial A_{klm}} \frac{\partial A_{klm}}{\partial \hat{A}_{klm}} = \frac{\partial J}{\partial A_{klm}} S_{lm}. \quad (16)$$

7.5 Ergebnisse der Assimilation

Die normalisierte totale Kostenfunktion $J_{Total} = J_{Pegel} + J_{Wind}$ wird im Laufe der Optimierung nach 300 Iterationen um mehr als 50% reduziert (vgl. Abb. 28a). Der

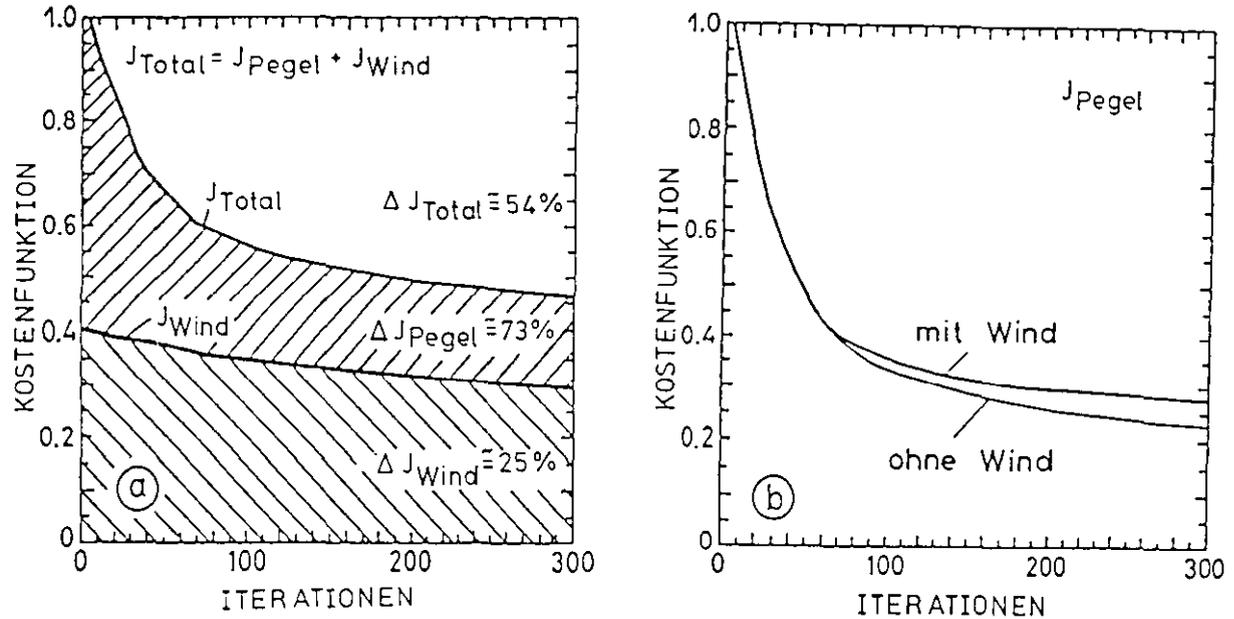


Abbildung 28: Normalisierte Kostenfunktion als Funktion der Anzahl der Iterationen. (a) Aufspaltung der Kostenfunktion in die beiden Anteile für die Pegel- und Winddaten. (b) Kostenfunktion für die Pegeldata wie in (a) (dicke Linie) im Vergleich zu einem Assimilationsexperiment, in dem die Windbeobachtungen nicht berücksichtigt wurden (dünne Linie).

Anteil der Kostenfunktion J_{Pegel} , der die Pegeldata enthält, nimmt sogar um 73% ab, während der Anteil J_{Wind} , der die Windbeobachtungen der Schiffe enthält, lediglich um 25% reduziert wird. In einem zweiten Experiment wurde der Einfluß der Windmessungen auf die Lösung untersucht. Dabei ergab sich, daß die Optimierung der Wasserstände von der Berücksichtigung der Windmessungen nur gering beeinflusst ist (Abb. 28b). Es ist also möglich, die Modellwindschubspannungen bei der gewählten Anzahl von Freiheitsgraden so bezüglich der Pegeldata zu optimieren, daß die resultierenden Modellwindfelder mit den Schiffsbeobachtungen kompatibel sind. Es gibt keinen Widerspruch zwischen den Pegeldata und Windschubspannungen einerseits und den Winddaten andererseits.

Die Anzahl der Freiheitsgrade in den Modellwindfeldern ist jedoch nicht groß genug, um die optimierten Modellwindfelder bezüglich der Schiffsbeobachtungen wesentlich zu optimieren. Die Modellwinde sind wegen ihrer räumlichen Darstellung als Polynome 4. Ordnung zu glatt, um den gemessenen Wind exakt wiederzugeben. Karger (1995) zeigte, daß durch den Küsteneinfluß, der über der Ostsee eine entsprechend größere Rolle als über den Ozeanen spielt, erhebliche Variationen der Windgeschwindigkeit auf Skalen von 10 bis 20 km verursacht werden.

Eine weitere Aufspaltung der Kostenfunktion in die Anteile für die einzelnen Pegel zeigt Abb. 29. Die Standardabweichungen beinahe aller Wasserstandszeitreihen werden durch die Assimilation verkleinert. Eine Ausnahme stellt der finnische Pegel Turku dar, vermutlich weil die Ålandinseln bei einer Gitterdistanz von 6 sm durch das barotrope Modell nicht aufgelöst werden.

In Abb. 30 werden Wasserstandsschwankungen des dänischen Pegels Rødby für den Zeitraum Oktober 1992 bis Januar 1993 gezeigt. Durch die Assimilation der Pegel- und Winddaten ist eine deutliche Verbesserung sichtbar. Die Wahl der Kontrollparameter ist also vernünftig gewesen. Im allgemeinen unterschätzt das Modell ohne Assimilation die Amplituden der Wasserstandsschwankungen. Da als erste Schätzung die konstanten Kontrollparameter benutzt wurden, die durch die Anpassung der geostrophischen Windfelder an eine Landstation berechnet wurden, ist der anfängliche Reduktionskoeffizient offensichtlich für die gesamte Ostsee zu niedrig. Wie jedoch aus Abb. 22 ersichtlich ist, bei der die konstanten Modellparameter durch manuelle Adjustierung bestimmt worden sind, ist es nicht möglich durch einen Satz von lediglich konstanten Modellparametern, die Wasserstände aller Modellpegel besser an die Daten anzupassen. Größere Reduktionskoeffizienten bedeuten ein "Überschießen" der Daten zu gewissen Zeitpunkten und eine Vergrößerung der Phasenunterschiede.

Da die beiden gezeigten Wasserstandszeitreihen in das Optimierungsverfahren mit eingehen, sind unabhängige Windmessungen als Test für eine richtige Wahl der Kontrollparameter aussagekräftiger. In Abb. 31 wird daher der Modellwind mit unabhängigen Messungen der Wetterstation am Kap Arkona verglichen, die als Landstation nicht in der Kostenfunktion berücksichtigt wird. Eine leichte Verbesserung des Modellwindes im Vergleich zu diesen unabhängigen Meßdaten ist sichtbar.

Um einen Einblick in die horizontalen Veränderungen durch die Assimilation zu geben, wird in Abb. 32 das analysierte geostrophische Windfeld vom 15. August 1992 mit dem entsprechenden, optimierten Modellwindfeld in 10 m Höhe verglichen. Im allgemeinen sind die Amplituden des Bodenwindes reduziert, und die Windrichtung ist gegenüber dem geostrophischen Wind mathematisch positiv (nach links) etwas gedreht. Dieser ageostrophische Ablenkwinkel ist aber örtlich sehr unterschiedlich. Über der zentralen Ostsee zeigt die Abb. 32 einen im wesentlichen konstanten Ablenkwinkel, während über dem Finnischen und Bottnischen Meerbusen größere Abweichungen mit z.T. negativen Ablenkwinkeln auftreten. Als Funktion der Zeit sind die Kontrollparameter $a(x, y, t)$ und $\alpha(x, y, t)$ sehr variabel mit besonders großen Abweichungen vom Mittelwert bei starken Windereignissen wie den Orkanen im Januar 1993, die den großen Salzwassereinstrom in die Ostsee verursacht haben.

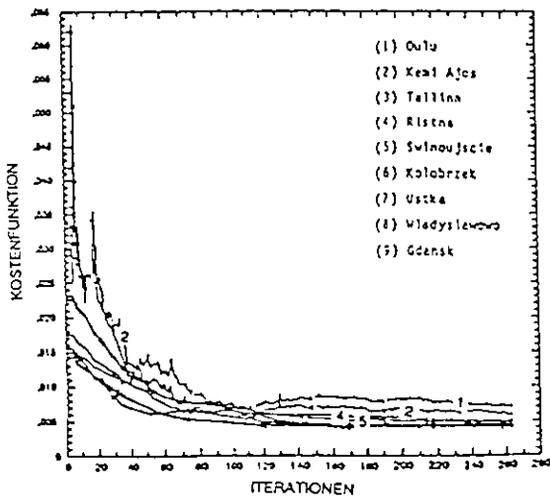
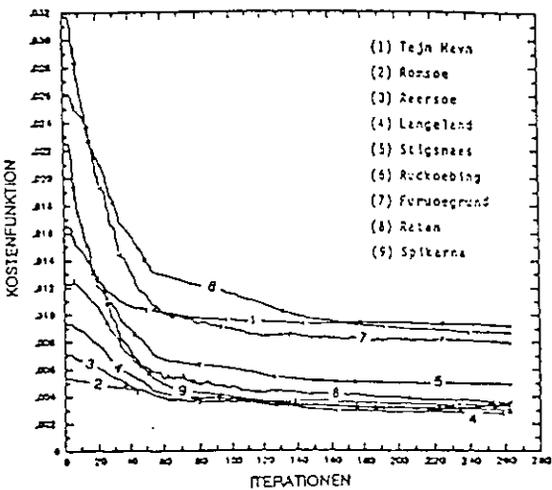
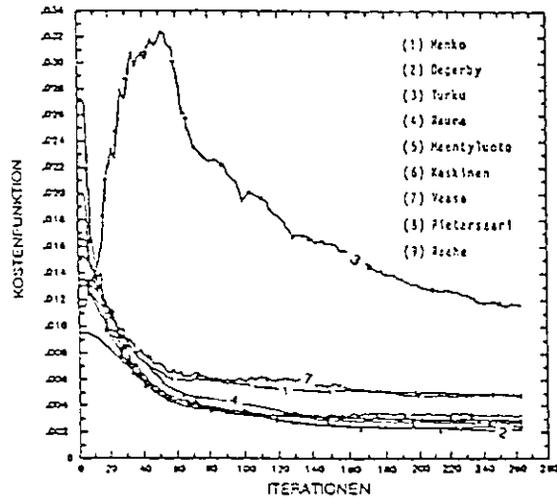
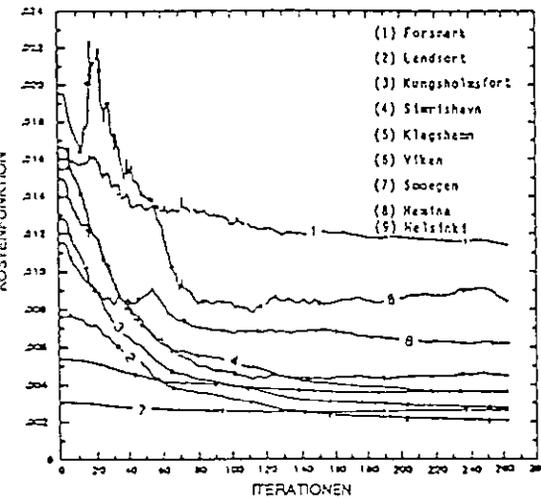
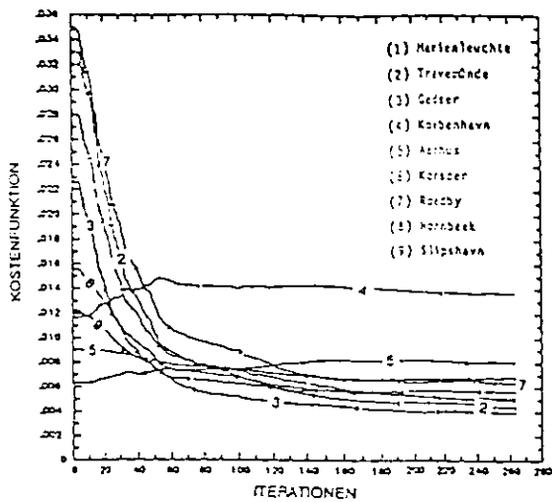
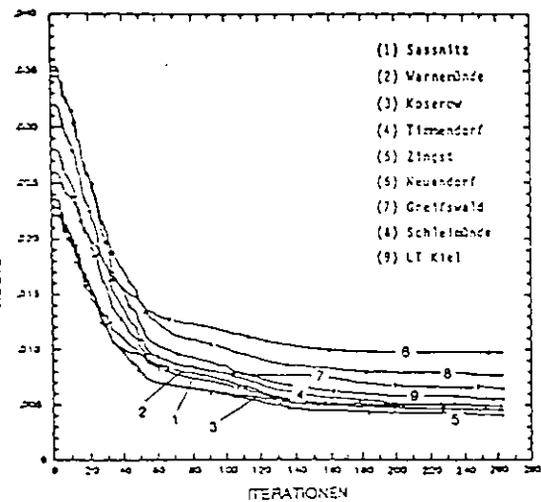


Abbildung 29: Die Kostenfunktionen aller bei der Optimierung berücksichtigten Pegel.

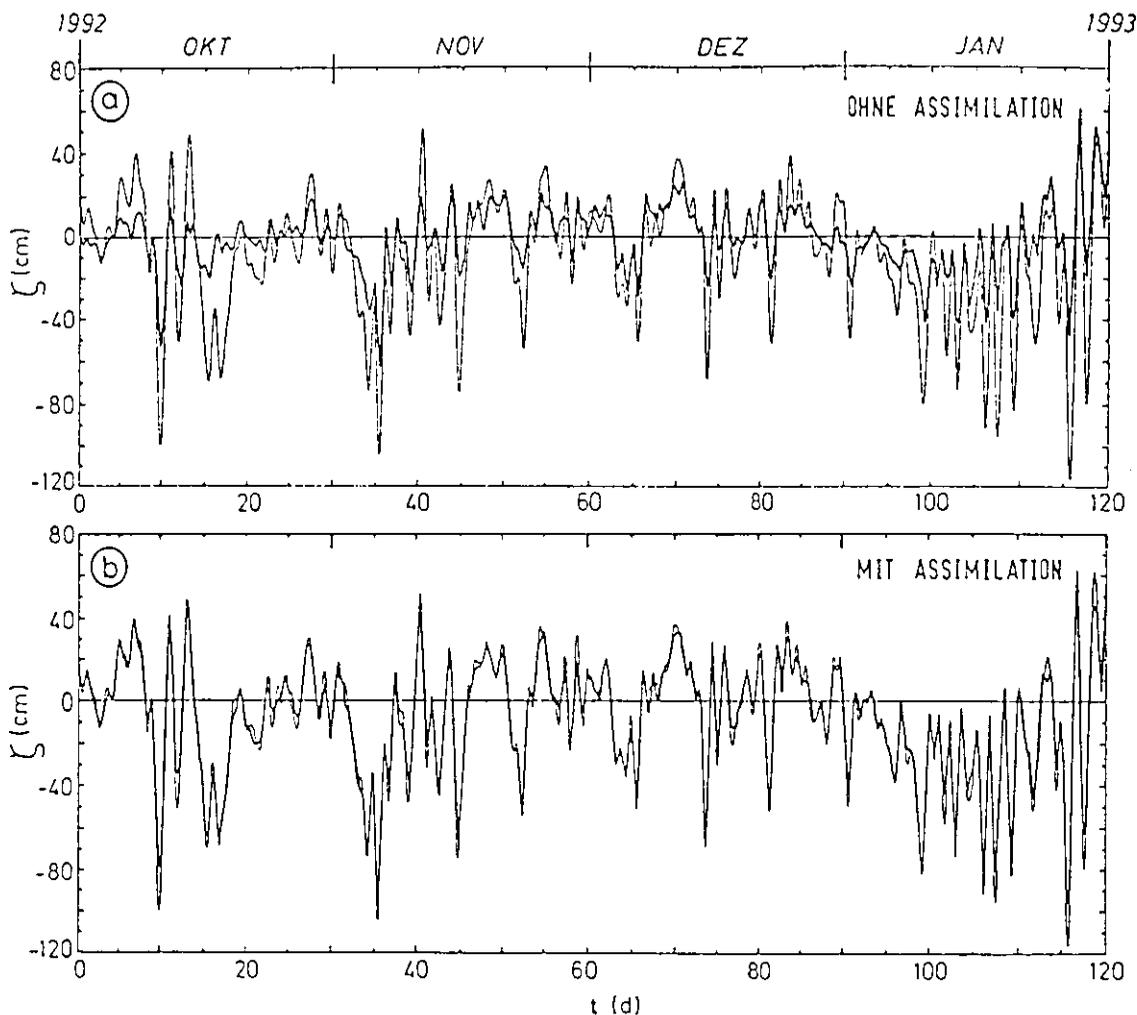


Abbildung 30: Wasserstandsmessungen des dänischen Pegels Rødby (dünne Linie) im Vergleich zu Modellergebnissen (dicke Linie) ohne (a) und mit Assimilation (b) für den Zeitraum Oktober 1992 bis Januar 1993.

Schließlich sei hier noch das Ergebnis der Optimierung nach 300 Iterationen für die Kontrollparameter der Mittelwerte angegeben:

$$\bar{a} = 0.71 \pm 0.02, \bar{\alpha} = 23.7 \pm 0.5^\circ, c_d = 1.70 \pm 0.02 \cdot 10^{-3}, \mu = 72.4 \pm 0.6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (17)$$

Die spezifizierten Fehler sind aus einer genäherten Hessischen Matrix wie bei Tziperman und Thacker (1989) berechnet worden. Diese Angaben haben allerdings keine Bedeutung, weil die systematischen Fehler des Modells sehr viel größer sind (vgl. Marotzke und Wunsch, 1993; Schiller, 1995). Karger (1995) berechnete Reduktionskoeffizienten über der Ostsee zwischen $a = 0.45$ und $a = 0.86$ (je nach der Entfernung zum Land)

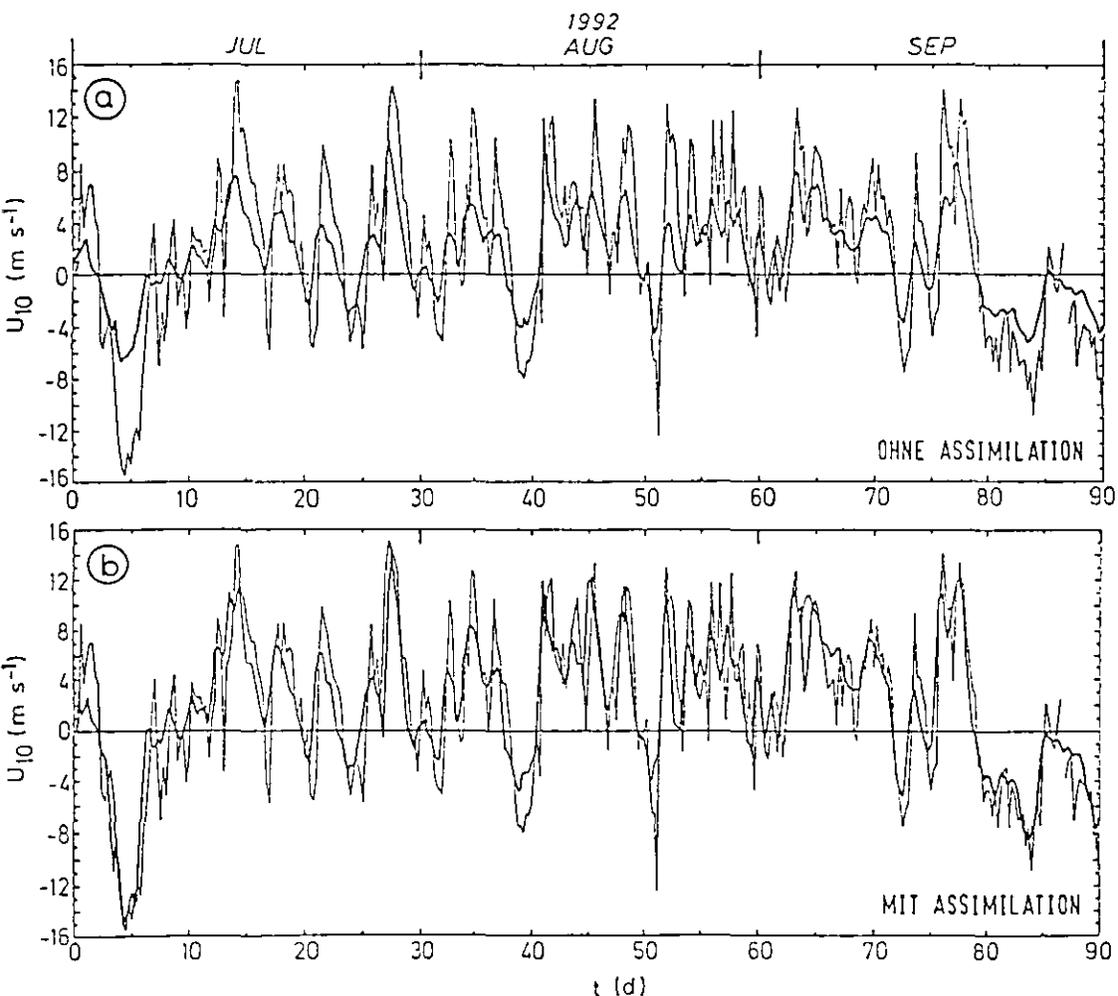


Abbildung 31: Ost-West-Komponente der Windgeschwindigkeit an der Wetterstation von Kap Arkona (dünne Linie) im Vergleich zu Modellergebnissen (dicke Linie) ohne (a) und mit Assimilation (b) für den Zeitraum Juli 1992 bis September 1992.

und einen ageostrophischen Winkel von $\alpha = 25.5^\circ + 1.7 \Delta T$. Dabei ist ΔT der Stabilitätsparameter für die Bodenreibungsschicht (Temperaturdifferenz Luft-Wasser). Der optimierte Windschubspannungskoeffizient ist etwas größer als der aus meteorologischen Messungen bestimmte Koeffizient. Z.B. wurde während HEXOS ein mittlerer Windschubspannungskoeffizient von $c_d = 1.37 \pm 0.30 \times 10^{-3}$ für neutrale Schichtung und 10 m Höhe aus Daten des IfM Kiel Tripods in der Nähe der Niederländischen Küste berechnet (Smith et al., 1992). Kielmann (1981) bestimmte aus den logarithmischen Dekrementen abklingender Eigenschwingungen in seinem Modell durch Vergleich mit den Beobachtungen von Neumann (1941) lineare Bodenreibungskoeffizienten zwischen

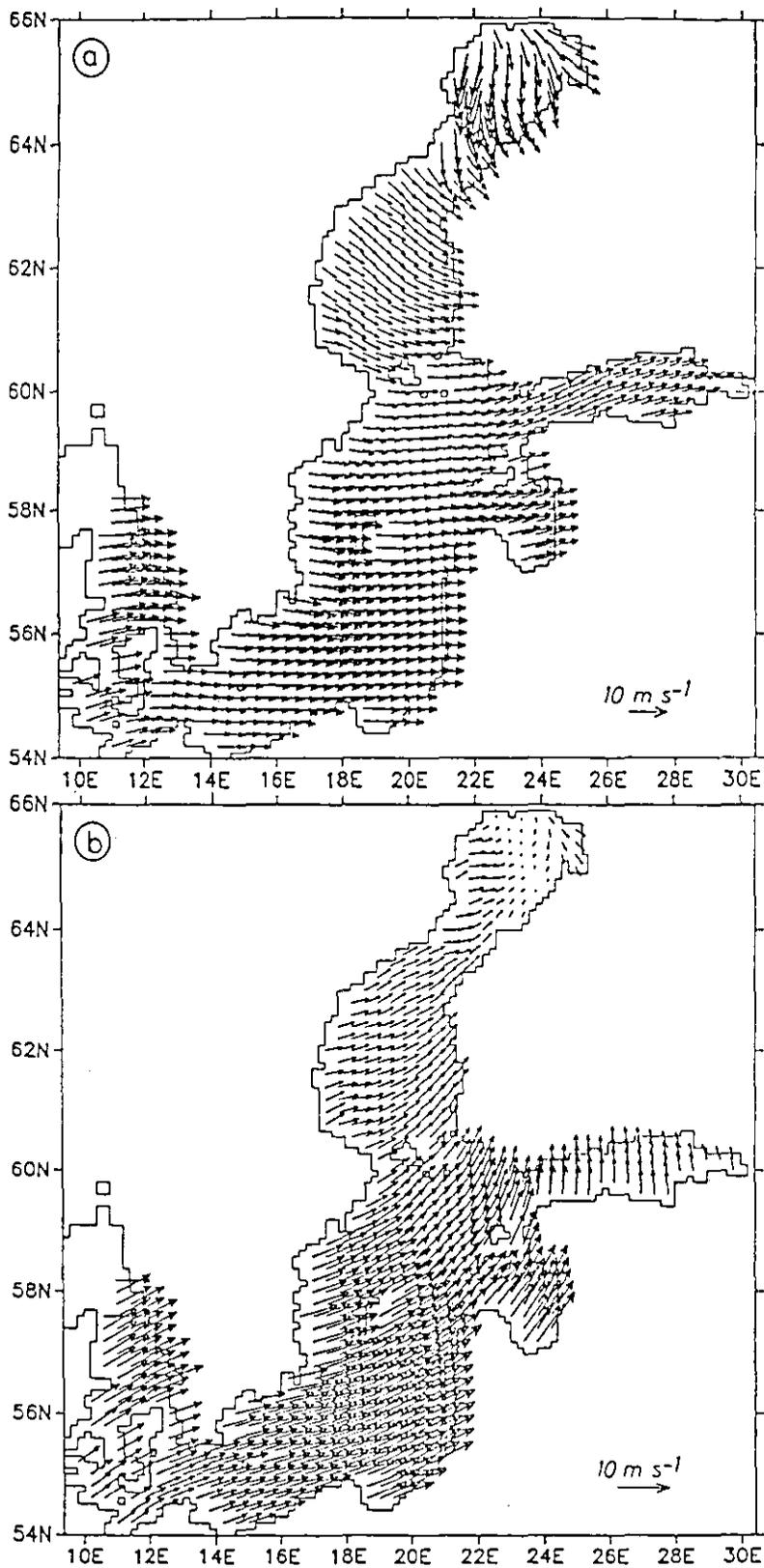


Abbildung 32: Horizontalverteilungen der Windgeschwindigkeit vom 15. August 1992: (a) Geostrophischer Wind. Maximale Vektorlänge: 13.3 ms^{-1} . (b) Optimierter Wind in 10 m Höhe. Maximale Vektorlänge: 9.3 ms^{-1} .

$\mu = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$ und $\mu = 100 \text{ cm}^2/\text{s}$ (vgl. Tab. 1 bei Kielmann, 1981; die angegebenen Werte für μ müssen mit einem Faktor 2.5 multipliziert werden, um mit der hier gemachten Definition in Gl. 1 konsistent zu sein).

7.6 Diskussion

In Abb. 28 fällt auf, daß die Optimierung nur sehr langsam erfolgte und nach 300 Iterationen das Minimum nicht vollständig erreicht wurde. Die Fortsetzung der Assimilation über weitere 300 Iterationen zeigte eine nur sehr kleine Verringerung der Kostenfunktion und geringfügige Verschiebungen der Mittelwerte der Kontrollparameter, während sich die Beiträge der höheren Perioden nicht mehr veränderten. Auch nach 600 Iterationen wurde das Konvergenzkriterium nicht erreicht, das die Optimierung beendet, falls die Summe der Quadrate der Gradienten eine bestimmte, unter numerischen Gesichtspunkten gewählte Schranke unterschreitet.

Zwei Gründe für die langsame und unvollständige Minimierung sind denkbar:

1. Die Wasserstandsmessungen der verschiedenen Pegel sind möglicherweise nicht alle unabhängig, so daß das Inversproblem unterbestimmt wäre.

Die Anzahl der Kontrollparameter $N = 45\,702$ ist von gleicher Größenordnung wie die Anzahl der hier als unabhängig angenommenen Wasserstandsmessungen $N_C = 49\,619$ mit einer Periode größer als 24 h . Leider sind mit $N_W = 7\,388$ zu wenig unabhängige Windbeobachtungen von Schiffen vorhanden, um das Inversproblem auf alle Fälle eindeutig zu konditionieren. Wegen dieser Unsicherheit wäre ein weiterer Term in Gl. 7 sinnvoll, wie in Gl. 12 des vorigen Kapitels gezeigt wurde. Weil aber die Parametrisierung der Reibungsschicht unphysikalisch ist, kann kein Hintergrundterm konstruiert werden, der gewisse a priori Informationen über die Bodenreibungsschicht enthält. Eine Einschränkung der Varianz der Kontrollparameter oder die Berücksichtigung der Windfelder aus dem Europamodell würde eine Glättung der optimierten Windfelder bedeuten und erschien angesichts der Qualität der DWD-Winde nicht sinnvoll (s.u.).

2. Da die Gradienten lediglich näherungsweise berechnet wurden, indem durch die 6stündliche Abtastung nur die Signale mit Perioden größer als 12 Stunden berücksichtigt wurden, ist die Bestimmung der Kontrollparameter durch den Fehler in den Gradienten nicht mehr unbedingt eindeutig möglich. Durch den Ansatz für die Kontrollparameter (Gl. 2 und 3) ist das verwendete Modell nichtlinear, so daß auf jeden Fall durch die Näherung Informationen für die Gradienten verloren gehen.

Das Problem der Eindeutigkeit läßt sich möglicherweise durch einen linearen Ansatz für die Windschubspannungen (anstelle von Gl. 2 und 3) in einem Zwillingsexperiment lösen. Dafür müßten die Komponenten der Windschubspannung in dreidimensionalen Fourierreihen entwickelt werden. Die Gradienten könnten dann in Zeit- bzw. Längenintervallen abgetastet werden, die der Hälfte der kleinsten Periode bzw. Wellenlänge entsprechen, ohne daß Information verloren geht. Dann ließe sich die Frage nach der minimalen Wellenlänge beantworten, bei der das Variationsverfahren noch eindeutig konvergiert.

Die Einführung von zweidimensionalen Fourierreihen für die räumliche Abhängigkeit bietet zwei Vorteile: Es werden eindeutige Skalen definiert, und die Lösung ist nicht mehr von der Wahl des Ursprungs abhängig wie im Falle eines Polynoms. Aus Gl. 11 ist ersichtlich, daß zur Berechnung des Gradienten für einen beliebigen Koeffizienten des Polynoms, die Modell-Daten-Differenzen mit dem Abstand vom Ursprung gewichtet werden, was zu unrealistischen Trends im Ergebnis führen kann.

In Vergleichsexperimenten wurden die Wellenlängen des Modellwindes, die bei der Optimierung variiert wurden, verkleinert, indem auch räumlich eine Entwicklung zu einer zweidimensionalen Fourierreihe durchgeführt wurde und die Skalen gegenüber denen eines Polynoms 4. Ordnung verkleinert wurden. Die Erhöhung der Freiheitsgrade bei der Optimierung hatte zur Folge, daß die Modellwindfelder auch bezüglich der Windbeobachtungen wesentlich verbessert wurden. Da aber eine Unterbestimmung des Inversproblems nicht ausgeschlossen werden konnte, werden diese Experimente hier nicht weiter beschrieben.

Die analysierten Bodenwindfelder aus dem Europamodell des DWD wurden hier nicht als erste Schätzung verwendet, weil die zu Gl. 3 entsprechenden Korrekturfunktionen keinen Bezug zu sonst in der Meteorologie gebräuchlichen Ansätzen zur Parametrisierung der Bodenreibungsschicht hätten. Die oben erwähnten Abweichungen dieser Modellwinde von Beobachtungsdaten können möglicherweise auf die zu niedrige horizontale Auflösung im Europamodell oder auf eine unzureichende Parametrisierung der Grenzschicht zurückgeführt werden. Die mittlere horizontale Auflösung im Europamodell beträgt 55 km , so daß die Orographie nur geglättet dargestellt werden kann (vgl. Abb. 5.6 bei Schrodin, 1995). Land-Seewindeffekte können daher nicht richtig berücksichtigt werden. Die Inseln Öland und Bornholm sowie die Ålandinseln sind vernachlässigt, und der Einfluß der Küste mit einer ungefähren Ausdehnung von 20 km über der Ostsee (Karger, 1995) kann nicht aufgelöst werden. Die aus Beobachtungsdaten abgeleiteten Reduktionskoeffizienten schwanken über See als Funktion des Küstenabstandes zwischen $a = 0.45$ und $a = 0.86$ (Karger, 1995), so daß die Windschubspannungen in Küstennähe bis zu einem Faktor 3.7 falsch sein könnten, wenn sich die Küstenlinie verschöbe.

Analysen der Weibullverteilungen haben ergeben, daß im Europamodell die Häufigkeit der Windgeschwindigkeiten bis zu 10 m/s systematisch im Vergleich zu Beobachtungsdaten überschätzt und die der höheren Windgeschwindigkeiten deutlich unterschätzt werden (Bumke 1996, pers. Mitteilung).

Zum Schluß der Diskussion sei betont, daß zwar formal gesehen Bodenwindfelder optimiert worden sind. Wegen der Vernachlässigung der funktionalen Abhängigkeiten in c_d wurden aber aus physikalischer Sicht durch die Einbeziehung der Pegeldaten Windschubspannungen ermittelt.

7.7 Die genestete Modellversion

Die Ergebnisse aus dem beschriebenen Assimilationsexperiment wurden genutzt, um das regionale Modell der westlichen Ostsee gemäß Abb. 21 zu verbessern. Die Bodenwindfelder aus dem Europamodell bzw. die quasigeostrophischen Windfelder, die für

eine erste Schätzung im Assimilationsverfahren verwendet worden sind, wurden durch die optimierten Windfelder ersetzt. Statt der zwischen zwei Pegelstationen linear interpolierten Wasserstände an den offenen Rändern des regionalen Modells wurden die optimierten Oberflächenauslenkungen des barotropen Modells vorgeschrieben. Da für diese Modellkopplung eine Reihe von Testexperimenten notwendig war, um gute Ergebnisse zu erzielen, wurde dafür die Version des regionalen Modells mit der geringeren Auflösung von 2 sm in horizontaler und 6 m in vertikaler Richtung verwendet, die weniger Rechenzeit als die hochauflösende Version verbraucht. Zum Beispiel mußte getestet werden, wie die Reibungszonen am Rand gewählt werden müssen, um die Lösung stabil zu halten, oder wie groß die mittlere Wasserstandszunahme vom Kattegat bis in das Bornholmbecken anzusetzen ist, damit die einjährige Integration des Modells eine mit allen verfügbaren Daten konsistente Volumen- und Salzbilanz liefert (vgl. Kapitel 9).

Die Ergebnisse dieser Modellkopplung können wie folgt zusammengefaßt werden:

1. Die optimierten Windfelder im Bereich der westlichen Ostsee weisen keine gravierenden Mängel auf. Das barokline Antwortverhalten des regionalen Modells ist mit den vorhandenen Daten konsistent. "Ausreißer", die das Assimilationsverfahren möglicherweise in die Windfelder projiziert hätte, konnten nicht beobachtet werden. Der erfolgreiche Antrieb des regionalen Modells ist daher als eine Validierung der optimierten Windfelder zu verstehen.
2. Im Detail ergeben sich gravierende Unterschiede für die Transporte, insbesondere im Bornholmbecken, aufgrund der veränderten Randbedingung im Osten. In Abb. 33 werden die Transporte vom 5. Dezember 1992 gezeigt, wie sie durch eine Modellversion ohne und mit Ausnutzung der Assimilationsergebnisse simuliert worden sind. Im Inneren des Modellgebietes sehen die Verteilungen ähnlich aus, während sich die Transporte durch die Stolper Rinne umkehren. In Abb. 33b ist ein starker Einstrom durch die Stolper Rinne in das Modellgebiet hinein zu beobachten, und der Austausch über den offenen Rand erscheint intensiviert gegenüber Abb. 33a. Allerdings ist es nicht möglich zu entscheiden, ob wirklich in jedem Fall eine Verbesserung durch die Modellkopplung stattgefunden hat. Es muß berücksichtigt werden, daß das barotrope Ostseemodell nur eine Auflösung von 6 sm hat.

Für die Untersuchungen, die in den nächsten Kapiteln erläutert werden, wurde das 2 sm -Modell in der genesteten Version genutzt.

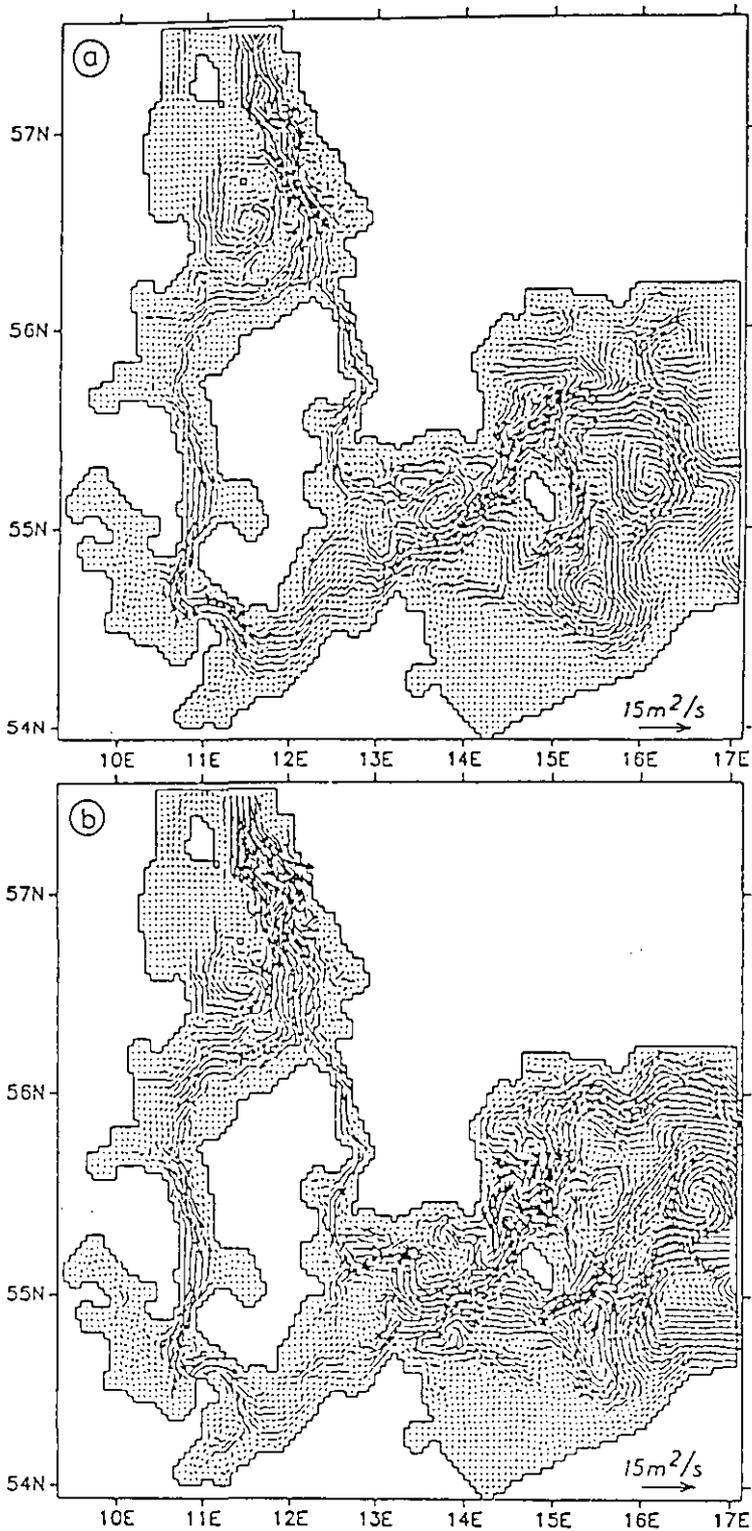


Abbildung 33: Horizontalverteilungen der vertikal integrierten Geschwindigkeiten vom 5. Dezember 1992 im regionalen Ostseemodell in der 2sm-Version mit: (a) quasi-geostrophischem Windantrieb und linear interpolierten Pegeldaten an den offenen Rändern, (b) optimierten Windschubspannungen und Oberflächenauslenkungen an den offenen Rändern, die sich aus der Assimilation in das barotrope Ostseemodell ergeben.

8 Kopplung mit einem Deckschichtmodell

8.1 Der Richardsonzahl-abhängige Reibungsansatz

Ergebnisse des hochauflösenden Modells der westlichen Ostsee in der ursprünglichen Version mit Richardsonzahl-abhängigen Austauschkoeffizienten wurden in Kapitel 4 vorgestellt. Durch den Vergleich mit Daten wurde deutlich, daß die Salzbilanz für das Jahr 1992/93 sowie die Scherungen der Geschwindigkeiten im Großen Belt mit diesem Ansatz richtig simuliert werden können. Dabei wurden die Austauschkoeffizienten K für Impuls und Tracer über eine empirische Funktion mit der Richardsonzahl Ri verknüpft:

$$K = \frac{K_0}{\left(1 + \frac{Ri}{Ri_0}\right)^n} + K_{min} \quad \text{mit} \quad Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}. \quad (1)$$

N ist die Brunt-Väisälä-Frequenz

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (2)$$

und K_0 , K_{min} , n sowie Ri_0 sind Konstanten, die mit Hilfe der vorhandenen Daten angepaßt werden müssen.

Dieser Ansatz wurde in einem dreidimensionalen Zirkulationsmodell des tropischen Atlantik von Pacanowski und Philander (1981) erfolgreich getestet. Allerdings ist es damit nicht möglich, die Ausbildung einer Deckschicht in der Ostsee richtig zu modellieren. Abb. 34 zeigt die Tiefen der Isothermen als Funktion der Zeit (September 1992 bis September 1993) im Bornholmtief für das hochauflösende Modell mit Richardsonzahl-abhängiger Reibung (a) im Vergleich zu einem Modellexperiment mit eingebautem Deckschicht- und Strahlungsmodell (b), dessen interne Parameter so gewählt wurden, daß die Deckschichttiefen den beobachteten entsprechen. Eine genauere Beschreibung der in dieser Arbeit getesteten Deckschichtmodelle erfolgt in den nächsten Abschnitten.

Die Unterschätzung der Deckschichttiefen im Modell kann im Prinzip folgende Ursachen haben:

- Die Parameterwahl des Richardsonzahl-Ansatzes erfolgte nicht richtig.
- Die Windschubspannungen sind zu klein und verursachen daher zu große Richardsonzahlen.
- Die verwendeten Karten der analysierten Meeresoberflächentemperaturen haben einen zu großen Fehler, so daß die mit der Relaxation verbundenen Wärmeflüsse falsch sind.
- Die solare Einstrahlung bedingt eine zusätzliche Aufwärmung der tieferen Modellschichten, die in Abb. 34a nicht berücksichtigt wurde.
- Es ist prinzipiell nicht möglich, die Diffusion lediglich an die Richardsonzahl zu koppeln. Die turbulenten Vermischungsprozesse in der Deckschicht erfordern ein separates Deckschichtmodell.

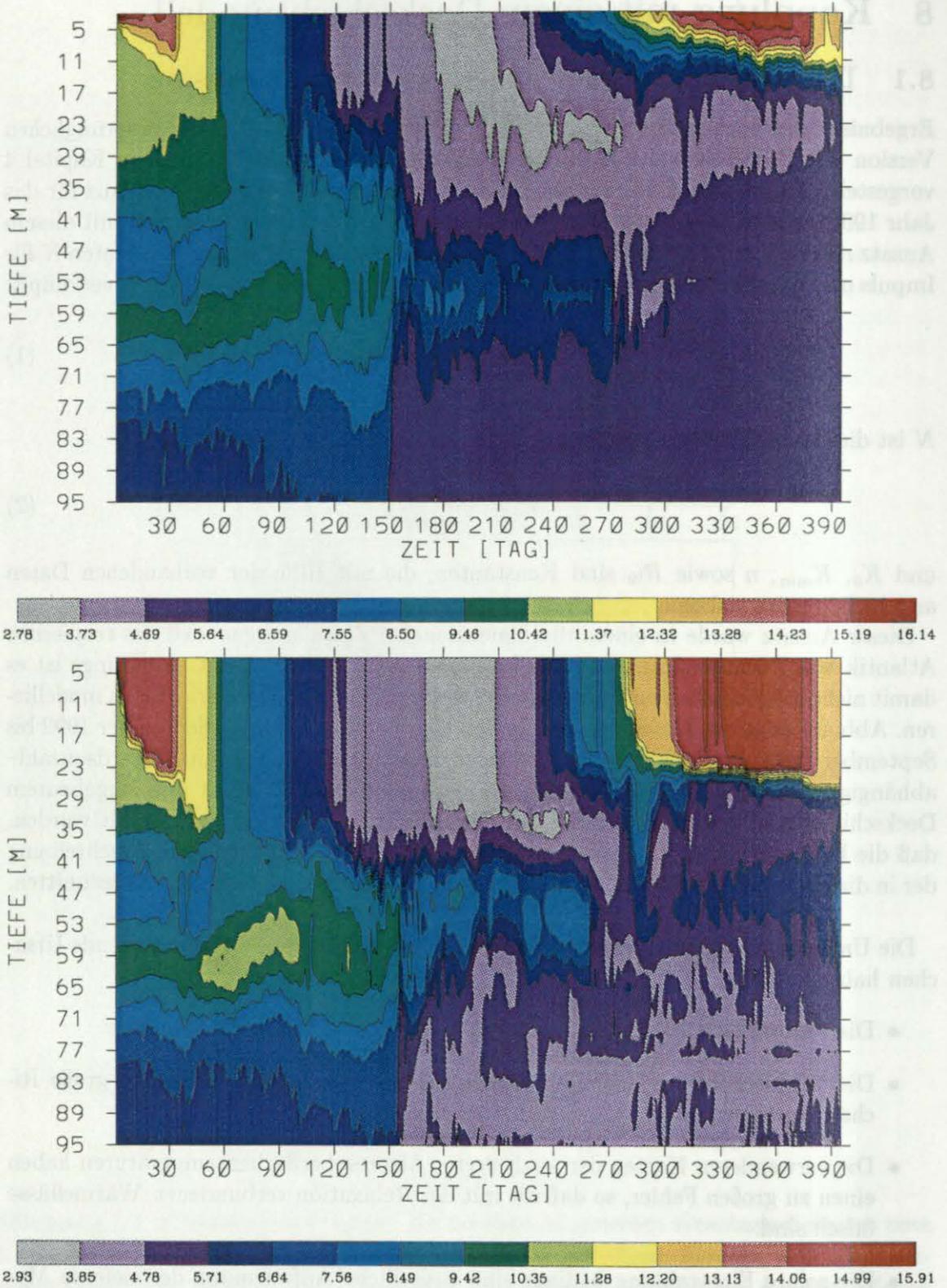


Abbildung 34: Tiefen der Isothermen (in °C) von September 1992 bis September 1993 im Bornholmtief: (a) Richardsonzahlansatz (oben), (b) Deckschichtmodell (unten).

Da die Wahl der hier verwendeten Parameter für den Richardsonzahl-Ansatz (vgl. Kapitel 4) in Anlehnung an das Modell von Lehmann (1992) erfolgte, stellt sich die Frage, ob es einen wesentlichen Einfluß der Gitterauflösung auf das Modellergebnis gibt. Daher wurde ein zu Abb. 34a identisches Modellexperiment durchgeführt, das eine Gitterauflösung von 2 *sm* in horizontaler und 6 *m* in vertikaler Richtung besitzt. Die Zeitskala, mit der die Temperaturen der obersten Modellschicht an die analysierten Meeresoberflächentemperaturen gezwungen werden, beträgt dabei $\Delta t = 24 h$ (statt 12 *h*), damit die Wärmeflüsse vergleichbar bleiben. Das Ergebnis (Abb. 35) zeigt, daß die Deckschichttiefen ungefähr unverändert bleiben. Daraus kann geschlossen werden,

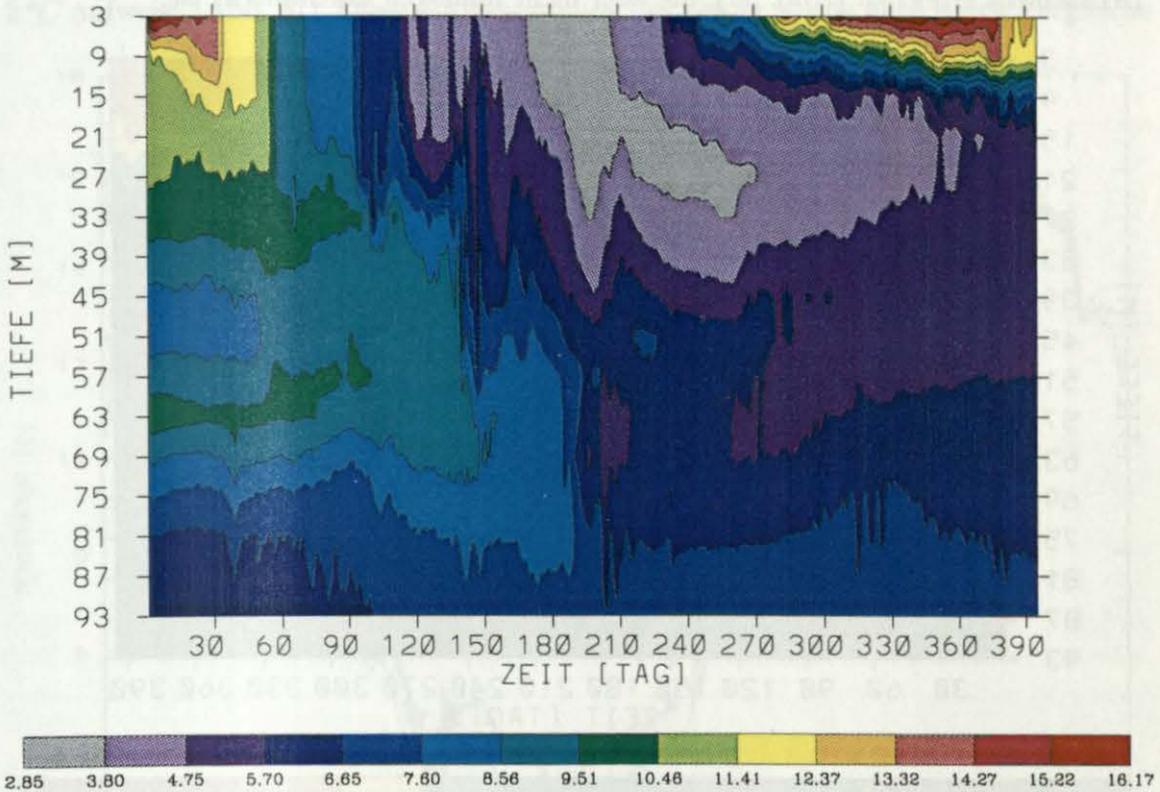


Abbildung 35: Tiefen der Isothermen (in $^{\circ}C$) als Funktion der Zeit im Bornholmtief: wie Abb. 34a, nur beträgt die Gitterauflösung 2 *sm* bzw. 6 *m*.

daß die zeitliche Entwicklung der Deckschichttiefe im Bornholmbecken nicht von der Auflösung (3 oder 6 *m*) abhängig ist, so daß im folgenden einige der Simulationen mit dem grobauflösenden Modell gerechnet wurden. In dem hier gezeigten Experiment fand allerdings nach dem Salzwassereinstrom im Februar 1993 keine Erneuerung des Bodenwassers im Bornholmbecken statt, was daraus ersichtlich ist, daß die Temperatur unterhalb der Haloklinen nicht auf weniger als $5^{\circ}C$ wie in Abb. 34 absinkt. Bei gleicher Wasserstandsdifferenz zwischen Kattegat und Arkonabecken und bei gleicher Bodenreibung sind die Volumentransporte durch die Dänischen Meeresstraßen während des Salzwassereinstroms im Januar geringfügig, die Salztransporte jedoch viel kleiner als im Falle des hochauflösenden Modells. Daher ist eine andere Bodenreibung für das grobauflösende Modell erforderlich (vgl. Kapitel 4).

Es wurden Experimente mit verschiedenen Ansätzen für die Richardsonzahl-abhängi-

gen Austauschkoeffizienten durchgeführt. Um die Durchmischung im Bereich der vom Wind beeinflussten obersten Schicht zu erhöhen, wurde z.B. die differenzierbare Funktion in Gl. 1 durch eine Sprungfunktion ersetzt ($n = \infty$):

$$K_T = \begin{cases} 175 & : Ri < Ri_0 = 0.1 \\ 0.1 \dots 0.001 & : \text{sonst} \end{cases} \quad (3)$$

Für Ri kleiner als die kritische Richardsonzahl Ri_0 werden die Diffusionskoeffizienten so groß wie die Viskositätskoeffizienten. Für größere Richardsonzahlen wurde eine Tiefenabhängigkeit vorgeschrieben. Es läßt sich auf diese Weise zwar eine Vertiefung der Deckschicht erreichen (Abb. 36), die aber nicht homogen durchmisch ist.

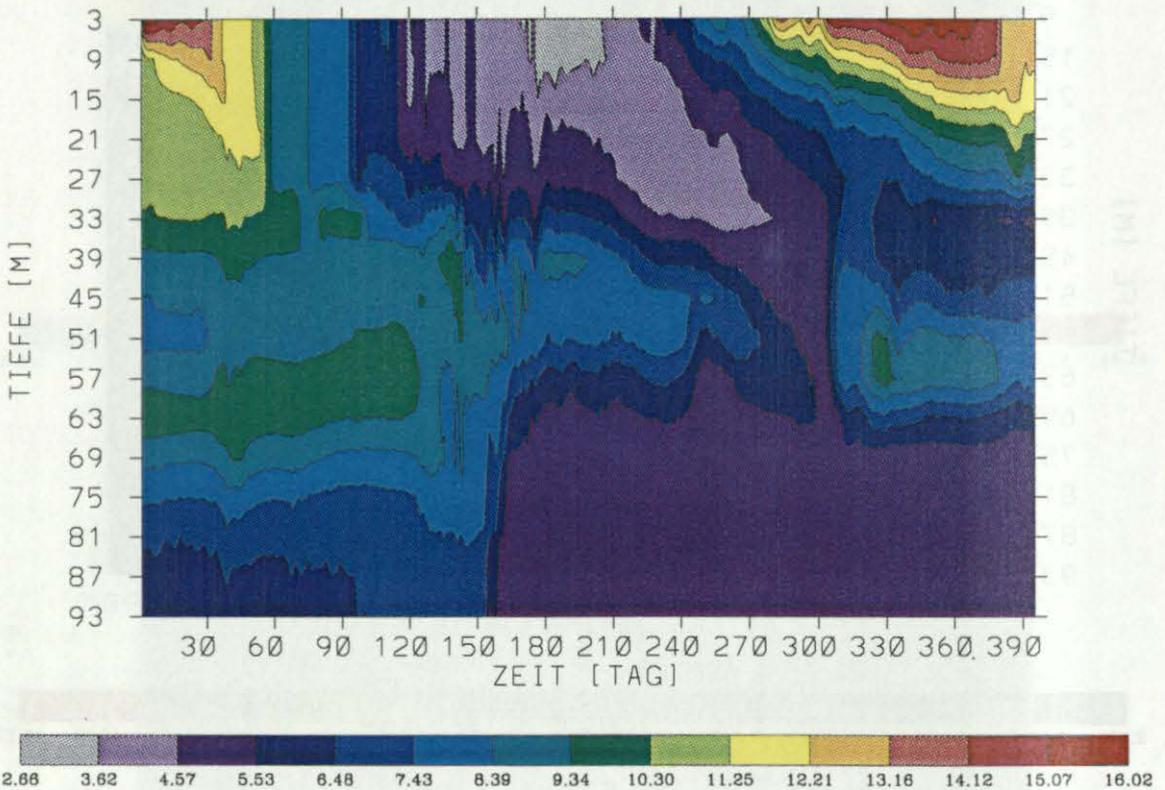


Abbildung 36: Tiefen der Isothermen (in °C) als Funktion der Zeit im Bornholmtief: Modellergebnisse der im vorigen Kapitel beschriebenen einseitig genesteten Version mit Richardsonzahl-abhängiger Diffusion gemäß Gl. 3.

Krauss (1981) zeigte, daß die Auflösung der sommerlichen Temperatursprungschicht im Gotlandbecken durch windinduzierte Trägheitswellen erfolgen kann, die an der Unterkante der Deckschicht durch einen Phasensprung um 180° besonders kleine Richardsonzahlen verursachen. Um den Einfluß des Windes bzw. der Windschubspannungen auf die zeitliche Entwicklung der Deckschicht zu untersuchen, wurden Vergleichsexperimente mit quasigeostrophischen und den optimierten Windfeldern aus Kapitel 7 durchgeführt. Unterschiede ergaben sich besonders im Herbst, die aber sehr viel geringer sind, als die in Abb. 34 zeigten.

Die analysierten Meeresoberflächentemperaturen haben sicherlich einen Fehler, weil im wesentlichen die Messungen von Landstationen berücksichtigt wurden, so daß die

horizontalen Verteilungen aufgrund von Auf- oder Abtriebsgebieten verfälscht sein können. Da aber die Datendichte der Schiffsmeldungen im Bereich der westlichen Ostsee noch relativ hoch ist (Bunke 1995, pers. Mitteilung), wurden die analysierten Temperaturkarten infraroten Satellitendaten vorgezogen, die das BSH als wöchentliche Oberflächentemperaturkarten ab 1.1.1993 zur Verfügung stellt. Ein Vergleich der zwischen 2. und 3. Modellschicht gemittelten Temperatur, die ungefähr aufgrund der kurzen Relaxationszeit von 12 h der vorgeschriebenen Oberflächentemperatur entspricht, mit unabhängigen Daten von der Verankerung SBF07 im Großen Belt in einer Tiefe von 6.1 m zeigt, daß der Jahresgang der analysierten Temperaturen Abweichungen bis zu 2°C aufweist (Abb. 37). Diese Größenordnung der Fehler wurde auch durch Vergleiche

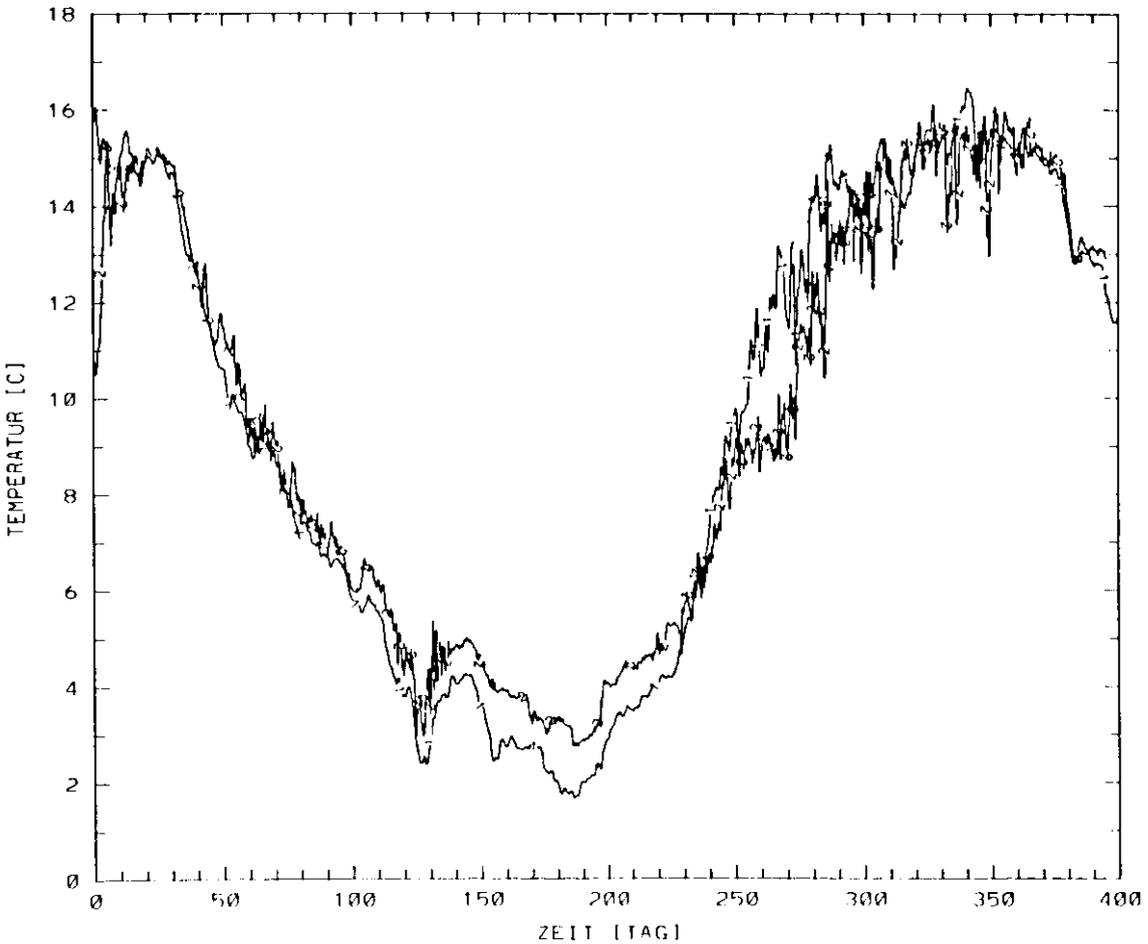


Abbildung 37: Jahresgang der Temperatur in 6 m Tiefe als Funktion der Zeit an der Position der Verankerung SBF07 im Großen Belt: (1) Daten, (2) Modell.

mit den Profildaten im Bornholmbecken festgestellt (s.u.).

Aus der Diskussion über die Ursachen der Unterschätzung der Deckschichttiefen ergibt sich die Schlußfolgerung, daß nur ein verbesserter Ansatz für die Deckschichtprozesse in Verbindung mit einem Strahlungsmodell Abhilfe liefern kann. Die hier verwendeten Oberflächenflüsse von Impuls und Wärme weisen zwar ebenfalls Fehler auf, die aber nicht allein für die Modell-Daten-Differenzen der Temperaturen in der Deckschicht verantwortlich sein können.

8.2 Das Strahlungsmodell

Das hier verwendete Strahlungsmodell ist bei Rosati und Miyakoda (1988) beschrieben. Aus dem Zenitwinkel der Sonne wird die solare Einstrahlung Q_{tot} an der Meeresoberfläche unter Berücksichtigung von Absorption und Rückstreuung in der Atmosphäre berechnet. Der Abschwächung der solaren Einstrahlung durch Wolken wird durch die Parametrisierung von Reed (1977) Rechnung getragen:

$$Q_s = Q_{tot} (1 - 0.62 C + 0.0019 \beta) (1 - \alpha). \quad (4)$$

Dabei ist C der Bewölkungsgrad, der der Wolkenklimatologie von Defant (1972) entnommen wurde. β bezeichnet die Mittagshöhe der Sonne in $^\circ$ und α die Albedo, die vereinfacht zu $\alpha = 0.06$ für diffuse Strahlung angenommen wurde (Dietrich et al., 1975).

Der solare Wärmefluß an der Meeresoberfläche Q_s wurde von dem Nettowärmefluß abgezogen, der sich formal aus dem Relaxationsterm berechnen läßt. Die Divergenz der eingestrahnten, absorbierten Intensität I stellt eine zusätzliche Wärmequelle in den tieferen Modellschichten der Erhaltungsgleichung für Temperatur (Gl. 5 in Kapitel 4) dar:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \Gamma(T) = F_T + \frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I}{\partial z}. \quad (5)$$

Die Absorption wird dabei gemäß der Arbeit von Paulson und Simpson (1977) parametrisiert:

$$I = Q_s [R \exp(z/\zeta_1) + (1 - R) \exp(z/\zeta_2)] \quad (6)$$

mit $R = 0.78$, $\zeta_1 = 1.4 \text{ m}$ und $\zeta_2 = 7.9 \text{ m}$, was dem optischen Ozeanwassertyp III von Jerlov (1968) entspricht. Jerlov selbst gibt allerdings für das Skagerrak einen Küstenwassertyp 1 und für die zentrale Ostsee einen Küstenwassertyp 3 an, was noch kleineren Absorptionslängen entsprechen würde, die aber von Paulson und Simpson (1977) nicht berechnet wurden.

Da die Temperaturen der ersten Modellschicht mit einer relativ kurzen Zeitskala zu den analysierten Meeresoberflächentemperaturkarten relaxiert werden, führt die Subtraktion der solaren Einstrahlung nicht zu einer Veränderung der Oberflächentemperaturen im Modell. Lediglich für die tieferen Modellschichten ergeben sich Unterschiede, die im wesentlichen vom nicht genau bekannten Bewölkungsgrad und optischen Wassertyp abhängen.

Für die Parametrisierung der Bewölkung werden in der Literatur sehr unterschiedliche empirische Ansätze angegeben (vgl. z.B. Parkinson und Washington, 1979). Niekamp (1992) verglich drei verschiedene Modelle u.a. das von Reed (1977) mit Daten, konnte jedoch wegen teilweise fehlerhafter Strahlungsmessungen keine Entscheidung bezüglich der Güte treffen. Wegen dieser Unsicherheiten kann das Strahlungsmodell hier nur dem Zweck dienen, die Größenordnung der Erwärmung durch die solare Einstrahlung abzuschätzen. Simpson und Dickey (1981) zeigten jedoch mit Hilfe eines ein-dimensionalen Deckschichtmodells, daß die solare Einstrahlung in tiefere Schichten die Struktur des oberen Ozeans wesentlich verändern kann und daher nicht vernachlässigt werden sollte.

8.3 Das reduzierte Kraus–Turner–Deckschichtmodell

Die Deckschichtmodelle vom “Kraus–Turner”-Typ basieren auf der vertikal integrierten Gleichung für die turbulente kinetische Energie, die sich mit Hilfe der Reynolds-mittelung aus den Navier-Stokes-Gleichungen herleiten läßt (Niiler und Kraus, 1977):

$$\underbrace{\frac{1}{2} w_e (\Delta b h - s \bar{u}_h^2)} = \underbrace{m_0 u_*^3}_{\text{Reibung}} + \frac{h}{4} [(1+n)B_0 - (1-n)|B_0|] + J_0 \left(\frac{h}{2} - \zeta \right). \quad (7)$$

Dabei ist w_e die Entrainmentgeschwindigkeit:

$$w_e = \begin{cases} \frac{dh}{dt} & : \frac{dh}{dt} > 0 \\ 0 & : \frac{dh}{dt} \leq 0 \end{cases}. \quad (8)$$

h bezeichnet die Deckschichttiefe, Δb die Änderung des spezifischen Auftriebs über die Unterkante der Deckschicht hinweg, \bar{u}_h die horizontale mittlere Geschwindigkeit in der Deckschicht, u_* die Reibungsgeschwindigkeit im Ozean, B_0 den Auftriebsfluß an der Meeresoberfläche, J_0 die solare Einstrahlung ($J_0 = g \alpha Q_s / \rho_0 c_p$ mit dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten α), ζ die Absorptionslänge (falls nur ein Frequenzband im Gegensatz zu Gl. 6 betrachtet wird) und s , m_0 , n Konstanten, die die Dissipation parametrisieren. Bei der Herleitung von Gl. 7 wurden zwei wesentliche Annahmen gemacht:

1. Die turbulenten Flüsse an der Unterkante der Deckschicht werden durch die sogenannten “Sprungrelationen” beschrieben, d.h. für den turbulenten Wärmefluß gilt z.B.

$$\overline{w' T'} \Big|_{z=-h} + w_e \Delta T = 0. \quad (9)$$

2. Das vertikale Integral der Dissipation über die Deckschicht ist proportional zu den Turbulenz erzeugenden Termen.

Diese Annahmen zusammen mit der Vereinfachung durch die Vertikalintegration unterscheiden die Kraus–Turner–Deckschichtmodelle von den unten beschriebenen Turbulenzmodellen. Hingegen ist die Vernachlässigung der zeitlichen Änderung der turbulenten kinetischen Energie immer eine gute Approximation für Zeitskalen größer als eine Stunde (Gargett et al., 1979).

Es wird nun die Annahme gemacht, daß die Turbulenzerzeugung bzw. -vernichtung durch die Auftriebsflüsse, durch die solare Einstrahlung und durch die Geschwindigkeitsscherungen an der Deckschichtunterkante klein gegenüber der windinduzierten Turbulenzerzeugung sind, so daß lediglich die beiden Terme über den geschweiften Klammern in Gl. 7 zurückbleiben. Die Vernachlässigung der Geschwindigkeitsscherungen ist keine gute Annahme, wie unten gezeigt wird, und auch nicht unbedingt notwendig (vgl. Sterl und Kattenberg, 1994). Ebenso läßt sich das reduzierte Kraus–Turner–Modell einfach durch die Berücksichtigung der Wärmeflüsse an der Meeresoberfläche (in B_0) und durch die solare Einstrahlung verbessern.

Die Vernichtung von turbulenter kinetischer Energie durch Entrainment ist äquivalent zur zeitlichen Änderung der potentiellen Energie PE in der Wassersäule (vgl. z.B. Degg, 1995), so daß

$$-\frac{\partial PE}{\partial t} = m_0 u_*^3 \quad (10)$$

gilt. Die Dissipation in der Deckschicht wird berücksichtigt, in dem die Ekmanlängenskala λ als Abklinglänge angenommen wird (Wells, 1979):

$$m_0 = m e^{-\frac{h}{\lambda}} \quad \text{mit} \quad m = 4.2, \lambda = 20 m. \quad (11)$$

Eine Übersicht über andere Ansätze gibt Gaspar (1988). Die hier verwendeten Parameter sind durch Anpassung an die gemessenen Temperaturprofile im Bornholmbecken bestimmt worden. Die numerische Implementation wurde von Dengg (1995) übernommen. Es werden so viele Gitterboxen von der Meeresoberfläche an vollständig durchmischte, bis die turbulente kinetische Energie, die durch den Wind zur Verfügung gestellt wird, aufgebraucht ist. Wie bei Sterl und Kattenberg (1994) wird überschüssige Energie, die nicht mehr ausreicht, um eine weitere Gitterbox vollständig zu durchmischen, durch partielle Vermischung aufgebraucht, so daß die hier verwendete Formulierung Energie erhaltend ist. Die benutzten Parameter bewegen sich im üblichen Rahmen. Gargett et al. (1979) geben eine Übersicht über die bis dahin veröffentlichten Literaturwerte mit $0.15 \leq m \leq 17$ (75). Lueck und Reid (1984) argumentierten, daß lediglich 10 % der Windarbeit (in 10 m Höhe) in turbulente kinetische Energie umgewandelt werden kann. Das würde bedeuten, daß m auf jeden Fall kleiner als 100 sein muß.

Da das regionale Modell der westlichen Ostsee aus Stabilitätsgründen nicht mit konstanten Austauschkoefizienten für Impuls gerechnet werden kann, wurde für den Impuls die Richardsonzahl-abhängige Formulierung (Gl. 1) beibehalten. Der wesentliche Unterschied zu dem Referenzexperiment aus Abb. 36 besteht darin, daß die Entscheidung, ob Vermischung in der Deckschicht stattfindet, nicht von der Richardsonzahl sondern von einer Energiebilanz abhängig gemacht wird.

Das Ergebnis eines Modellexperiments mit gekoppeltem Kraus-Turner-Deckschicht- und Strahlungsmodell zeigt Abb. 38. Die Deckschicht ist in den Sommermonaten Juli, August und September bis zur Auflösung durch die ersten Herbststürme homogen bis zu einer maximalen Tiefe von ungefähr 21 m durchmischte, was eine deutliche Veränderung gegenüber den Ergebnissen in Abb. 36 darstellt. Außerdem wurden in Abb. 38 noch die Tiefen der vollständig und partiell durchmischten Gitterboxen eingezeichnet, die für die Berechnung der Dissipation in Gl. 11 benötigt werden. Die tatsächliche Deckschichttiefe stellt die Einhüllende dieser zeitlich und räumlich stark veränderlichen Größe h dar.

8.4 Das Turbulenzmodell

Das Turbulenzmodell, das im Rahmen dieser Arbeit in das regionale Modell der westlichen Ostsee eingebaut wurde, ist im wesentlichen der Arbeit von Blanke und Delecluse (1993) entnommen worden, die eine vereinfachte Version des Modells von Gaspar et al. (1990) in ein Zirkulationsmodell des tropischen Atlantik eingebaut hatten. An jedem Gitterpunkt des Modells wird eine weitere prognostische Gleichung für die turbulente kinetische Energie e berechnet:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial e}{\partial z} \right) + K_M \left(\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial z} \right)^2 - K_T N^2 - c_e \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l}. \quad (12)$$

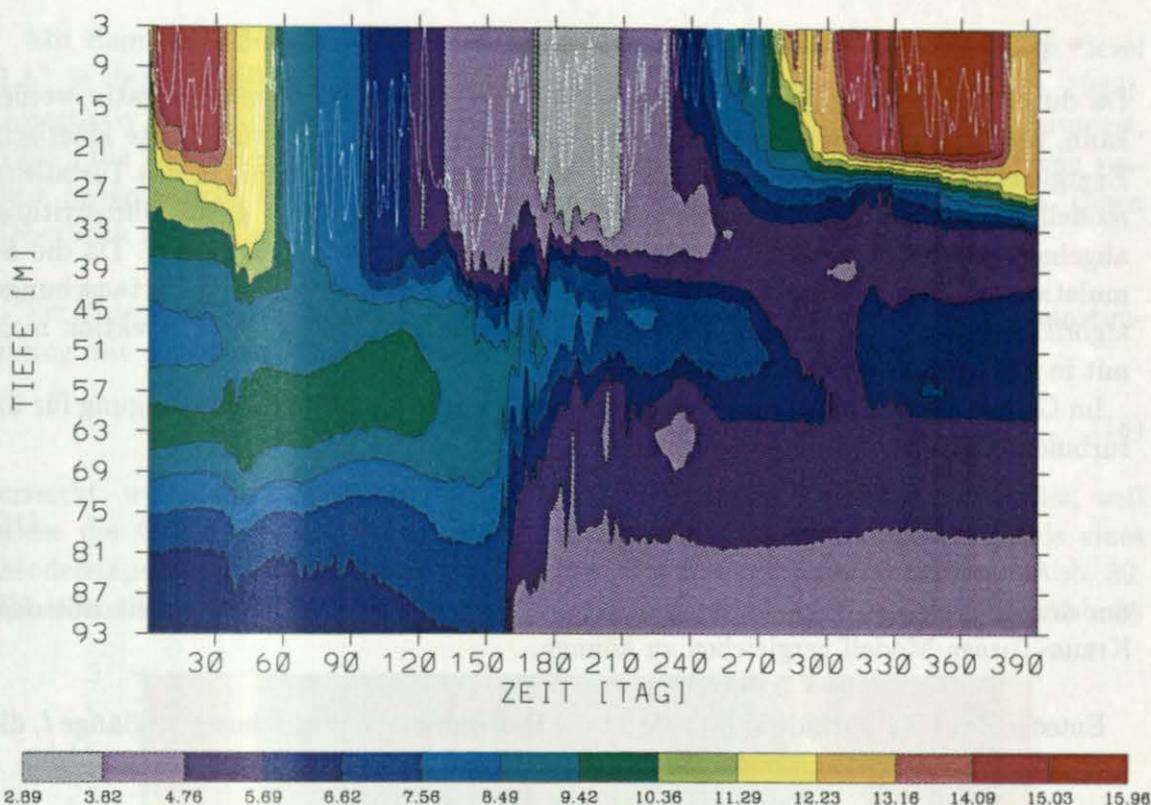


Abbildung 38: Tiefen der Isothermen (in °C) als Funktion der Zeit im Bornholmtief: Modellergebnisse mit einem gekoppelten Kraus-Turner-Deckschicht- und Strahlungsmodell. Die weiße Kurve kennzeichnet die Tiefe der durch den Wind durchmischten Schichten.

K_E , K_M und K_T stellen die Austauschkoefizienten für turbulente kinetische Energie, Impuls und Tracer dar. Die Momente höherer Ordnung in Gl. 12 sind durch das Mischungswegkonzept von Prandtl mit der Mischungsweglänge l parametrisiert:

$$K_E = c_A K_M, \quad K_M = c_K l \sqrt{e}, \quad K_T = K_M / Prt. \quad (13)$$

Prt ist die Prandtlzahl, die von der Richardsonzahl Ri wie folgt abhängt:

$$Prt = \begin{cases} 1 & : \quad Ri \leq 0.2 \\ 5 Ri & : \quad 0.2 < Ri \leq 2 \\ 10 & : \quad 2 < Ri \end{cases} \quad (14)$$

Die Konstanten c_A , c_K , c_e müssen spezifiziert werden. Im Gegensatz zu dem Modell von Blanke und Delecluse (1993) ist eine Mittelung der Austauschkoefizienten auf den verschiedenen Gitterpunkten nicht notwendig. Die physikalische Bedeutung der Terme auf der rechten Seite von Gl. 12 ist:

- Diffusion von turbulenter kinetischer Energie,
- Turbulenzerzeugung durch Scherungen in den Geschwindigkeiten,
- Turbulenzvernichtung durch die Schichtung des Dichtefeldes,

- Kolmogorov-Dissipation.

Da durch die separate Parametrisierung der Konvektion N^2 niemals negativ werden kann, wird in dieser Version des Modells durch Konvektion keine turbulente kinetische Energie erzeugt. Es wäre auch möglich gewesen, die Konvektion mit in das Turbulenzmodell einzubauen. Eine instabile Schichtung würde dann durch große Diffusivitäten abgebaut wie im Falle der Konvektionsparametrisierung von Cox (1984). Da die Simulation der Ausbreitung des salzhaltigen Bodenwassers aber mit dem Vertauschungsalgorithmus, wie oben beschrieben wurde, besser gelingt, wurde die Konvektion nicht mit in das Turbulenzmodell einbezogen.

Im Gegensatz zu Blanke und Delecluse (1993) wurde eine Flußrandbedingung für die turbulente kinetische Energie verwendet:

$$K_E \left. \frac{\partial e}{\partial z} \right|_{z=0} = m u_*^3, \quad (15)$$

um den Eintrag von turbulenter kinetischer Energie durch die Windarbeit mit dem Kraus-Turner-Modell vergleichen zu können.

Entscheidend für Turbulenzmodelle ist die Bestimmung der Mischungsweglänge l , die hier lediglich diagnostisch berechnet wurde:

$$l = \frac{\sqrt{2e}}{N} \leq \Delta z. \quad (16)$$

Die so definierte Mischungsweglänge ergibt sich aus dem allgemeineren Integralkriterium von Bougeault und Lacarrère (1989) (vgl. Gaspar et al., 1990) für die Näherung einer kontinuierlichen Schichtung. Im Falle einer instabilen Schichtung muß eine begrenzende Längenskala eingeführt werden. In dieser Arbeit wurde der vertikale Gitterabstand Δz gewählt. Blanke und Delecluse (1993) hatten dagegen den Abstand zur Wasseroberfläche $|z|$ als Begrenzung benutzt. Willebrand (1992) weist mit Hilfe einer Skalenanalyse darauf hin, daß das Mischungswegkonzept nur sinnvoll ist, wenn die Mischungsweglänge folgenden Ungleichungen genügt:

$$l \leq \frac{\sqrt{e}}{N}, \quad l \leq \frac{\sqrt{e}}{\left| \frac{\partial \bar{u}_h}{\partial z} \right|}, \quad l \leq |z|, \quad l \leq H - |z|. \quad (17)$$

Die gleichzeitige Begrenzung der Mischungsweglänge durch die Entfernung zur Meeresoberfläche und zum Boden bereitet z.B. im Arkonabecken wegen der geringen Wassertiefe konzeptuelle Schwierigkeiten, denn die windinduzierte Durchmischung kann bis zum Boden reichen mit theoretischen Mischungsweglängen in der Größenordnung der Wassertiefe. Andererseits sind aber auch Bodenreibungsschichten in Verbindung mit einströmendem salzreichem Wasser möglich, das durch Entrainment mit Oberflächenwasser verdünnt wird. Die Mischungsweglängen sollten in diesem Fall die Dicke der Bodenreibungsschicht nicht überschreiten. Daher wurde der vertikale Gitterabstand als einheitliche Begrenzung für beide Regime gewählt. Da die Geschwindigkeitsscherungen im Modell sehr groß werden können, ist aus numerischen Gründen eine Beschränkung durch die 2. Ungleichung in Gl. 17 nicht möglich.

Mit dem Schließungsansatz in Gl. 16 ist das beschriebene Modell vom Typ "level 1.5" in der Modellhierarchie von Gleichungen von Mellor und Yamada (1974, 1982). Alternativ dazu gibt es die $k - \epsilon$ -Turbulenzmodelle (vgl. z.B. Burchard und Baumert, 1995), die neben der Gleichung für die turbulente kinetische Energie (Gl. 12) eine weitere prognostische Gleichung für die turbulente Energiedissipation beinhalten. Einen Überblick geben Davies et al. (1995).

Verschiedene Einstellungen der Modellparameter wurden getestet. Gute Übereinstimmung mit den vorhandenen Daten wurde mit

$$c_A = 100, \quad c_K = 0.04, \quad c_\epsilon = 0.7, \quad m = 20 \dots 100 \quad (18)$$

erreicht, wobei die Modelllösung gegenüber der Konstanten c_K sehr sensitiv ist, weil diese die Größenordnung der Austauschkoeffizienten bestimmt. Das Ergebnis eines Modellexperiments mit gekoppeltem Turbulenz- und Strahlungsmodell zeigt Abb. 39. Eine deutliche Deckschicht wird in den Sommermonaten ausgebildet, die der in Abb. 38

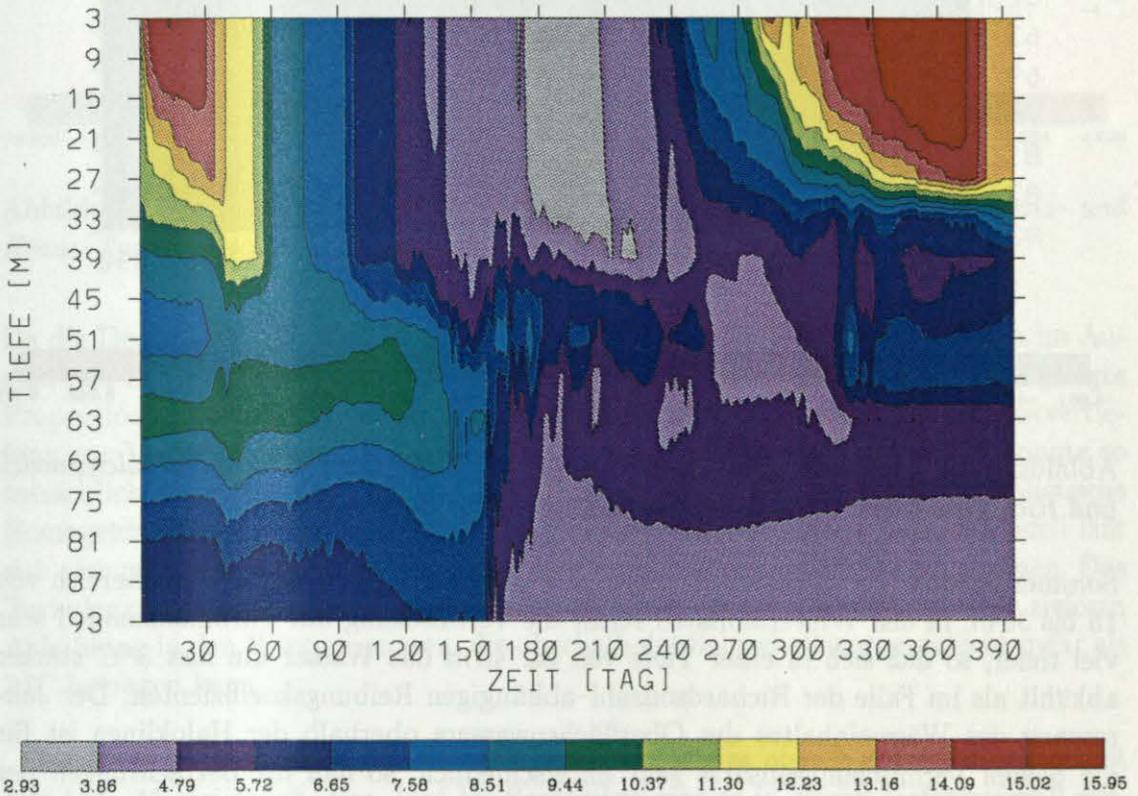


Abbildung 39: Tiefen der Isothermen (in °C) als Funktion der Zeit im Bornholmtief: Modellergebnisse mit einem gekoppelten Turbulenz- und Strahlungsmodell.

ähnelt. Die maximale Deckschichttiefe im September liegt jedoch mit 27 m etwas tiefer. Im Juli erfolgt die Erwärmung der tieferen Schichten im Bornholmbecken langsamer als im Falle des Kraus-Turner-Modells.

8.5 Vergleich der Deckschichtmodelle

Die Unterschiede der in Abb. 36, 38 und 39 dargestellten Ergebnisse der drei verschiedenen Vermischungsparametrisierungen werden in Differenzenabbildungen am deutlichsten. Abb. 40 zeigt die mit dem Turbulenzmodell simulierten Temperaturen abzüglich der mit dem Richardsonzahlansatz berechneten Temperaturen. Es ergeben sich in den

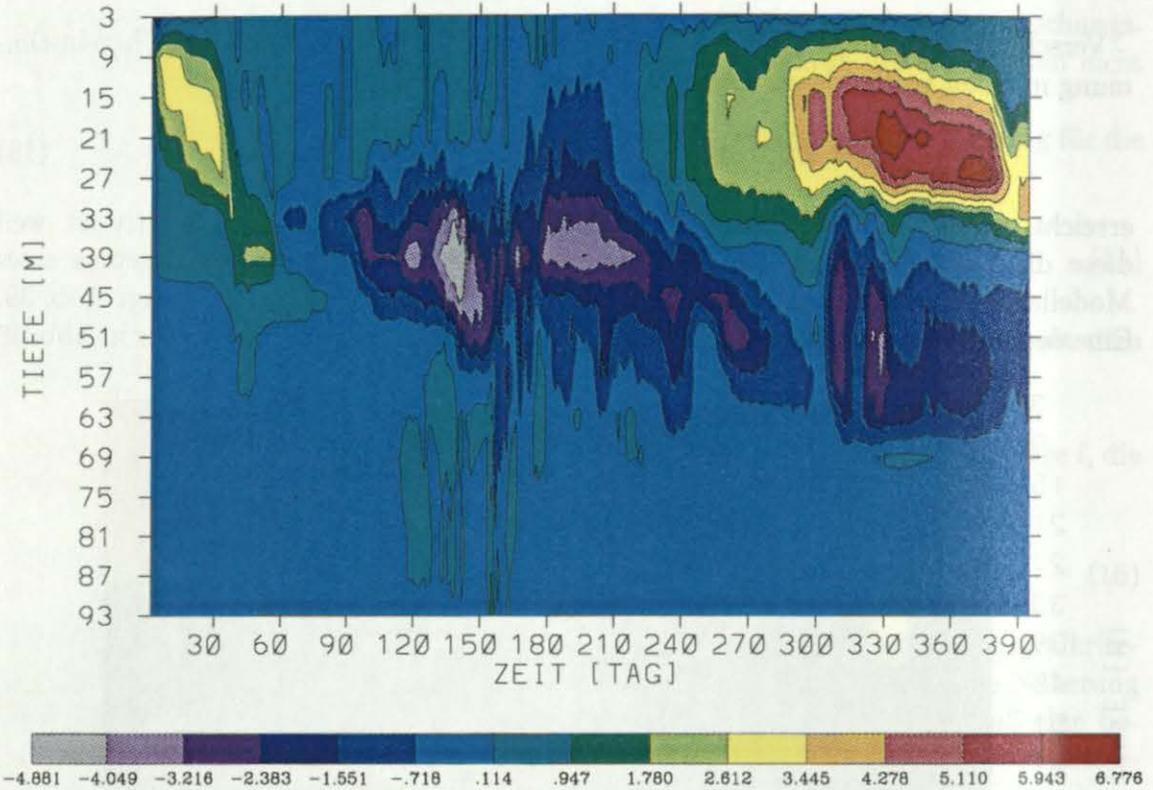


Abbildung 40: Tiefen der Isothermen (in °C) der Differenz zwischen Turbulenzmodell und Richardsonzahlansatz als Funktion der Zeit im Bornholmtief.

Sommermonaten Temperaturdifferenzen von ungefähr 5 bis 6 °C im Tiefenbereich von 15 bis 30 m. In den Wintermonaten reicht die Vermischung mit Turbulenzmodell sehr viel tiefer, so daß sich in einer Tiefe von ca. 40 m das Wasser um fast 5 °C stärker abkühlt als im Falle der Richardsonzahl-abhängigen Reibungskoeffizienten. Der Jahresgang des Wärmeinhaltes des Oberflächenwassers oberhalb der Haloklinien ist für die beiden Vermischungsansätze sehr unterschiedlich, so daß für Betrachtungen der Wärmebilanz in der Ostsee die Güte des Deckschichtmodells eine wesentliche Rolle spielt.

Die beiden hier vorgestellten Deckschichtmodelle weisen dagegen sehr viel geringere Temperaturdifferenzen untereinander auf (Abb. 41). Da die Modellparameter bei beiden Vermischungsansätzen an die Beobachtungsdaten angepaßt wurden, sind die Unterschiede vermutlich prinzipieller Natur. Mitte Juli bis Mitte September liegt die Temperatursprungschicht im Turbulenzmodell etwas tiefer als im Kraus-Turner-Modell. Im Juli ist die Deckschicht im Kraus-Turner-Modell dagegen homogener erwärmt, so daß in einer Tiefe von ca. 20 m eine negative Temperaturdifferenz von mehr als 2 °C auftritt.

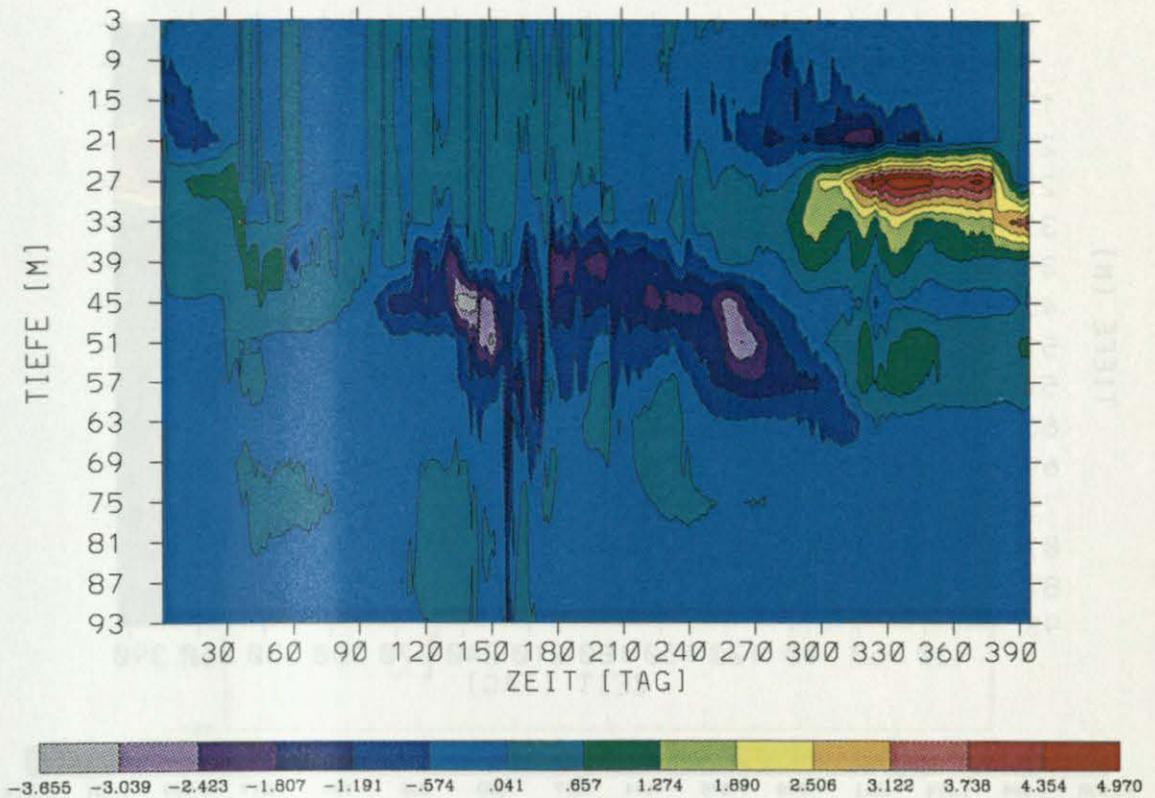


Abbildung 41: Tiefen der Isothermen (in $^{\circ}\text{C}$) der Differenz zwischen Turbulenz- und Kraus-Turner-Deckschichtmodell als Funktion der Zeit im Bornholmtief.

Da die Deckschichttiefe vom Kraus-Turner-Modell im Vergleich zu den Daten im August und September unterschätzt wird, wurde der ursprünglich zu $m = 3.2$ festgelegte Proportionalitätsfaktor zwischen der Windarbeit und der für die Deckschichtvertiefung zur Verfügung stehenden Arbeit auf $m = 4.2$ erhöht. Die Deckschicht konnte so tatsächlich geringfügig vertieft werden. Allerdings nahm gleichzeitig die unrealistische Homogenisierung im Juli zu (vgl. Abb. 41). Das reduzierte Kraus-Turner-Modell läßt sich also nicht beliebig genau den Daten aus verschiedenen Jahreszeiten anpassen. Das Turbulenzmodell führt auch gegenüber dem Kraus-Turner-Modell zu einer tieferen Abkühlung in den Wintermonaten, die oberhalb der Salzgehaltssprungschicht mehr als 3°C betragen kann.

Der Einfluß des Strahlungsmodells in der Form, wie es oben beschrieben wurde, ist aus Abb. 42 ersichtlich. Von Juni bis September gibt es in einem Tiefenintervall zwischen 10 und 30 m eine nennenswerte zusätzliche Erwärmung durch die solare Einstrahlung bis zu knapp 2°C . Wird statt des angenommenen optischen Ozeanwassertyps III von Jerlov (1968) der klarste Wassertyp I der Berechnung der Absorption der solaren Einstrahlung zu Grunde gelegt, ergeben sich zusätzliche Erwärmungen bis zu ungefähr 5°C .

Die drei verschiedenen Parametrisierungen der Vermischung werden im folgenden mit gemessenen Temperaturprofilen aus dem Bornholmtief verglichen und bezüglich

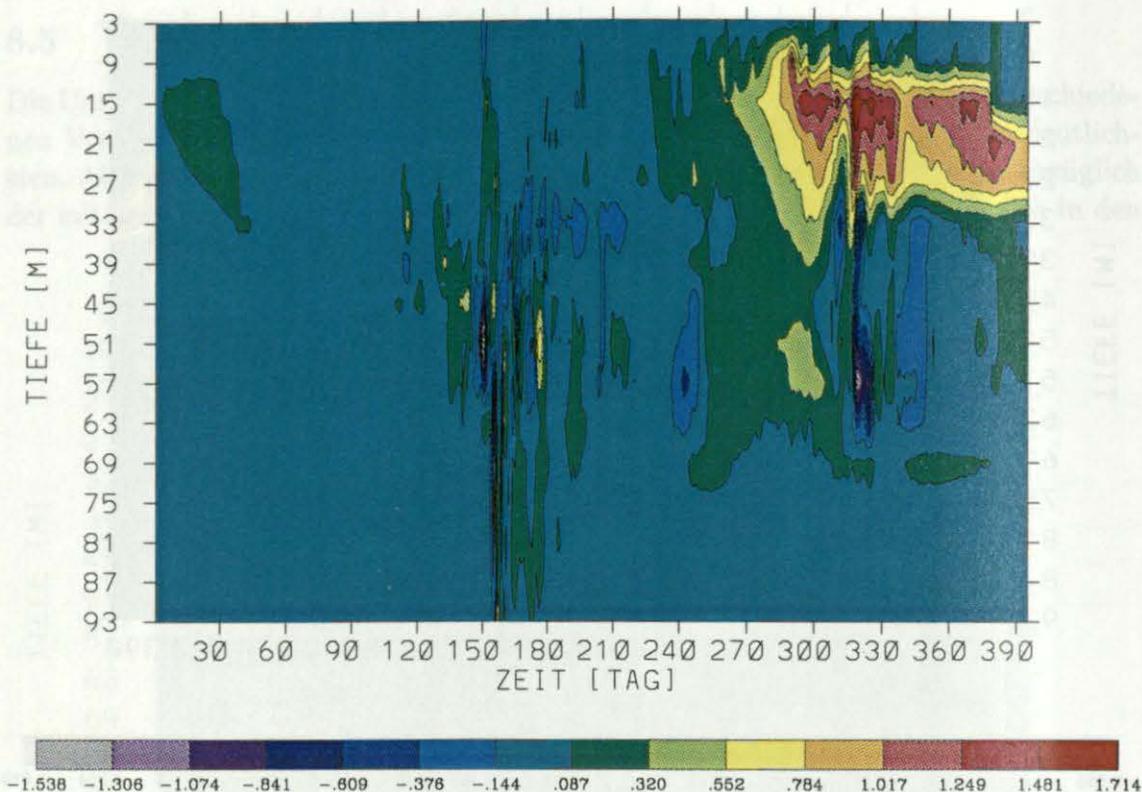


Abbildung 42: Tiefen der Isothermen (in °C) der Differenz zwischen einem Turbulenzmodell mit und ohne Strahlungsmodell als Funktion der Zeit im Bornholmtief.

der Ausbildung einer sommerlichen Deckschicht diskutiert.

Am 4. November 1992 weist die obere Wassersäule im Bornholmtief eine homogene Temperaturverteilung von 9°C auf (Abb. 43). Über der Salzgehaltssprungschicht befindet sich kälteres, altes Winterwasser und darunter wärmeres Wasser, das nach einem früheren Einstrom aus dem Arkonabecken, seinem Salzgehalt entsprechend, in die Salzgehaltssprungschicht eingelagert worden ist. Bis auf eine geringere Abweichung des Richardsonzahlansatzes in 33 m Tiefe reproduzieren alle drei Modelle ungefähr den gemessenen vertikalen Temperaturverlauf.

Am 15. Juni 1993 ist durch die sommerliche Erwärmung bereits eine deutliche Temperatursprungschicht ausgebildet (Abb. 44). Die Meeresoberflächentemperatur beträgt ungefähr 13.5°C. Die Deckschichttiefe wird vom Modell mit Richardsonzahl-abhängigem Ansatz vollkommen unterschätzt, während die Ergebnisse der beiden Deckschichtmodelle besser mit den Daten übereinstimmen. Allerdings ist die analysierte Meeresoberflächentemperatur, an die die Temperatur der ersten Modellschicht angepaßt wird, um ungefähr 1°C zu niedrig, so daß der Nettowärmefluß nicht richtig sein kann. Abweichungen ergeben sich auch in der Salzgehaltssprungschicht. Eine mögliche Erklärung dafür ist, daß bei dem Salzwassereinstrom offensichtlich vom Volumen her etwas zu viel neues Wasser mit mittleren Salzgehalten eingeströmt ist, so daß das alte Bodenwasser im Bornholmbecken zu hoch angehoben wurde. Dieses hat z.T. das Bornholmbecken nicht über die Stolper Rinne in Richtung Gotlandbecken verlassen können, obwohl es über die Höhe des Sattels der Stolper Rinne angehoben worden ist, weil die

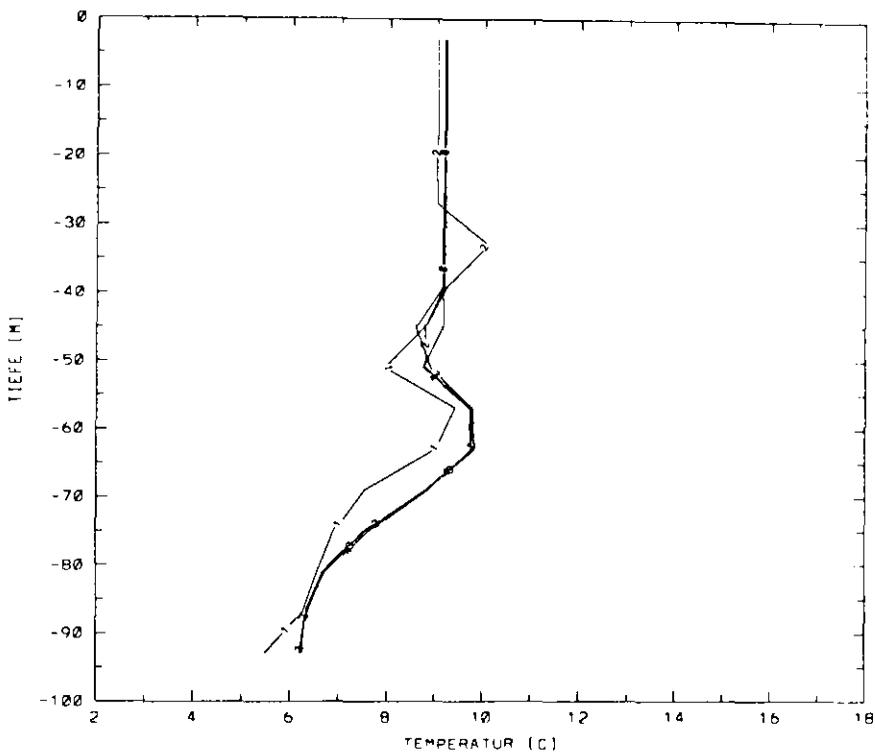


Abbildung 43: Temperaturprofile im Bornholmtief am 4. November 1992 (Tag 65): (1) Daten, (2) Richardsonzahl-abhängige Diffusion, (3) vereinfachtes Kraus-Turner-Deckschichtmodell, (4) Turbulenzmodell.

Salzgehalte durch Verdünnung zu niedrig geworden sind.

Maximale Temperaturen an der Meeresoberfläche bis zu 16°C wurden am 4. August 1993 beobachtet (Abb. 45). Wiederum wird die vertikale Temperaturverteilung von dem Modell mit Richardsonzahlansatz nicht richtig wiedergegeben. Die Deckschicht ist viel zu flach ausgebildet und durch den erneuten Einstrom von zu warmem, salzhaltigem Wasser aus dem Arkonabecken Ende Juli, das sich in die Salzgehaltssprungschicht einbettet, entsteht ein unrealistisch großes Temperaturmaximum von 9°C in ungefähr 57 m Tiefe. Die Daten in Übereinstimmung mit den beiden anderen Parametrisierungsansätzen zeigen, daß dieses Temperaturmaximum lediglich 7°C beträgt. In der Deckschicht bis zu einer Tiefe von 20 m stimmen sowohl das Kraus-Turner- als auch das Turbulenzmodell gut mit den Messungen überein. Wie schon mit Abb. 41 gezeigt wurde, treten große Differenzen zwischen beiden Modellen in der Temperatursprungschicht zwischen 20 und 40 m auf. Der Temperaturabfall mit der Tiefe erfolgt im Kraus-Turner-Modell viel zu schnell, während das Turbulenzmodell den Gradienten im Vergleich zu den Daten richtig simuliert.

Unter dem Einfluß des Windes vertieft sich im Herbst die Deckschicht, und die Meeresoberflächentemperaturen betragen am 19. September 1993 nur noch etwas mehr als 12°C (Abb. 46). Die Deckschichttiefe wird vom Turbulenzmodell geringfügig überschätzt und vom Kraus-Turner-Modell unterschätzt. Im Prinzip stimmen aber alle drei Modelle einschließlich des Richardsonzahlansatzes gut mit den Daten überein, so daß der Schluß gezogen werden kann, daß die herbstliche Auflösung der Deckschicht

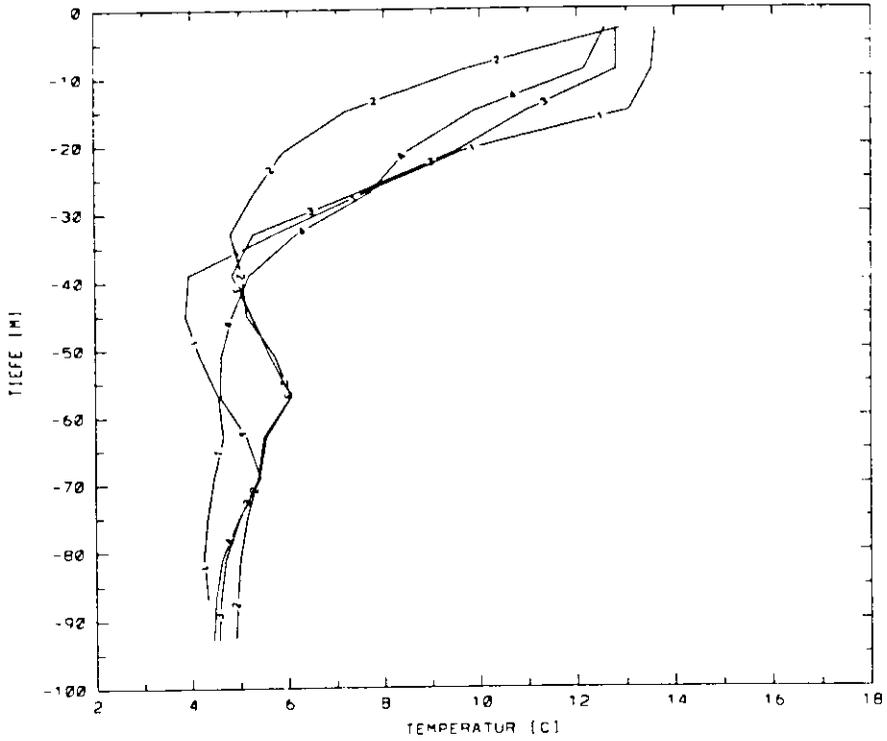


Abbildung 44: Wie Abb. 43, nur am 15. Juni 1993 (Tag 288).

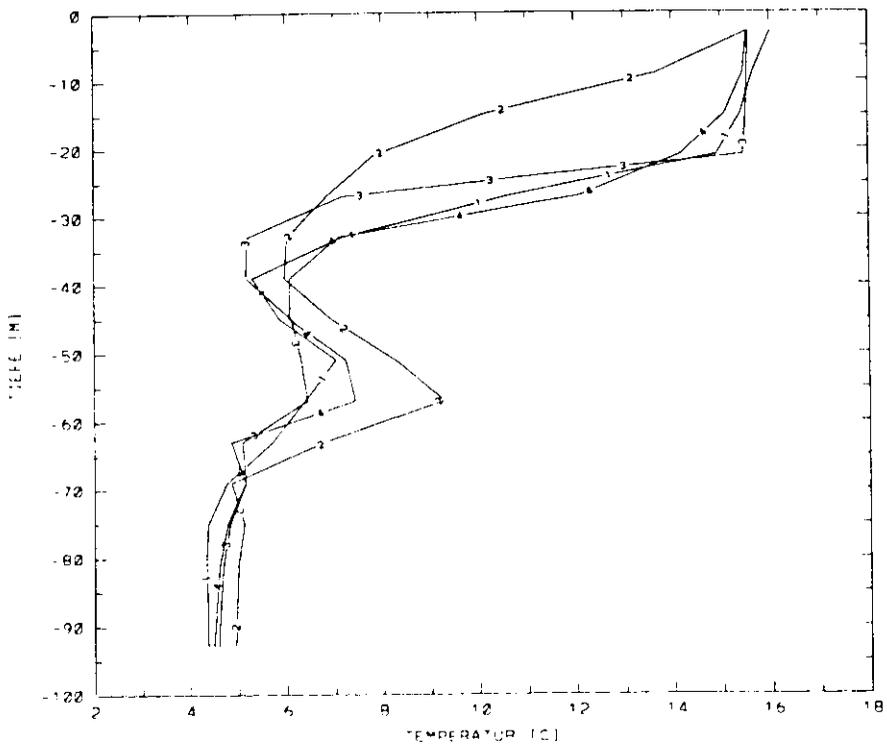


Abbildung 45: Wie Abb. 43, nur am 4. August 1993 (Tag 338).

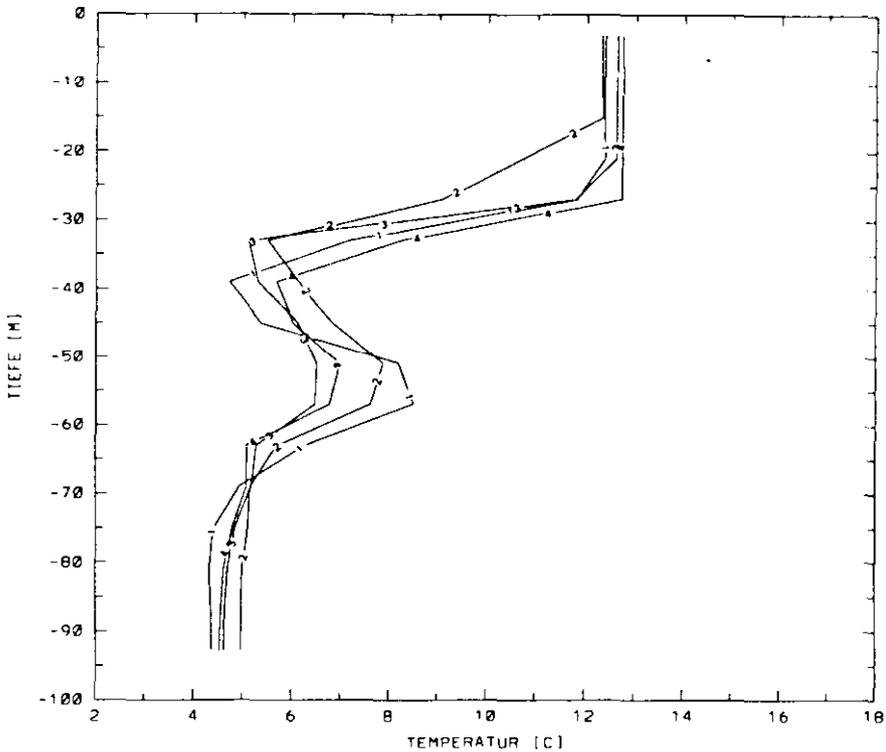


Abbildung 46: Wie Abb. 43, nur am 21. September 1993 (Tag 386).

auch mit Richardsonzahl-abhängigen Austauschkoefizienten einigermaßen simuliert werden kann.

Eine Vorstellung über horizontale Temperaturverteilungen gibt ein Vertikalschnitt vom Fehmarnbelt zur Stolper Rinne mit Stationskarte in Abb. 47, dessen einzelne Profile zwischen dem 28. Juli und 6. August 1993 aufgenommen wurden (Abb. 48). Die Tiefen der Temperatursprungschicht im hochauflösenden Modell, das hier mit einem Kraus-Turner-Deckschichtmodell und einem Strahlungsmodell gekoppelt worden ist (vgl. Abb. 34b), stimmen gut mit gemessenen Tiefen überein. Wie aber schon im Zusammenhang mit Abb. 45 erwähnt wurde, sind die Gradienten der Temperatursprungschicht im Kraus-Turner-Deckschichtmodell viel zu groß, und die Deckschicht ist viel zu homogen. Letzteres ist auch eine Folge der sehr glatten analysierten Oberflächentemperaturen, die regionale Strukturen wie Auf- und Abtrieb nicht enthalten. Die Beobachtungsdaten aus dem siebentägigen Zeitintervall variieren dagegen an der Meeresoberfläche bis zu 4°C .

Eine bessere Darstellung der Vertikalstruktur der saisonalen Thermokline gelingt mit einem Turbulenzmodell (Abb. 49). Die Gradienten sind viel kleiner als im Kraus-Turner-Deckschichtmodell. Die horizontale Verteilung im Arkonabecken ist offensichtlich realistischer simuliert (allerdings in 30 m Tiefe um ca. 2°C zu warm im Vergleich zu den Beobachtungen). Auch im Turbulenzmodell mit der obigen Parameterwahl ist die horizontale Struktur der Deckschicht noch unbefriedigend.

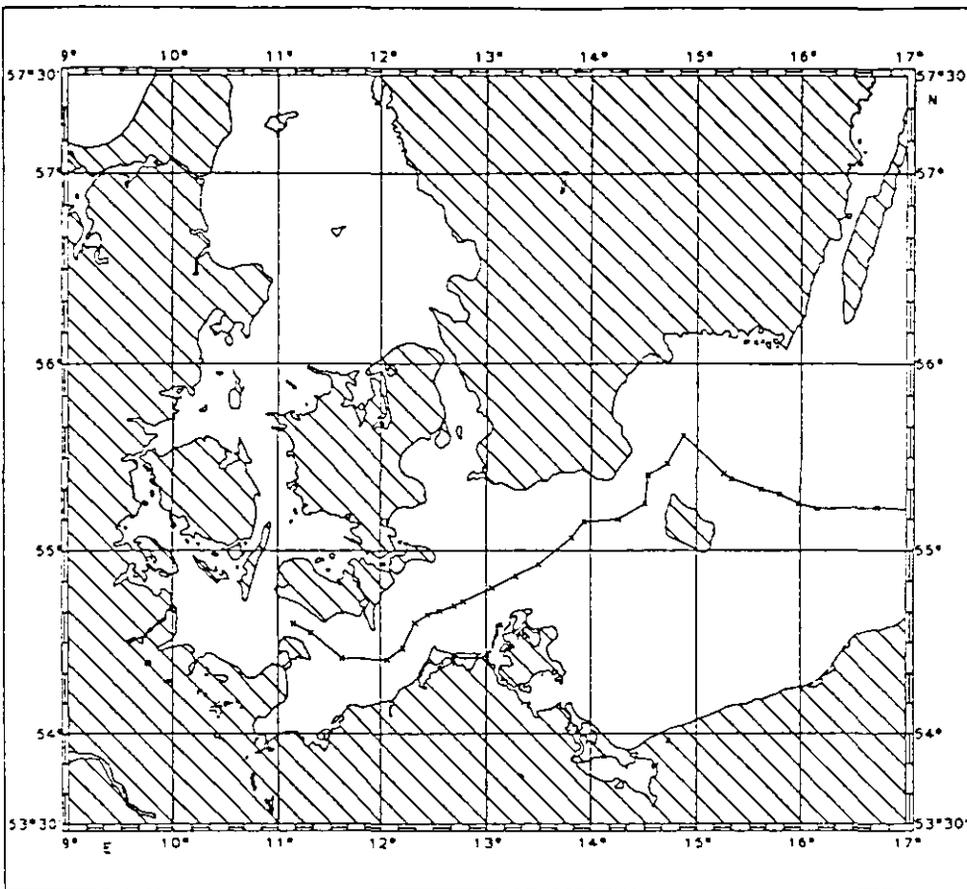


Abbildung 47: Stationskarte für die in Abb. 48 und 49 gezeigten Schnitte vom Fehmarnbelt zur Stolper Rinne.

8.6 Diskussion

Die Einstellung der Parameter erfolgte zunächst genau wie bei Blanke und Delecluse (1993). Da die Turbulenzerzeugung durch Scherung aber sehr viel größer in dem hochauflösenden Ostseemodell als in grobauflösenden Modellen des Atlantiks ist, werden die Austauschkoefizienten zu groß, so daß das einströmende Salzwasser zu stark vermischt wird. Daher wurde der Modellparameter c_K reduziert. Ohne den Scherungsterm in Gl. 12 konnte die Parameterwahl von Blanke und Delecluse (1993) übernommen werden. Eine Erklärung für diesen Unterschied könnte das Spektrum interner Wellen für die Geschwindigkeitsscherungen liefern (Gargett et al., 1981; Gargett, 1993), das bei einer Wellenlänge von 10 m abfällt. Ozeanmodelle mit einem vertikalen Gitterabstand größer als 5 m unterschätzen demnach die Turbulenzerzeugung durch Geschwindigkeitsscherungen von internen Wellen. Neben der höheren vertikalen Gitterauflösung unterscheidet sich das regionale Ostseemodell von den Ozeanmodellen durch den Antrieb mit 6stündlichen anstatt mit monatlichen Windfeldern einer Klimatologie. Es ist also nicht verwunderlich, daß der Scherungsterm in Gl. 12 hier eine sehr viel größere Bedeutung hat als in dem Modell von Blanke und Delecluse (1993).

In der Deckschicht balancieren sich in Gl. 12 in den vorgestellten Experimenten Diffusion und Geschwindigkeitsscherung mit der Dissipation von turbulenter kinetischer Energie. Wie Willebrand (1992) zeigte, ist eine Balance in Gl. 12 ohne den Dissipationsterm nicht möglich. Der Scherungsterm wird an der Deckschichtunterkante und darunter vergleichsweise immer wichtiger. Der Auftriebsterm ist nur in der Salzgehaltssprungschicht von Bedeutung. Die zeitliche Änderung von turbulenter kinetischer

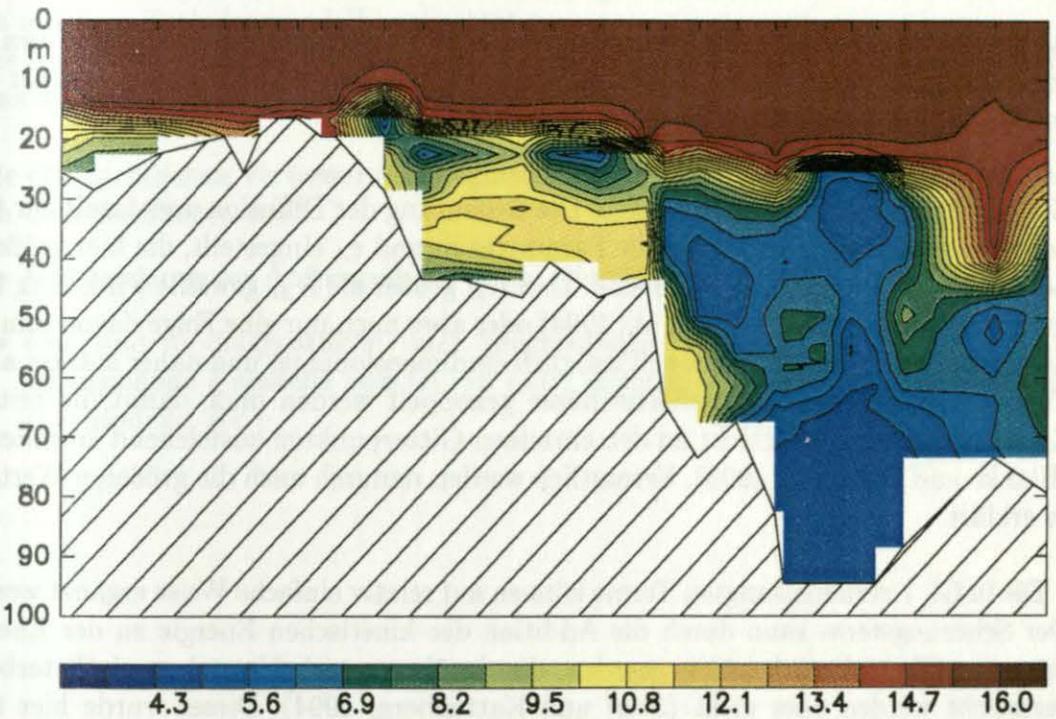
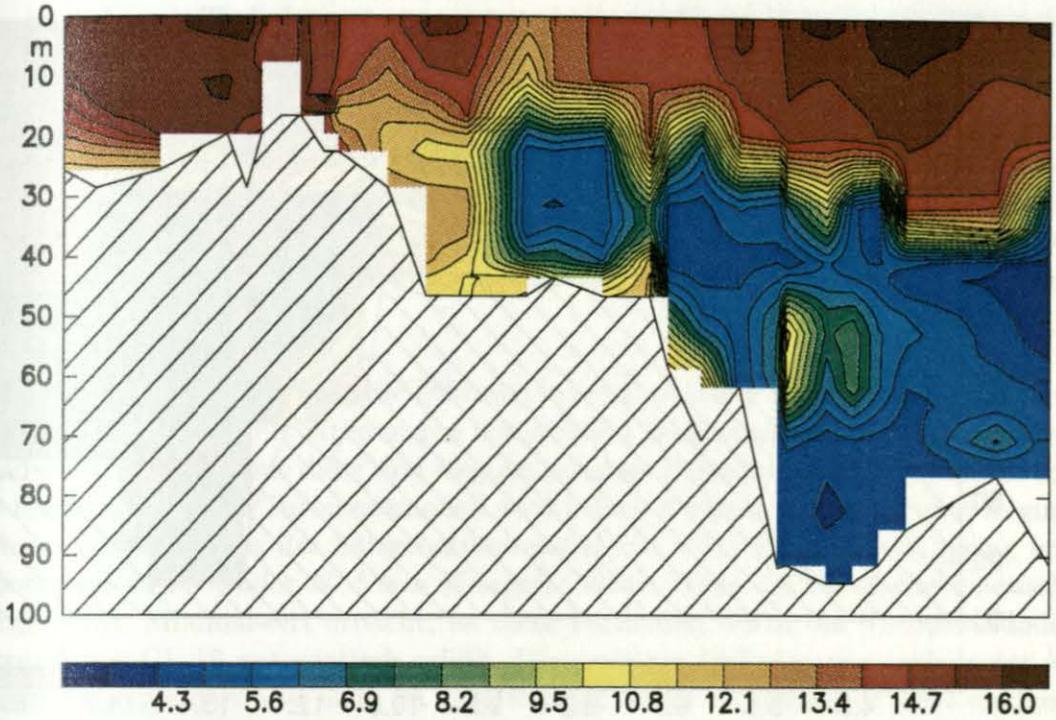


Abbildung 48: Vertikale Temperaturverteilung (in $^{\circ}\text{C}$) entlang eines Schnittes vom Fehmarnbelt zur Stolper Rinne, aufgenommen zwischen dem 28. Juli und 6. August 1993: (a) Daten (oben), (b) Modell mit gekoppeltem Kraus-Turner-Deckschichtmodell (unten).

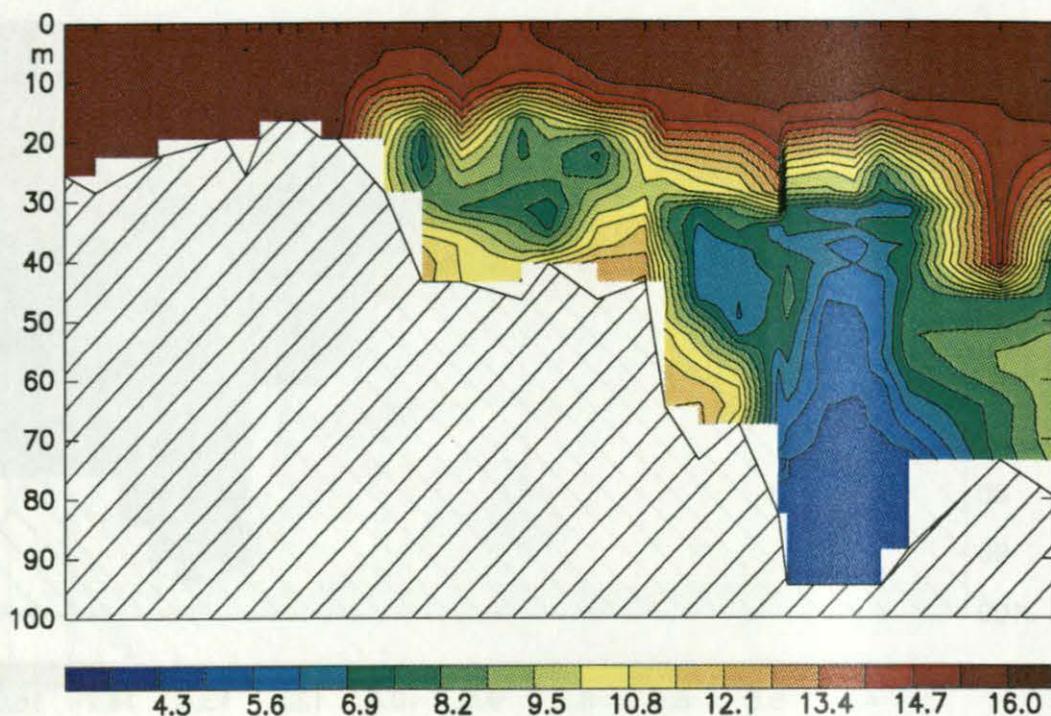


Abbildung 49: Vertikale Temperaturverteilung (in °C) entlang eines Schnittes vom Fehmarnbelt zur Stolper Rinne, aufgenommen zwischen dem 28. Juli und 6. August 1993 im Modell mit gekoppeltem Turbulenzmodell.

Energie ist immer zu vernachlässigen. Die Bedeutung der Diffusion und damit der Grad der Homogenisierung wird über die Parameter m und c_A eingestellt, die hier größer als bei Blanke und Delecluse (1993) sind. Daß K_E größer als K_M gewählt wird, mag theoretisch begründet (vgl. Large et al., 1994) oder aber auch nur eine Folge davon sein, daß das gekoppelte Deckschichtmodell lediglich eindimensional ist und daher stärker an die Turbulenz erzeugenden Oberflächenflüsse gekoppelt werden muß, damit die zeitliche Entwicklung der Deckschicht an den einzelnen Gitterpunkten ausreichend korreliert ist (Blanke und Delecluse, 1993). Vermutlich werden dadurch auch die größeren Werte für m erklärt.

Die in Gl. 7 vernachlässigten Terme können auf relativ einfache Weise ergänzt werden. Der Scherungsterm kann durch die Addition der kinetischen Energie zu der Energiebilanz in Gl. 10 berücksichtigt werden, die darüber entscheidet, ob zwei Gitterboxen vermischt werden oder nicht (Sterl und Kattenberg, 1994). Dieses wurde hier nicht unternommen, weil prinzipiell Turbulenzmodelle den Kraus-Turner-Modellen aus den folgenden Gründen vorzuziehen sind:

1. Turbulenzmodelle stellen vertikale Strukturen innerhalb der Deckschicht dar (André und Lacarrère, 1985), die in vielen Fällen nicht vollständig homogen ist (vgl. Abb. 48).
2. Turbulenzmodelle berechnen die Austauschkoefizienten an jedem Gitterpunkt,

so daß auch Turbulenzerzeugung unterhalb der Deckschicht dargestellt werden kann.

Das Kraus–Turner–Deckschichtmodell wurde hier lediglich zum Vergleich herangezogen, weil die beiden Parameter m und λ leicht an die Daten anzupassen sind und weil die Frage untersucht werden sollte, ob in dem hier verwendeten Zirkulationsmodell ein aufwendiges Turbulenzmodell überhaupt notwendig ist. Am Jahresgang der Deckschichtentwicklung wurde jedoch gezeigt, daß das Turbulenzmodell bessere Ergebnisse liefert.

Daneben müssen jedoch auch die Diffusion in der Haloklinen und Entrainmentprozesse im Zusammenhang mit Strömungen von dichtem Bodenwasser beschrieben werden. Stigebrandt (1987) trennt diese drei Regime in einem Prinzipmodell voneinander. Von dem hier eingebetteten Turbulenzmodell wird jedoch erwartet, das es alle drei Regime in einem beschreibt. In der Salzgehaltssprungschicht sollte die Diffusion gering und proportional zu N^{-1} oder N^{-2} sein (Gargett, 1984). Wenn die turbulente kinetische Energie einen Minimalwert erreicht, ist diese Forderung durch das Turbulenzmodell aufgrund von Gl. 16 automatisch erfüllt. Die vertikale Diffusion von turbulenter kinetischer Energie darf also nicht zu groß werden, damit die Halokline nicht erodiert. Geringe Auflösungserscheinungen werden allerdings sowohl mit dem Kraus–Turner– als auch mit dem Turbulenzmodell beobachtet.

Die Auswirkung der unterschiedlichen Vermischungsparametrisierungen auf die Salzbilanz wird im nächsten Kapitel beschrieben.

Die offensichtlichen Verbesserungsmöglichkeiten für das Turbulenzmodell in zukünftigen Untersuchungen sind:

- Einbeziehung der Auftriebsflüsse in die Oberflächenrandbedingung (Gl. 15),
- eine andere diagnostische oder prognostische Formulierung für die Vermischungslänge l anstelle von Gl. 16 (z.B. Schließungsansätze höherer Ordnung, k - ϵ -Modelle, etc.).

9 Volumen- und Salzbudgets

9.1 Bilanz für die Ostsee 1992/93

Mit Hilfe des regionalen Ostseemodells lassen sich Volumen- und Salzbudgets für das BALTEX Testjahr 1992/93 berechnen, in dem die Transporte bzw. Salztransporte zeitlich integriert werden.

Wie in Kapitel 4 gezeigt wurde, ist es durch die bessere Darstellung der kritischen Querschnitte aufgrund der hohen Auflösung und durch die Vorgabe der Wasserstände im Kattegat und Bornholmbecken möglich, gemessene Geschwindigkeiten mit dem Modell zu reproduzieren. Die Bilanz auf Zeitskalen von länger als einem Monat hängt neben der Bodenreibung auch von der mittleren Wasserstandsdifferenz zwischen Nord- und Ostsee ab. Da der akkumulierte Transport in die Ostsee während des Salzwassereinstroms recht gut bekannt ist (Jakobsen (1995) berechnet aus Daten ein Volumen von 288 km^3 , oder Matthäus et al. (1993) schätzen 310 km^3 ab), ließ sich der Bodenreibungskoeffizient c_b durch den Modell-Daten-Vergleich bestimmen (vgl. Kapitel 4). Die mittlere Wasserstandsdifferenz, die im Modell vorgegeben werden muß und die nicht aus geodätischen Untersuchungen mit der erforderlichen Genauigkeit bekannt ist, wurde so eingestellt, daß der Nettoausstrom dem mittleren festländischen Abfluß ungefähr entspricht. Eine weitere Zwangsbedingung ist die Forderung nach Übereinstimmung mit den Salzgehaltsdaten, so daß sich eine mittlere Wasserstandsdifferenz für das 13monatige Integrationsintervall zwischen dem Ost- und Nordrand des Modells von $\Delta\zeta = 12 \dots 14 \text{ cm}$ ergibt. Da die Salzbilanz der Ostsee sehr sensitiv bezüglich dieser Wasserstandsdifferenz ist, stellen die Ergebnisse des regionalen Modells eine Möglichkeit dar, Pegel zu eichen, vorausgesetzt die Integrationsdauer beträgt mindestens mehrere Jahre.

Durch den Salzwassereinstrom im Januar 1993 wird die Salzbilanz der westlichen Ostsee grundlegend verändert. Die zeitliche Entwicklung des Modellsalzgehaltes in der einseitig genesteten Version (vgl. Kapitel 5) im Arkona- und Bornholmtief zeigt Abb. 50. Das salzhaltige Wasser mit Salzgehalten über 15 PSU ist am Ende des Testjahres vollständig aus dem Arkonabecken abgeflossen, und entsprechend nimmt der Salzgehalt des Bodenwassers im Bornholmbecken um mehr als 3 PSU zu.

Die Transportfunktionen durch die Dänischen Straßen sind zeitlich stark veränderlich. Die integrierten Volumentransporte durch die Dänischen Straßen (Schnitte bei Sprogø und Oskarsgrundet) sind in Abb. 51 dargestellt. Das Volumen der Ostsee kann sich auf der Zeitskala eines Monats auch unter normalen Windverhältnissen erheblich verändern ($\Delta V \approx 100 \text{ km}^3$). Während des Einstromereignisses strömen innerhalb von 21 Tagen (vom 6. bis zum 27. Januar 1993) sogar 270 km^3 durch die Dänischen Straßen in die Ostsee hinein in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen (vgl. Jakobsen, 1995). Von dieser Wassermenge werden 190 km^3 durch den Großen Belt und 80 km^3 durch den Öresund transportiert. Das Verhältnis beträgt also 70 % zu 30 % (vgl. Abschnitt 4.2.2). Wie jedoch aus Abb. 51 ersichtlich ist, kann auf der Zeitskala bis zu einem Jahr dieses Verhältnis sehr variabel sein. Nach 13 Monaten ist die Volumenbilanz negativ ($\Delta V \approx -400 \text{ km}^3$).

Die Salzbilanz zeigt einen Einstrom von 2.8 Gt ($\approx 2.8 \times 10^{12} \text{ kg}$) über die Darßer

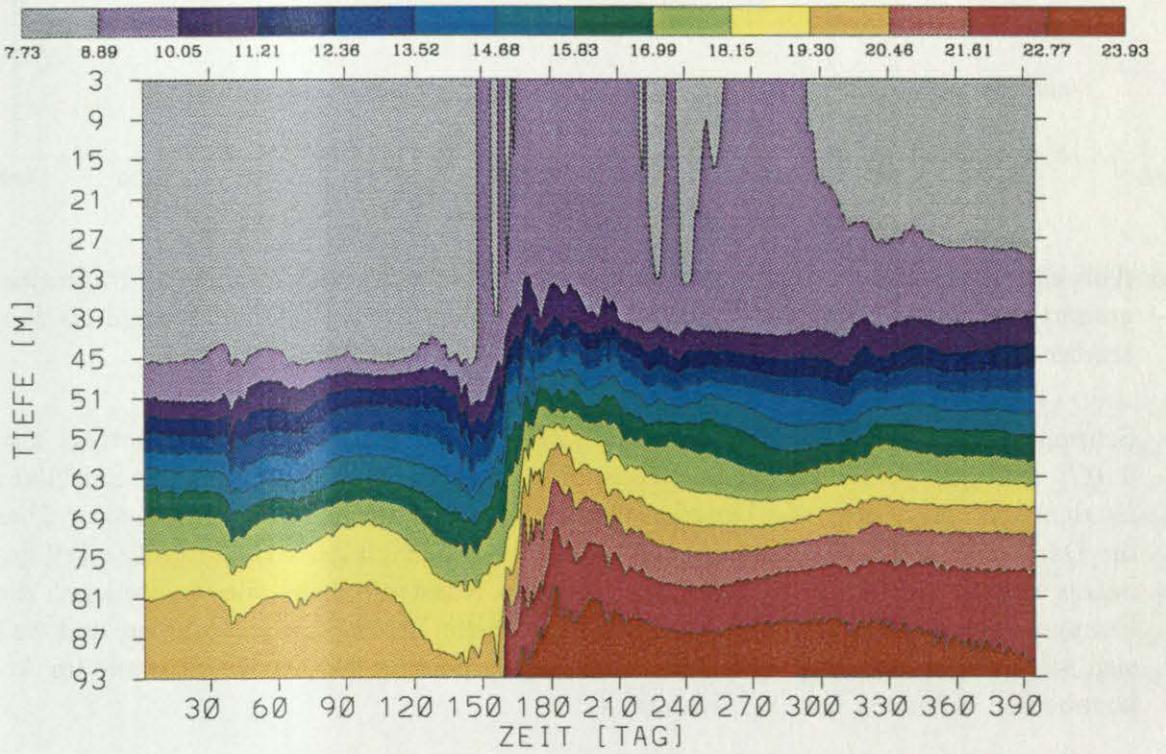
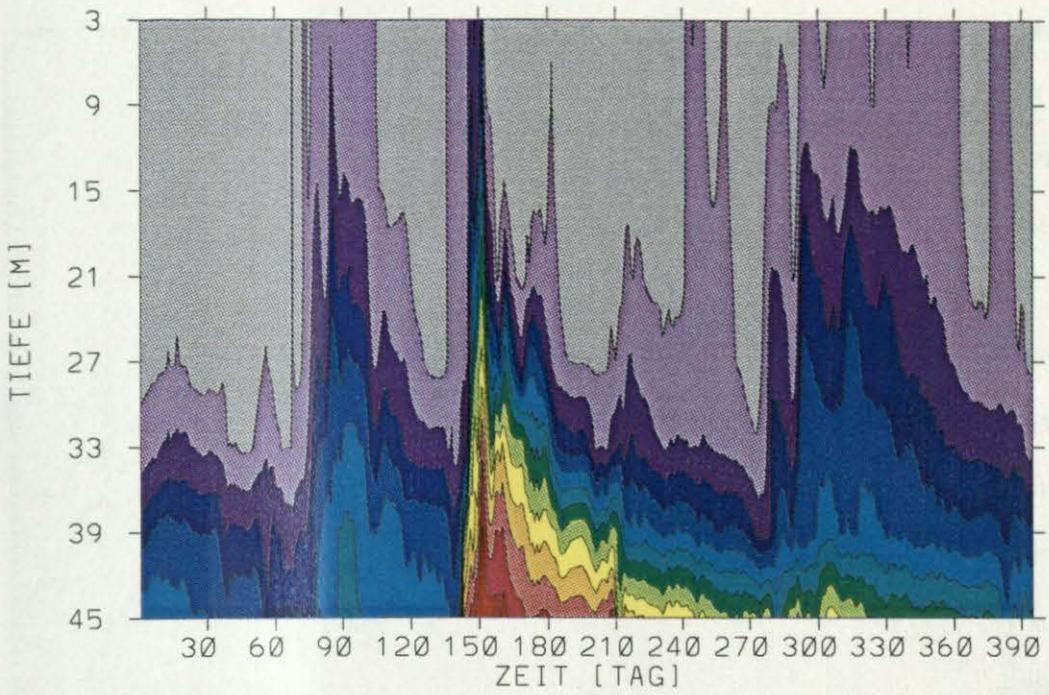


Abbildung 50: Tiefen der Modellisohalinen (in PSU) von September 1992 bis September 1993: (a) Arkonatief (oben), (b) Bornholmtief (unten).

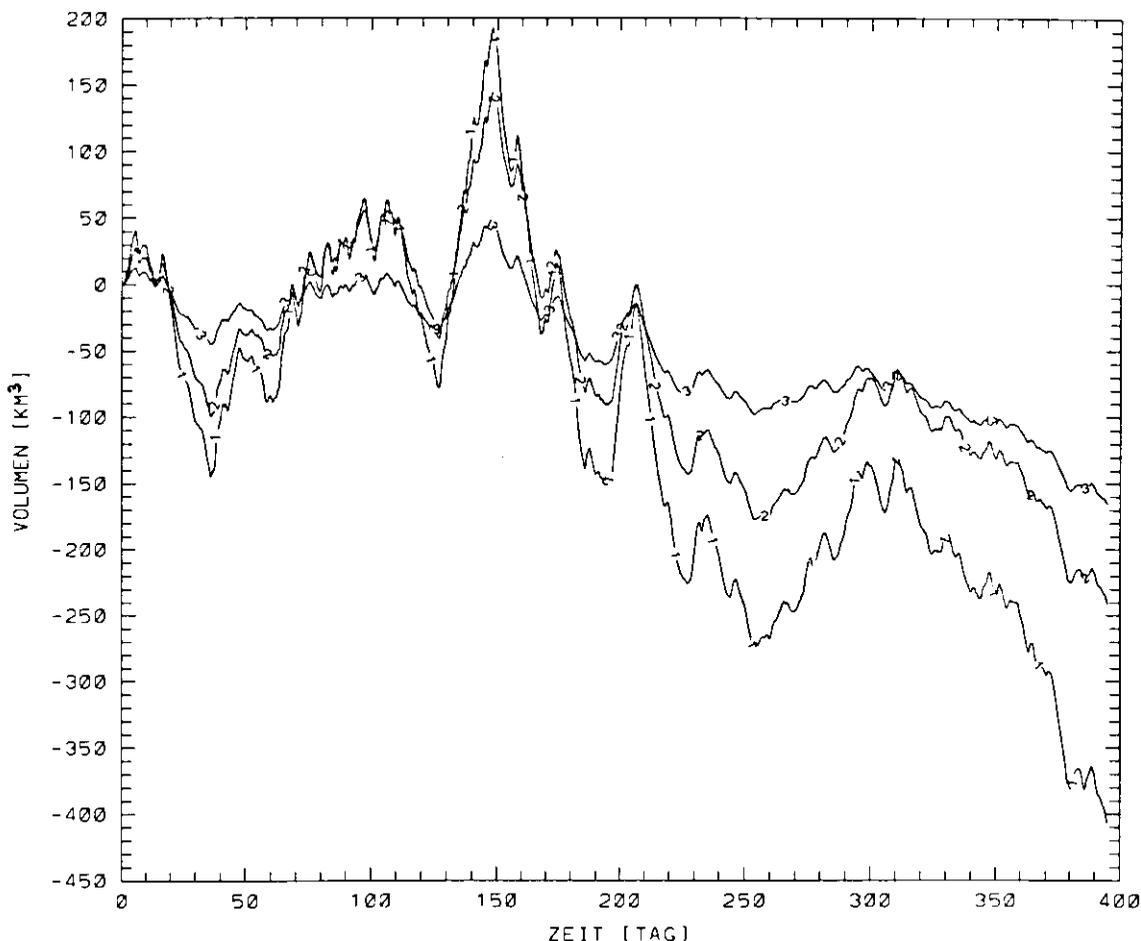


Abbildung 51: Zeitlich integrierte Volumentransporte durch die Dänischen Straßen insgesamt (1), den Großen Belt (2) und den Øresund (3) von September 1992 bis September 1993.

Schwelle und 2.1 Gt über die Drogdenschwelle (Abb. 52). Die Summe beträgt also 4.9 Gt, und das Verhältnis der Salztransporte ist 57 zu 43 %. Bezüglich der Salzbilanz ist der Austausch über die Drogdenschwelle also fast genauso wichtig wie der über die Darßer Schwelle, weil das eingeströmte Wasser salzhaltiger ist. Ein großer Teil des Salzes verläßt die Ostsee in der anschließenden Ausstromphase wieder, weil sich die Fronten über die Schnitte auf den Schwellen in die Beltsee zurückschieben und weil sich salzhaltiges Wasser ($> 15 \text{ PSU}$) über der Erhebung der Darßer Schwelle im Arkonabecken befunden hat (vgl. Kapitel 4).

Da die Salzgehalte und Geschwindigkeiten im Modell gut mit den Beobachtungen übereinstimmen, sind die Ergebnisse für das Volumen- und Salzbudget vermutlich realistisch. Aus Meßdaten, die in dieser Arbeit auch berücksichtigt wurden, bestimmten Håkansson et al. (1993) einen Salzeintrag über die Drogdenschwelle von 2.1 Gt, was sich mit den Modellergebnissen deckt. Im Gegensatz dazu wurde von Matthäus und Lass (1995) ein Salzeintrag von nur 0.9 Gt über die Darßer Schwelle errechnet. Um die Sensitivität der advektiven Salzflüsse zu untersuchen, wurde eine Reihe von Experi-

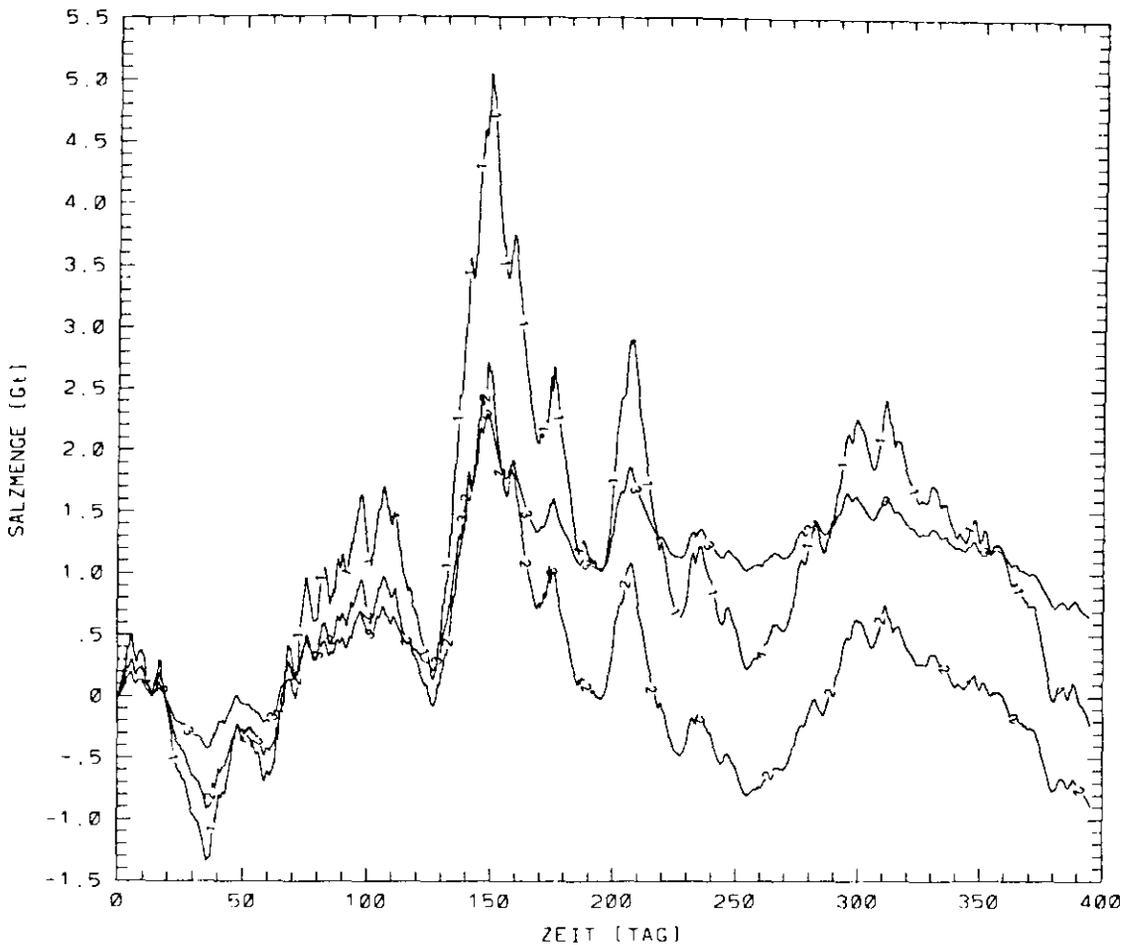


Abbildung 52: Zeitlich integrierte Salztransporte insgesamt (1), über die Darßer Schwelle (2) und über die Drogenschwelle (3) von September 1992 bis September 1993.

menten durchgeführt, in denen die Modellparameter $\Delta\zeta$ und c_b , die Parametrisierung der Austauschkoeffizienten, die Windfelder und die Randbedingungen verändert wurden. Zusammengefaßt ergeben diese Studien, daß ein Salzeintrag kleiner als 2 Gt über die Darßer Schwelle unwahrscheinlich ist. Die gemessenen Geschwindigkeiten an der Verankerung auf der Darßer Schwelle sind daher offensichtlich nicht repräsentativ für die Berechnung eines Salztransportes über den gesamten Querschnitt von Zingst bis Mön. Das Modell zeigt in vielen Situationen ein sehr inhomogenes Geschwindigkeitsfeld über der Darßer Schwelle, z.B. mit Einstrom nahe der dänischen Küste und Ausstrom im Süden.

9.2 Bilanz für das Arkonabecken 1992/93

In der Beltsee, im Arkonabecken und im Bornholms Gatt modifizieren Vermischungs- und Entrainmentprozesse das einströmende salzhaltige Wasser. Im folgenden werden die Auswirkungen der verschiedenen Parametrisierungen, die im vorigen Kapitel vorgestellt wurden, am Beispiel einer Arkonabeckenbilanz für das salzreiche Bodenwasser aufgezeigt, welches durch einen Salzgehalt von mehr als 15 PSU definiert ist. Das Salz-

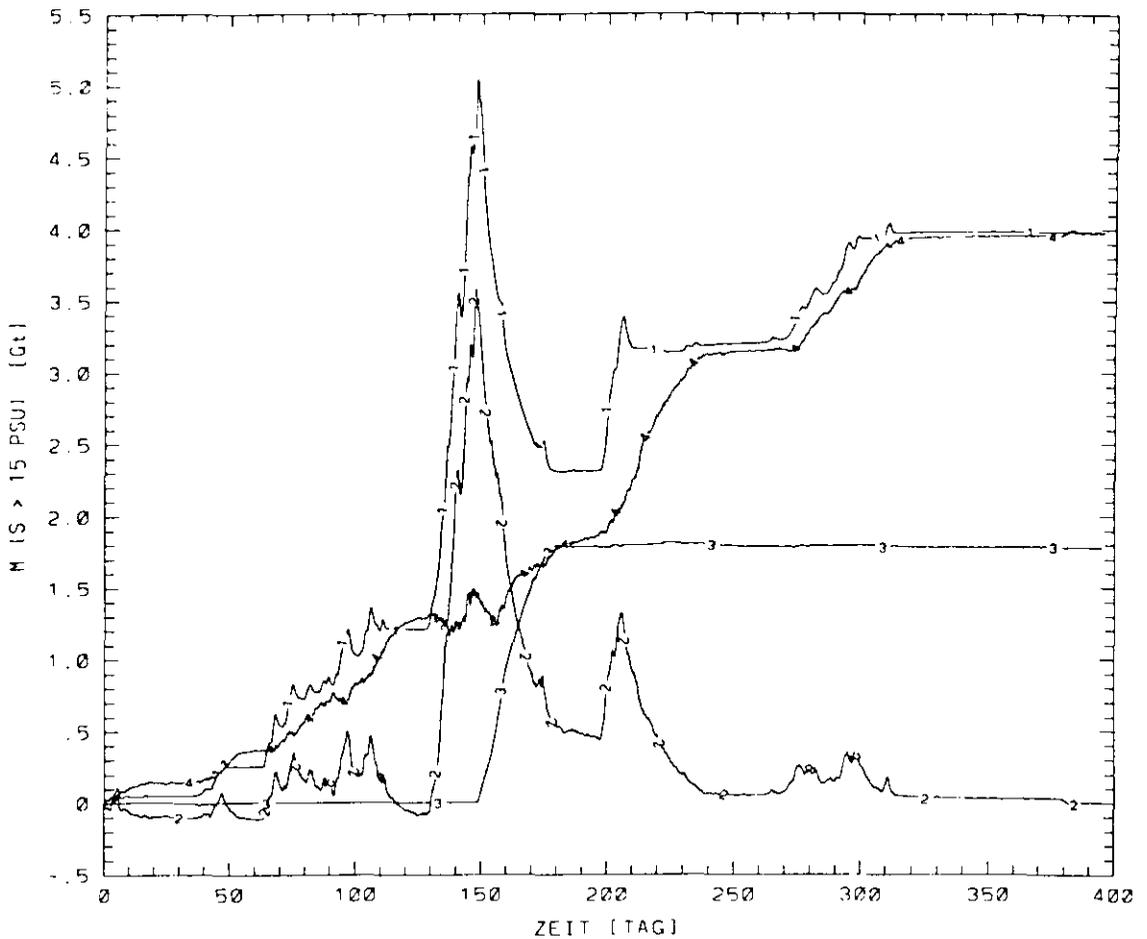


Abbildung 53: Budget der Salzmasse M mit Salzgehalten über 15 PSU für das Arkonabecken von September 1992 bis September 1993: (1) Integrierter Salztransport über die Schwellen abzüglich dem durch das Bornholms Gatt, (2) Salzmasse im Arkonabecken, (3) Integrierter Salztransport durch das Bornholms Gatt, (4) Differenz von (1) und (2).

budget ist in Abb. 53 dargestellt. Die Summe der advektiven Salztransporte in das Arkonabecken über die Darßer Schwelle und über die Drogdenschwelle hinein und durch das Bornholms Gatt hinaus weist eine positive Salzbilanz von etwa 4 Gt auf (Kurve 1). Über die Verbindungslinie zwischen Stubbenkammer auf Rügen und Bornholm über den Adlergrund gelangt kein Wasser mit Salzgehalten über 15 PSU, weil die Wassertiefe zu gering ist. Am Ende des Integrationszeitraumes hat alles eingeströmte salzhaltige Wasser das Arkonabecken wieder verlassen. Kurve 2 zeigt die durch Integration über das Volumen des Arkonabeckens berechnete Masse des Bodenwassers. Innerhalb von 30 Tagen ist ein Teil des eingeströmten Wassers von knapp 2 Gt in das Bornholmbecken abgelaufen (Kurve 3). Also sind in dem BALTEX Testzeitjahr insgesamt 6 Gt eingeströmt. Die Differenz der Kurven 1 und 2 wird als der integrierte vertikale Salzfluß im Arkonabecken interpretiert und ist von der verwendeten Vermischungsparametrisierung abhängig. Die Abb. 53 ist für das Turbulenzmodell berechnet worden. Entscheidend für die Salzbilanz der Ostsee sind die Salztransporte durch das Bornholms Gatt, die von dem vertikalen Salzfluß in der Beltsee und im Arkonabecken abhängig sind. Im

Falle des Richardsonzahlansatzes ergeben sich $2.7 Gt$, die in das Bornholmbecken abfließen, während $2.1 Gt$ für das Kraus-Turner- und $1.8 Gt$ für das Turbulenzmodell errechnet wurden. Das Turbulenzmodell verursacht also eine stärkere Vermischung als das Richardsonzahl-abhängige Modell um ungefähr 30 %.

10 Schlußbetrachtung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein regionales Modell der westlichen Ostsee entwickelt, das sich durch die höhere vertikale und horizontale Gitterauflösung, durch offene Randbedingungen, durch verbesserte realistische Start- und Antriebsfelder und durch die Kopplung mit einem eindimensionalen Deckschichtmodell von früheren Arbeiten unterscheidet. Es wurde das Testjahr 1992/93 ausgewählt, für das so viele Beobachtungsdaten wie möglich zusammengetragen wurden. Diese dienten der Modellvalidierung und der Datenassimilation, so daß das Modell in "hindcast"-Simulationen dafür genutzt werden konnte, Untersuchungen zum realistischen Wasseraustausch durch die Dänischen Straßen durchzuführen. Es ergaben sich dabei neue Erkenntnisse über den Vorgang des "Overflows" von salzhaltigem Nordseewasser über die Schwellen der Dänischen Straßen in das Arkona- und Bornholmbecken hinein, über die Ausbreitungswege des Bodenwassers im Arkonabecken und über Vermischungs- und Entrainmentprozesse im Bereich der gesamten westlichen Ostsee. Obwohl durch die Verankerungsdaten und durch die Monitoringfahrten einer Reihe von Instituten zahlreiche Beobachtungsdaten von Temperatur, Salzgehalt und Geschwindigkeit vorhanden sind, ist es nicht möglich allein aus diesen Daten ein zuverlässiges Salzbudget der Ostsee aufzustellen, wie am Beispiel der Salztransporte über die Darßer Schwelle dargestellt wurde. Daher sind physikalische Modelle wie das hier vorgestellte notwendig, die durch Assimilation an die Daten angepaßt worden sind. Prinzipstudien haben gezeigt, daß der Wasseraustausch wegen der komplizierten Bodentopographie und der großen horizontalen Salzgehaltsgradienten nicht durch einfache Approximationen an die primitiven Gleichungen beschrieben werden kann. Auf der Basis des hier benutzten Modells erscheint z.B. eine hydraulische Kontrolle in den Dänischen Straßen unwahrscheinlich.

Numerische Probleme mit dem verwendeten hochaufgelösten GFDL-Modell ergaben sich aufgrund der Steigungen der Bodentopographie, der z.T. sehr großen Wasserstandsdifferenzen zwischen Kattgat und Bornholmbecken in Verbindung mit orkanartigen Winden und mit den offenen Randbedingungen, die jedoch zufriedenstellend gelöst werden konnten, so daß Simulationen über 13 Monate möglich waren.

Die Oberflächenauslenkungen an den offenen Modellrändern lieferte ein durch Assimilation von Pegelständen und Windmessungen verbessertes, barotropes Modell für die gesamte Ostsee. Die mit Hilfe der adjungierten Methode optimierten Windfelder konnten durch unabhängige Winddaten im Bereich der westlichen Ostsee und durch den erfolgreichen Einsatz als Antrieb im regionalen Modell validiert werden. Bei Beginn dieser Arbeit war nicht klar, warum das dreidimensionale Kieler Ostseemodell Wasserstände nicht richtig modellieren kann, was ein besonders großes Problem für die Transporte in den Dänischen Straßen darstellt, die durch die Wasserstandsdifferenz zwischen Kattgat und Arkonabecken angetrieben werden. Es konnte gezeigt werden, daß die Modellphysik sicherlich Oberflächenschwerewellen hinreichend genau beschreibt, die Diskretisierung auf dem C-Gitter aber dem B-Gitter vorzuziehen ist. Daher wurde eine eigenes barotropes Modell für die Assimilation der Wasserstände entwickelt. Bei der in dieser Arbeit angestrebten Genauigkeit stellten sich Defizite in den Windfeldern als die wesentliche Ursache für die Modell-Daten-Differenzen heraus.

Das hier entwickelte Assimilationsverfahren reduziert die Anzahl der Kontrollparameter und berechnet die Gradienten der Kostenfunktion näherungsweise, so daß auch

größere Minimierungsprobleme mit heute zur Verfügung stehenden Rechnerkapazitäten auf diese Weise gelöst werden können.

Trotz der erzielten guten Ergebnisse ist die Auflösung von 6 *sm* im barotropen Modell sicherlich nicht ausreichend: die Bodentopographie ändert sich und damit der Wasseraustausch durch die Dänischen Straßen. Außerdem ist das Modell nicht mehr wirbelauflösend. Daher wäre eine Auflösung und eine Bodentopographie wie im regionalen Ostseemodell wünschenswert.

Da das Assimilationsverfahren auf Temperaturmessungen zur Verbesserung der Oberflächenwärmeflüsse in Zukunft ausgedehnt werden soll, war es notwendig, die Modellphysik durch die Einbettung eines Deckschichtmodells zu verbessern, um die Oberflächentemperaturen besser simulieren zu können. Es wurde gezeigt, daß ein einfaches Turbulenzmodell die Deckschichtdynamik wesentlich besser simulieren kann als der früher verwendete Richardsonzahl-abhängige Ansatz. Weitere Verbesserungen des Turbulenzmodells, auch in Bezug auf die Simulation der Diffusion unterhalb der Deckschicht, werden durch Schließungsmodelle höherer Ordnung erwartet, die aber auch rechenzeitaufwendiger sind.

Für die Assimilation von Temperaturdaten wurde das regionale Modell in der verbesserten 2 *sm*-Version mit dem zugehörigen adjungierten Modell, das in der Näherung von Schiller und Willebrand (1995) angesetzt wurde, in Zwillingsexperimenten getestet. Da die Nettowärmeflüsse wieder in Fourierreihen zerlegt wurden, deren Koeffizienten als Kontrollparameter angesehen werden, besteht die berechtigte Hoffnung, daß das hier vorgestellte Assimilationsverfahren auch mit realistischen Temperaturdaten für das BALTEX Testjahr 1992/93 Ergebnisse liefern wird.

Eine weitergehende Frage, die sich anschließt, aber nur mit einem Modell für die gesamte Ostsee beantwortet werden kann, ist die nach den tatsächlichen Zeitskalen der thermohalinen Zirkulation entsprechend den Untersuchungen im Nordatlantik. Störungen im Bereich der Labradorsee breiten sich zunächst durch Kelvinrandwellen innerhalb von wenigen Jahren aus (Döscher, 1994). Die permanent vorhandenen Strömungssysteme des Nordatlantik führen zu einer advektiven Adaptation auf der Zeitskala von Dekaden, gefolgt von einer diffusiven Anpassung in der Größenordnung von mehreren Jahrhunderten (Rahmstorf, 1995). Die entsprechenden Zeitskalen in der Ostsee sind sehr viel kürzer. Simulationsrechnungen mit dreidimensionalen Zirkulationsmodellen liefern möglicherweise Einblick in das langzeitliche Responseverhalten der Ostsee gegenüber Störungen in der Süßwasserzufuhr und im atmosphärischen Antrieb.

Literatur

- Aitsam, A. und Elken, J. (1982):** Synoptic scale variability of hydrophysical fields in the Baltic proper on the basis of CTD measurements. In: Nihoul, J.C.C. (Hrsg.). *Hydrodynamics of semi-enclosed seas.* Elsevier, Amsterdam, 433-468
- Anderson, D.L.T. und J. Willebrand (Hrsg.) (1989):**
Oceanic circulation models: Combining data and dynamics. Kluwer Academic Publ., Dordrecht/Boston/London, 605 pp
- André, J.C. und P. Lacarrère (1985):** Mean and turbulent structures of the oceanic surface layer as determined from one-dimensional, third-order simulations. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 121-132
- BALTEX (1995):** The Baltic Sea experiment — initial implementation plan, 84 pp
- Barkmann, W. (1987):** Der Einfluß der Wärmebilanz auf die Struktur der saisonalen Grenzschicht. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **171**, 161 pp
- Beardsley, R.C und D.B. Haidvogel (1981):** Model studies of the wind-driven transient circulation in the Middle Atlantic Bight. Part 1: Adiabatic boundary conditions. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 355-375
- Beckmann, A., C.W. Böning, C. Köberle und J. Willebrand (1994):**
Effects of increased horizontal resolution in a simulation of the North Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 326-344
- Beckmann, A. und R. Döscher (1996):** A method for improved representation of dense water spreading over topography in geopotential-coordinate models. *J. Phys. Oceanogr.* (submitted)
- Bergström, S. und B. Carlsson (1993):** Hydrology of the Baltic Basin. Inflow of fresh water from rivers and land for the period 1950-1990. Swedish Meteorological and Hydrological Institute, Report RH No.7, Norrköping
- Bergström, S. und B. Carlsson (1994):** River runoff to the Baltic Sea: 1950-1990. *Ambio*, **23**, 280-287
- Blackman, R.B. und J.W. Tukey (1958):** The measurements of power spectra. Dover Publ., New York
- Blanke, B. und P. Delecluse (1993):** Variability of the Tropical Atlantic Ocean simulated by a general circulation model with two different mixed layer physics. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1363-1388
- Blake, R.A. (1991):** The dependence of wind stress on wave height and wind speed. *J. Geophys. Res.*, **96** (C11), 20531-20545
- Bock, K.H. (1971):** Monatskarten des Salzgehaltes der Ostsee. *Ergänzungsheft zur Dt. Hydrogr. Z., Reihe B*, **12**, 1-147

- Bougeault, P. und Lacarrère (1989):** Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta scale model. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1872-1890
- Brogmus, W. (1952):** Eine Revision des Wasserhaushaltes der Ostsee. *Kieler Meeresforsch.*, **9**, 15-42
- Bryan, K. (1969):** A numerical method for the study of the circulation of the World Ocean. *J. Comput. Phys.*, **4**, 347-376
- Bumke, K. und L. Hasse (1989):** An analysis scheme for the determination of true surface winds at sea from ship synoptic wind and pressure observations. *Boundary-Layer Meteorol.*, **47**, 295-308
- Burchard, H. und H. Baumert (1995):** On the performance of a mixed-layer model based on the $k-\epsilon$ turbulence closure. *J. Geophys. Res.*, **100** (C5), 8523-8540
- Cardone, V.J., J.G. Greenwood und M.A. Cane (1990):** Trends in historical wind data. *J. Climate*, **3**, 113-127
- Carlsson, B. und H. Sanner (1994):** Influence of river regulation on runoff to the Gulf of Bothnia. The Gulf of Bothnia year 1991. Swedish Meteorological and Hydrological Institute, Report RH No.9, Norrköping
- Chapman, D.C. (1985):** Numerical treatment of cross-shelf open boundaries in a barotropic coastal ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 1060-1075
- Cox, M.D. (1984):** A primitive equation 3-dimensional model of the ocean. *GFDL Ocean Group Tech. Rep.*, **1**, GFDL/Princeton University
- Courtier, P., J. Derber, R. Errico, J.-F. Louis und T. Vukićević (1993):** Important literature on the use of adjoint, variational methods and the Kalman filter in meteorology. *Tellus*, **45A**, 342-357
- Dahlin, H., S. Fonselius, B. Sjöberg (1993):** The changes of the hydrographic conditions in the Baltic Proper due to 1993 major inflow to the Baltic Sea. ICES Statutory Meeting. Dublin, Ireland, ICES C.M. 1993/C:58
- Davies, A.M. (1988):** On formulating two-dimensional vertically integrated hydrodynamic numerical models with an enhanced representation of bed stress. *J. Geophys. Res.*, **93** (C2), 1241-1263
- Davies, A.M. und J.E. Jones (1993):** On improving the bed stress formulation in storm surge models. *J. Geophys. Res.*, **98** (C4), 7023-7038
- Davies, A.M., P.J. Luyten und E. Deleersnijder (1995):** Turbulence energy models in shallow sea oceanography. In: Lynch, D.R. und A.M. Davies (Hrsg.). *Quantitative skill assessment for coastal ocean models..* Coastal and estuarine studies, American Geophysical Union, Washington, DC, 97-123
- Defant, F. (1972):** Klima und Wetter der Ostsee. *Kieler Meeresforsch.*, **28**, 1-30

- Dengg, J. (1995):** Mixed layer concept of KTMIX. Documentation, AOS Program, Princeton, 24 pp.
- Dietrich, G., Kalle, K., Krauss, W. und G. Siedler (1975):** Allgemeine Meereskunde. 3. Aufl., Gebr. Bornträger, Berlin, Stuttgart, 593 pp
- Döscher, R. (1994):** Die thermohaline Zirkulation in einem numerischen Modell des Nordatlantischen Ozeans: quasistationäre Zustände und Adaptationsprozesse. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **257**, 141 pp
- Duun-Christensen, J.T. (1975):** The representation of the surface pressure field in a two-dimensional hydrodynamic numeric model for the North Sea, the Skagerrak and the Kattegat. *Dt. Hydrogr. Z.*, **28**, 97-116
- Ekman, M. und J. Mäkinen (1991):** The deviation of mean sea level from the mean geoid in the Baltic Sea. *Bulletin Géodésique*, **65**, 83-91
- Ekman, M. (1994):** Deviation of mean sea level from the mean geoid in the transition area between the North Sea and the Baltic Sea. *Marine Geodesy*, **17**, 161-168
- Ekman, M. und J. Mäkinen (1994):** Mean sea surface topography in a unified height system for the Baltic Sea area. Nordic Geodetic Commission, 12th general meeting
- Farrow, D.E. und D.P. Stevens (1995):** A new tracer advection scheme for Bryan and Cox type ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 1731-1741
- Fennel, W., T. Seifert und B. Kayser (1991):** Rossby radii and phase speeds in the Baltic Sea. *Contin. Shelf Res.*, **11**, 23-36
- Fonselius, S. (1969):** Hydrography of the Baltic deep basins. Ser. Hydrogr., Rept. No. 23, Fishery Board of Sweden
- Gargett, A.E., T.B. Sanford und T.R. Osborn (1979):** Surface mixing layers in the Sargasso Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 1090-1111
- Gargett, A.E. et al. (1981):** A composite spectrum of vertical shear in the upper ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1258-1271
- Gargett, A.E. (1984):** Vertical eddy diffusivity in the ocean interior. *J. Mar. Res.*, **42**, 359-393
- Gargett, A.E. (1993):** Parameterizing the effects of small-scale mixing in large-scale numerical models. In: Willebrand, J. und D.L.T. Anderson (Hrsg.). *Modeling oceanic climate interactions*. NATO ASI Series, Vol. I 11, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 185-204
- Garratt, J.R. (1977):** Review of drag coefficients over oceans and continents. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 915-929

- Gaspar, P. (1988):** Modeling the seasonal cycle of the upper ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 161-180
- Gaspar, P., Y. Grégoris und J.-M. Lefevre (1990):** A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing: Tests at station Papa and long-term upper ocean study site. *J. Geophys. Res.*, **95** (C9), 16179-16193
- Gerdes, R. (1988):** Die Rolle der Dichtediffusion in numerischen Modellen der Nordatlantischen Zirkulation. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **179**, 176 pp
- Gerdes, R., C. Köberle and J. Willebrand (1991):** The influence of numerical advection schemes on the results of ocean general circulation models. *J. Climate*, **5**, 211-226
- Ghil, M., S. Cohn, J. Tavantzis, K. Bube und E. Isaacson (1981):** Application of estimation theory to numerical weather prediction. In: Bengtson, L., M. Ghil und E. Källén (Hrsg.). *Dynamic meteorology: Data assimilation methods*. Springer Verlag, 139-224
- Ghil, M. und P. Malanotte-Rizzoli (1991):** Data assimilation in meteorology and oceanography. *Advances in Geophysics*, **33**, 141-265
- Gidhagen, L. und B. Håkansson (1992):** A model of the deep water flow into the Baltic Sea. *Tellus*, **44A**, 414-424
- Gill, A.E. (1977):** The hydraulics of rotating-channel flow. *J. Fluid Mech.*, **80**, 641-671
- Håkansson, B.G., B. Broman und H. Dahlin (1993):** The flow of water and salt in the Sound during the Baltic major inflow event in January 1993. ICES Statutory Meeting. Dublin, Ireland, ICES C.M. 1993/C:57
- Haapala, J. und M. Leppäranta (1995):** Simulating Baltic Sea ice season with a coupled ice-ocean model. *Tellus* (submitted)
- Hasselmann, S. et al. (WAMDI Group) (1988):** The WAM Model – A third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1775-1810
- Hecht, M.W., W.R. Holland und P.J. Rasch (1995):** Upwind-weighted advection schemes for ocean tracer transport: an evaluation in a passive tracer context. *J. Geophys. Res.*, **100** (C10), 20763-20778
- Hiller, W. und R.H. Käse (1983):** Objective analysis of hydrographic data sets from mesoscale surveys. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **116**, 78 pp
- Holland, W.R. (1978):** The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean: Numerical experiments using a wind-driven quasigeostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 363-392

- Holland, W.R. und P. Malanotte-Rizzoli (1989):** Assimilation of altimeter data into an ocean circulation model: Space versus time resolution studies. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1507-1531
- Huber, K., E. Kleine, H.-U. Lass und W. Matthäus (1994):** The major Baltic inflow in January 1993 — measurements and modelling results. *Dt. Hydrogr. Z.*, **46**, 103-114
- Isemer, H.-J. und L. Hasse (1987):** The Bunker climate atlas of the North Atlantic Ocean. Vol. 2 Air-sea interactions. Springer Verlag, 256 pp
- Jacobsen, T.S. (1986):** Water exchange through the Danish Straits. In: Baltic Marine Environment Protection Commission (Helsinki Commission). *Baltic Sea Environment Proceedings.*, **16**, 174 pp
- Jakobsen, F. (1995):** The major inflow to the Baltic Sea during January 1993. *J. Mar. Systems*, **6**, 227-240
- Jelesnianski, C.P. (1977):** "Bottom stress time-history" in linearized equations of motion for storm surges. *Mon. Wea. Rev.*, **98**, 462-478
- Jerlov, N.G. (1968):** Optical oceanography. Elsevier, 194 pp
- Karger, U. (1995):** Küsteneinfluß auf mittlere Bodenwindgeschwindigkeiten über der Ostsee. Diplomarbeit, Inst. f. Meeresk., Kiel, 82 pp
- Kielmann, J. (1976):** Numerical modelling in connection with Baltic 75. Proceedings of the 10th Conference of the Baltic Oceanographers, Göteborg, Sweden, Paper No.25
- Kielmann, J. (1981):** Grundlagen und Anwendung eines numerischen Modells der geschichteten Ostsee. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **87 a/b**, 158/116 pp
- Killworth, P.D., D. Stainforth, D.J. Webb und S.M. Paterson (1989):** A free surface Bryan-Cox-Semtner model. *Inst. of Oceanogr. Sciences Deacon Lab. Rep.*, **270**, 184 pp.
- Killworth, P.D., D. Stainforth, D.J. Webb und S.M. Paterson (1991):** The development of a free-surface Bryan-Cox-Semtner ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1333-1348
- Kõuts, T. und A. Omstedt, (1993):** Deep water exchange in the Baltic proper. *Tellus*, **45A**, 311-324
- Kraus, E.B. und J.S. Turner (1967):** A one-dimensional model of the seasonal thermocline. II. The general theory and its consequences. *Tellus*, **19**, 98-106
- Krauss, W. und L. Maagard (1962):** Zum System der Eigenschwingungen der Ostsee. *Kieler Meeresforsch.*, **18**, 184-186

- Krauss, W. (1966):** Methoden und Ergebnisse der Theoretischen Ozeanographie. Bd. 2: Interne Wellen. Gebrüder Bornträger, Berlin, 248 pp
- Krauss, W. (1973):** Methods and results of theoretical oceanography. Vol. 1: Dynamics of the homogeneous and quasi-homogeneous ocean. Gebrüder Bornträger, Berlin, 302 pp
- Krauss, W. (1981):** The erosion of the thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 415-433
- Krauss, W. und B. Brügge (1991):** Wind-produced water exchange between the deep basins of the Baltic Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 373-384
- Large, W.G. und S. Pond (1981):** Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 324-336
- Large, W.G., J.C. McWilliams und S.C. Doney (1994):** Oceanic vertical mixing: a review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **32**, 363-403
- Lass, H.-U. (1988):** A theoretical study of the barotropic water exchange between the North Sea and the Baltic and the sea level variations of the Baltic. *Beitr. Meereskd. Berlin*, **58**, 19-33
- Le Dimet, F.X. und O. Talagrand (1986):** Variational algorithms for analysis and assimilation of meteorological observations: theoretical aspects. *Tellus*, **38A**, 97-110
- Lehmann, A. (1992):** Ein dreidimensionales baroklines wirbelauflösendes Modell der Ostsee. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **231**, 104 pp
- Lehmann, A. (1995):** A three-dimensional baroclinic eddy-resolving model of the Baltic Sea. *Tellus*, **47A**, 1013-1031.
- Lehmann, A. und W. Krauss (1996):** A coupled ice-ocean model of the Baltic Sea. *Tellus* (submitted)
- Lenz, W. (1971):** Monatskarten der Temperatur der Ostsee. *Ergänzungsheft zur Dt. Hydrogr. Z., Reihe B*, **11**, 1-148
- Leonard, B.P. (1979):** A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Comp. Meths. Appl. Mech. Eng.*, **19**, 59-98
- Lueck, R. und R. Reid (1984):** On the production and dissipation of mechanical energy in the ocean. *J. Geophys. Res.*, **89** (C3), 3439-3445
- Luthardt, H. und L. Hasse (1981):** On the relationship between surface and geostrophic wind in the region of the German Bight. *Beitr. Phys. Atm.*, **54**, 222-237
- Magaard, L. und W. Krauss (1966):** Spektren der Wasserstandsschwankungen der Ostsee im Jahre 1958. *Kieler Meeresforsch.* **22**, 155-162

- Magaard, L. und G. Rheinheimer (1974):** Meereskunde der Ostsee. Springer Verlag, Berlin, 269 pp
- Martinsen, E.A., B. Gjevik und L.P. Røed (1979):** A numerical model for long barotropic waves and storm surges along the western coast of Norway. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 1126-1138
- Marotzke, J. und C. Wunsch (1993):** Finding the steady state of a general circulation model through data assimilation: application to the North Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, **98** (C11), 20149-20167
- Matthäus, W. und H. Franck (1992):** Characteristics of major Baltic inflows — a statistical analysis. *Contin. Shelf Res.*, **12**, 1375-1400
- Matthäus, W., H.-U. Lass und R. Tiesel (1993):** The major Baltic inflow in January 1993. ICES Statutory Meeting. Dublin, Ireland, ICES C.M. 1993/C:51
- Matthäus, W. und H. Schinke (1994):** Mean atmospheric circulation patterns associated with major Baltic inflows. *Dt. Hydrogr. Z.*, **46**, 321-339
- Matthäus, W. und H.-U. Lass (1995):** The recent salt inflow into the Baltic Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 280-286
- Mattsson, J. (1995):** Observed linear flow resistance in the Öresund due to rotation. *J. Geophys. Res.*, **100** (C10), 20779-20791
- Meier, H.E.M. und W. Krauss (1994):** Data assimilation into a numerical model of the Baltic Sea using the adjoint method. Proceedings of the 19th Conference of the Baltic Oceanographers, Sopot, Poland, 447-458
- Mellor, G.L. und T. Yamada (1974):** A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791-1806
- Mellor, G.L. und T. Yamada (1982):** Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875
- Menke, W. (1989):** Geophysical data analysis: discrete inverse theory. Academic Press, San Diego, 289 pp
- Mesinger, F. und A. Arakawa (1976):** Numerical methods used in atmospheric models. Vol. 1. GARP Publications Series No. 17, WMO, Geneva, 64 pp
- Millero, F.J. und K. Kremling (1976):** The densities of Baltic Sea waters. *Deep Sea Res.*, **23**, 1129-1138
- Müller, P. und J. Willebrand (1989):** Equations for oceanic motions. In: Sündermann, J. (Hrsg.). *Landolt-Börnstein*, Group V, Oceanography, Volume 3b. Springer Verlag, Berlin, 1-14
- Munk, W.H. und E.R. Anderson (1948):** Notes on a theory of the thermocline. *J. Mar. Res.*, **3**, 276-295

- Navon, I.M. und D. Legler (1987):** Conjugate-gradient methods for large-scale minimization in meteorology. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 1479-1502
- Nehring, D., W. Matthäus, H.-U. Lass und G. Nausch (1994):** Die hydrographisch-chemischen Bedingungen in der westlichen und zentralen Ostsee im Jahre 1993. *Dt. Hydrogr. Z.*, **46**, 151-162
- Neumann, G. (1941):** Eigenschwingungen der Ostsee. *Arch. Dtsch. Seewarte u. Marineobs.*, **61**, 1-59
- Niekamp, K. (1992):** Untersuchung zur Güte der Parametrisierung von Malevskii-Malevich zur Bestimmung der solaren Einstrahlung an der Ozeanoberfläche. Diplomarbeit, Inst. f. Meeresk., Kiel, 107 pp
- Niiler, P.P. und E.B. Kraus (1977):** One-dimensional models of the upper ocean. In: Kraus, E.B. (Hrsg.). *Modeling and prediction of the upper layers of the ocean*. Pergamon, New York, 143-172
- Oberhuber, J.M. (1993a):** Simulation of the Atlantic circulation with a coupled sea ice-mixed layer-isopycnal general circulation model. I: Model description. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 808-829
- Oberhuber, J.M. (1993b):** Simulation of the Atlantic circulation with a coupled sea ice-mixed layer-isopycnal general circulation model. II: Model experiment. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 830-845
- Omstedt, A. (1990):** Modelling the Baltic Sea as thirteen sub-basins with vertical resolution. *Tellus*, **42A**, 286-301
- Omstedt, A. (Hrsg.) (1995):** Proceedings of the first study conference on BALTEX. Visby, Sweden, 190 pp
- Orlanski, I. (1976):** A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comp. Phys.*, **21**, 251-269
- Oschlies, A. (1994):** Assimilation of satellite altimeter data into an eddy-resolving primitive equation model of the North Atlantic Ocean. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **256**, 129 pp
- Pacanowski, R.C. und S.G.H. Philander (1981):** Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1443-1451
- Parkinson, C.L. und W.M. Washington (1979):** A large-scale numerical model of sea ice. *J. Geophys. Res.*, **84**, 311-337
- Paulson, C.A. und J.J. Simpson (1977):** Irradiance measurements in the upper ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 952-956
- Platzman, G.W. (1972):** Two-dimensional free oscillations in natural basins. *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 117-138

- Pratt, L.J. (1991):** Geostrophic versus critical control in straits. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 728-732
- Price, J.F., R.A. Weller and R. Pinkel (1986):** Diurnal cycling: Observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling, and wind mixing. *J. Geophys. Res.*, **91**, 8411-8427
- Rahmstorf, S. (1995):** Climate drift in an ocean model coupled to a simple, perfectly matched atmosphere. *Clim. Dyn.*, **11**, 447-458
- Rao, D. (1966):** Free gravitational oscillations in rotating rectangular basins. *J. Fluid Mech.*, **25**, 523-555
- Reed, R.K. (1977):** On estimating insolation over the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 482-485
- Richtmyer, R.D. und K.W. Morton (1967):** Difference methods for initial-value problems. 2nd Ed., Interscience Publishers (John Wiley & Sons), 405 pp
- Romell, L. and A. Stigebrandt (1985):** Determination of the absolute sea level difference between Varberg and Frederikshavn. *Geophysica*, **21**, 65-72
- Rosati, A. und K. Miyakoda (1988):** A general circulation model for the upper ocean simulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1601-1626
- Sayin, E. und W. Krauss (1995):** A numerical study of the water exchange through the Danish Straits. *Tellus*, **48A**, 324-341
- Schiller, A. (1993):** Assimilation hydrographischer Daten in ein Zirkulationsmodell des Atlantiks auf der Grundlage des adjungierten Verfahrens. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **235**, 157 pp
- Schiller, A. (1995):** The mean circulation of the Atlantic Ocean north of 30S determined with the adjoint method applied to an ocean general circulation model. *J. Mar. Res.*, **53**, 453-497
- Schiller, A. und J. Willebrand (1995):** A technique for the determination of surface heat and freshwater fluxes from hydrographic observations, using an approximate adjoint ocean circulation model. *J. Mar. Res.*, **53**, 433-451
- Schrodin, R. (Hrsg.) (1995):** Quarterly report of the operational NWP-Models of the Deutscher Wetterdienst. Deutscher Wetterdienst, Oktober 1995, No. 4
- Seifert, T. und B. Kayser (1995):** A high resolution spherical grid topography of the Baltic Sea. *Meereswiss. Ber., Warnemünde*, **9**, 73-88
- Semtner, A.J. und Y. Mintz (1977):** Numerical simulation of the Gulf Stream and mid-ocean eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 208-230
- Shapiro, R. (1970):** Smoothing, filtering, and boundary effects. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **8**, 359-387

- Simons, T.J. (1976):** Topographic and baroclinic circulations in the southwest Baltic. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **25**
- Simpson, J.J. und Dickey, T.D. (1981):** The relationship between downward irradiance and upper ocean structure. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 309-323
- Smith, S.D. et al. (1992):** Sea surface wind stress and drag coefficients: The HEXOS results. *Boundary-Layer Meteorol.*, **60**, 109-142
- Sterl, A. und A. Kattenberg (1994):** Embedding a mixed layer model into an ocean general circulation model of the Atlantic: The importance of surface mixing for heat flux and temperature. *J. Geophys. Res.*, **99** (C7), 14139-14157
- Stevens, D.P. (1990):** On open boundary conditions for three dimensional primitive equation ocean circulation models. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **51**, 103-133
- Stevens, D.P. (1991):** The open boundary condition in the United Kingdom fine-resolution Antarctic model. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1494-1499
- Stigebrandt, A. (1983):** A model for the exchange of water and salt between the Baltic and the Skagerrak. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 411-427
- Stigebrandt, A. (1987):** A model of the vertical circulation of the Baltic deep water. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 1772-1785
- Stommel, H. und H.G. Farmer (1952):** Abrupt change in width in two-layer open channel flow. *J. Mar. Res.*, **11**, 205-214
- Stommel, H. und H.G. Farmer (1953):** Control of salinity in an estuary by a transition. *J. Mar. Res.*, **12**, 13-20
- Talagrand, O. und P. Courtier (1987):** Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation. I: Theory. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **113**, 1311-1328
- Thacker, W.C. (1988):** Three lectures on fitting numerical models to observations. GKSS-Forschungszentrum Geesthacht, GKSS 87/E/65, 64 pp
- Thacker, W.C. und R.B. Long (1988):** Fitting dynamics to data. *J. Geophys. Res.*, **93** (C2), 1227-1240
- Tziperman, E. und W.C. Thacker (1989):**
An optimal-control/adjoint-equations approach to studying the oceanic general circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1471-1485
- Vested, H.J. et al. (1992):** An operational hydrographic warning system for the North Sea and the Danish Belts. *Contin. Shelf Res.*, **12**, 65-81
- Walín, G. (1972a):** On the hydrographic response to transient meteorological disturbances. *Tellus*, **24**, 169-186

- Walin, G. (1972b):** Some observations of temperature fluctuations in the coastal region of the Baltic. *Tellus*, **24**, 187-198
- Walin, G. (1977):** A theoretical framework for the description of estuaries. *Tellus*, **29**, 128-136
- Wattenberg, H. (1941):** Über die Grenzen zwischen Nord- und Ostseewasser. *Ann. Hydrogr. Marit. Meteorol.*, **69**, 265-279
- Welander, P. (1974):** Two-layer exchange in an estuary basin, with special reference to the Baltic Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **4**, 542-556
- Wells, N.C. (1979):** A coupled ocean-atmosphere experiment: The ocean response. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **105**, 355-370
- Willebrand, J. (1992):** Theorie der Turbulenz. Vorlesung WS 1991/92, Inst. f. Meeresk., Kiel.
- Wübber, C. und W. Krauss (1979):** The two-dimensional seiches of the Baltic Sea. *Oceanol. Acta*, **2**, 435-446
- Yu, L. und J.J. O'Brien (1991):** Variational estimation of the wind stress drag coefficient and the oceanic eddy viscosity profile. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 709-719
- Yu, L. und J.J. O'Brien (1992):** On the initial condition in parameter estimation. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 1361-1364
- Yu, L. und J.J. O'Brien (1995):** Variational data assimilation for determining the seasonal net surface heat flux using a Tropical Pacific Ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2319-2343

Figure captions

- Fig. 1:** The drainage basins and mean annual inflows of the Baltic Sea, the Danish Sounds and Kattegat (from Bergström and Carlsson, 1994).
- Fig. 2:** Principal coupling mechanisms between atmosphere, land surface and Baltic Sea. Arrows denote direction of influence.
- E, P Evaporation and precipitation over land and sea,
 - F Inflow and outflow through the Danish Straits,
 - H Heat and energy flux at the air–sea and air–land interfaces, including radiation,
 - L Lateral exchange with the atmosphere outside the BALTEX region,
 - R River runoff,
 - W Wind stress at the sea surface
- (from BALTEX, 1995).
- Fig. 3:** The estuary basin model from Welander (1974).
- Fig. 4:** Linear time scales t_1 and t_2 in a as functions of the model parameters in %.
- Fig. 5:** Number of available profiles between September 1992 and December 1993.
- Fig. 6:** Bottom topography of the western Baltic Sea with the positions of moorings (distance of isolines: 3 m).
- Fig. 7:** Geographical distribution of tide gauge positions.
- Fig. 8:** Surface current velocities from December 30, 1992 calculated with the regional model. Only every second vector of the model grid is depicted.
- Fig. 9:** Surface salinity in *PSU* of the regional model: (a) January 4, 1993 (upper figure) (b) January 16, 1993 (lower figure).
- Fig. 10:** Surface salinity in *PSU* of the regional model: (a) January 25, 1993 (upper figure) (b) January 28, 1993 (lower figure).
- Fig. 11:** (a) Salinity data at 5 m depth at Drogden Sill/Oskarsgrundet (heavy line) compared with model results (thin line) from October 1992 until Mai 1993. (b) Arithmetic mean salinity calculated from measurements at 7 m, 17 m and 19.5 m depths at Darss Sill (heavy line) compared with model results (thin line).
- Fig. 12:** Model salinity in *PSU* at 7.5 m depth in the Arkona Basin from January 28, 1993.
- Fig. 13:** Map showing the position of the section in Fig. 14.
- Fig. 14:** Section of model salinity in *PSU* through the Arkona Basin: (a) January 28, 1993 (upper figure) and (b) February 1, 1993 (lower figure).

- Fig. 15:** Section of salinity in *PSU* from Fehmarn Belt to Stolpe Channel through the Arkona and Bornholm Basin on February 3, 1993. The positions of the profiles are taken according to those of the observed section shown in Fig. 17 which is described below.
- Fig. 16:** Section of salinity in *PSU* from Fehmarn Belt to Stolpe Channel through the Arkona and Bornholm Basin taken between February 14 and 17, 1993: (a) observations (upper figure), (b) model (lower figure).
- Fig. 17:** Map showing the position of the section through the Arkona Basin in Fig. 16.
- Fig. 18:** North-south component of current velocity at different depths of the mooring SBF07 in the Great Belt recorded during November and December 1992: (a) observations, (b) model.
- Fig. 19:** Transports through the Danish Straits as a function of time (corresponding to the sea level difference between Kattegat and Bornholm Basin) recorded during a principal inflow situation: (1) Little Belt (closed), (2) Øresund, (3) Great Belt (upstream according to the critical cross-section), (4) Great Belt (downstream).
- Fig. 20:** Surface elevations in the region of the southern Great Belt after 30 days of integration. Distance of isolines: 10 *cm*.
- Fig. 21:** Model hierarchy.
- Fig. 22:** Sea levels at Hamina simulated with a barotropic model (1) compared to hourly, not smoothed observations (2) during October and November 1989.
- Fig. 23:** Sea levels at Hamina simulated with a barotropic model (1) compared to results of the baroclinic Model 1 (2) during October and November 1989.
- Fig. 24:** Surface elevations after seven days of integration using constant southwest wind on the Arakawa B- (a) and C-grid (b). Distance of isolines: 7 *cm*. Contour lines from -63 *cm* until +56 *cm* in (a) and from -42 *cm* until +70 *cm* in (b).
- Fig. 25:** (a) Sea levels at Hamina simulated with a barotropic C-grid model (1) compared to data (2) during 20 days of integration. (b) Difference between the sea level at Hamina simulated with a B- and a C-grid model during the same integration period.
- Fig. 26:** Relative periods P/P_0 of the first three modes of a closed rectangular basin with flat bottom as a function of grid distance calculated with an explicit scheme on the Arakawa B- and C-grid related to Rao's results P_0 (1966).
- Fig. 27:** Spectra of Baltic Sea modes calculated with realistic bottom topography: (a) B-grid, $f = 0$, (b) B-grid, $f = 2\Omega \sin\phi$ and (c) C-grid, $f = 2\Omega \sin\phi$.

- Fig. 28:** Normalized cost function as a function of the number of iterations. (a) Splitting of the cost function into a part concerning the sea level and the wind data. (b) Cost function of the sea level data as in (a) (heavy line) compared to an experiment without assimilation of wind observations (thin line).
- Fig. 29:** Cost functions of all tide gauges.
- Fig. 30:** Sea level data from the Danish tide gauge Rødby (thin line) compared to model results (heavy line) without (a) and with assimilation (b) from October 1992 until January 1993.
- Fig. 31:** Observed east–west component of wind speed at Arkona weather station (thin line) compared to model results (heavy line) without (a) and with assimilation (b) from July 1992 until September 1992.
- Fig. 32:** Horizontal distributions of wind speed from August 15, 1992: (a) Geostrophic wind. Maximum vector length: 13.3 m s^{-1} . (b) Optimized wind in 10 m height. Maximum vector length: 9.3 m s^{-1} .
- Fig. 33:** Horizontal distributions of vertically integrated velocities from December 5, 1992 calculated with the 2 nm version of the regional Baltic Sea model: (a) quasi-geostrophic wind forcing and linear interpolated sea level data at the open boundaries, (b) optimized wind forcing and prescribed surface elevations at the open boundaries which are taken from the assimilation experiment.
- Fig. 34:** Depths of isotherms in $^{\circ}\text{C}$ from September 1992 until September 1993 at Bornholm Deep: (a) Richardson number dependent vertical friction (upper figure), (b) mixed layer model (lower figure).
- Fig. 35:** Depths of isotherms in $^{\circ}\text{C}$ from September 1992 until September 1993 at Bornholm Deep as shown in Fig. 34a, but here a grid distance of 2 nm and 6 m , respectively, is used.
- Fig. 36:** Depths of isotherms in $^{\circ}\text{C}$ as a function of time at Bornholm Deep: results of the one way nested model version described in the previous chapter with Richardson number dependent diffusion according to Eq. 3.
- Fig. 37:** Annual cycle of temperature in 6 m depth at the position of the mooring SBF07 in the Great Belt: (1) data, (2) model.
- Fig. 38:** Depths of isotherms in $^{\circ}\text{C}$ as a function of time at Bornholm Deep: results of a coupled Kraus–Turner mixed layer and radiation model. The white curve denotes the depth of the wind mixed layer.
- Fig. 39:** Depths of isotherms in $^{\circ}\text{C}$ as a function of time at Bornholm Deep: results of a coupled turbulence closure and radiation model.
- Fig. 40:** Depths of isotherms in $^{\circ}\text{C}$ of the difference between the results of a turbulence closure model and a Richardson number dependent scheme as a function of time at Bornholm Deep.

- Fig. 41:** Depths of isotherms in $^{\circ}C$ of the difference between the results of a turbulence closure and a Kraus–Turner model as a function of time at Bornholm Deep.
- Fig. 42:** Depths of isotherms in $^{\circ}C$ of the difference between the results of a turbulence closure model with and without a radiation model as a function of time at Bornholm Deep.
- Fig. 43:** Temperature profile at Bornholm Deep on November 4, 1992 (day 65): (1) data, (2) Richardson number dependent diffusion, (3) simplified Kraus–Turner mixed layer model, (4) turbulence closure model.
- Fig. 44:** As Fig. 43 but on June 15, 1993 (day 288).
- Fig. 45:** As Fig. 43 but on August 4, 1993 (day 338).
- Fig. 46:** As Fig. 43 but on September 21, 1993 (day 386).
- Fig. 47:** Map of the position of the section from Fehmarn Belt to Stolpe Channel shown in Fig. 48 and 49.
- Fig. 48:** Section of temperature in $^{\circ}C$ from Fehmarn Belt to Stolpe Channel taken between Juli 28 and August 6, 1993: (a) data (upper figure), (b) results of a coupled Kraus–Turner mixed layer model (lower figure).
- Fig. 49:** Section of temperature in $^{\circ}C$ from Fehmarn Belt to Stolpe Channel taken between Juli 28 and August 6, 1993: results of a coupled turbulence closure model.
- Fig. 50:** Depths of model isohalines in PSU from September 1992 until September 1993: (a) Arkona Deep (upper figure), (b) Bornholm Deep (lower figure).
- Fig. 51:** Accumulated volume transports through the Danish Straits from September 1992 until September 1993: (1) total, (2) Great Belt, (3) Øresund.
- Fig. 52:** Accumulated salt transports through the Danish Straits from September 1992 until September 1993: (1) total, (2) Darss Sill, (3) Drogden Sill.
- Fig. 53:** Budget of salt mass M with salinities above 15 PSU in Arkona Basin from September 1992 until September 1993: (1) difference of the accumulated salt transports through the Danish Straits and the Bornholm Channel, (2) salt mass in Arkona Basin, (3) accumulated salt transports through the Bornholm Channel, (4) difference between (1) and (2).

Table captions

Tab. 1: Institutes providing the data.

Tab. 2: Positions of the monitoring stations maintained by the Swedish Coast Guard. (ϕ and λ denote latitude and longitude, respectively.)

Tab. 3: Depths of temperature, salinity and velocity measurements in m at the positions of the moorings.

Tab. 4: Tide gauge positions.

Tab. 5: Mean sea levels on the open boundaries and geodetical results from Ekman and Mäkinen (1991, 1994) and Ekman (1994) in cm . A dash denotes a not prescribed sea level in the model or an unspecified literature value. The literature values are arranged approximately according to their position at the western or eastern boundary.

Tab. 6: Periods of the first seven modes in h for different grid distances in km on the B-grid (upper line) and on the C-grid (lower line) compared with results from Rao (1966). Notation of the mode order corresponds to Rao's (1966).

Danksagung

Für die Unterstützung und Betreuung dieser Arbeit danke ich Herrn Prof. Dr. W. Krauß.

Herrn Dr. J. Kielmann danke ich für die Bereitstellung der Rechner- und Speicherplatzkapazitäten, die für das hochauflösende Ostseemodell und für das Assimilationsverfahren erheblich waren. Mein Dank gilt auch Frau A. Schurbohm, die viele Abbildungen dieser Arbeit graphisch aufgearbeitet hat, und Herrn J. Holtorff, der mir mit der Graphiksoftware und bei vielen anderen Fragen des praktischen Lebens behilflich war. Für das Korrekturlesen des Manuskriptes danke ich Frau R. Balzer und Herrn Dr. H. Behling.

Sehr herzlich sei Herrn Dr. B. Blanke gedankt, der mir Auszüge aus dem Code von OPA zugeschickt hatte, die das Turbulenzmodell betreffen. Für die Überlassung der analysierten Felder der synoptischen Daten bedanke ich mich bei Herrn Dr. K. Bumke. Für die Bereitstellung der Beobachtungsdaten danke ich den in Kapitel 3 genannten Instituten und vielen ungenannten Mitarbeitern.

Den Herren Dr. A. Beckmann, Dr. J. Dengg, C. Dieterich, Dr. R. Döscher und Dr. A. Lehmann danke ich für die immer offene Diskussionsbereitschaft und die Hilfestellung, besonders am Anfang dieser Arbeit. Herrn S. Stutzer danke ich für die freundliche Aufnahme in der "Asylunterkunft" in der "Alten Botanik".

Meinen Eltern danke ich für die Unterstützung und Anteilnahme in vielerlei Hinsicht, ganz besonders meiner Mutter, die das Ende dieser Arbeit leider nicht mehr erleben konnte.

Nicht zuletzt gilt mein ganz besonderer Dank meiner Freundin Silke, ohne die diese Arbeit und viele Vorträge farblos geblieben wären und ich das Jahr 1994 nicht hätte durchstehen können.