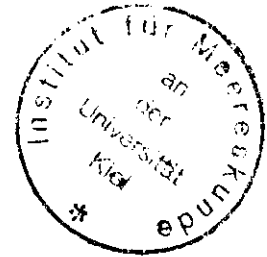


1079

Untersuchungen zur ozeanischen Konvektion und großräumigen Wassermassenvariabilität unter Einsatz der akustischen Tomographie



Habilitationsschrift
zur Erlangung der Venia legendi

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
an der Christian-Albrechts-Universität Kiel

vorgelegt von

Uwe Send

Januar 1995

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	5
Einleitung	8
1. Tomographie: Methodik und Modellierung	13
1.1 Entwicklung der Tomographie und frühere Anwendungen	13
1.2 Technologie und Akustik	15
1.3 Transceiver-Technologie	18
1.4 <i>THETIS</i> Tomographiedaten und deren Verarbeitung	20
1.5 Arbeiten zur Akustik-Modellierung und Simulation der Messungen	27
1.5.1 Algorithmen	27
1.5.2 Simulationen	28
1.5.3 Modellanalysen	32
2. Untersuchungen großskaliger Konvektionsprozesse	36
2.1 Theoretische Analysen	38
2.1.1 Vertikaler Transport und Wassermassenbildungsrate	38
2.1.2 Skalierungen für das Konvektionsgebiet	43

2.2	Auswertung der Tomographiedaten	49
2.2.1	Das <i>THETIS</i> Experiment	49
2.2.2	<i>THETIS</i> -Inversionen	51
2.2.3	Wärmegehalt des Konvektionsgebietes	57
2.2.4	Entwicklung der Oberflächenschicht	59
2.2.5	Konvektionsvolumen und -tiefe im Winter 1991/92	62
2.2.6	Wiederherstellung der Schichtung	66
2.2.7	Strömungsbeobachtungen	66
2.3	Diskussion und Konsequenzen	70
2.3.1	Was bestimmt Ort und Größe der homogenen Region ?	70
2.3.2	Wiederherstellung der Schichtung	76
3.	Großräumige Wassermassenvariabilität im Mittelmeer	81
3.1	Variabilität von Wärmegehalt und Wärmeflüssen im Mittelmeer	82
3.2	Das <i>THETIS-2</i> Projekt	86
3.3	Modellierung der Tomographie-Messungen	89
3.4	Horizontale Beckenmittel	90
3.5	Erste Auswertung der Verankerungsdaten	96
4.	Aussichten	101
4.1	Assimilation von Tomographiedaten	101
4.2	Meeresstraßen-Transporte	102
4.3	Einsatz im subpolaren Nordatlantik	103

Übersicht der Ergebnisse	104
Anhänge	108
A: Arbeiten zur Transceiver-Technologie	108
B: Fühlen die Konvektionszellen die Erdrotation ?	111
C: Skalierungen für das Konvektionsgebiet: stark geschichtet	113
Liste der Abkürzungen und Eigennamen	114
Literaturverzeichnis	115

Zusammenfassung

Die vorliegende Schrift beschreibt die Arbeiten, die von mir im Zusammenhang mit der Einführung und den ersten ozeanographischen Anwendungen der akustischen Ozeantomographie am IfM Kiel durchgeführt wurden. Bei dieser Methode wird Unterwasser-Schallübertragung über große Entfernungen (hier 50-600km) benutzt, um mittels Messung der Laufzeiten der Impulse die horizontal integrierte Temperatur zu beobachten. Einige Anwendungen erlauben auch die Bestimmung integrierter Strömungen oder mittlerer Vorticity. Da die Laufzeitamplituden sehr klein sind, die Sendesignale schon nach 10km Ausbreitung schwächer als die Umgebungsgeräusche werden und die vertikale Abtastung eine komplizierte Geometrie hat, müssen relativ aufwendige Technologien und Verfahren der Akustik, Signalverarbeitung, Meßtechnik und Dateninversion benutzt werden, um die gewünschte Information aus den Meßdaten extrahieren zu können.

Die durchgeführten Arbeiten umfaßten zunächst den Aufbau einer Arbeitsgruppe, Anschaffung der Geräte, Bereitstellung der Analysemethoden und technische Weiterentwicklungen¹ an den Geräten. Ziel des ersten Experimentes ('*THETIS*') war die Untersuchung der großskaligen Eigenschaften und Prozesse im tiefen Konvektionsgebiet des nordwestlichen Mittelmeeres. Während der Planungsphase wurden umfangreiche Studien zur Schallausbreitung und Simulation der Tomographiemessungen durchgeführt. Dazu kamen theoretische Untersuchungen und Auswertung numerischer Konvektionsmodelle, um die integralen Effekte eines Konvektionssystems zu verstehen. Damit konnte gezeigt werden, daß Konvektion im wesentlichen als ein vertikaler Vermischungsprozeß zu betrachten ist, ohne selbst einen mittleren Abwärtstransport zu erzeugen. Eine Konsequenz ist, daß großräumig keine signifikante relative Vorticity erzeugt wird. Dies konnte später aus den Tomographie-Daten bestätigt werden. Andere Konsequenzen sind die Parameterisierbarkeit von Konvektion sowie der Ansatz, die Tiefenwasser-Bildungsrate aus dem Volumen der homogenisierten Region bestimmen zu können. Letzteres ergibt eine wichtige Anwendung der tomographischen Messungen. Basierend auf den physikalischen Prozessen wurden außerdem Skalierungsbeziehungen hergeleitet, um die beobachtbaren großskaligen Eigenschaften des Konvektionsgebietes in Abhängigkeit von den externen Parametern

¹in Kooperation mit den Herstellern und Projektpartnern

abzuschätzen.

Im *THETIS* Experiment, einem EG-Gemeinschaftsprojekt, kamen unsere ersten drei Tomographiegeräte zum Einsatz, zusammen mit vier identisch umgebauten Instrumenten von Ifremer/Brest. Während der vier Monate langen Meßperiode (Dezember 1991 bis April 1992) konnten die verschiedenen Phasen der Entwicklung in einem Konvektionsgebiet beobachtet werden. Die Tomographiegeräte lieferten gute Daten, deren Inversion die Bestimmung der gemittelten Temperaturprofile entlang radialer Strecken vom Zentrum des Gebietes erlaubte. Sowohl einzelne Profile als auch Zeitserien der mittleren Temperatur diverser Schichten zeigten Übereinstimmung mit den sporadisch verfügbaren CTD-Daten. Eine tomographische Schätzung ergab sich für den großräumigen Wärmegehalt der gesamten Wassersäule, dessen zeitliche Entwicklung innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Zeitintegral der Oberflächenwärmeflüsse übereinstimmte. Dies deutet auf eine hohe Residenzzeit des Wassers in der Region hin (mindesten zwei Monate), was impliziert, daß das Einfangen des Wassers durch die lokale Zirkulation wesentlich den Ort des Konvektionsgebietes bestimmt. Die Ausdehnung des durch Konvektion homogenisiertes Gebietes konnte wie erhofft tomographisch bestimmt werden und hatte einen mittleren Radius von etwa 60km . Daraus ergab sich eine Tiefenwasserbildungsrate von etwa 0.35 Sv ⁽²⁾ im Jahresmittel, vergleichbar mit Ausstrombeobachtungen in der Straße von Gibraltar. Die Rückkehr von geschichtetem Wasser in das homogenisierte Gebiet konnte ebenfalls mit den Tomographiedaten untersucht werden. Der Zeitpunkt der ersten Anzeichen für diesen Prozeß war konsistent mit den Skalierungen für das Aufbrechen des Gebietes, und die Zeitskala für den Abtransport des neu gebildeten Wassers wurde auf 40 Tage bestimmt. In der Oberflächenschicht ergaben sich Anzeichen für einen anderen Prozeß, der innerhalb weniger Tage eine Linse geschichteten Wassers über das Konvektionsgebiet zu schieben scheint - eine Auswertung der Tomographiedaten für die horizontal gemittelte Strömung in der Oberflächenschicht konnte aber keine Anzeichen für eine nach innen gerichtete Strömung finden. Durch Schließen eines Zirkulationsintegrals aus den Schallübertragungen wurde ebenfalls die gemittelte Vorticity in dem Gebiet vor und nach der Konvektionsphase abgeschätzt. Wie aus den theoretischen Untersuchungen erwartet, zeigte sich keine Änderung in dieser Größe. Mit der geschätzten Meßgenauigkeit bedeutet dies Werte der großflächigen relativen Vorticity von unter $0.01f$ ⁽³⁾ und eine Bestätigung der entwickelten Konzepte.

Das zweite Tomographieprojekt (*THETIS-2*) sollte untersuchen, ob Schallübertragungen von Küste zu Küste im westlichen Mittelmeer benutzt werden können, um beckenskalige Schichtung und Wärmegehalt zu verfolgen. Das neun Monate lange Experiment deckte nur die saisonale Zeitskala ab, soll aber auch Schlüsse über mögliche zukünftige Beobachtungen von zwischenjährlichen und klimatologischen Veränderungen mit Hilfe eines Tomographiesystems zulassen. Eine sehr viel aufwendigere Schallquelle mußte angeschafft werden, um die Entfernungen bis zu 600km akustisch zu durchstrahlen. Insgesamt kamen

² $1\text{ Sv} = 10^6\text{ m}^3\text{ s}^{-1}$

³Coriolis-Parameter $f \approx 10^{-4}\text{ s}^{-1}$

sieben Tomographiegeräte zum Einsatz, die erst gegen Ende des Schreibens dieser Arbeit (November 1994) geborgen wurden. Trotzdem konnten erste Analysen durchgeführt werden, die zeigen, daß ein ausgezeichneter Datensatz zur Verfügung steht, der alle Erwartungen erfüllt. Erste Auswertungen und Vergleiche mit Simulationen aus historischen Daten ergeben, daß der saisonale Gang des Wärmegehaltes auf Beckenskala mit 3-4% Genauigkeit gemessen wurde und etwa 20% Abweichung vom klimatologischen Mittel zeigt. Die Genauigkeit der Messungen reicht auch für die Beobachtung "klimatischer" Trends aus. Damit ist ein Meßsystem praktisch demonstriert, das langfristiges Monitoring des gesamten Mittelmeerbeckens durch akustische Fernerkundung erlaubt.

Am Ende der Arbeit werden abschließend einige für die Zukunft geplante Anwendungen und Methoden der Tomographie vorgestellt. Dazu gehört die Assimilation der nun vorhandenen Daten des *THETIS-2* Experimentes in numerische Zirkulationsmodelle. Desweiteren soll eine neue Methode getestet werden, um durch Schallübertragung über die Straße von Gibraltar den Massentransport durch diese Meerenge zu beobachten. Schließlich wird ein geplantes großskaliges Konvektionsexperiment in der Labradorsee beschrieben, das eine Synthese der Tomographieansätze aus den beiden *THETIS* Projekten darstellt.

Einleitung

Das erste Experiment zur großräumigen Schallübertragung im Ozean wurde im Jahre 1944 über eine Entfernung von 900 Meilen durchgeführt (EWING und WORZEL 1948). Die Ergebnisse belegten, daß ein ozeanischer Schallkanal existiert, der meßbare Schallausbreitung über solche Strecken ermöglicht. Es folgten viele Versuche, um diesen sogenannten *SOFAR* Kanal zu erforschen. Ein bemerkenswertes Beispiel aus dem Jahre 1960 ist in (MUNK et al. 1988) detailliert ausgewertet - es demonstriert einen Fall von Schallübertragung über 20000km von Australien nach Bermuda. Bei allen diesen Experimenten dienten Unterwasser-Detonationen als Schallquellen.

Das Konzept der akustischen Tomographie für quantitative ozeanographische Beobachtungen wurde im Jahre 1979 von Munk und Wunsch vorgeschlagen (MUNK und WUNSCH 1979). Der von Munk und Wunsch gewählte Name für die neue Beobachtungsmethode zeigt, daß damals an eine enge Analogie zur medizinischen CAT-Technik ('Computed Axial Tomography') gedacht war. Bei dieser werden Röntgenstrahlen benutzt, um das Innere des Körpers dreidimensional abzutasten. Das vor 15 Jahren vorgeschlagene Prinzip für Ozeantomographie klang einfach und überzeugend. Schall ist im Meer das Äquivalent zu den Röntgenstrahlen in der Medizin: der Ozean ist nahezu transparent für Schallstrahlen, wenn man die Frequenz und Sendertiefen geeignet wählt. Damit hat man die Möglichkeit, das Innere des Ozeans, welches für andere Fernerkundungsmethoden nicht zugänglich ist, großräumig zu durchleuchten. Da die Schalllaufzeiten von der Temperatur und den Strömungen abhängen, ist eine Rekonstruktion der dreidimensionalen Ozeanstruktur theoretisch möglich, sofern ausreichend viele Schallwege durch das zu untersuchende Volumen existieren. Es wurde argumentiert, daß die Zahl der Schallwege in etwa quadratisch mit der Zahl der Sender/Empfänger ansteigt.

Ein qualitativer Unterschied zur CAT-Methode ergibt sich durch die Brechung der Schallstrahlen im Wasser. Auf Grund der Abhängigkeiten der Schallgeschwindigkeit von Druck und Temperatur gibt es im Ozean in der Regel ein Minimum dieser Größe in einer Tiefe von 1000–1500m, siehe Abbildung 1.0. Oberhalb des Minimums steigt die Schallgeschwindigkeit mit höheren Temperaturen an, darunter mit dem steigenden Druck. Dies hat zur Folge, daß Schallenergie in diesem "Schallkanal" fokussiert wird. Benutzt man das Strah-

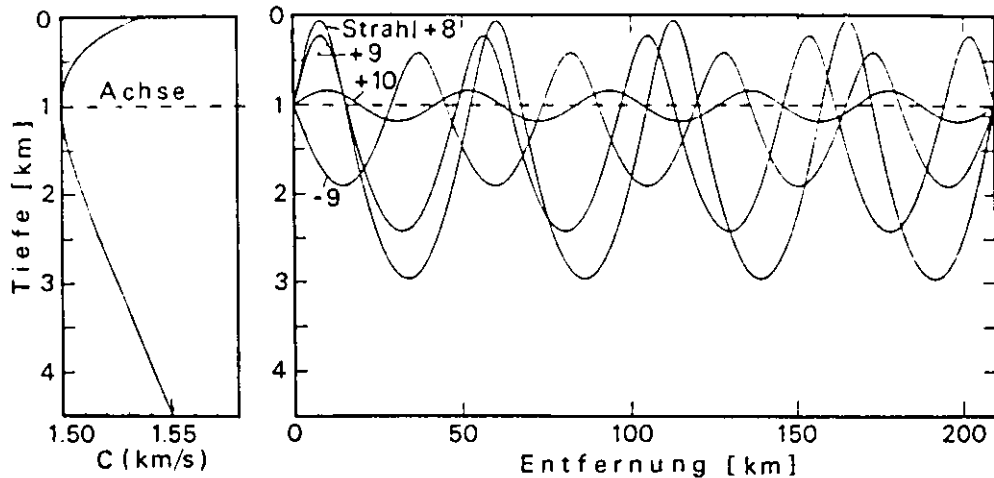


Abbildung 1.0: Kanonische Schallausbreitung im *SOFAR* Kanal. *Links*: Typisches Schallgeschwindigkeitsprofil für mittlere Breiten. Das Minimum in 1000m entsteht durch die zur Oberfläche zunehmenden Temperaturen und den zum Boden zunehmenden Druck. *Rechts*: Einige der möglichen Schallstrahlenwege zwischen einem Sender und Empfänger in 1000m Tiefe und 210km Entfernung. In der Regel haben die steilen Strahlen kürzere Laufzeiten, da sie Gebiete höherer Schallgeschwindigkeit durchqueren. (aus MUNK et al. 1994)

lenbild der Schallausbreitung (Grenzfall der "geometrischen Optik" für hohe Frequenzen), so ergibt eine einfache Anwendung des Brechungsgesetzes, daß die Strahlen immer zur Kanalachse hin gebrochen werden. Es gibt daher viele Schallstrahlen, die weder mit Boden noch Oberfläche in Kontakt kommen (Abb. 1.0), und so nur Verluste durch geometrische Ausbreitung (und interne Absorption) erfahren. Zwischen zwei im Schallkanal verankerten Geräten existieren typischerweise eine Reihe diskreter Strahlen, die sich unterschiedlich weit von der Kanalachse entfernen und verschiedene Laufzeiten von Sender zu Empfänger haben. Wenn diese als isolierte Impulse auflösbar sind, lassen sie sich getrennt auswerten, was nach Anwendung von Inversionsmethoden eine vertikale Abtastung ermöglicht.⁴

Das wesentliche an der Methode ist, daß jede Eigenschaft des empfangenen Strahls ein Integral entlang des Schallweges darstellt. Dies gilt für die Laufzeit, die Phase, die Amplitude, und andere Größen. Wie in der Medizin ist Tomographie also eine integrierende Methode. Die bisher in der Ozeantomographie ausgenutzte Eigenschaft ist die Laufzeit der Schallstrahlen, da diese ein Maß für die (entlang des Schallweges integrierten) Temperaturen und Strömungen darstellt. In der Medizin wird hingegen die Intensität oder Absorption ausgenutzt.

⁴Es bleibt ohne weitere Information allerdings eine gewisse Flach/Tief-Zweideutigkeit, da steile Strahlen sowohl flachere als auch tiefere Schichten durchlaufen

Mit Hilfe von Inversverfahren läßt sich aus vielen Wegintegralen wieder die innere Struktur berechnen. In der CAT-Technik ist dies kein Problem: Durch ein große Zahl paralleler Strahlenwege und Rotation der ganzen Geometrie um den Körper herum gibt es häufig 100.000 Integrale entlang geradliniger Wege. Das Inversproblem ist relativ einfach und wohlbestimmt, und bedarf keiner Vorinformation über die inneren Strukturen. Hier zeigt sich der leicht vergessene Unterschied zur Ozeantomographie. Auf Grund der Kosten und des Aufwandes lassen sich für ozeanographische Anwendungen typischerweise nur 5-8 Geräte installieren, welches dann 10-28 (horizontale) Schallwege ergibt. Obwohl man, im Gegensatz zur Medizin, einen großen Umfang an Vorab-(apriori) Information besitzt, die in die Inversionen einfließt, reicht die Datenmenge nicht, um zufriedenstellende "Kartierungen" der Ozeanstruktur zu erstellen, insbesondere ohne Kombination mit anderen Meßmethoden. Dies war jedoch die anfängliche Philosophie, und sie bestimmt bis heute noch viele Experimente und Weiterentwicklungen in der Ozeantomographie.

Nach 15 Jahren des Einsatzes dieser Beobachtungsmethode verbreitet sich langsam ein revidierter Ansatz: Da sie auf natürliche Weise Integrale liefert, ist es vorzuziehen, sie dort zum Einsatz zu bringen, wo ozeanographische Größen von integraler Natur gemessen werden sollen. Außerdem scheint eine Beschränkung auf alleinige tomographische Beobachtungen nicht mehr angebracht. Kombination mit anderen Methoden, seien es in-situ Daten oder andere Fernerkundungstechniken, z.B. Altimetrie (MUNK und WUNSCH 1982), scheinen immer mehr im Vordergrund heutiger Bemühungen zu stehen. Dies soll nicht heißen, daß die ersten 10 Jahre verschenkt waren. Eine Fülle von technischen und akustischen Arbeiten und Entwicklungen waren nötig, um die Voraussetzungen zu schaffen, akustische Tomographie im Ozean wirklich erfolgreich zum Einsatz zu bringen.

Vor sechs Jahren wurde mir am IFM Kiel die Möglichkeit angeboten, einen Einstieg in die akustische Tomographie zu beginnen. Die Zeit schien reif für einen "routinemäßigen" wissenschaftlichen Einsatz dieser faszinierenden Methode. Der Aufbau einer Kapazität für Tomographie, sowie die Anwendung und Auswertung für ozeanographische Untersuchungen entwickelte sich zu meinem Verantwortungsbereich. Die hier vorliegende Schrift beschreibt meine Arbeiten zur Tomographie sowie den Versuch, die Methode in umfassende ozeanographische Experimente und Fragestellungen einzubinden.

Akustische Ozeantomographie ist aufwendig und kompliziert genug, um die Methode selbst als Forschungsobjekt zu betreiben. Man kann sich viele Jahre ausschließlich mit den Aspekten der Technologie, der Signalverarbeitung, der Akustik (einschließlich der Modellierung) und den nötigen Inversionsmethoden beschäftigen. Mein Interesse besteht dagegen im gleichen Maße in der ozeanographischen Anwendung der Methode, als eine von verschiedenen Komponenten, die benutzt werden, um bestimmte Prozesse im Ozean zu untersuchen. Obwohl ich viel Zeit und Mühe investiert habe, um die Tomographie-Technik erfolgreich zum Einsatz zu bringen, ist daher meine Idealvorstellung eine Kombination von Tomographie

mit anderen Beobachtungsmethoden, theoretischen Ansätzen und numerischen Modellen, um wissenschaftliche Fragestellungen zu bearbeiten. Diese Philosophie soll daher auch in der vorliegenden Schrift zum Ausdruck kommen.

Das folgende Kapitel 1 beschäftigt sich zunächst mit der akustischen Tomographie selbst. Einführend werden dort die bisherige Entwicklung und frühere Experimente (hauptsächlich von Arbeitsgruppen aus den USA) beschrieben. Darauf folgt eine Darstellung des Prinzips der Methode, und an Hand Abschätzung diverser akustischer Größen wird gezeigt, warum Tomographie technologisch relativ aufwendig ist. Weitere Abschnitte des Kapitels stellen dar, welche eigenen Arbeiten zur technologischen Verbesserung und zur Modellierung von Tomographie durchgeführt wurden. Abschließend werden Beispiele der Daten des ersten Experimentes dargestellt und die angewendeten (und zum Teil neu entwickelten) Verarbeitungsmethoden erklärt.

Daran schließt sich Kapitel 2 über Konvektionsuntersuchungen an. Den Rahmen bildet das *THETIS* Projekt mit einem ozeanographischen Konvektionsexperiment, in dem Tomographie eine zentrale Rolle spielte. Zweck der Tomographiekomponente war die Beobachtung der großskaligen Prozesse des Konvektionsgebietes. Prinzipielle Untersuchungen zur Dynamik dieser 'integralen Effekte' bildeten daher einen wichtigen Teil meiner Arbeiten, von grundlegender Bedeutung auch für die Planung, die Auswertung und die Interpretation der Tomographiebeobachtungen. Diese Untersuchungen werden im ersten Teil des Kapitels beschrieben, mit theoretischen Betrachtungen und Modellanalysen zur mittleren Abwärtsbewegung und Tiefenwasserbildungsrate in einem Konvektionsgebiet, der induzierten Zirkulation um die Region herum, zum Zerfall dieser Strömung durch Instabilität, sowie zur Skalierung und Parametrisierung einiger dieser Prozesse. Anschließend wird in Kapitel 2 die Auswertung der Tomographiedaten des Konvektionsexperimentes beschrieben. Die Inversion der akustischen Laufzeiten zwischen diversen Gerätepaaren ergibt Zeitserien der horizontal gemittelten Temperaturschichtung in radialen Richtungen vom Zentrum des Konvektionsgebietes aus. Die Genauigkeit dieser Messungen wird mittels Vergleichen einzelner Profile bzw. Schichtmittel aus der Tomographie mit CTD-Daten demonstriert. Quantitative Ergebnisse aus den Tomographiemessungen betreffen die großskalige Wärmebilanz, die Ausdehnung und Tiefe des durch Konvektion durchmischten Gebietes und die Zeit- und Tiefenskalen des Wiederaufbaus der Schichtung. Abschließend werden erste Strömungs- und Vorticityanalysen aus den Tomographieübertragungen vorgestellt.

Kapitel 3 geht dann zu einem großskaligen Tomographie-Experiment über, dessen Planung, Koordination und Ausführung Teil meiner derzeitigen Arbeit ist. Ziel ist die Messung von Wärmeinhaltsänderungen über das gesamte westliche Mittelmeer, und ein Test, ob solche akustischen Beobachtungen langfristig mit küstennahen, von Land aus betriebenen Stationen möglich sind. In diesem Kapitel wird zunächst die Motivation und Relevanz solcher Messungen erläutert. Daran schließt sich eine Beschreibung der Entwicklungen, die nötig waren, um diese 600km-Skala tomographisch abdecken zu können. An Hand von Modellstudien und historischen Daten wird dann untersucht, welche der beckskaligen Pro-

zesse tomographisch beobachtbar sind und mit welcher Genauigkeit das drei-dimensionale Beckenmittel bestimmt werden kann. Die Meßphase des Experimentes war erst gegen Ende des Schreibens dieser Arbeit abgeschlossen (November 1994). Es war jedoch möglich, hier noch erste, bereits an Bord verarbeitete, Tomographiezeitserien von den beckenweiten Schallübertragungen zu analysieren.

Das abschließende Kapitel 4 gibt einen Ausblick auf zukünftige geplante Arbeiten.

1. Tomographie: Methodik und Modellierung

1.1 Entwicklung der Tomographie und frühere Anwendungen

Wie in der Einleitung erwähnt wurde akustische Tomographie als ozeanographische Meßmethode erstmalig konkret vor 15 Jahren vorgeschlagen (MUNK und WUNSCH 1979). Mit dieser Arbeit standen eine Reihe von Experimenten in engem Zusammenhang, die als Vorläufer bzw. als Demonstration der tomographischen Methode betrachtet werden können. Eine reziproke Schallübertragung wurde z.B. 1976 zwischen zwei Transceivern⁵ in 25km Entfernung getestet (WORCESTER 1977). Die Differenz der reziproken Schalllaufzeiten erlaubte eine Schätzung der über die 25km gemittelten Strömung. Im Jahre 1978 fand eine zweimonatige akustische Messung über 900km statt, die demonstrierte, daß auflösbare, identifizierbare und stabile Ankunftsimpulse von den verschiedenen Schallwegen existierten (SPIESBERGER et al. 1980). Das eigentliche "Demonstrationsexperiment" wurde dann 1981 südwestlich von Bermuda auf einer 300 × 300km Skala durchgeführt. Es bestand aus 4 Schallquellen und 5 Empfängern. Die dort gemessenen akustischen Laufzeiten wurden invertiert, um horizontale Kartierungen der Schallgeschwindigkeit in zum Beispiel 700m Tiefe zu erzeugen. Die Ergebnisse waren zwar qualitativ korrekt, aber mit relativ großem Fehler und wegen geringer Modenauflösung mit starker Glättung behaftet. Diese Probleme wurden auf die geringe Bandbreite (und damit unzureichende Genauigkeit) der damaligen Schallquellen zurückgeführt.

Seitdem gab es eine beträchtliche Zahl von Tomographie-Experimenten, von denen einige wichtige im folgenden aufgeführt sind ⁶. Die meisten dieser Projekte in den 80er Jahren dienten weiterhin der Demonstration, Verifizierung und dem Testen neuer Instrumente. Erst in den letzten Jahren gab es Experimente, deren hauptsächliche Zielsetzung ozeanographische Studien waren.

⁵kombinierter Sender und Empfänger (Transmitter+Receiver)

⁶Eine relativ vollständige Aufstellung findet sich in Tabelle A.1 in (MUNK et al. 1995).

Verbesserte Schallquellen (die mechanisch/akustisch übrigens unseren eigenen *Webb*-Geräten, siehe unten, entsprechen) kamen zuerst 1983 in dem '*RTE83*' Experiment im nordwestlichen Atlantik zum Einsatz. In diesem 300km-Dreieck sollte die mittlere Vorticity gemessen werden. Ein Gerät fiel allerdings aus, so daß nur die Schichtung und Strömung entlang zweier Schnitte bestimmt werden konnte. Die Möglichkeit, solche Messungen mit ausreichender Genauigkeit entlang einzelner Schnitte durchzuführen, war damit aber zum ersten Mal demonstriert (HOWE et al. 1987).

Ein neues Experiment ('*RTE87*') zur reziproken Schallübertragung auf noch größerer Skala wurde 1987 im Nordpazifik mit weiterentwickelter Technologie durchgeführt. Die Schallquellen waren vom stärkeren HLF-5 Typ, der auch in unserem *THETIS-2* Experiment zum Einsatz kam. Kürzlich veröffentlichte Arbeiten über dieses Experiment zeigen, daß dort Strömungen und Vorticity erfolgreich auf einer 1000km Skala gemessen werden konnten (DUSHAW et al. 1994). Ein Ergebnis war, daß die Fluktuationen dieser Variablen eine Größenordnung stärker waren als aus theoretischen Beziehungen ('Sverdrup-Balance') erwartet und damit nicht-lokal erzeugter Natur sein mußten.

Im Jahre 1988/89 wurde im Rahmen des '*SYNOP*' Experimentes ein Pentagon der *Webb*-Geräte am Südrand des Golfstroms ausgelegt, um dort Strömungen und Vorticity zu beobachten (CHESTER et al. 1994). Mehrere Unterdreiecke erlaubten die Abschätzung von gemittelter Vorticity und damit prinzipiell auch deren Gradienten (aber sicherlich im Grenzbereich des Meßbaren). Die Autoren kommen an Hand der Datenauswertung zu dem Schluß, daß die Golfstrommäander Wellenenergie abstrahlen, die in den Tomographiedaten zu beobachten war.

Ein anderes Experiment mit einer hauptsächlich ozeanographisch orientierten Zielsetzung fand im gleichen Jahr in der Grönlandsee statt ('*GSP88*'), als Teilkomponente des größeren multinationalen *Greenland Sea Project*. In diesem Experiment konnten Temperaturschichtungen entlang einiger Schnitte in der dortigen Konvektionsregion geschätzt werden (WORCESTER et al. 1993). PAWLOWICZ (1994) benutzt diese Tomographiedaten, um Wärmegehaltsänderungen und Wärmeflüsse quantitativ zu vergleichen. Wesentliche Unterschiede zu unserem eigenen Konvektionsexperiment *THETIS* im Mittelmeer ergeben sich durch die Eisbedeckung in der Grönlandsee sowie die räumlich unregelmäßig verteilte Konvektionsaktivität dort. Bei den Planungen für unser *THETIS* Experiment war es nicht möglich, sich auf Erfahrungen aus diesem Projekt zu stützen, da Ergebnisse davon erst später bekannt wurden.

Der erste Schritt in eine ganz neue Dimension von Tomographieuntersuchungen wurde mit dem 'Heard Island Feasibility Test' 1991 eingeleitet. Hier konnten Empfänge von einer elektrisch betriebenen Schallquelle rund um den Globus demonstriert werden. Die phasenkodierten Signale erlaubten gute Bestimmung der Laufzeiten (MUNK et al. 1994). Die große Herausforderung ist nun, die Prozesse, die die Signale auf ihrer bis zu 18000km langen Ausbreitung beeinflussen, zu verstehen und zu modellieren. Dieses Experiment

war ein wichtiger Schritt für das nun im Pazifik angelaufene globale Programm 'Acoustic Thermometry of Ocean Climate' (ATOC).

1.2 Technologie und Akustik

Die Anwendungen, die im vorausgehenden Kapitel beschrieben wurden, beruhen technologisch durchweg auf dem gleichen Prinzip, obwohl sie sich sehr in Bezug auf Parameter wie Sendeleistung, Entfernung (20-20000km), oder Frequenz (50-500Hz) (und daher auch Gerätetyp) unterscheiden. Ziel ist es bisher stets gewesen, die Laufzeit von Schallsignalen zu messen, weil dies ein direktes Maß für die Schallgeschwindigkeit (und damit im wesentlichen Temperatur) und Strömung entlang des Ausbreitungsweges ist.⁷ Da sich jedoch die dafür benötigten scharfen Pulse nicht mit genügender Leistung erzeugen lassen, greift man auf Verfahren zurück, die ein schwaches längeres Signal benutzen, das dann anschließend synthetisch in einen scharfen Puls gleicher Energie komprimiert wird (siehe unten). Wichtig für die wissenschaftliche Nutzbarkeit ist die resultierende Amplitude des Signals, sowie Auflösung und Meßgenauigkeit des Systems.

Ein Beispiel illustriert die Größenordnungen. Unterwasser-Schallpegel werden in der relativen Einheit dB gemessen, die die Schallintensität I auf eine Referenzdruckwelle mit einer *rms* Druck-Amplitude von $p_{ref} = 1\mu Pa$ bezieht. Dieses Verhältnis wird logarithmisch angegeben als $10\log(I/I_{Referenz}) = 20\log(p/p_{Referenz})$. Wird die Leistung einer Quelle beschrieben, ist die so ausgedrückte Intensität in $1m$ Entfernung angegeben. Typische Schallquellen haben eine Leistung von $180 - 190dB$ (bezogen auf $1\mu Pa$ und $1m$). Tabelle 1.1 vergleicht dies mit anderen Unterwasser-Schallpegeln.

Durch die geometrische Ausbreitung des Schalls schwächt sich die Intensität ab. Bei sphärischer Ausbreitung wäre dies quadratisch, also ein Verlust von $20\log(r/1m)$. In Wirklichkeit ist die horizontale Ausbreitung bei Strecken von mehr als 1-2 Wassertiefen zylindrisch, dafür teilt sich die Schallintensität über immer mehr Schallwege auf. Letztendlich ist die quadratische Näherung relativ gut. Bei einer Übertragung über z.B. 300km bleiben dann für eine $180dB$ -Quelle noch $180-110dB=70dB$. Dies muß mit den Hintergrundgeräuschen (Wind, Schiffsverkehr, usw.) verglichen werden, die bei $400Hz$ in einem $100Hz$ -Band typischerweise $90dB$ haben. Damit ist die Intensität des Signals um einen Faktor 100 schwächer als die Umgebungsgeräusche in dem gleichem Frequenzbereich. "Pulskompressions"-Verfahren werden daher benutzt, um die effektive Leistung anzuhoben. Am weitesten verbreitet ist das 'matched filtering', bei dem eine Bitfolge auf die Trägerwelle phasenkodiert wird. Die benutzten Folgen sind $2^n - 1 = N$ Ziffern lang, und können für eine kohärente Mittelung zusätzlich noch M mal wiederholt werden. Insgesamt

⁷Anwendung eines neuen Verfahrens, bei dem die horizontale Winkelablenkung durch den Transport quer zum Schallweg gemessen wird, ist allerdings in Vorbereitung, siehe Kapitel **Aussichten**

<i>Quelle</i>	<i>Schallpegel</i>	<i>Bemerkungen</i>
Untersseeisches Erdbeben	272 dB	Stärke 4.0 auf Richter-Skala (integriert über 50Hz Bandbreite)
Geophysikalische Seismik-Schallquellen	212-255 dB	
Wale	185-200 dB	je nach Art (Schwertwal, Blauwal, usw.) und Typ des Geräusches (Singen, Flossenschlagen,...)
Containerschiff	198 dB	274m Länge, 23kn
Supertanker	190 dB	340m Länge, 20kn
Tomographie-Quellen	180-190 dB	Webb bzw. HLF-5 Typ
ozeanisches Hintergrundsrauschen	120 dB	integriert über 20-1000Hz

Tabelle 1.1: Unterwasser-Schallpegel diverser natürlicher und künstlicher Quellen (nach P. WORCESTER, pers.Mitteilung).

wird damit das Signal um $10\log N + 10\log M$ dB angehoben, was der Komprimierung der gesamten gesendeten Energie in den theoretisch kürzest möglichen Puls (Länge Δf^{-1} , Δf =Bandbreite der Schallquelle) entspricht. Man braucht etwa 20dB Signal/Rausch-Verhältnis (S/N') für gut auswertbare Messungen. Dies bedeutet, daß in obigem Beispiel 20 Sequenzen der Länge 511 für Übertragungen nötig sind, womit eine Sendung ca. 100 Sekunden dauern muß. Unberücksichtigt bei dieser Übersicht bleibt die kleine Absorption im Wasser (wenige dB). Die Signale können allerdings nicht beliebig lang sein, da z.B. interne Wellen und Verankerungsbewegungen die Kohärenz zerstören. Kohärenzzeiten sind in der Größenordnung von Minuten (FLATTÉ und STOUGHTON 1988), siehe auch Abschnitt 1.4.

Die Auflösung einer Messung, d.h. die Fähigkeit dicht benachbarte Pulse trennen zu können, ist gegeben durch die Pulsbreite. Diese ist begrenzt durch die Bandbreite und ändert sich auch durch obige Signalverarbeitungsverfahren nicht. Gebräuchliche Schallquellen haben Bandbreiten von 10-100Hz, was einer Pulsbreite von 100-10ms entspricht. Dies ist marginal ausreichend für die interessierenden Ausbreitungsbedingungen und ozeanographischen Prozesse. Die Genauigkeit, mit der sich die Ankunftszeit eines Pulses bestimmen läßt, steigt jedoch mit dem S/N-Verhältnis, da sich das Maximum eines breiten Pulses immer besser bestimmen läßt, je klarer er gemessen wird. Der rms Laufzeitfehler ist dann nur noch $\Delta\tau = [\Delta f \sqrt{S/N}]^{-1}$. Typischerweise erhält man somit bei 10ms breiten Pulsen eine Meßgenauigkeit von 1ms. Dies wird jedoch wiederum eingeschränkt durch die diskrete Abtastung des Signals. In unseren Geräten hat diese Abtastung (nach interner Demodulation der Trägerwelle) ein Intervall von $\Delta t = 5ms$ (bzw. 8ms für die 250Hz Signale der neuen Schallquelle in THETIS-2). Die Standardabweichung der Genauigkeit, mit der sich die Laufzeiten der Maxima bestimmen lassen, ist $\Delta t/\sqrt{12} = 1.4ms$ für unsere 400Hz Signale (2.3ms für 250Hz). Eine Interpolation mit glatten Funktionen (e.g. Fourier- oder

Spline-Methoden) kann die Präzision erhöhen, jedoch nicht über die theoretische Grenze $[\Delta f \sqrt{S/N}]^{-1}$ hinaus. Für höhere Präzision müssen mehrere Empfänge gemittelt werden.

Letztlich ist noch die Konstanz der Zeitmessung von Wichtigkeit. Um Laufzeitvariationen von $5ms$ (entsprechend $0.1^\circ C$ bei $200km$ Entfernung) über Monate messen zu können, bedarf es einer Uhrendrift von unter 10^{-9} - 10^{-10} . Dies können bisher nur Rubidium-Oszillatoren erreichen, die jedoch mehr Energie erfordern als für den verankerten Betrieb verfügbar. Viele Tomographiegeräte benutzen daher noch Quartz-Oszillatoren, die aber mindestens eine Größenordnung schlechter sind. In der Regel läßt sich die Uhrendrift durch Endpunktkorrektur (d.h. Annahme linearer Driftrate) auf akzeptable Fehler reduzieren. Gleichzeitig erzeugen Verankerungsbewegungen Laufzeitänderungen von $100ms$ und mehr. Diese sollten daher getrennt gemessen werden, um die resultierenden unerwünschten Signale entfernen zu können.

Die sich ergebende Zusammensetzung der Schalllaufzeiten kann wie folgt beschrieben werden: Im Strahlenbild der Akustik ("geometrische Optik") ist die durch Schallgeschwindigkeitsvariationen Δc und horizontale Strömungen \mathbf{u} erzeugte Laufzeitanomalie eines Schallstrahls i gegeben durch das Integral entlang seines Strahlenweges Γ_i

$$\Delta t_i^{c,u} = \int_{\Gamma_i} \frac{ds}{c_0(x,z) + \Delta c(x,z) + \mathbf{u} \cdot \mathbf{s}} - \int_{\Gamma_i^0} \frac{ds}{c_0(x,z)} \quad (1.1)$$

wo Γ_i^0 der ungestörte Strahlenweg durch das Referenzfeld $c_0(x,z)$ und \mathbf{s} der Einheitsvektor entlang des Strahlenweges ist. Im Rahmen einer Linearisierung für kleine Δc und \mathbf{u} und kleine Abweichungen vom Referenzweg Γ_i^0 hält man dann den Strahlenweg Γ_i^0 konstant, wodurch (1.1) reduziert wird zu

$$\Delta t_i^{c,u} \approx \int_{\Gamma_i} \frac{\Delta c(x,z)}{c_0(x,z)^2} ds + \int_{\Gamma_i} \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{s}}{c_0(x,z)^2} ds = \Delta t_i^c + \Delta t_i^u \quad (1.2)$$

Δt_i^c und Δt_i^u sind nun die approximierten Ausdrücke für die Laufzeiteffekte, die linear sind in den Schallgeschwindigkeitsanomalien und den Strömungen. Zu diesen Laufzeitanomalien kommen bei Übertragungen von Gerät A nach Gerät B die Auswirkungen von Uhrenfehlern beider Geräte, Δt_i^{UhrA} , Δt_i^{UhrB} , und von Verankerungsbewegungen Δt_i^{NavA} , Δt_i^{NavB} . Wenn $t_{i,+}$ nun die Laufzeit von A nach B bezeichnet und $t_{i,-}$ die von B nach A , so sind die Gesamtanomalien in den beiden Richtungen

$$\begin{aligned} \Delta t_{i,+} &= \Delta t_i^c + \Delta t_i^u + \Delta t_i^{UhrA} - \Delta t_i^{UhrB} + \Delta t_i^{NavA} + \Delta t_i^{NavB} \quad , \\ \Delta t_{i,-} &= \Delta t_i^c - \Delta t_i^u - \Delta t_i^{UhrA} + \Delta t_i^{UhrB} + \Delta t_i^{NavA} + \Delta t_i^{NavB} \quad . \end{aligned} \quad (1.3)$$

Bildet man die Summe $s_i = t_{i,+} + t_{i,-}$ der reziproken Laufzeiten, heben sich die Strömungseffekte und die Uhrenfehler auf, und man erhält eine Anomalie von

$$\frac{1}{2} \Delta s_i = \Delta t_i^c + \Delta t_i^{NavA} + \Delta t_i^{NavB} \quad (1.4)$$

In unseren Experimenten wurden die Verankerungsbewegungen mit hoher Genauigkeit gemessen (siehe unten), und so konnten $\Delta t_i^{NavA} + \Delta t_i^{NavB}$ berechnet und subtrahiert werden.

Damit steht aus reziproken Messungen des ersten *THETIS* Experimentes ein direktes Maß für Schallgeschwindigkeitsanomalien zur Verfügung, die für die Temperaturinversionen benutzt wurden. Umgekehrt läßt sich die Differenz der reziproken Laufzeiten $d_i = t_{i,+} - t_{i,-}$ bilden, die dann eine Anomalie hat von

$$\frac{1}{2}\Delta d_i = \Delta t_i^u + \Delta t_i^{UhrA} - \Delta t_i^{UhrB} \quad . \quad (1.5)$$

Das bedeutet, daß aus der Differenz der reziproken Laufzeiten der Strömungseffekt gemessen werden kann, wenn die Uhrenabweichungen bekannt oder korrigiert sind. Diese Beziehung wurde für die Strömungsanalysen der *THETIS* Daten benutzt.

In diesem Abschnitt sind einige Gründe beschrieben worden, warum akustische Ozean-Tomographie eine technisch sehr aufwendige Methode darstellt. Hinzu kommt die Tatsache, daß es für Unterwasseranwendungen immer noch keine befriedigende Auswahl an Schallquellen gibt: Durch die bisherige Unvereinbarkeit von hohem Wirkungsgrad, hoher Leistung, hoher Bandbreite, bei relativ niedriger Frequenz ($< 500Hz$), stellen alle zur Zeit existierenden Quellen einen schlechten Kompromiß dar. Außerdem gibt es häufig akustische Komplikationen durch Besonderheiten des Mediums aufgrund von Schichtung und ozeanischen Prozessen. Darauf soll hier aber nicht eingegangen werden. Da zusätzlich die Analyseverfahren aufwendig und nicht-standardisiert sind, ist die gesamte Vorbereitungs- und Auswertephase für Tomographie deutlich schwieriger und langwieriger als bei anderen Meßmethoden. In mancher Hinsicht ist es überraschend, wieviel auswertbare Information dennoch aus den Daten extrahierbar ist. Die Hoffnung ist, daß sich immer mehr davon in Zukunft routinemäßig verarbeiten läßt.

1.3 Transceiver-Technologie

Die erste Anwendung der akustischen Tomographie in Kiel war das *THETIS* Projekt, in dem die Konvektionsprozesse im westlichen Mittelmeer untersucht werden sollten. Die dafür angeschafften vier Tomographie-Geräte sind von dem Typ, der ursprünglich zusammen von WHOI, Webb Research Inc. und IFREMER/Brest entwickelt worden war. Dieser besteht aus einem relativ einfachen Schwinger (im Prinzip eine doppelte Orgelpfeife), wird mit Alkali-Batterien betrieben, hat fünf Elektronik-Module, und eine 1-Kanal Empfängerkette (allerdings mit mehreren parallel geschalteten Hydrophonen). Unsere Partner bei IFREMER hatten bereits mehrere dieser Modelle zur Verfügung.

Diese Webb-Geräte haben einen sehr modularen Aufbau, siehe Abbildung 1.1. Die zwei Schwinger-Rohre sind an dem etwa 4m langen Druckgehäuse für Batterien und Elektronik angebracht. Auf der Oberseite befindet sich ein 6m langer ölgefüllter Schlauch mit den Empfängerhydrophonen, an dessen Ende noch ein Transducer (Pinger) für den Verankerungsnavigator angebracht ist. Das Innere des Druckgehäuses wird zu etwa zwei Dritteln

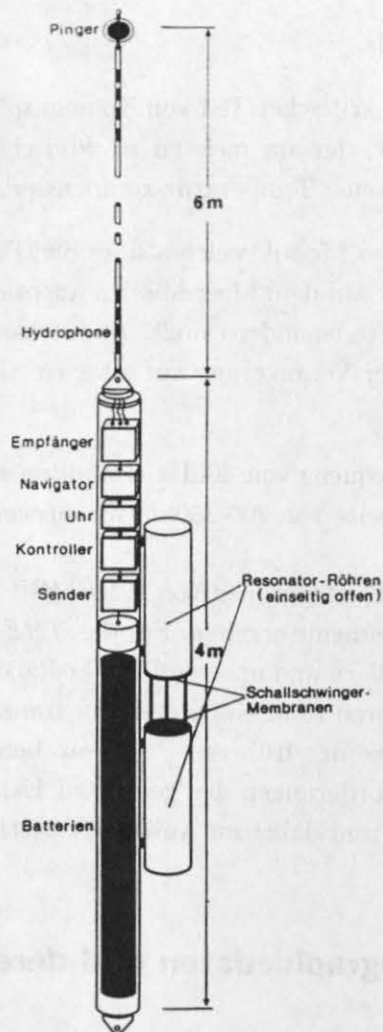


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau der Webb-Geräte

von den Batterien eingenommen, der Rest ist für die Elektronik-Module reserviert. Sie bestehen aus

- **Controller:** Dieses ist die zentrale Rechereinheit, die das gesamte System steuert, den Ablauf der Aktivitäten kontrolliert und überwacht, Daten und Befehle an die anderen Module weiterleitet, und die Kommunikation nach außen herstellt.
- **Sender:** Hier wird das Tomographiesignal erzeugt und verstärkt, und auf ein Signal von der Uhr hin zur richtigen Millisekunde an die Hauptschwinger angegeben.
- **Empfänger:** Die äußerst schwachen Impulse von der Hydrophonkette werden hier mehrfach verstärkt, gefiltert, abgetastet, und gespeichert. Der Massenspeicher ist

auch Teil dieses Moduls.

- **Uhr:** Dies ist ein sehr kritischer Teil von Tomographiegeräten, und in unseren Modellen immer noch der, der am meisten zu wünschen übrig läßt. Zur Zeit werden dafür speziell geschnittene, Temperatur-kompensierte Quarze benutzt.
- **Navigator:** Dies ist das Modul, welches über den Pinger am Ende der Hydrophonkette drei Transponder auf dem Meeresboden anspricht und die Laufzeiten der Antwortsignale von den Transpondern mißt. Damit kann die drei-dimensionale Bewegung des Gerätes in der Verankerung auf etwa 1m Genauigkeit verfolgt werden.

Diese Geräte haben eine Frequenz von 400Hz (Bandbreite 100Hz) und einen Schallpegel von 180dB, was eine Reichweite von 200-300km für auswertbare Signale ergibt.

Frühere Experimente der Arbeitsgruppen von IFREMER und WHOI hatten diverse Unzulänglichkeiten dieser Instrumente ergeben. Für das *THETIS* Projekt wurden deshalb, in Kooperation mit den Herstellern und unseren Projekt-Partnern bei IFREMER, eine Reihe von Verbesserungen an unseren (und einem Teil der französischen) Geräte durchgeführt. Diese sollten zum Teil einige der früheren Probleme beheben und waren zum Teil auf Grund der spezifischen Anforderungen des geplanten Experimentes nötig. Die Arbeiten sind sehr technischer Natur und daher im Anhang A beschrieben.

1.4 *THETIS* Tomographiedaten und deren Verarbeitung

Nach den abstrakten vorhergehenden Abschnitten, sollen hier zur Illustration einige der in *THETIS* gewonnen Tomographie-Daten vorgestellt werden. An diesen Beispielen lassen sich auch die angewendeten Verarbeitungs- und Analysemethoden erklären. Weitere Details finden sich in (SEND et al. 1994b).

Die Geräteentfernungen in *THETIS* lagen zwischen 65km und 210km. Eine konservative Abschätzung der Ausbreitungsverluste zeigt, daß für die größten Abstände davon etwa 20 Signalsequenzen von 511 Ziffern Länge kohärent gemittelt werden müssen, um ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Eine solche Sendung dauert $20 \times 5.11s = 102s$. Dieses Signal kam bei allen Gerätepaaren des Experimentes zum Einsatz (auch für die kürzeren Entfernungen), da stets alle Empfänger die Daten der Sendungen aller Geräte aufzeichneten. Es muß allerdings überprüft werden, ob die erwartete Verankerungsbewegung während der 102s klein genug ist, um Kohärenz der Ankunftssignale zu garantieren, da diese in *THETIS* noch intern gemittelt wurden. Abbildung 1.2 zeigt eine Berechnung des Signalverlustes bei gegebener Gerätebewegung und Signallänge. Erwartete Geschwindigkeiten der Verankerungsbewegungen sind $1 - 2cm/s$, was nach Abbildung 1.2 bei 20 Sequenzen etwa $2 - 5db$ Verlust ergibt. Man liegt also mit den gewählten Werten an

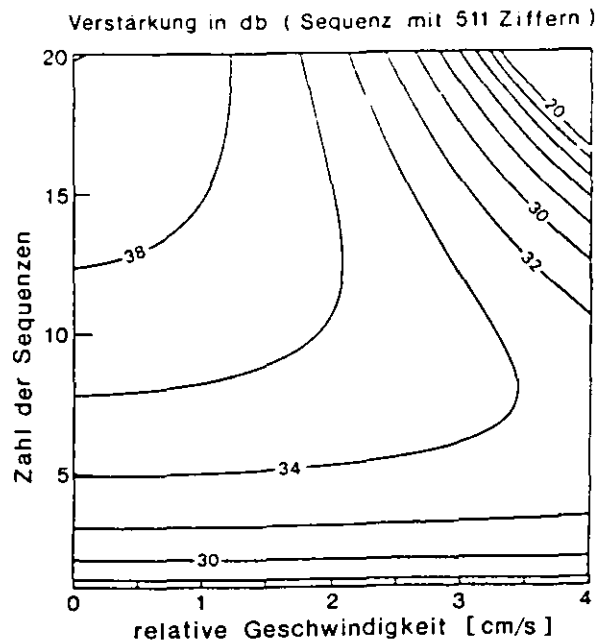


Abbildung 1.2: Verstärkungsfaktor durch Mittelung mehrerer Sequenzen (Bitfolgen der Länge 511), in Abhängigkeit von der Zahl der Sequenzen und der Gerätebewegung in cm/s . Signifikanter Verlust tritt bei Bewegungen über $1-2cm/s$ auf.

der Grenze der Signallänge bzw. der Verankerungsbewegung, bevor signifikante Verluste auftreten. Abbildung 1.3 zeigt die später im Experiment gemessenen tatsächlichen Verankerungsbewegungen am Beispiel eines Gerätepaares. Die Ergebnisse bestätigen, daß die Geschwindigkeiten in der erwarteten Größenordnung lagen.

Mit der genannten Signallänge und der Experimentdauer von etwa vier Monaten ergibt sich aus der Batterie- und Massenspeicherkapazität, daß die Geräte täglich bis zu 40 mal senden konnten. Mit diesen Bedingungen wurde das Sendeschema so festgelegt, daß es ein Maximum an nahezu reziproken Schallübertragungen zwischen allen Geräten gab. Dies ist wichtig für die Anwendung der Gleichungen (1.4) und (1.5).

Abbildung 1.4 gibt einen kleinen Ausschnitt der gesammelten rohen Empfangsdaten für ein Gerätepaar wieder. Gezeigt ist bereits das Ergebnis der geräteinternen Demodulation und kohärenten Mittelung des Signals, sowie der Anwendung der Puls-Komprimierung, d.h. Wiederherstellung der scharfen Pulse durch Korrelation mit dem phasenverschlüsselten Signal. Jede Linie in der Abbildung ist ein Empfang, und die sichtbaren Maxima entsprechen den diversen Schallwegen (Eigenstrahlen) mit unterschiedlichen Laufzeiten. Abbildung 1.5 vergleicht zwei einzelne Empfänge mit einer akustischen Ausbreitungsbe-

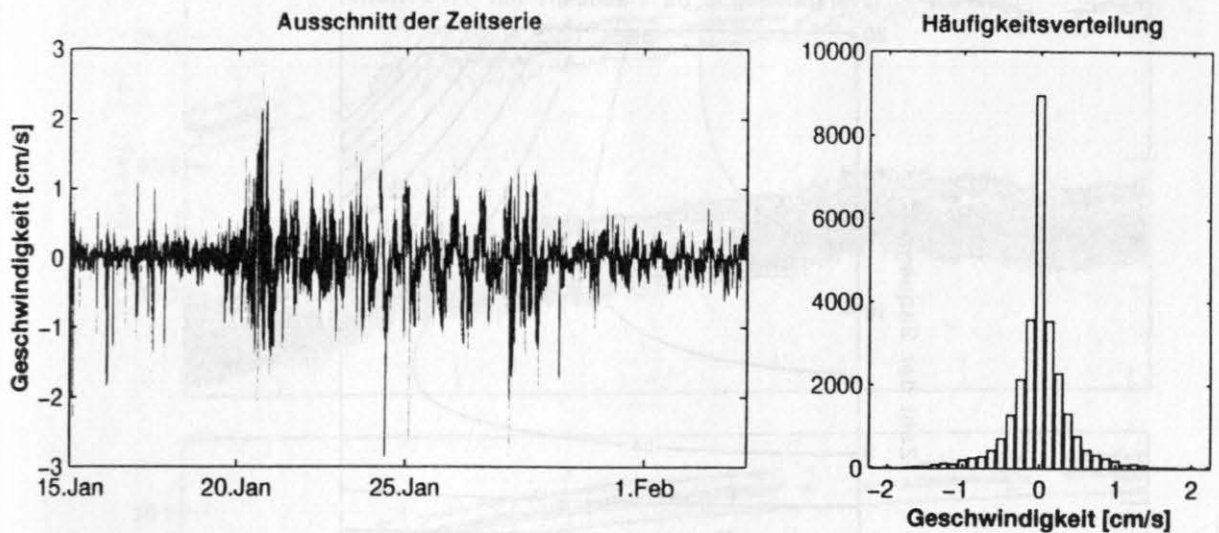


Abbildung 1.3: Beispiel der mit dem Navigatorsystem gemessenen Verankerungsbewegungen in *THETIS*, hier die relative Geschwindigkeit zwischen zwei Verankerungen (T3,T6). *Links*: Zeitserie der Geschwindigkeit. *Rechts*: Histogramm der Verteilung dieser Werte.

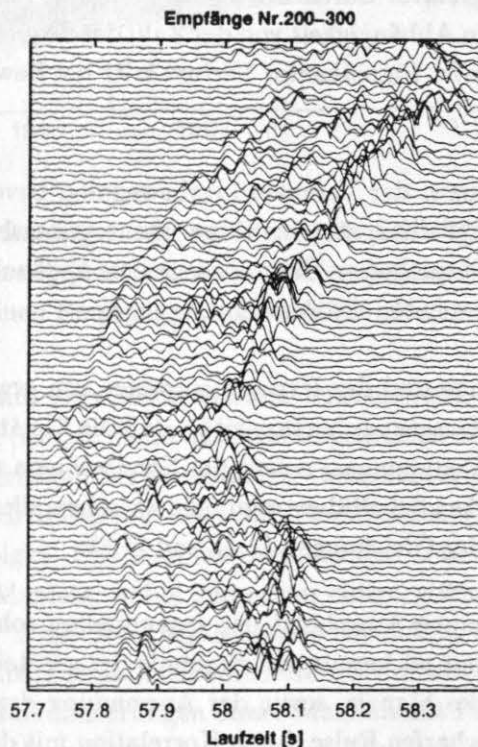


Abbildung 1.4: Ausschnitt der Empfangsdaten von *THETIS* für das Verankerungspaar T2-T6, nach Anbringen der Pulscompression (Korrelation mit dem gesendeten Signal). Jede Linie stellt einen Empfang dar, und die Maxima entsprechen den Ankunftsimpulsen von verschiedenen Schallstrahlen.

rechnung für die Schallgeschwindigkeits-Schichtung, die aus CTD-Daten berechnet wurde. Die Übereinstimmung in der allgemeinen Struktur ist deutlich zu sehen.

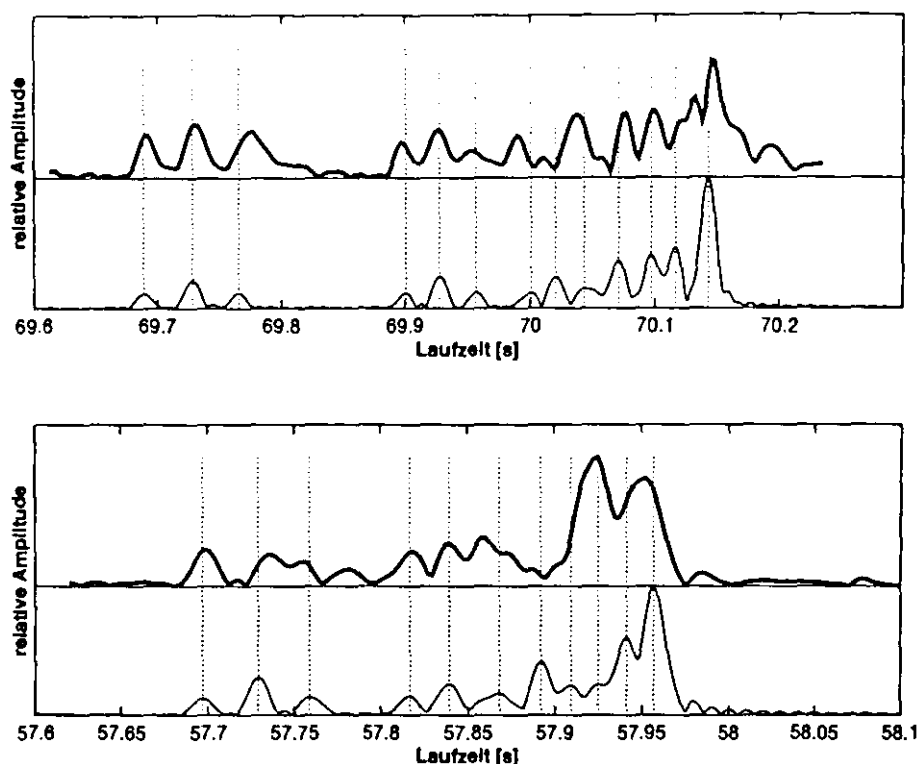


Abbildung 1.5: Vergleich zweier einzelner akustischer Empfänge mit WKBJ-Ausbreitungsberechnungen (siehe Abschnitt 1.5). Die obere Kurve (*dick*) ist jeweils der Empfang und direkt darunter die 'Vorhersage'. Die Maxima aus der Berechnung sind durch gepunktete Linien markiert, um den Vergleich zu erleichtern.

Die größten Variationen in den Laufzeiten (Abb. 1.4) werden durch Verankerungsbewegungen erzeugt. Diese Bewegungen müssen daher durch ein akustisches Navigatorsystem verfolgt werden. Dazu werden drei Transponder am Meeresboden um die Verankerung herum ausgelegt, und der Navigator im Tomographiesystem mißt akustisch die Abstände zu allen drei Transpondern. Wenn die Transponderpositionen durch geeignete Einmeßmethoden ausreichend gut bekannt sind, kann bei entsprechender Verarbeitung die nötige Genauigkeit für relative Verankerungsbewegungen von etwa 1m erreicht werden (SEND et al. 1994c). Mit dieser Genauigkeit lassen sich damit die Entfernungsvariationen zwischen den Gerätepaaren verfolgen, und der resultierende Laufzeiteffekt in den Tomographiemessungen kann entfernt werden. Abbildung 1.6 zeigt den Effekt dieser Korrektur auf die Laufzeiten für ein Gerätepaar.

Für eine quantitative Analyse müssen die einzelnen Maxima identifiziert und zeitlich ver-

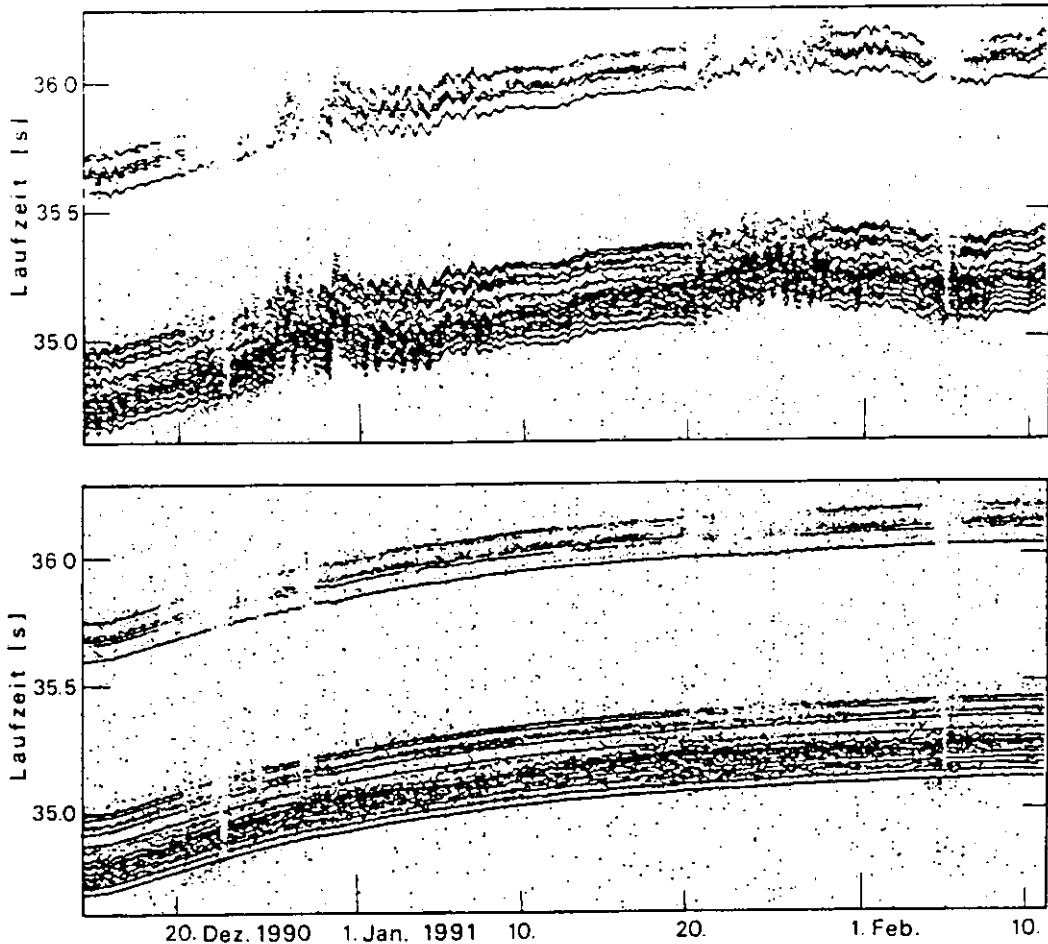


Abbildung 1.6: *Oben*: Laufzeiten der verschiedenen Schallstrahlen für ein Gerätepaar im Laufe des Experimentes vor der Navigations-Korrektur. Jede vertikale Zeile stellt einen Empfang dar. *Unten*: Die gleiche Zeitserie nach der Korrektur.

folgt werden, da bekannt sein muß, welchen Tiefenbereich ein gemessener Schallstrahl abgetastet hat. Diesen Schritt nennt man im allgemeinen *Peak Tracking*. Die Standardmethoden für dieses Verfolgen der Maxima (B. CORNUELLE, pers. Mitteilung) konnten bei den *THETIS* Daten nur die ersten und mit Modifikation (T. TERRE, pers. Mitteilung) den letzten Peak verfolgen. Das Problem bei unserem Datensatz liegt in den vielen eng beieinander liegenden Maxima, wobei immer nur einige, ständig wechselnde, sichtbar sind. Dafür wurde eine neue '*Peak-Tracking*' Methode entwickelt, die die Annahme macht, daß in der Regel jeder sichtbare Peak auch einem der theoretisch erwarteten entspricht. Dann werden alle möglichen Identifizierungen dieser Maxima mit Probeinversionen getestet, wobei apriori Information benutzt wird, um durch Minimierung einer Kostenfunktion die "beste" Identifizierung auszuwählen. Die neue Methode vereinigt Identifikation und Verfolgen der Peaks mit der Dateninversion in einem einzigen Minimierungsproblem (SEND 1994a). Damit konnten in *THETIS* je nach Gerätepaar 11-18 Peaks verfolgt werden, was nach Bildung von Tagesmitteln stabile Zeitserien für die Laufzeiten der einzelnen Maxi-

ma ergab. Wie in Abbildung 1.7 gezeigt, stimmen diese auch gut mit Vorhersagen aus CTD-Daten überein. Mittelung der reziproken Schallübertragung kann dann gemäß Gleichung (1.4) die Uhrendrift und Strömungssignale entfernen.

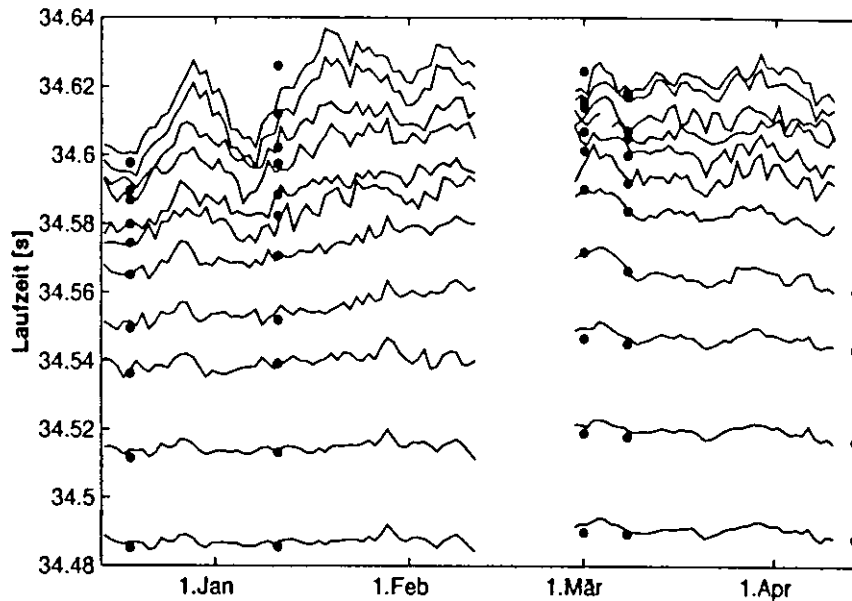


Abbildung 1.7: Ergebnis der Peak-Verfolgung/Identifizierung für ein Gerätepaar in *THETIS* nach Bildung von Tagesmitteln. Die durchgezogenen Linien entsprechen der Laufzeit der einzelnen verfolgten Maxima, d.h. Schallstrahlen. Zum Vergleich wurden die Laufzeiten aus CTD-Daten vorhergesagt, wenn mindestens zwei CTD-Stationen entlang der Strahlenweges vorhanden waren. Diese Werte sind durch Punkte markiert.

Damit ergibt sich für jeden Empfang ein Vektor \mathbf{d} mit den gemessenen Laufzeitanomalien der identifizierten Strahlenwege. Dieser Datenvektor soll nun mit den Änderungen in der vertikalen Schichtung der Schallgeschwindigkeit in Beziehung gesetzt werden. Ohne apriori Wissen würden die Schichtungsfluktuationen sehr viele Freiheitsgrade haben, z.B. die Zahl der Schichten selbst, die zur Beschreibung verwendet werden. Es ist jedoch bekannt, daß die Schallgeschwindigkeiten in dicht benachbarten Tiefen nicht unabhängig voneinander sind, und auch, daß die Varianz zur Oberfläche hin zunimmt. Solches Vorwissen läßt sich durch eine Matrix der Kovarianz zwischen allen Schichten beschreiben. Diese Matrix kann direkt in die späteren Bestimmungen der Vertikalprofile der Schallgeschwindigkeit (durch Inversionsmethoden) eingehen. Es ist jedoch nützlicher (obwohl mathematisch äquivalent), die *empirischen orthogonalen Funktionen (EOFs)* zu benutzen, die die Eigenfunktionen dieser Kovarianzmatrix sind. Man kann zeigen, daß diese vertikalen Funktionen die effizientesten sind, um mit wenigen Moden ein Maximum der Datenvarianz zu beschreiben. Häufig reichen dann 3-5 dieser Moden aus, um über 95% der Varianz zu erfassen. Die Amplituden dieser EOF-Moden \mathbf{m} sind dann die aus den Tomographiedaten zu bestimmenden Größen.

Sind diese Funktionen bestimmt, läßt sich bei gegebener Geometrie ausrechnen, wie stark Fluktuationen jeder EOF die Laufzeit für jeden Strahlenweg beeinflussen (siehe Abschnitt 1.5). In linearisierter Form wird diese Beziehung hergestellt durch die Beobachtungsmatrix \mathbf{G} als $\mathbf{Gm} = \mathbf{d}$.⁸ In der Praxis sind die Beobachtungsdaten fehlerbehaftet, was durch Addition eines Fehlerterms \mathbf{e} ausgedrückt wird

$$\mathbf{Gm} + \mathbf{e} = \mathbf{d} \quad . \quad (1.6)$$

Für einen gegebenen Datenvektor \mathbf{d} muß diese Beziehung invertiert werden, um die EOF-Amplituden \mathbf{m} zu erhalten. Eine gebräuchliche Methode ist die Gauss-Markov-Inversion (AKI und RICHARDS 1980), mit der Lösung

$$\widehat{\mathbf{m}} = \mathbf{W}\mathbf{G}^T[\mathbf{G}\mathbf{W}\mathbf{G}^T + \mathbf{E}]^{-1}\mathbf{d} = \mathbf{G}^{-g}\mathbf{d} \quad , \quad (1.7)$$

wo \mathbf{W} und \mathbf{E} die Kovarianzen der Modenamplituden und der Beobachtungsfehler sind. Die so bestimmten Schallgeschwindigkeitsprofile stellen die tomographische Messung des Vertikalprofils dar, das durch die Schallstrahlen horizontal zwischen den Geräten gemittelt wurde. Solche Inversionen sind die Grundlage für die ozeanographischen Analysen in den nächsten Kapiteln.

Theoretisch muß selbstverständlich auch die horizontale Variabilität der Schallgeschwindigkeit zwischen den Geräten berücksichtigt werden. Wenn solche Abweichungen vom horizontalen Mittelwert die Schalllaufzeiten um mehr als den Beobachtungsfehler beeinflussen würden, müßte diese Dimension auch in der Beschreibung des Schallgeschwindigkeitsfeldes und in den Inversionen berücksichtigt werden (z.B. durch extra Moden in der Horizontalen). In der hier vorliegenden Arbeit wird die verbreitete Annahme gemacht, daß die beobachteten Laufzeiten weitgehend durch den horizontalen Mittelwert der Schallgeschwindigkeit erklärt werden können (SPIESBERGER und WORCESTER 1983; SPIESBERGER 1985). Diese Annahme wird für die hier durchgeführten Untersuchungen bestätigt durch die kleinen Residuen und den Erfolg der Inversionen insgesamt.

⁸Hier und im folgenden werden fettgedruckte Großbuchstaben für Matrizen und Kleinbuchstaben für Spaltenvektoren benutzt.

1.5 Arbeiten zur Akustik-Modellierung und Simulation der Messungen

1.5.1 Algorithmen

Die exakte Lösung der akustischen Wellengleichung für eine hochfrequente⁹ Punktquelle im inhomogenen Ozean ist ein äußerst aufwendiges Problem. Es gibt daher eine ganze Hierarchie von Approximationen, die benutzt werden können, um bestimmte Eigenschaften des Schalldruckfeldes am Empfänger zu berechnen.

Die einfachste ist die der geometrischen Optik entsprechende Näherung. Diese ergibt das Strahlenbild der Schallausbreitung. Man nimmt an, daß die Quelle Schallstrahlen in alle Richtungen aussendet, und verfolgt unter Anwendung des Brechungsgesetzes, welche Strahlen am Empfänger wieder eintreffen. Frequenz oder Wellenlänge der Schallwellen gehen nicht in die Berechnung ein, und entsprechend gibt es keine Welleneffekte wie zum Beispiel Beugung oder Interferenz. Das Schallstrahlenbild geht auch in die linearisierte Beziehung (1.2) zwischen Änderungen im Ozean und in den Laufzeiten ein, was zum Beispiel zu Gleichung (1.6) führte. Dabei wurde die Annahme gemacht, daß sich bei Ozeanfluktuationen in erster Ordnung der Strahlenweg nicht ändert.

Dieses sogenannte '*Raytracing*' ist numerisch sehr effizient und kann die Laufzeiten für einzelne, gut aufgelöste Schallwege bestimmen, solange diese nicht zu dicht entlang der Schallkanalachse verlaufen. Insbesondere für Situationen, in denen nicht nur die vertikale Schichtung sondern auch horizontale Variabilität im Medium modelliert werden soll, ist dies die einzige gebräuchliche Methode, die für Ozeantiefen und die interessierenden Entfernungen und Frequenzen ohne Supercomputerressourcen anwendbar ist. Aus Gründen der Schnelligkeit ist *Raytracing* daher auch immer noch die Standardmethode, um größere Mengen an Simulationen durchzuführen.

Im Laufe des ersten *THETIS* Projektes wurde ein *Raytracing*-Programm entwickelt, das den Anforderungen unserer Tomographieanwendungen angepaßt war. Dieses ist der Standardalgorithmus, mit dem die meisten Analysen und Studien der hier vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden. Insbesondere wurden damit die Beobachtungsmatrizen \mathbf{G} in Gleichung (1.6) für alle Gerätepaare berechnet. Dafür sucht man zunächst die Strahlenwege und Laufzeiten für die Referenzschichtung. Danach wird eine Schallgeschwindigkeitsanomalie proportional zu jedem vertikalen Moden addiert und die Laufzeit anomalien für alle Strahlen werden berechnet. Nach (1.2) kann man die Laufzeitänderungen auch direkt erhalten, indem man eine künstliche Schallgeschwindigkeit $c_0^2/\Delta c(x, z)$ entlang des Weges

⁹Im mathematischen Sinne sind alle unsere Schallquellen für typische ozeanographische Anwendungen hochfrequent, da die Wassertiefe 100-1000 mal größer ist als die Schallwellenlänge von 4-6m in unserem Frequenzbereich.

integriert.

Eine wesentlich realistischere Näherung als die geometrische Optik ergibt sich, wenn man im Rahmen einer WKBJ-Approximation Phasenintegrale entlang der Strahlenwege bildet. Dies kann für einzelne Frequenzen oder impulsartige Signale durchgeführt werden (d.h. es wird eine Green's Funktion bestimmt), und Faltung mit dem gesendeten Signal ergibt sehr realistische Vorhersagen für die am Empfänger eintreffende Druckwelle. Der numerische Vorteil ist, daß ein Großteil der Lösung analytisch berechnet werden kann (BROWN 1982), wodurch der Algorithmus relativ schnell ist. Allerdings gilt hier bereits die Einschränkung, daß das Schallgeschwindigkeitsfeld horizontal homogen sein muß. Dieses Programm steht von M.Brown zur Verfügung, und wurde nur leicht modifiziert, um es unseren speziellen Verhältnissen anzupassen.

Eine weitere Gruppe unter den Berechnungsmethoden der Schallausbreitung bilden die Moden-Programme. Hier werden die vertikalen Eigenfunktionen der Schallwellengleichung aus der lokalen Schichtung berechnet. Für jede Frequenz gibt es je nach Wassertiefe eine beträchtliche Zahl von Moden, deren horizontale Phasengeschwindigkeit bestimmt wird. Im homogenen Medium ist damit die Ausbreitung aller Moden bekannt. Die Schallquelle wird räumlich durch Überlagerung von Moden und im Frequenzraum durch Summation über Frequenzen dargestellt. Die Summe aller Moden und aller Frequenzen am Empfänger gibt das erwartete Signal. Diese Methode ist bereits deutlich aufwendiger als *Raytracing* oder die WKBJ-Näherung. Noch schwieriger wird es, wenn horizontale Variabilität berücksichtigt werden soll. Dafür gibt es 'adiabatische' Modenalgorithmen, die bei graduellen räumlichen Änderungen auch die Modeneigenschaften langsam ändern. Die Moden untereinander bleiben aber ohne Wechselwirkung. Starke horizontale Variabilität erfordert gekoppelte Modenausbreitung, was zur Zeit noch ein aktives Arbeitsgebiet für Akustik-Modelliergruppen ist. Wir besitzen ein Programm für Modenausbreitung im homogenen Medium, das von G.Masters und B.Cornuelle (SIO) zur Verfügung gestellt wurde. Es ist relativ rechenintensiv, gibt aber für manche Situationen sehr realistische Ergebnisse und ist in *THETIS* und *THETIS-2* bereits wiederholt zum Einsatz gekommen.

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß es natürlich auch Methoden gibt, die die Wellengleichung auf einem räumlichen Gitter diskretisiert lösen. Dabei wird häufig die 'parabolische Approximation' benutzt. In jedem Fall sind diese Algorithmen für normale ozeanographische Anwendungen aber zu aufwendig.

1.5.2 Simulationen

Eine wichtige Komponente von Tomographieanwendungen sollten Simulationsstudien sein, um zu untersuchen, wie gut ein System von Tomographieverankerungen die gewünschten Größen (hier die großskaligen Eigenschaften eines Konvektionsgebietes) messen kann, und

um die Geometrie eines solchen Verankerungsnetzes zu optimieren. Für derartige Studien ist es aus zwei Gründen nötig, gute apriori Information über die Schichtung (Schallgeschwindigkeit) des Gebietes zu haben. Für das sogenannte 'Vorwärtsproblem', d.h. die Berechnung der Schallausbreitung, wird das vertikale Profil benötigt, um realistische Vorhersagen der Ankunftszeitpunkte zu ermöglichen. In das Inversproblem, also die Lösung der Gleichung (1.6), muß dagegen alles verfügbare Vorwissen über die Variabilität und ihre Vertikalstruktur eingehen, um die Zahl der Freiheitsgrade zu reduzieren (wie in Abschnitt 1.4 erklärt).

Für Konvektionsstudien stand vom LODYC/Paris (R.MOLCARD, pers.Mitteilung) ein historischer Satz von hydrographischen (Schöpfer-)Daten zur Verfügung. Nach Beschränkung auf die geplante Experimentregion (2-8°E, 40°N bis zur Küste) und auf die relevanten Monate (November-April) konnten daraus fast 2000 Stationen mit 30000 Datenpunkten für die Analysen extrahiert werden. Als Referenzprofil kann ein Zustand völliger Homogenisierung gewählt werden, der sich ergibt, wenn das Tiefenwasser adiabatisch bis zur Oberfläche gebracht wird. Dies läßt sich auch als ein idealisiertes Konvektionsprofil betrachten. Simulationen für geschichtete Bedingungen lassen sich mit den repräsentativen Profilen in Abbildung 1.8 durchführen, die das charakteristische Maximum des Zwischenwassers und zum Teil auch eine warme Deckschicht zeigen.

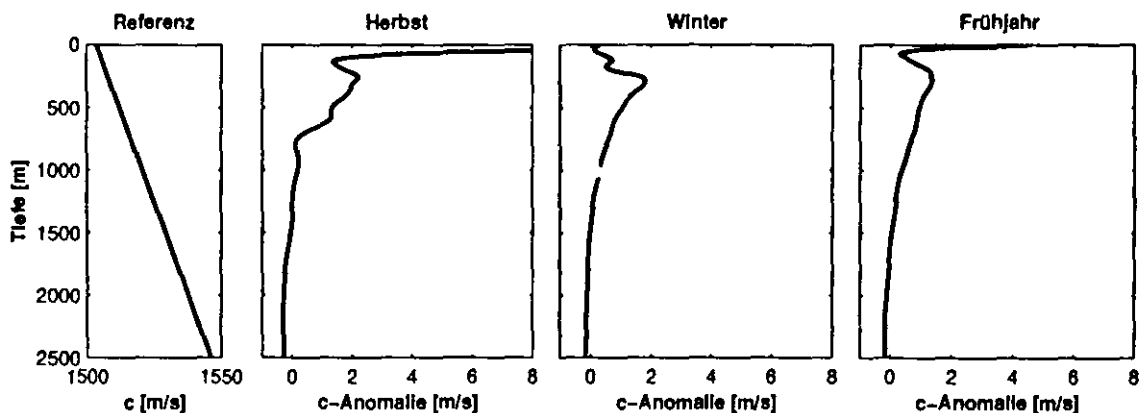


Abbildung 1.8: Historische Schallgeschwindigkeits-Profile, die für die Simulationen benutzt wurden. Ganz links ist das Referenzprofil für eine homogenisierte Wassersäule gezeigt (Zunahme nur durch den Druckeffekt), das subtrahiert ist, wenn - wie rechts davon - Anomalieprofile gezeigt werden. Die drei Anomalieprofile haben ein Maximum in etwa 300m Tiefe, das von dem warmen, salzreichen Zwischenwasser herrührt. Die Herbst- und Frühjahrsprofile zeigen auch eine warme Deckschicht.

Eine wichtige Bedingung für auswertbare Schallsignale ist die zeitliche Auflösbarkeit der Pulse von möglichst vielen einzelnen Strahlenwegen. Es existieren nämlich Schallgeschwindigkeitsprofile, die alle Schallstrahlen in fast die gleiche Ankunftszeit "fokussieren", oder

andere (z.B. mit mehreren Minima), in denen die Strahlenwege und deren Ankunftszeiten chaotisch sind. Das nahezu lineare Schallgeschwindigkeitsprofil während des Winters in Konvektionsgebieten dagegen ist ideal für Tomographie, da es sowohl gut aufgelöste Schallstrahlen garantiert als auch systematische vertikale Abtastung bis dicht an die Oberfläche erlaubt. Ein Beispiel für das modellierte Ankunftssignal wurde bereits in Abbildung 1.5 gezeigt. Der Verlauf einiger Schallstrahlen unter diesen Bedingungen ist in Abbildung 1.9 dargestellt. Die Schichtung, die vor der Konvektionsphase (Anfang Winter) und danach

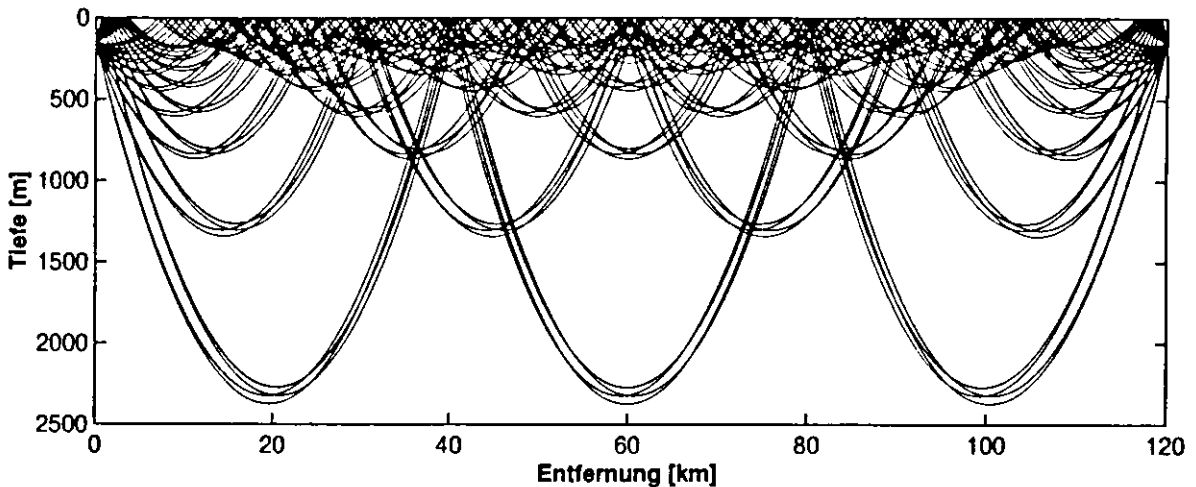


Abbildung 1.9: Typischer Schallstrahlenverlauf in *THETIS*.

existiert, ist sehr schwach im Vergleich zu der linearen Schallgeschwindigkeitszunahme mit der Tiefe auf Grund der Druckabhängigkeit - siehe Abbildung 1.8. Daher bleibt der qualitative Charakter des Ankunftssignals während der Periode November-April weitgehend erhalten.

Die Geometrie der Geräteanordnung für das Experiment bestimmt sich zum Teil aus dem Bestreben, möglichst viele und möglichst flache aufgelöste Schallstrahlen zu erzeugen. Eine Suche im Parameterraum für Sendertiefe, Empfängertiefe und Entfernung, um diese Kriterien zu optimieren, zeigt, daß die optimale Gerätetiefe 150m ist und daß es keine ausgezeichneten Entfernungen gibt, siehe Abbildung 1.10.

Aufbauend auf den Vorwärtsrechnungen lassen sich auch Simulationen für Tomographieinversionen durchführen. Solche sind wichtig für das Verständnis der Messungen und die richtigen Ansätze in der Analyse. Wie oben erklärt werden dazu vertikale Moden benötigt, um die Zahl der Freiheitsgrade zu reduzieren. Hier wurde dafür aus dem historischen Datensatz die vertikale Kovarianzmatrix abgeschätzt, aus der sich dann via Singulärwertzerlegung die *EOF* Moden ergeben. Die ersten 5 Moden erklärten 98% der Varianz in dem Datensatz. Abbildung 1.11 zeigt den Verlauf der *EOF*-Moden, die später bei der Analyse der *THETIS* Daten tatsächlich benutzt wurden. Diese sind aus den aktuellen CTD-Daten des Experimentes bestimmt und benutzen den wirklichen Mittelwert als Referenzprofil, statt

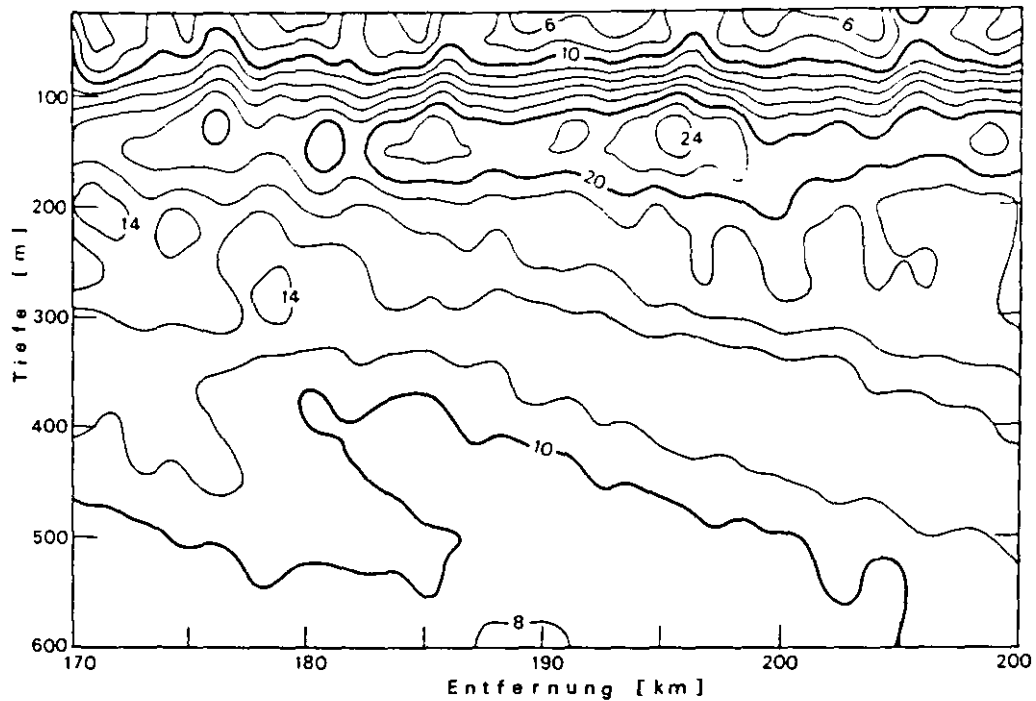


Abbildung 1.10: Konturdarstellung der Zahl der auflösbaren Schallwege (Laufzeitunterschied $> 15ms$) in Abhängigkeit von Gerätetiefe und -entfernung für ein typisches historisches Schallgeschwindigkeitsprofil. Ein Maximum in 150m ist deutlich zu sehen.

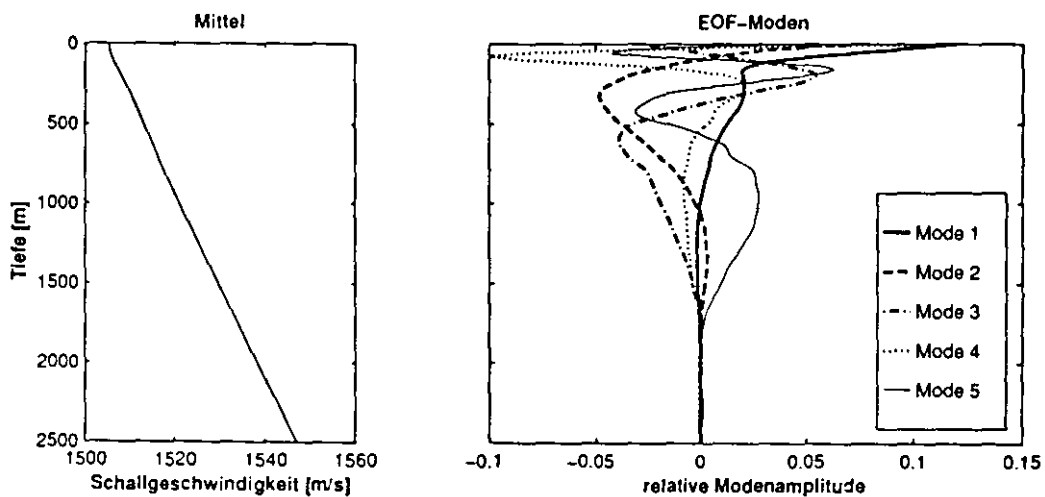


Abbildung 1.11: Aus den *THETIS* CTD-Daten berechnete Schallgeschwindigkeits-EOFs, die für die Analyse der Tomographiedaten benutzt wurden. Links ist das Referenzprofil gezeigt, hier das Mittel aus den CTD-Profilen, rechts die relative Amplitude der ersten 5 Moden.

eines völlig durchmischten Zustandes. Für die Inversionen machte es jedoch nur geringe Unterschiede, welche EOFs benutzt wurden.

Mit typischen Schallgeschwindigkeitsprofilen wurden Tomographiesimulationen durchgeführt, indem jeweils eines der Profile als der horizontale Mittelwert betrachtet wurde um damit die Schallausbreitung zu berechnen. Die Laufzeiten der Strahlen wurden als Tomographiedaten betrachtet, mit einem Zufallsfehler von etwa 3ms versehen, und dann invertiert, um das Originalprofil anzunähern. Abbildung 1.12 zeigt typische Ergebnisse, die belegen, daß Tomographieinversionen in der Lage sein sollten, die großskalige Schichtung in Konvektionsgebieten zu messen. Ausführlichere Inversions-Tests mit simulierten Daten

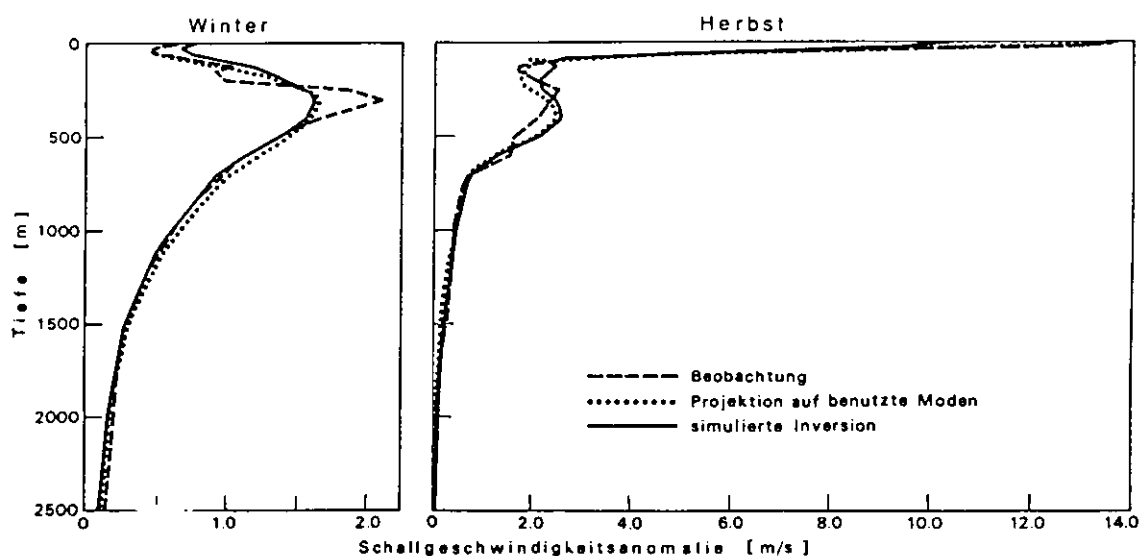


Abbildung 1.12: Mit historischen Schallgeschwindigkeits-Profilen simulierte Tomographie-Inversionen. Gezeigt ist jeweils das tatsächliche Profil (*gestrichelt*), die Projektion davon auf die Moden, d.h. das theoretisch bestmögliche Ergebnis der Inversionen (*Punkte*), und die Inversion mit simulierten Akustikdaten (*durchgezogen*).

ließen sich später an Hand der tatsächlichen CTD-Profile aus den *THETIS* Schiffsmessungen durchführen.

1.5.3 Modellanalysen

Eine viel diskutierte Tomographieanwendung ist die Messung von horizontal integrierter relativer Vorticity in einem geschlossenen Gebiet, indem das Linienintegral der Strömung um das Gebiet akustisch bestimmt wird. Müßte bei den erwarteten Abwärtsbewegungen in einem Konvektionsgebiet großräumig zyklonale Vorticity entstehen, die man dann

durch ein das Gebiet umgebendes Tomographienetz messen kann? Um dieses Problem zu untersuchen, wurden numerische Konvektionsmodelle herangezogen, insbesondere die von Madec (MADEC et al. 1991a) und Marshall (JONES und MARSHALL 1993). Nur das Madec-Modell wurde für direkte Tomographie-Simulationen und realistische Abschätzungen benutzt, da es gezielt die *THETIS*-Region mit entsprechender Schichtung, Skalen und Flüssen modelliert. Das Marshall-Modell wird später in den Abschnitten 2.1.1 und 2.1.2 für Prozeßstudien ausgewertet. Die benutzte Modellvariante von Madec ist ein hydrostatisches Primitives-Gleichungsmodell, dessen Geometrie in Abbildung 1.13 gezeigt ist. Ein

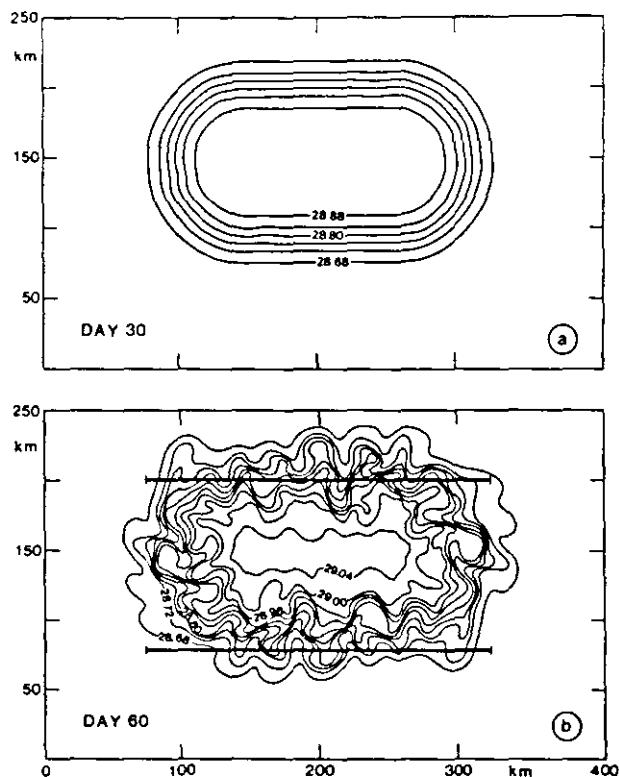


Abbildung 1.13: Geometrie des benutzten Madec-Modells, illustriert an Hand von Oberflächen-Dichteverteilungen. *Oben*: Dichte nach 30 Tagen, die noch ein Spiegelbild der Oberflächenauftriebsflüsse ist. *Unten*: Dichte nach 60 Tagen mit anfangenden Instabilitäten. (aus MADEC et al.1991a). Die geraden Linien markieren die Schnitte, entlang derer Strömungen für Inversionstests extrahiert wurden.

400 × 250 km großes Gebiet, anfänglich ohne Bewegung aber mit typischer Schichtung, wird hier rein thermohalin angetrieben. Die Verteilung des Auftriebsflusses soll ungefähr die Struktur der Mistralwinde und des erzeugten Konvektionsgebietes reflektieren, hier 200 × 100 km groß. Das Wasser in dem Gebiet der Auftriebsflüsse wird dichter und mischt zunehmend tiefer. Gleichzeitig wird eine geostrophische Strömung erzeugt, die baroklin instabil wird und starke Mäander/Wirbelaktivität zeigt. Ergebnisse dieses Modells standen von G.Madec zur Verfügung.

Simulierte Tomographie-Inversionen mit dem aus dem Modell berechneten Strömungssignal zeigten, daß die mittlere Strömung entlang einzelner Schnitte ($2-3\text{ cm/s}$) nur marginal meßbar ist, da Laufzeitsignale von nur wenigen Millisekunden aus solchen Strömungen resultieren. Das wirkliche Interesse gilt jedoch den Zirkulationsintegralen. Deren Größenordnung läßt sich im Modell untersuchen, indem die integrierte vorticity innerhalb der Regionen von Interesse bestimmt wird. Diese Analysen wurden für idealisierte rechteckige Tomographiegeometrien verschiedener Größen durchgeführt. Einige Fälle sind in Abbildung 1.14 gezeigt. Das Hauptergebnis dieser Auswertungen ist, daß es meßbare Signale

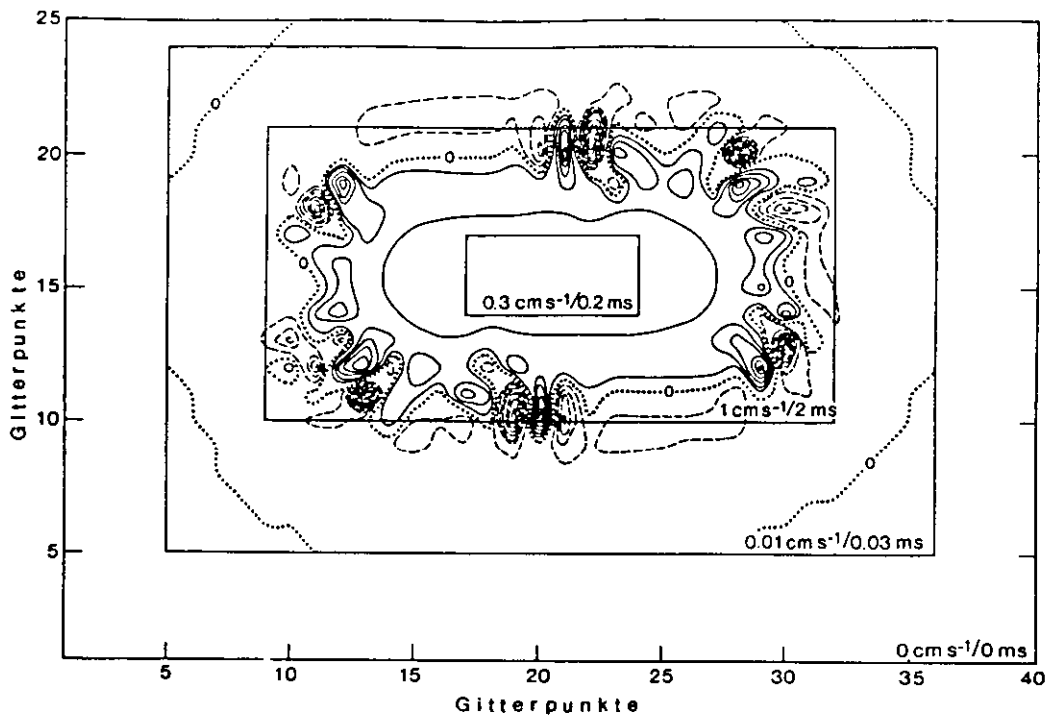


Abbildung 1.14: Vorticity-Analyse für Tag 42 in dem Madec-Modell. Die Vorticity ist über die oberen 150m gemittelt, da dies der Messung der flachsten Schallstrahlen entspricht. In den markierten Rechtecken wurde die relative Vorticity integriert und umgerechnet in die entsprechende mittlere Zirkulation um die Rechtecke herum. Dieser Wert (in cm/s) sowie das resultierende Laufzeitsignal (in ms) sind für jedes Rechteck eingetragen.

nur gibt, wenn sich der Integrationsweg nicht zu weit im Inneren des homogenisierten Gebietes befindet und auch nicht zu weit außerhalb. Ausreichende mittlere Vorticity gäbe es nur, wenn man das Linienintegral relativ genau innerhalb des Strombandes ausführen würde, das um das Konvektionsgebiet zirkuliert.

2. Untersuchungen großskaliger Konvektionsprozesse

Thema dieses Kapitels ist die Untersuchung der großräumigen Entwicklung und Prozesse in einem ozeanischen Konvektionsgebiet. Eine zentrale Rolle spielen dabei die tomographischen Messungen des *THETIS* Projektes. Ein wichtiger Bestandteil der Arbeiten sind aber auch eine Reihe von mehr theoretischen und modellgestützten Begleituntersuchungen zu den großskaligen Prozessen. Diese bilden die ersten Abschnitte dieses Kapitels. Daran schließt sich die Beschreibung des Experimentes und Auswertung der Tomographiedaten an.

Tiefe Konvektion ist eine wichtige Komponente im System der thermohalinen Zirkulation. Wie KILLWORTH (1976) anmerkt, muß das kalte Tiefenwasser der Ozeane in Kontakt mit der Oberfläche gewesen sein, weil dies der einzige Ort ist, an dem der Ozean Wärme verlieren oder gewinnen kann. Dieses Wasser muß daher in hohen Breiten vertikalen Austauschprozessen in große Tiefen ausgesetzt gewesen sein, um abgekühlt zu werden. Da zusätzlich auch ein Massentransport an kaltem, tiefem Wasser Teil des thermohalinen Systems ist, muß es ebenso ein volumenmäßiges Absinken in den Bildungsregionen geben. Man glaubt, daß diese Prozesse in den wenigen, regional sehr begrenzten Konvektionsgebieten stattfinden. Bekannte Orte mit Tiefenkonvektion sind das westliche Mittelmeer (MEDOC GROUP 1970; KILLWORTH 1983), die Labradorsee (LAZIER 1973; CLARKE und GASCARD 1983) und die Grönlandsee (AAGAARD et al. 1985; RUDELS et al. 1989). Davon ist das erste, die sogenannte "MEDOC"-Region im *Golfe du Lion*, die am besten untersucht, e.g. (SWALLOW und CASTON 1973; GASCARD 1978; SCHOTT und LEAMAN 1991). Alle Gebiete haben eine Reihe von Bedingungen gemeinsam, die notwendig scheinen, um tiefe Konvektion zu erlauben (KILLWORTH 1983): es muß eine zyklonale Zirkulation vorliegen, die zu einer Aufwölbung ("doming") der Isopyknen führt, und dadurch eine verringerte Schichtung im Zentrum des Gebietes erzeugt. Außerdem liegt stets in mittleren Tiefen eine wärmere, salzreichere Wassermasse, die durch späteres Aufmischen (unter weiterem Kühlen) noch dichteres Wasser erzeugen kann. Zeitlich gesehen erfolgt zunächst das sogenannte **Preconditioning** während der saisonalen Abkühlung und Dichteerhöhung in der Deckschicht, wobei die Schichtung inklusive des Zwischenwassers praktisch verschwindet.

Danach ist die Wassersäule "konditioniert", um bei weiteren starken Auftriebsverlusten den Durchbruch der Schichtung bis in große Tiefen zu erlauben - die **Violent Mixing** Phase. Hierbei treten starke Vertikalbewegungen von bis zu 10cm/s auf (VOORHIS und WEBB 1970; SCHOTT und LEAMAN 1991), die kohärente Zellen von mehreren hundert Metern vertikaler Ausdehnung bilden und deren Horizontalskalen bei etwa 1km liegen. Diese aktiven Konvektionsvorgänge erzeugen ein sehr homogenes Gebiet von dichtem Wasser, häufig auch **Chimney** genannt. Wir werden sehen, daß dies ein etwas unglücklicher Ausdruck ist, da das Wort (im Sinne von "Schlot") ein ganzes Gebiet mit Abwärtsbewegung suggeriert. Da außerdem verschiedene Autoren mit "Chimney" unterschiedliche Dinge bezeichnen, soll das Wort hier vermieden werden. Stattdessen wird nur von "Konvektionsgebiet" oder "homogenisierter Region" die Rede sein. Abbildung 2.1 dokumentiert die drastischen durch Konvektion erzeugten Änderungen in der Dichteschichtung sowie die Homogenisierung der Wassersäule an Hand unserer eigenen hydrographischen Beobachtungen.

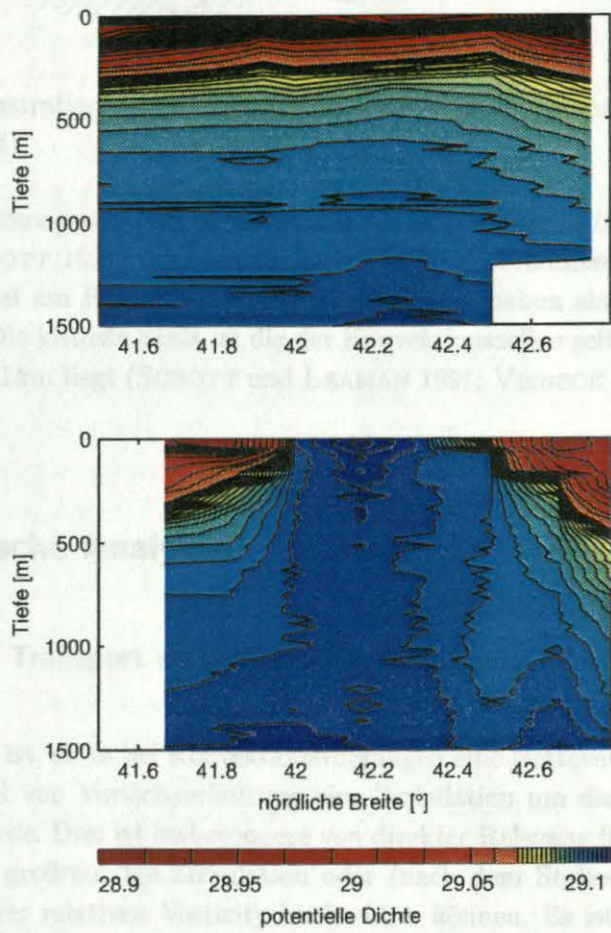


Abbildung 2.1: Meridionale Dichteschnitte durch das Konvektionsgebiet aus dem *THETIS* Experiment. *Oben*: Zwei Monate vor der Tiefenkonvektion. *Unten*: Wenige Tage danach.

Das weitere Schicksal dieses homogenen Gebietes ist zur Zeit unklar. Sicher scheint, daß die zyklonale Zirkulation entlang des Randes, auch **Rim Current** genannt, instabil werden kann und dadurch Wirbel erzeugt, die mit Driftkörpern beobachtet wurden (GASCARD 1978). Diese Phase wird häufig als **Spreading and Sinking** bezeichnet. Spätere Abschnitte kommen darauf noch zurück.

Insgesamt werden damit drei räumliche Skalen unterschieden (siehe Abbildung 2.2). Die

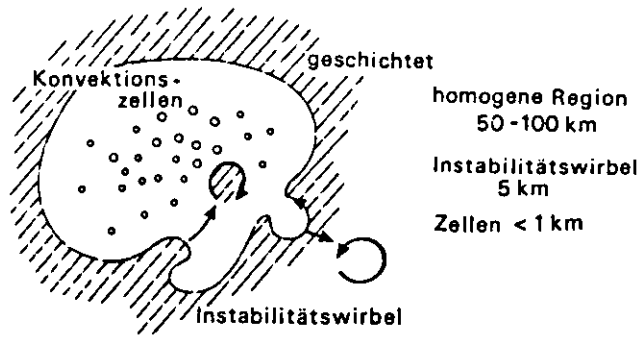


Abbildung 2.2: Illustration der drei Skalen des Konvektionsregimes (aus SCHOTT et al. 1994).

größte ist die der homogenen Region selbst, die typischerweise 50-100km im Mittelmeer (LEAMAN und SCHOTT 1991) oder bis zu 500km in der Labradorsee beträgt. Die Instabilitäten und Wirbel am Rande des Konvektionsgebietes haben eine Skala von 5-20km (GASCARD 1978). Die kleinste Skala ist die der Konvektionszellen selbst (Plumes), deren Durchmesser unter 1km liegt (SCHOTT und LEAMAN 1991; VISBECK 1993; SCHOTT et al. 1994).

2.1 Theoretische Analysen

2.1.1 Vertikaler Transport und Wassermassenbildungsrate

Eine wichtige Frage ist, ob es bei Konvektionsvorgängen eine Nettovertikalbewegung gibt, die dann auf Grund von Vorticityerhaltung eine Zirkulation um das Konvektionsgebiet herum erzeugen würde. Dies ist insbesondere von direkter Relevanz für die Tomographiemessungen, die die großräumige Zirkulation oder (nach dem Stokes'schen Integralsatz) das Flächenmittel der relativen Vorticity beobachten können. Es ist zwar bekannt, daß während aktiver Konvektion lokal starke Abwärtsbewegung in den Konvektionszellen existieren, aber es ist unklar, ob dieser Vertikaltransport durch Aufwärtsströmungen zwischen den Zellen kompensiert ist.

Im Prinzip ist ein mittlerer Vertikaltransport zu erwarten, denn die thermohaline Zirkulation (im Mittelmeer der Gibraltar-Ausstrom) führt Tiefenwasser in andere Teile des Ozeans ab. Somit muß das entsprechende Volumen in den Tiefenbereich dieses Wasser gebracht werden. Es ist jedoch denkbar, daß dieser Abwärtstransport unabhängig von der eigentlichen Konvektionsphase stattfindet (d.h. später), oder daß nach vertikaler Vermischung in den Konvektionsregionen der Vertikaltransport in anderen Gebieten stattfindet.

Die beiden Möglichkeiten - Kompensation oder Überwiegen der Abwärtsbewegung der Konvektionszellen - haben verschiedene dynamische Konsequenzen, die in Abbildung 2.3 skizziert sind. Eine Abschätzung von Größenordnungen läßt bereits einige Schlußfolgerungen über diese Szenarien zu. So läßt sich die relative Vorticity berechnen, die ein typi-

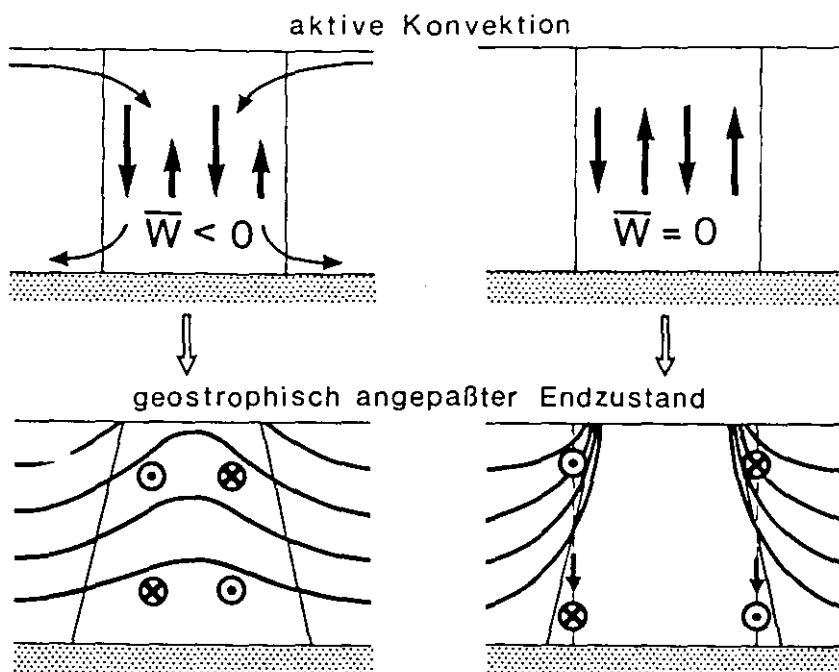


Abbildung 2.3: Die Konzepte von Konvektion mit (links) und ohne (rechts) mittlerer Abwärtsbewegung \bar{w} . Oben sind für die beiden Fälle die Vertikalströmungen in und zwischen den Konvektionszellen schematisch skizziert. Unten ist das erwartete Dichtefeld gezeigt, daß jeweils aus geostrophischer Anpassung an die erzeugte gescherte Zirkulation entstehen würde.

scher Vertikaltransport durch *Vortex-Stretching* erzeugen würde. Eine "typische" Vertikalgeschwindigkeit wäre von der Größenordnung 1cm/s im Mittel (womit eine räumliche Mittelung über das Konvektionsgebiet und eine zeitliche über die tiefe Konvektionsphase gemeint ist - in Gleichung (2.1) mit $\overline{(\dots)}$ bezeichnet). Dieser Wert entspricht den Bewegungen, die nötig sind, um die erwartete Tiefenwasserbildungsrate zu erzeugen, und die auch in früheren Experimenten gemessen wurden. Die lineare Gleichung für die relative

Vorticity ζ ,

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = f \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \quad (2.1)$$

würde damit für typische Mittelmeerbedingungen eine mittlere relative Vorticity von $\bar{\zeta} = 6f$ erzeugen. Dies ist außerhalb des Gültigkeitsbereiches $\zeta \ll f$ der benutzten Gleichung, aber Werte für $\bar{\zeta}$ in der Größenordnung von f würden auf jeden Fall resultieren. Dies sind Scherungen von $0.5m/s$ über $10km$, oder ein Stromband von $1-2m/s$ Amplitude um ein typisches Konvektionsgebiet herum. Da diese Größenordnungen unrealistisch sind, ist anzunehmen, daß die gemittelten Vertikalbewegungen wesentlich geringer als die angenommenen $1cm/s$ sind (vorausgesetzt, Beziehung (2.1) ist eine gute Näherung, was durch die späteren Modellanalysen bestätigt wurde).

Ähnlichen Aufschluß gibt das Dichtefeld, welches sich nach geostrophischer Anpassung des homogenen Gebietes einstellen würde. Wenn im Inneren dieses Gebietes ein Netto-Vertikaltransport und damit relative Vorticity existiert (positiv in der oberen Wassersäule, negativ darunter), müssen nach der thermischen Windbeziehung die vertikalen Scherungen der Horizontalzirkulation mit horizontalen Dichtegradienten im Gleichgewicht stehen. Der daraus resultierende qualitative Isopyknenverlauf ist unten in Abbildung 2.3a dargestellt. Sämtliche Beobachtungen in Konvektionsgebieten entsprechen jedoch eher dem Bild, welches sich unten in Teil b der Abbildung befindet. Dort ist das erwartete Dichtefeld für den Fall gezeigt, daß Konvektion einen reinen Vermischungseffekt ohne Vertikaltransport hat. Es scheint, daß dieser Ansatz eher der Wirklichkeit entspricht.

In diesem Fall sind auch die resultierenden Horizontalströmungen realistischer. Wenn man das System als einen Zylinder-Kollaps idealisiert (Lösungen dazu gibt es in DEWAR und KILLWORTH (1990) sowie HERMANN und OWENS (1991)), resultiert nur ein kleiner Vertikaltransport konzentriert am Rande des homogenisierten Gebietes, der sich aus der Neigung der Isopyknen während der geostrophischen Anpassung ergibt. Das nun am Rande konzentrierte Stromband um die Region herum (der "*Rim Current*"), läßt sich aus der thermischen Windgleichung oder alternativ wieder aus (2.1) abschätzen. Für typische Mittelmeerbedingungen ergibt sich eine Strömung von $12.5cm/s$, was sehr realistisch erscheint (siehe Abschnitt 2.1.2 und Abbildung 2.9).

Zur Verifizierung wurden Ergebnisse des numerischen Modells von J.Marshall (JONES und MARSHALL 1993) analysiert, um das Vermischungsbild der Konvektion zu testen. In diesem Modell wird ein homogener (oder schwach geschichteter, $N < f$) Ozean in einem kreisförmigen Gebiet von $8km$ Radius zwei Tage lang mit konstantem Auftriebsfluß gekühlt. Das Modell ist nicht-hydrostatisch und löst einzelne Konvektionszellen auf - zur Illustration ist ein vertikaler Temperaturschnitt mit Strömungen in Abbildung 2.4 gezeigt. In diesem Modell wurden Vertikalgeschwindigkeit und relative Vorticity innerhalb von Kreisen verschiedener Radien integriert. Das Ergebnis für den Vertikaltransport ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Man beachte, daß bei jedem Radius das kumulative Integral innerhalb des entsprechenden Kreises konturiert wurde (um das Rauschen durch die einzelnen Kon-

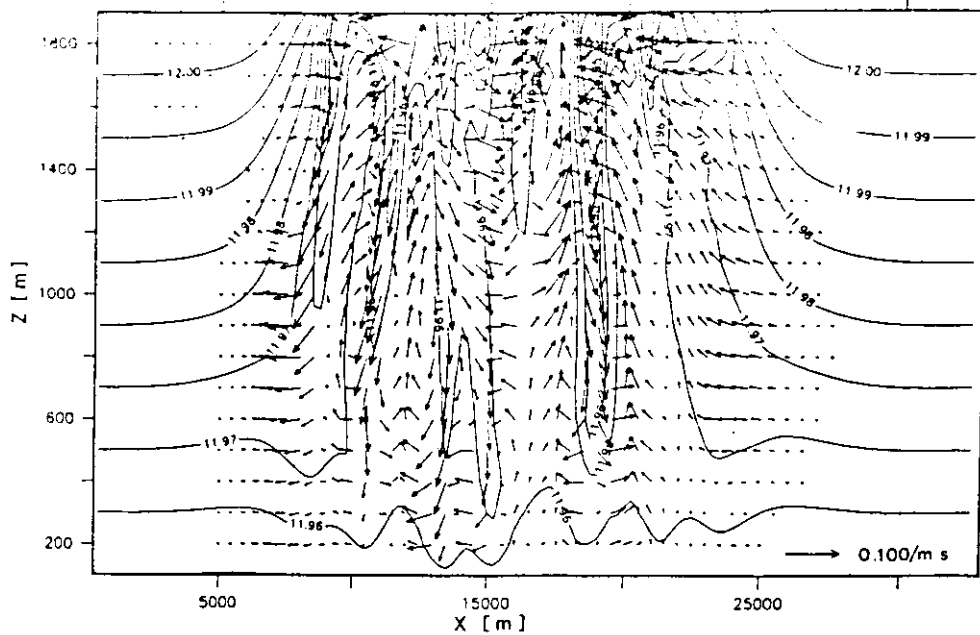


Abbildung 2.4: Temperaturfeld und Strömungen in der vertikalen x - z -Ebene aus einem typischen Lauf des Marshall-Modells. Deutlich sind die vertikalen Konvektionszellen zu sehen.

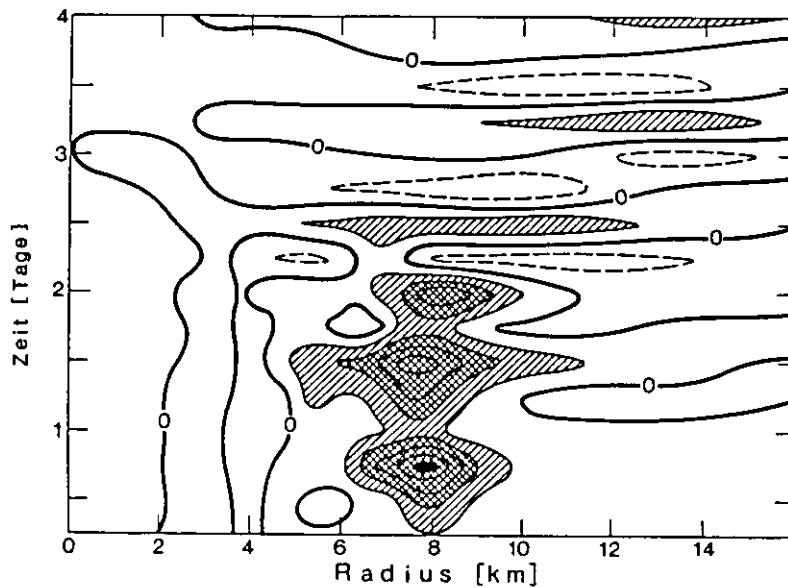


Abbildung 2.5: In Kreisen verschiedener Radien integriertes w , konturiert gegen Zeit. Durch die Integration entspricht dies dem Abwärtstransport innerhalb des Radius, der auf der x -Achse markiert ist. Das Konturintervall ist $12.5 \times 10^4 \text{m}^3 \text{s}^{-1}$, bei 8km entspricht dieses Intervall einer mittleren Vertikalgeschwindigkeit von 0.5mm/s .

vektionszellen zu reduzieren). Man sieht, daß der wesentliche Beitrag zum Abwärtstransport aus dem Gebiet zwischen 6km und 8km Radius kommt. Am Rande der gekühlten Region, etwa bei 8km Radius, ist dieser Transport maximal. In den 2km außerhalb davon geht der Transport wieder auf Null zurück, d.h. hier findet eine kompensierende Aufwärtsbewegung statt. Diese Vertikalbewegungen am Rande des Konvektionsgebietes sind genau die, die sich oben aus der geostrophischen Anpassung ergaben. Die hier nicht gezeigte äquivalente Auswertung der relativen Vorticity entspricht der Verteilung, die man nach (2.1) aus dem w -Feld von Abbildung 2.5 erwarten würde. Damit ergibt sich das Stromband mit positiver Vorticity auf der Innenseite des 8km -Kreises und negativen Werten auf der Außenseite. Diese Auswertungen belegen, daß auch im numerischen Modell der Vertikaltransport in den Konvektionszellen durch Aufwärtsbewegungen in den Zwischenregionen kompensiert ist.

Die Schlußfolgerung ist, daß Konvektion im wesentlichen als ein vertikaler Vermischungseffekt betrachtet werden kann. Lediglich am Rande des Gebietes entsteht eine kleine Vertikalzelle, die aus dem geostrophischen Anpassungsprozeß resultiert.

Dieses Ergebnis hat eine Reihe von Implikationen. Zunächst bedeutet es, daß großräumig keine mittlere relative Vorticity erzeugt werden sollte¹⁰. Dies ist im Gegensatz zu einer Situation, in der überall im Konvektionsgebiet signifikante mittlere Abwärtsbewegung stattfindet oder in der die Region als Ensemble vieler kleiner Wirbel mit positiver Vorticity wie in dem Heton-Modell von LEGG und MARSHALL (1993) zu beschreiben wäre. Die Beobachtung der relativen Vorticity mittels der Tomographiedaten sollte also einen Test obiger Ergebnisse ermöglichen.

Desweiteren ergeben sich Konsequenzen für ozeanische Modellierung. So bedeuten die Analysen, daß man lokale Konvektionsvorgänge gut mit einem Deckschichtmodell reproduzieren können sollte. Dieses wird auch in (MERTENS 1994) und in dem späteren Abschnitt 2.2.4 belegt, wo quantitative Übereinstimmung eines Deckschichtmodells mit Daten demonstriert wird. Aus obigen Ergebnissen folgt ebenso, daß es möglich sein sollte, die Konvektionszellen durch einen Vermischungsansatz zu parametrisieren. Numerische Experimente dazu wurden in Zusammenarbeit mit B.Klinger und J.Marshall (MIT) durchgeführt (KLINGER et al. 1994). Die Studie vergleicht nicht-hydrostatische Modelläufe, die Konvektionszellen explizit auflösen, mit hydrostatischen Experimenten, in denen Konvektion als Vermischungsprozeß mit einer Zeitskala t_{mix} (siehe unten) parametrisiert wurde. Damit konnte bestätigt werden, daß sich die großskaligen Eigenschaften des Konvektionsgebietes, wie das Volumen der erzeugten Wassermassentypen oder die Strombandamplitude und -instabilität, zwischen den Experimenten nur minimal unterscheiden. Die Zulässigkeit der Parametrisierung wurde damit explizit demonstriert.

Aus dem Vermischungsbild ergibt sich schließlich die wichtige Frage, wie der notwendige

¹⁰Die relative Vorticity im Stromband ist sehr lokalisiert und trägt im großräumigen Mittel wenig bei.

Vertikaltransport von Tiefenwasser zustande kommt, da der ja offensichtlich nicht während der Konvektionsphase stattfindet. Die einzige Möglichkeit ist, daß das dichte Wasser, welches sich nach der Konvektion im homogenen Gebiet bis zur Meeresoberfläche befindet, später allmählich absinkt, und so zu dem Tiefenwasservolumen beiträgt. Welche Prozesse dieses Absinken ermöglichen, obwohl die horizontalen Dichtegradienten im geostrophischen Gleichgewicht gehalten werden, wird in Abschnitt 2.2.6 diskutiert. Im Moment sei nur die Tatsache betrachtet, daß das dichte Wasser des homogenisierten Gebietes auf das Tiefenwasserniveau absinken muß, um dort das nötige Volumen nachzuliefern. Wenn man annimmt, daß sich das Tiefenwasser (im Mittelmeer) typischerweise unterhalb von 1000m befindet (RHEIN 1994), so ist das zusätzliche Volumen, welches das homogenisierte Gebiet nun liefert, das Volumen dieses Gebietes oberhalb von 1000m. Man kann also die Tiefenwasserbildungsrate abschätzen als $1000m \times A_{homog}$ pro Jahr, wo A_{homog} die horizontale Fläche der Konvektionsregion ist.

In diese Abschätzung gehen eine Reihe von Vereinfachungen ein. Zum Beispiel gilt sie streng genommen nur für Konvektionsereignisse, die kurz sind im Vergleich zur Zeitskala für barokline Instabilität und dem Aufbrechen des homogenen Gebietes. Andernfalls kann lateral neues, geschichtetes Wasser nachgeliefert werden, wodurch mehr Volumen in der Konvektionsregion "verarbeitet" wird. Außerdem ist es unklar, wie die Tiefenwasserbildungsrate bei wiederholten Konvektionsereignissen abzuschätzen ist. In solchen Fällen wäre es wahrscheinlich nicht richtig, für jedes Ereignis das Volumen $1000m \times A_{homog}$ zu addieren, da ein großer Teil des vorher homogenisierten Wassers noch einmal aufgemischt und lediglich weiter abgekühlt wird (LEAMAN und SCHOTT 1991). Im Rahmen dieser Vereinfachungen ist es jedoch möglich, aus der Größe des Konvektionsgebietes das Volumen des jährlich gebildeten Tiefenwassers bestimmen.¹¹ Dies wird in Abschnitt 2.2.5 benutzt, um aus den Tomographiedaten die Tiefenwasser-Bildungsrate abzuleiten.

2.1.2 Skalierungen für das Konvektionsgebiet

Die Ergebnisse des letzten Abschnittes erlauben die Abschätzung diverser Zeit-, Längen- und Strömungsskalen des gesamten Konvektionsgebietes, basierend auf dynamischen Beziehungen. Solche Skalierungen beschreiben damit die Prozesse und Skalen, die mit der Tomographie erfaßt werden sollen und sind daher von Interesse für die tomographischen Analysen.

Das Hauptergebnis von Abschnitt 2.1.1 war, daß Konvektion im wesentlichen als ein vertikaler Vermischungsprozeß betrachtet werden kann. Damit ist die großskalige Dynamik des Konvektionsgebietes bestimmt durch die Entwicklung der Dichte mit der Zeit (und Tiefe).

¹¹Diese Methode ist an sich nicht neu - schon im ursprünglichen MEDOC-Experiment wurde so die Bildungsrate abgeschätzt (SANKEY 1973). In der hier vorliegenden Arbeit wird allerdings die Rechtfertigung für diesen Ansatz geliefert.

Im einfachsten Ansatz wird bei Auftriebsverlust an der Oberfläche zu jedem Zeitpunkt die Dichte vertikal so tief vermischt, daß die Schichtung homogen ist (dies entspricht dem *Convective Adjustment* in numerischen Modellen). Solche instantane vertikale Vermischung ist aber nicht realistisch, da man weiß, daß das dichte Wasser durch die Konvektionszellen mit der endlichen Geschwindigkeit w_{plume} nach unten getragen wird. Die rotationsbeeinflusste Skalierung dafür ist $w_{plume} \sim (B/f)^{1/2}$ (JONES und MARSHALL 1993; MAXWORTHY und NARIMOUSA 1994)¹², wobei B der Auftriebsfluß (Verlust) an der Meeresoberfläche ist. Durch diese Vertikalgeschwindigkeit der Konvektionszellen ist dann eine vertikale Vermischungszeitskala

$$t_{mix} \sim 2H/w_{plume} = 2H(f/B)^{1/2} \quad (2.2)$$

definiert, wobei H die Wassertiefe oder die durch die Konvektion erreichte Tiefe ist. Der Proportionalitätsfaktor von 2 in (2.2) wurde aus numerischen Analysen bestimmt (SEND und MARSHALL 1994). Damit ergibt sich z.B. für einen mäßigen Auftriebsfluß von $2 \times 10^{-7} m^2 s^{-3}$ (etwa $400 W m^{-2}$) eine Vermischungszeitskala von 25^h für 2000m Tiefe, oder 12.5^h für 1000m. Der über 12.5^h (eine Nacht) entzogene Auftrieb wäre in diesem Falle $0.009 m^2 s^{-2}$, was einer vertikal integrierten Dichteanomalie von $0.94 kg m^{-2}$ entspricht. Aufgrund der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit haben die Anfänge der instabilen Dichteanomalie nach 12.5^h gerade 1000m erreicht, während an der Oberfläche weiter Auftrieb entzogen wird. Approximiert man das entstandene instabile Profil als linear zunehmend von 0 in 1000m auf ein Maximum an der Oberfläche, ergibt sich so ein instabiler Dichteunterschied von $\Delta\sigma_\theta = 0.002$. In *THETIS* wurden eine Vielzahl solch instabiler Dichteprofile gesammelt, und die integrierten Auftriebsanomalien sind in dem Bereich $0.01 - 0.02 m^2 s^{-2}$, also nahe an obiger Abschätzung aus den Skalierungen. Abbildung 2.6 zeigt einige Beispiele.¹³ Der instabile Dichteunterschied $\Delta\sigma_\theta$ ist etwas größer als die Abschätzung ergibt, wahrscheinlich wegen der stärkeren Gradienten dicht an der Oberfläche. Es wird aber deutlich, daß die endliche Vermischungszeitskala t_{mix} wesentlich ist für das Verständnis und die Abschätzung der Dichteentwicklung.

Diese Zeitskala für vertikale Ausbreitung des Dichtesignals ist aber nur relevant, wenn die Vertiefung nicht vorher schon durch eine Hintergrundsschichtung begrenzt wird. Man muß also einen schwach und einen stark geschichteten Fall unterscheiden. Die Grenze ergibt sich durch folgende Überlegung: Bei konstanter Schichtung der Brunt-Väisälä-Frequenz N , ist die Vertiefung der vermischten Schicht durch den Auftriebsfluß B gegeben durch $h = \sqrt{2Bt}/N$. Damit ist die Zeitskala für Vermischung zu einer Tiefe h

$$t_0 = (Nh)^2/(2B) \quad (2.3)$$

Wenn diese nun größer ist als t_{mix} aus Gleichung (2.2), hat nicht das w_{plume} sondern die Schichtung die beschränkende Wirkung. Diese Grenze entspricht einer Schichtung von

¹²In Anhang B ist eine ausführlichere Diskussion darüber gegeben, ob die Erdrotation tatsächlich die Dynamik von w_{plume} , welches in alle folgenden Skalierungen eingeht, bestimmt.

¹³Die in der Abbildung benutzte Referenztiefe von 1200m für potentielle Dichte entfernte Sprünge, die bei Bezug auf die Oberfläche an dem 'Knick' in 800-1200m auftraten. Der flachere Teil der Profile änderte sich nicht merklich durch diese Referenztiefe.

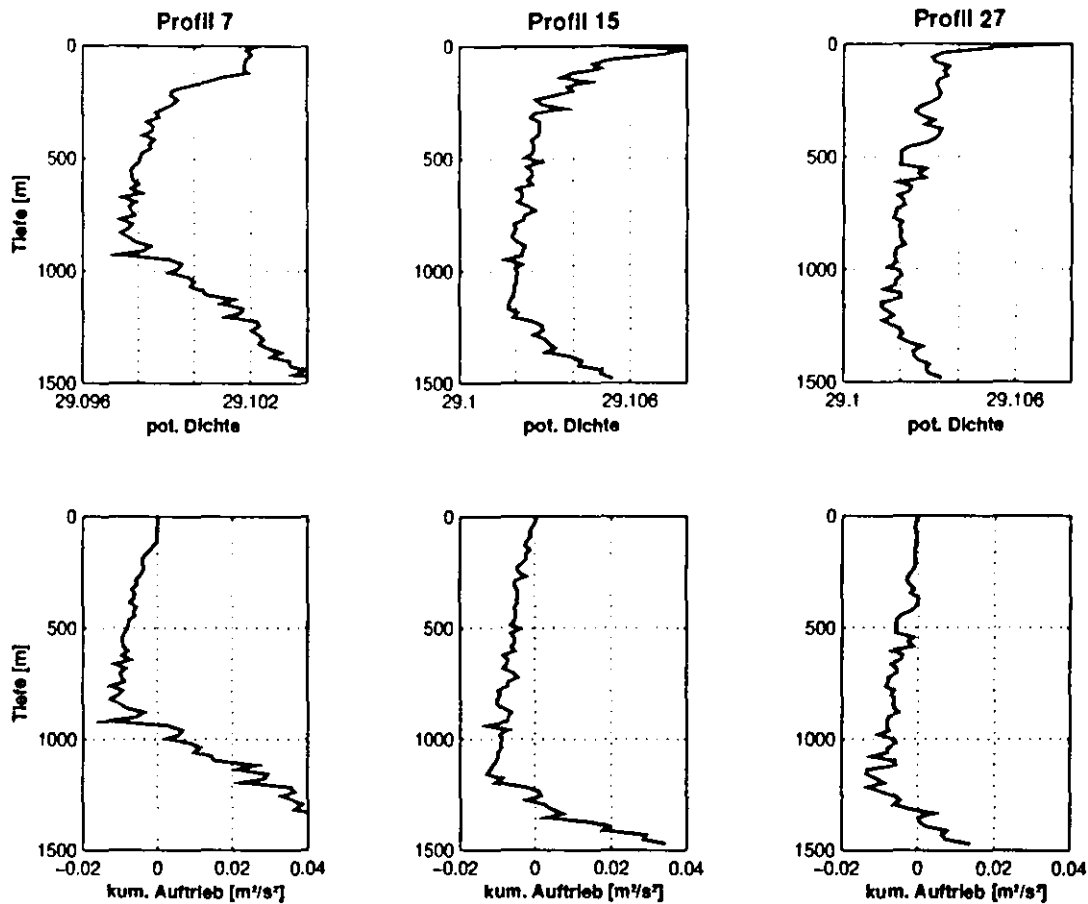


Abbildung 2.6: Drei Beispiele statisch instabiler CTD Profile. *Oben*: Potentielle Dichte bezogen auf 1200m Tiefe. *Unten*: Von der Oberfläche kumulativ integrierte Auftriebsanomalie, $\int \Delta\rho/\rho dz$, wobei für $\Delta\rho$ wieder die potentielle Dichte bezogen auf 1200m benutzt wurde. Der minimale Wert in den Profilen entspricht dem Zeitintegral $\int B dt$ des Auftriebsflusses, das nötig ist, um diese Instabilitäten zu erzeugen. Die gezeigten Instabilitäten sind in der aus t_{mix} abgeschätzten Größenordnung.

$N > 2(Bf)^{1/4}h^{-1/2}$.⁽¹⁴⁾ Für typische Mittelmeerwerte ist dies in der Größenordnung von $N/f = 1-2$. Unsere *THETIS* Profile zeigen, daß nach Erosion der LIW-Schichtung, die darunterliegende Wassersäule etwa $N/f \sim 2$ hat, also gerade an der Grenze zwischen den beiden Fällen liegt. Hier wird im Folgenden nur der schwach geschichtete Fall vorgestellt, da dies meine eigenen Arbeiten sind. Anhang C gibt der Vollständigkeit halber eine kurze Diskussion der schichtungsdominierten Situation.

Konvektion bei schwacher Schichtung kann also als Vermischungsprozeß mit einer endli-

¹⁴Die gleiche Grenze ergibt sich zahlenmäßig für Mittelmeerwerte, wenn für t_{mix} eine rotationsunbeeinflusste Skalierung, $t_{mix}^n \sim 2(h^2/B)^{1/3}$ benutzt wird - siehe Diskussion in Anhang B.

chen Vermischungszeitskala t_{mix} betrachtet werden, um die großskaligen Eigenschaften des Konvektionsgebietes abzuschätzen. Der Extremfall des Zylinderkollaps (Abkühlung und Vermischung auf einer kürzeren Zeitskala als f^{-1} , mit anschließender geostrophischer Anpassung, siehe Abschnitt 2.1.1) ist nun nicht mehr anwendbar, da sowohl die vertikale Vermischung als auch realistische Abkühlperioden länger als die Trägheitszeitskala sind. Dies bedeutet, daß während des fortschreitenden Auftriebsverlustes und dessen vertikaler Vermischung laufend ein geostrophischer Anpassungsprozeß stattfindet, mit ageostrophischen Strömungen in das Konvektionsgebiet hinein (an der Oberfläche) und Ausstrom in der Tiefe, siehe auch (KILLWORTH 1976). Dadurch wird ständig wieder geschichtetes Wasser in das gekühlte Gebiet transportiert und im Inneren dann vertikal vermischt. Nach einer Vermischungszeit t_{mix} müßte sich für den horizontalen Dichtegradienten ein Gleichgewicht zwischen Advektion, Vermischung und Kühlen einstellen. Wenn man annimmt, daß pro Rotationsperiode $t_{Rot} \sim 2\pi/f$ ein inwärtiger Transport um einen Rossby-Radius $\sqrt{g'H}/f$ stattfindet, so ergibt sich bis Einstellen des Gleichgewichtes eine Bewegung um das $\frac{t_{mix}}{t_{Rot}}$ -fache des Rossby-Radius, also um eine Strecke

$$L_{Rim} \sim \frac{t_{mix}}{t_{Rot}} \times \frac{\sqrt{g'H}}{f} = (\pi)^{-1} H (ft)^{1/2} \quad . \quad (2.4)$$

Diese Größe wird hier L_{Rim} genannt, weil dies die geschätzte Breite der Dichtegradienten-Region am Rande des Konvektionsgebietes ist, die damit der Breite des Strombandes (*Rim Current*) entspricht. Dessen Stärke kann nun aus der thermischen Windgleichung abgeschätzt werden

$$u_{Rim} \sim \frac{1}{2} \frac{g'H}{f L_{Rim}} = \frac{\pi}{2} B H^{-1} f^{-3/2} t^{1/2} \quad . \quad (2.5)$$

Diese Beziehungen finden gute Bestätigung in dem Modell von JONES und MARSHALL (1993) , siehe (SEND und MARSHALL 1994).

Auf diese Ergebnisse lassen sich Standardausdrücke für barokline Instabilität anwenden (EADY 1949; PEDLOSKY 1982), um die Zeit- und Längenskala der Instabilität (d.h. der am schnellsten anwachsenden Störung) abzuschätzen:

$$t_{Eady} = \frac{2\pi}{\omega_{Eady}} = 2\pi \frac{\sqrt{Ri}}{0.3f} = \frac{\pi}{0.3} \frac{\sqrt{g'H}}{f u_{Rim}} = 6.6 H (f/B)^{1/2} \quad . \quad (2.6)$$

Modellläufe zeigten, daß die homogene Region nach einer Zeitskala von ungefähr $t_{Breakup} \sim 2t_{Eady}$ durch die Instabilität auseinanderbricht. Durch die resultierenden lateralen Austauschprozesse wird sich irgendwann nach dieser Zeit ein Gleichgewicht zwischen dem Auftriebsentzug im gekühlten Gebiet und horizontaler Auftriebszufuhr von außerhalb einstellen. Die Skalierungen für das Konvektionsgebiet zu diesem Zeitpunkt des Aufbrechens erhält man, indem in die zeitabhängigen Beziehungen wie Gleichung (2.4, 2.5) die Zeit $t = t_{Breakup}$ eingesetzt wird, z.B.

$$L_{Rim, breakup} \approx H^{3/2} \left(\frac{f^3}{B} \right)^{1/4} \quad . \quad (2.7)$$

Für die Längenskala der Instabilitätswirbel wird die halbe Wellenlänge der am schnellsten wachsenden Störung genommen,

$$L_{\text{Endy}} = 2L_R \approx 5H^{1/2} \left(\frac{B}{f^3}\right)^{1/4} \quad (2.8)$$

Dies ist die Größe, die sich am einfachsten in Modellläufen verifizieren läßt (durch Auszählen der Instabilitätswellenzahl). Abbildung 2.7 zeigt die im Modell beobachteten Instabilitäten im Vergleich zu den aus der Skalierung (2.8) erwarteten.

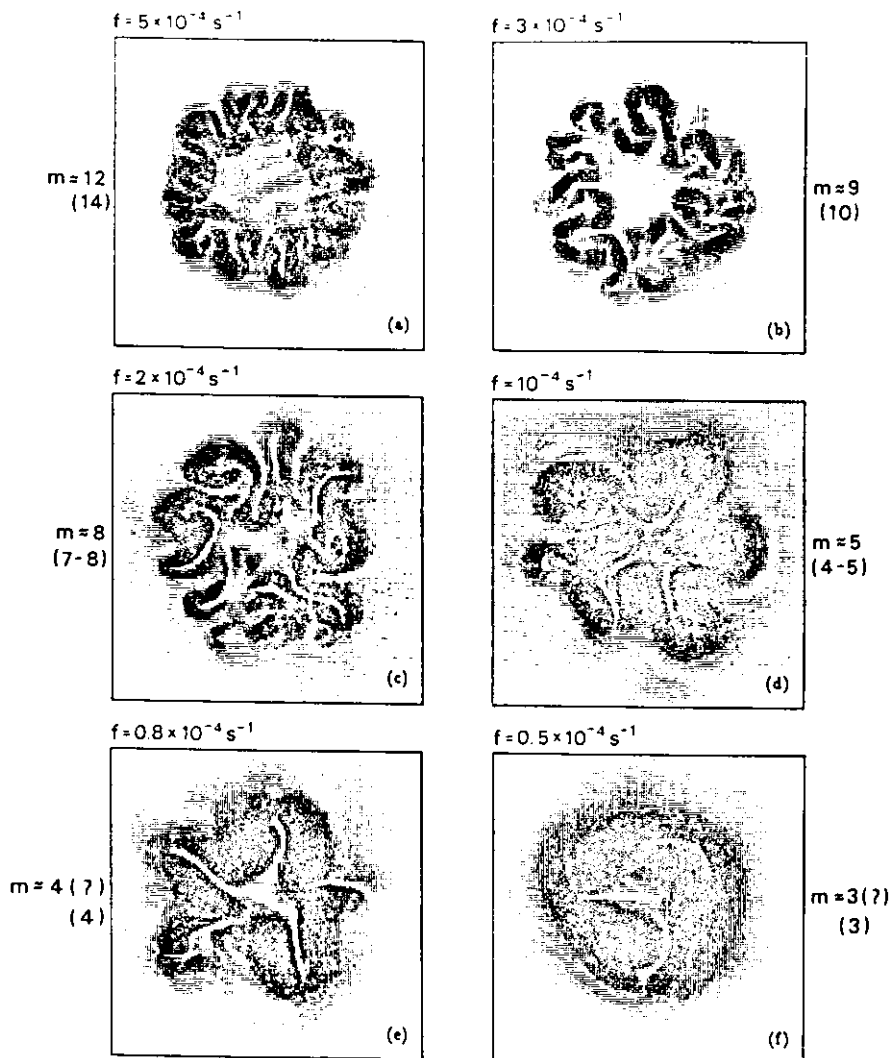


Abbildung 2.7: Instabilitäten im Marshall-Modell im Vergleich zu der aus den Skalierungen berechneten Wellenzahl. Gezeigt sind Läufe für verschiedene Rotationsraten f (aus JONES und MARSHALL 1993). Jeweils daneben notiert sind die beobachtete Wellenzahl und in Klammern die skalierte.

Ein ungewöhnliches Ergebnis ist die Abhängigkeit von L_{Rim} bzw. $L_{Rim, breakup}$ von B und f . Normalerweise nehmen Längenskalen, wie hier auch das L_{Eady} , mit anwachsender Rotationsrate ab (z.B. Rossby-Radius, quasigeostrophische Instabilitätskalen, diffusive Randschichten), aber die skalierte Breite des Strombandes hat das umgekehrte Verhalten. Dieses ist aber die Längenskala, die wahrscheinlich die Größe der schließlich abgespaltenen Wirbel (*Cones*) als $2L_{Rim, breakup}$ festlegt, wenn man annimmt, daß die Breite des Strombandes den Wirbelradius gibt, oder auch daß die Geschwindigkeitsskala u_{Rim} erhalten bleibt. Dies würde bedeuten, daß bei großem f oder kleinem B , aus kleinen Instabilitätswirbeln (L_{Eady}) größere Einzelwirbel entstehen können. Genau ein solches Verschmelzen wurde im Modell bei kleinem B beobachtet (Abb. 2.8). Messungen mit Driftkörpern in

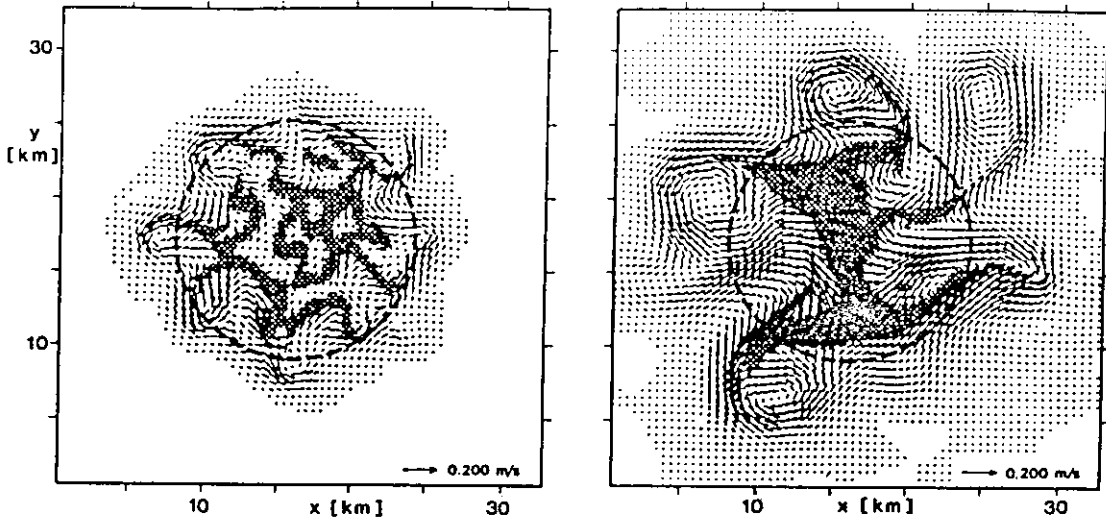


Abbildung 2.8: Verschmelzen mehrerer kleinerer Wirbel zu weniger größeren bei einem Modelllauf mit kleinem Auftriebsfluß ($B = 0.9 \times 10^{-7} m^2 s^{-3}$). Das linke Bild entspricht Tag 4, das rechte Tag 8 des gleichen Laufes.

der MEDOC-Region (GASCARD 1978) zeigten ebenfalls zwei verschiedenen Wirbelgrößen (anfänglich 10km, später 20km Durchmesser). Ob dies der von den Skalierungen erwartete Verschmelzungs-Prozeß ist, muß jedoch Spekulation bleiben.

Typische Mittelmeerwerte ergeben in obigen Skalierungen Vermischungszeitskalen von $12 - 36^h$, Strombandamplituden von $6 - 15 cm/s$, Instabilitätswirbel von $4 - 6 km$ Durchmesser, abgespaltene Wirbel (*Cones*) von $8 - 12 km$ Durchmesser und Zeitskalen für das Aufbrechen des Gebietes von 5-10 Tagen. Die Vermischungszeitskala konnte durch Beobachtungen der instabilen Dichteschichtung verifiziert werden (siehe oben, Abb. 2.6). Die skalierte Strombandamplitude läßt sich mit einer Analyse unserer hydrographischen Daten vergleichen, in der versucht wurde, die geostrophische Scherung aus mehreren Stationspaaren innerhalb und außerhalb der homogenen Region abzuschätzen (Abb. 2.9). Die beobachtete Amplitude stimmt mit den Skalierungsergebnissen überein. Die Zeitskala für das Aufbrechen läßt sich mit den Tomographieergebnissen von Abschnitt 2.2.6 und Abbil-

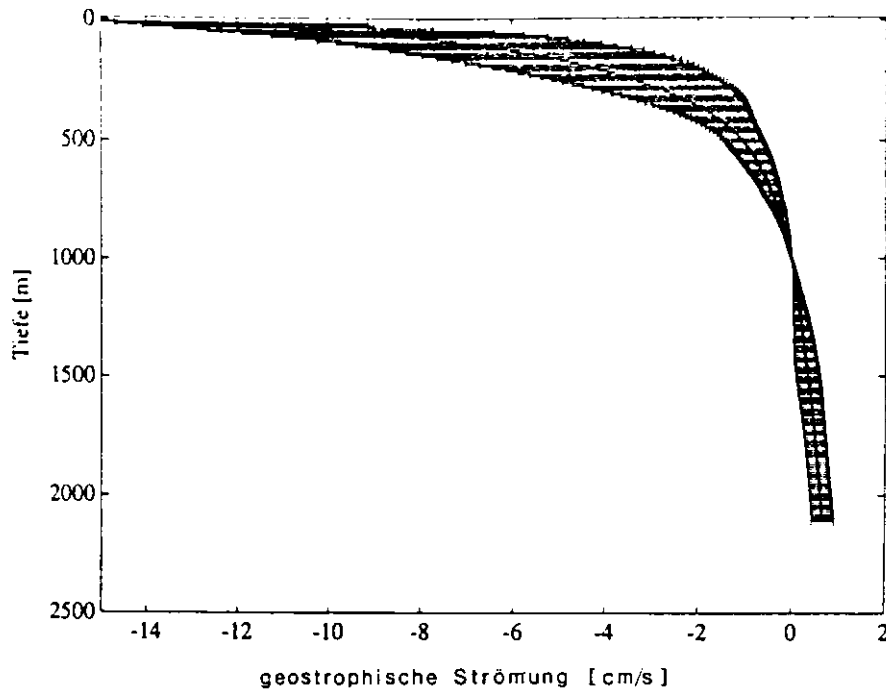


Abbildung 2.9: Abschätzung des Strombandprofils aus den *THETIS* CTD-Daten. Es wurden die Profile aus allen Stationspaaren benutzt, die die Front zwischen homogenem und geschichtetem Wasser abdeckten. (aus SCHOTT et al. 1994)

dung 2.18 vergleichen. Dort erscheint geschichtetes Wasser in der 150-500m Schicht 9-10 Tage nach der Tiefenkonvektion, also in dem berechneten Bereich.

2.2 Auswertung der Tomographiedaten

2.2.1 Das *THETIS* Experiment

Im Winter 1991/92 fand im *Golfe du Lion* im nordwestlichen Mittelmeer das *THETIS* Experiment statt. Es fällt in eine Periode erneuten Interesses an der Tiefenkonvektion. Dieses hatte seinen Ursprung zum Teil in neuen Ergebnissen numerischer Modelle, die hochauflösend die Dynamik der Konvektionszellen simulieren konnten (BRUGGE et al. 1991). Dazu ist das verstärkte Interesse an Schwankungen der thermohalinen Zirkulation und von Klimazuständen zu beachten (DELWORTH et al. 1993; KEIGWIN et al. 1994), bei denen Konvektion sicherlich eine zentrale aber noch wenig verstandene Rolle spielt (RAHMSTORF und WILLEBRANDT 1994). Mit *THETIS* versuchten wir, mit neuen Beobachtungsmethoden weiterführende Konvektionsuntersuchungen zu ermöglichen, die auf den vorherigen Erkenntnissen aufbauen.

Das Projekt wurde in Zusammenarbeit mit den Partnern IFREMER (Brest) und FORTH/IACM (Heraklion) durchgeführt und aus dem MAST-Programm der EG finanziert. Der experimentelle Teil fand in enger Kooperation mit IFREMER statt¹⁵, mit gemeinsamen Verankerungen und fünf Forschungsfahrten auf französischen und deutschen Schiffen, in dem Zeitraum November 1991 bis April 1992. Die Hauptzielsetzung war, durch die Kombination von Tomographie, Schiffsmessungen und hochauflösenden Verankerungsmessungen (ADCP, Seacats, Thermistorketten) sowohl die kleinskaligen Prozesse in der Vertikalen als auch die horizontale Ausdehnung der resultierenden Schichtungsänderungen während der gesamten zeitlichen Entwicklung (vom *Preconditioning* bis zum *Spreading*) zu beobachten. Abbildung 2.10 zeigt die Verankerungsgeometrie für das *THETIS* Experiment im Vergleich zu Größe und Lage der in anderen Jahren beobachteten Konvektionsgebiete. Die Skala des homogenisierten Gebietes wird durch die Tomographieverankerungen (T1-

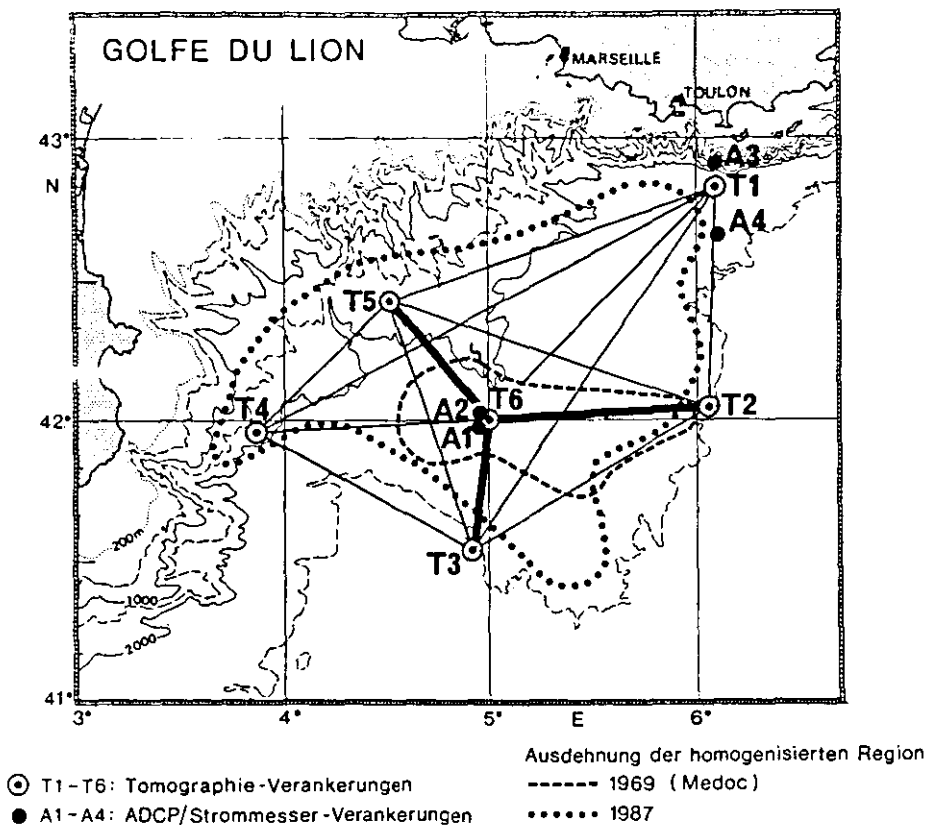


Abbildung 2.10: *THETIS* Verankerungskarte.

T6) abgedeckt. Diese sollten insbesondere durch Integration entlang der radialen Verbindungsstrecken von T6 aus die Ausdehnung des Konvektionsgebietes und dessen Wärmein-

¹⁵IFREMER hatte auf Grund früherer Tomographieprojekte einen Vorsprung an technologischer Erfahrung, der in das Projekt einfließ. Sämtliche in dieser Schrift vorgestellten Untersuchungen und Analysen stellen jedoch meine eigenen Arbeiten dar.

halt messen. Weiterhin war an die Möglichkeit gedacht, das Zirkulationsintegral um die homogene Region zu verfolgen, um Änderungen in der integrierten Vorticity zu messen. Für eine kleine homogene Region sollte das innere Dreieck (T2-T5-T3) das Zirkulationsintegral liefern, andernfalls konnte man für die Zirkulation um das ganze Gebiet die äußeren Verankerungen benutzen. Dieses Experimentdesign war Ergebnis von Simulations- und Modellstudien, die in Abschnitt 1.5 diskutiert wurden.

Alle Verankerungen enthielten außerdem Strömungsmesser in verschiedenen Tiefen. Für die vertikal hochauflösenden Messungen gab es ein kleinskaliges Dreieck von Verankerungen (T6-A1-A2) mit ADCP, Seacat-Recordern (Temperatur, Leitfähigkeit), und Thermistorketten. Der Zweck des Dreiecks von 2km Seitenlänge war eine bessere Beobachtung der Horizontalskalen der Konvektionszellen (ohne dabei die Annahme einer "eingefrorenen" vorbeidriftenden Zelle machen zu müssen, wie in (SCHOTT und LEAMAN 1991)) sowie eine Abschätzung der Wirbelstärke solcher Plumes. Zusätzlich gab es noch ein "Einstromarray" (A3-T1-A4), welches eine eventuelle Verstärkung der Randströme in Zusammenhang mit der Zirkulation um das Konvektionsgebiet herum beobachten sollte.

Während der fünf Forschungsfahrten (davon zwei für die Auslegung und eine für das Bergen der Verankerungen) wurden außerdem hydrographische Aufnahmen durchgeführt (CTD, XBT, XCTD). Auf einigen Fahrten konnten kontinuierliche Messungen von Oberflächentemperatur und -salzgehalt, von meteorologischen Parametern und von Stromprofilen (ADCP) gesammelt werden. Freon-Untersuchungen (RHEIN 1994) fanden auf zwei Reisen statt. Die *Poseidon* Fahrt im Februar/März 1992 fiel glücklicherweise in die aktive Konvektionsperiode. Dies ermöglichte es, direkte Schiffsbeobachtungen der Schichtung während dieser Phase durchzuführen, was eine gute Ergänzung zu den Tomographiedaten darstellt und gleichzeitig für Vergleiche herangezogen werden kann.

Ein Fehler in der zur Verfügung stehenden Transceiver-Software hatte zur Folge, daß von Dezember bis Februar nach und nach einige der Geräte ausfielen. Nachdem eine Verankerung zur Fehlerdiagnose mit einem gecharterten Schiff aufgenommen war, wurden während der *Poseidon*-Fahrt alle Geräte (außer T4)¹⁶ aufgenommen, repariert, und umgehend wieder ausgelegt. Damit gibt es die beste räumliche Abdeckung zu Beginn des Experimentes und wieder vom Ende der tiefen Konvektionsphase an. Zwei Gerätepaare ergaben insgesamt eine gute zeitliche Abdeckung.

2.2.2 THETIS-Inversionen

Die Verarbeitung der Tomographiedaten und Methodik der Laufzeitinversionen wurde bereits in Abschnitt 1.4 erklärt. Insgesamt beschränken sich die hier vorgestellten Arbeiten auf Inversion der Daten von einzelnen Gerätepaaren, d.h. auf die Vertikalschnitte

¹⁶keine Erlaubnis der Reederei und des Außenministeriums, in der spanischen Wirtschaftszone zu arbeiten

entlang der Verbindungslinien zwischen jeweils zwei Verankerungen. Gesucht wird damit die horizontal gemittelte Schichtung in verschiedenen Schnitten durch das Konvektionsgebiet. Prinzipiell erlaubt die gleiche Methodik auch, volle drei-dimensionale Inversionen der Temperaturstruktur in dem ganzen Volumen durchzuführen (GAILLARD et al. 1994). Dazu werden neben den vertikalen EOFs noch horizontale Funktionen, e.g. Fouriermoden, benötigt, um das volle räumliche Feld darzustellen. Interpretation und Verifikation solcher Ergebnisse sind jedoch schwierig, da selbst bei idealen Messungen nur eine Untermenge der horizontalen Fouriermoden bestimmt werden kann. Hinzu kommt, daß sich Fehler z.B. in der Uhrenkorrektur oder der Verankerungsposition fälschlicherweise auf die räumliche Struktur des invertierten Schichtungsfeldes verteilen können.¹⁷

Obwohl man in der Regel an der Temperaturschichtung interessiert ist, kann akustische Tomographie direkt nur die Schallgeschwindigkeit bestimmen. Meistens gibt es jedoch eine enge Beziehung zur Temperatur, so daß einfach ein linearer Zusammenhang angenommen werden kann. Aus allen *THETIS* CTD-Daten ergab sich eine Regression zwischen potentieller Temperatur θ und Schallgeschwindigkeit c von $\theta' = c'/3.35$, mit einem Fehler in θ von $0.02^\circ C$, wobei θ', c' die Abweichungen von einem vertikal durchmischten Gebiet mit den Eigenschaften des Tiefenwassers sind ($12.78^\circ C$). Je nach Notwendigkeit, läßt sich eine solche Beziehung auch tiefenabhängig anwenden. Im Extremfall, wenn der Salzgehalt einen wesentlichen Einfluß auf die Schallgeschwindigkeit hat, läßt sich die Methode der Mehrparameter-EOF benutzen (FUKUMORI und WUNSCH 1991). Hierbei werden getrennte Schallgeschwindigkeitsmoden aus Temperatur und Salzgehalt bestimmt, bei der Inversion aber die Korrelation von T und S berücksichtigt. Die effektive Zahl der Freiheitsgrade ist dann höher als bei einer reinen Temperaturinversion aber durch die Korrelation kleiner als das Zweifache.

Einen guten Eindruck von der Art der Inversionsergebnisse gibt das Beispiel in Abbildung 2.11. Dort ist der berechnete horizontale Mittelwert der (potentiellen) Temperatur zwischen Verankerungen T3 und T6 (südlicher Teil des Konvektionsgebietes) abhängig von Tiefe und Zeit konturiert. Die Abbildung illustriert auch gut die saisonale Abfolge der Schichtungsänderungen. Im Dezember und Januar ist während der gesamten Zeit das Temperaturmaximum des Levantinischen Zwischenwassers (LIW) deutlich zu sehen, mit Maximalwerten von $13.2 - 13.3^\circ C$ in etwa $300m$ Tiefe. Die Oberflächenschicht ist anfänglich noch wärmer, da die sommerliche Deckschicht mit Oberflächentemperaturen von bis zu 22° zu dem Zeitpunkt noch nicht ganz abgebaut ist. Im Laufe des Januars wird diese Schicht dann (mit einigen Fluktuationen) auf Temperaturen gekühlt, die sogar unter den tieferliegenden Werten sind. Gegen Ende Januar scheint die vertikale Vermischung auch das LIW zu erreichen. Während der Datenlücke zeigen unsere Schiffsbeobachtungen und verankerten Sensoren tiefe Konvektion vom 18.-24. Februar (SCHOTT et al. 1994), die zu vertikaler Vermischung bis in Tiefen von $1700m$ führt. In dem Tomographiebild sieht man

¹⁷Läßt man dagegen die Inversion diese Variablen mitbestimmen, kann sich in diesen auch umgekehrt Ozeanvariabilität wiederfinden (CORNUELLE 1985).

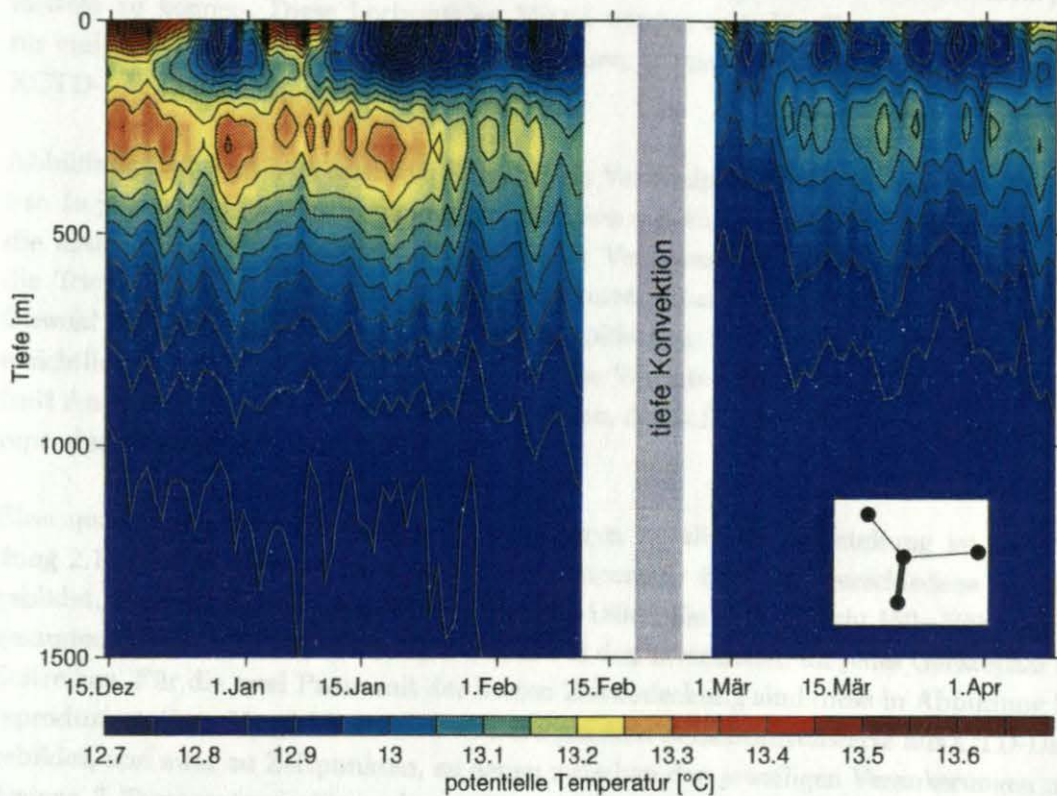


Abbildung 2.11: Farbkonturplot der *THETIS* Tomographie-Inversionen für die mittlere potentielle Temperatur zwischen dem Verankerungspaar T6-T3. Deutlich sichtbar ist das Maximum des LIW in etwa 300m Tiefe, sowie die winterliche Abkühlung der Deckschicht. Nach der Konvektion (Datenlücke) ist die Wassersäule homogenisiert.

deutlich, daß während der darauf folgenden Wochen das LIW verschwunden ist. Im diesem südlichen Teil der Region erscheint das LIW dann im Laufe der März- und Aprilwochen allmählich wieder.

Es ist instruktiv, die Tomographie-Inversionen mit CTD-Daten zu vergleichen. Einerseits werden dadurch die komplementären Aspekte dieser Methoden deutlich, andererseits gibt dies einen nützlichen Test und Eindruck der Genauigkeit der Tomographieinversionen. Auf Grund der so unterschiedlichen Natur der Daten ist ein detaillierter Vergleich allerdings a priori schon ausgeschlossen. Die Tomographiedaten liefern kontinuierliche Messungen, die räumlich ein großes Gebiet erfassen (horizontal integriert), allerdings ist die vertikale Auflösung in der Regel relativ beschränkt, was sich beim Gebrauch von Moden durch geglättete Vertikalprofile ausdrückt. CTD-Profile sind dagegen von sehr hoher absoluter Genauigkeit und vertikaler Auflösung, können aber nur zu wenigen Zeiten (wenn ein Schiff vorhanden ist) und an einzelnen Punkten in der zu untersuchenden Region durchgeführt

werden. In *THETIS* gibt es von vier CTD-Aufnahmen in dem Gebiet ausreichend viele Messungen, um zwischen einigen Tomographieverankerungen mehrere Temperaturprofile mitteln zu können. Diese horizontalen Mittel werden mit den Tomographieergebnissen für einige Zeitpunkte und Gerätepaare verglichen. In manchen Fällen wurden dafür auch XCTD- und XBT-Daten mit herangezogen ¹⁸.

Abbildung 2.12 zeigt eine saisonale Sequenz von Vertikalprofilen der potentiellen Temperatur. In jedem Bild ist eine Tomographie-Inversion mit einzelnen CTD-Profilen verglichen, die entlang der Linie zwischen den jeweiligen Verankerungen lagen. Man erkennt, daß die Tomographiedaten die vertikale Temperaturstruktur in der Regel gut wiedergeben. Obwohl es nicht prüfbar ist, ob die Tomographie den Mittelwert richtig bestimmt, ist ersichtlich, daß die Inversion stets innerhalb des Wertebereiches der CTD-Daten verläuft (mit Ausnahme der feinen Strukturen und Stufen, die auf Grund der Modenglättung nicht reproduzierbar sind).

Eine quantitative und für spätere Anwendungen nützlichere Darstellung ist in Abbildung 2.13 gezeigt. Hier wurde die mittlere Temperatur über drei verschiedene Schichten gebildet, und zwar für die Oberflächenschicht 0–150m, die LIW-Schicht 150–500m und die gesamten oberen 1000m. Damit ergeben sich aus den Inversionen für jedes Gerätepaar drei Zeitreihen. Für die zwei Paare mit der besten Zeitabdeckung sind diese in Abbildung 2.13 reproduziert. Zum Vergleich wurden nun die gleichen Schichtmittelwerte aus CTD-Daten gebildet, und zwar zu Zeitpunkten, zu denen zwischen den jeweiligen Verankerungen mindestens 2 Temperaturprofile vorlagen, über die dann auch horizontal gemittelt werden konnte. Diese Werte sind durch Symbole in den Zeitserien markiert. Insgesamt ergibt sich eine gute Übereinstimmung, besonders in der Schicht bis 1000m, in der kleinskalige Variabilität aus der Oberflächenschicht relativ wenig beiträgt. Markiert sind in der Abbildung auch die geschätzten Fehler der Inversion, die sich aus den erwarteten Laufzeitfehlern von 3 – 5ms ergeben. Man sieht, daß die Abweichungen ungefähr die erwartete Größenordnung haben. Die hier gezeigten Schichtmittel sind robustere und genauere Ergebnisse als Temperaturinversionen für einzelne Tiefen (siehe Fehlerbalken in Abbildung 2.12). Dies ist insbesondere nahe der Oberfläche der Fall, da die flachsten Strahlen die gesamten oberen 150m abtasten und daher wenig Auflösung innerhalb dieser Schicht haben. Für die in Abbildung 2.13 gezeigte vertikale Mittelung wurden die Schichten so gewählt, daß die Mittelwerte gerade die Größen sind, die für spätere Analysen und Interpretationen benutzt werden.

¹⁸Ein neues Modell der XCTD-Sonden wurden während *THETIS* und *THETIS-2* getestet. Sie erfüllten die Herstellerangaben bzgl. Genauigkeit und stellten sich als nützlich für unsere Arbeiten heraus (ALBEROLA et al. 1994).

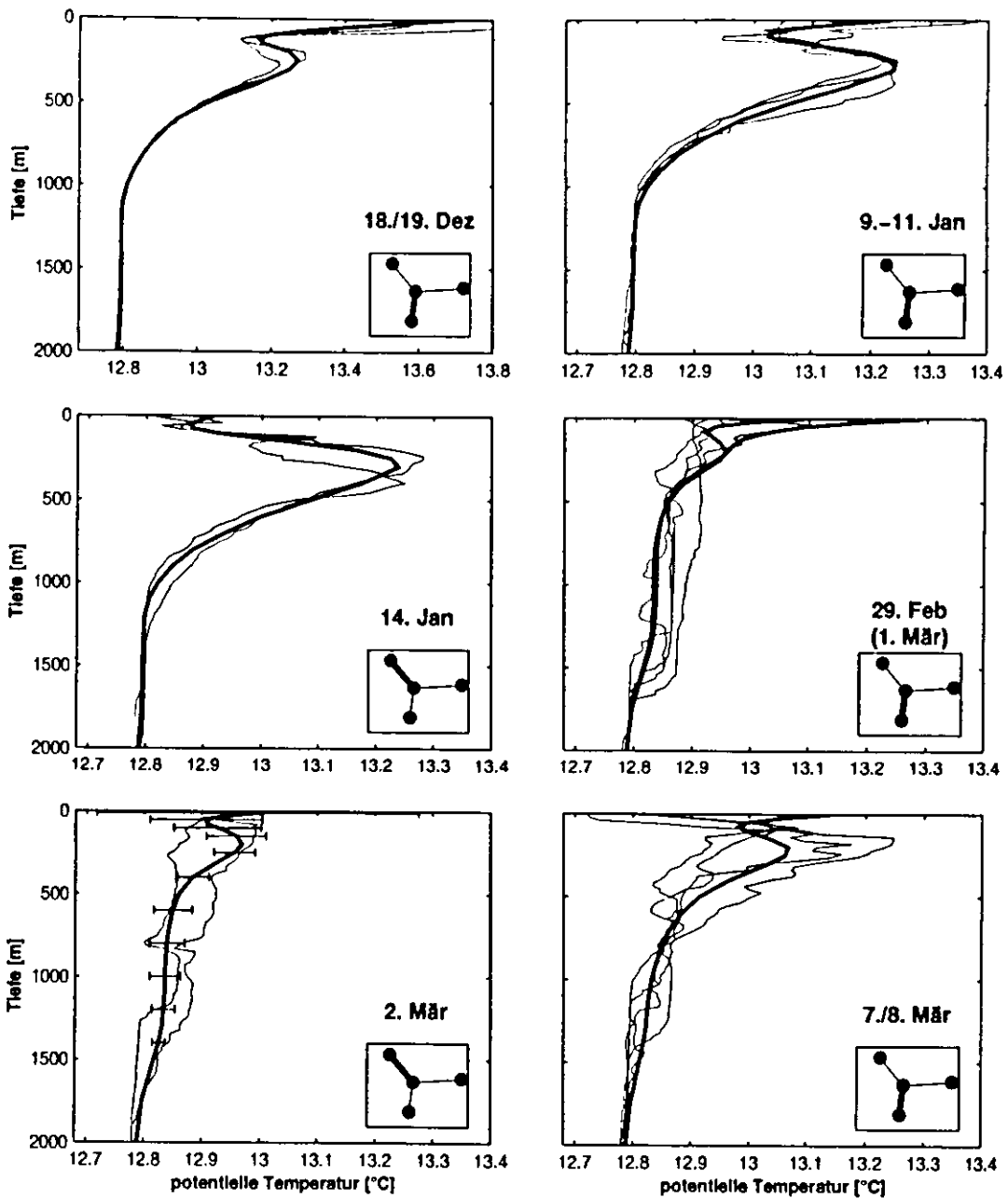


Abbildung 2.12: Saisonale Folge von Temperaturprofilen aus Tomographieinversionen (*dick*), jeweils verglichen mit einzelnen CTD Profilen entlang des Schallweges (*dünn*). Das Bild links unten enthält auch die Fehlerintervalle. (Die Kurven wurden nicht individuell angepaßt. Nur eine konstante Verschiebung für sämtliche Inversionen eines Gerätepaars war frei zu bestimmen, die der unbekanntem absoluten Entfernung entspricht).

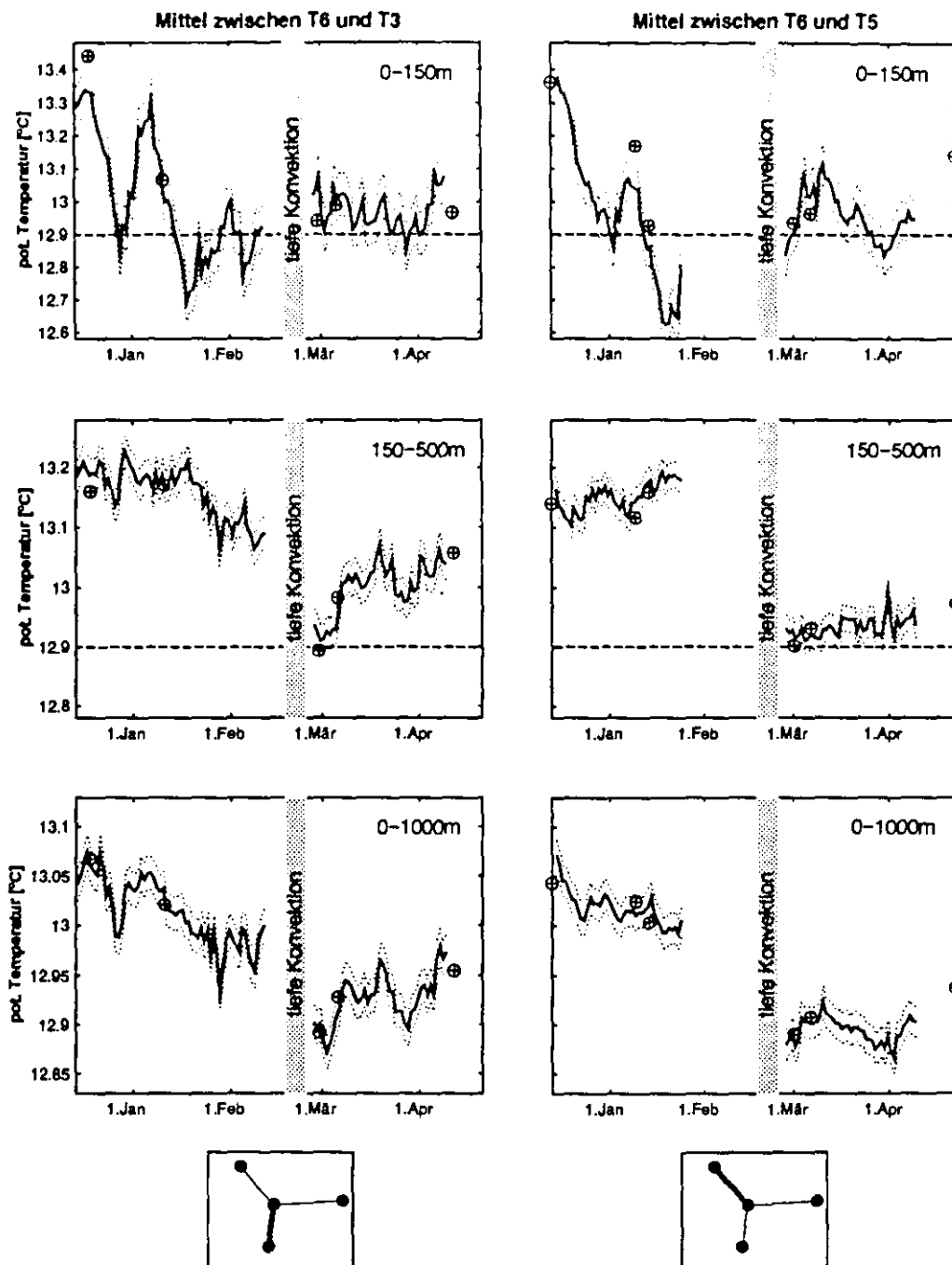


Abbildung 2.13: Zeitserien der über drei Schichten gemittelten potentiellen Temperatur (*oben*: 0-150m, *Mitte*: 150-500m, *unten*: 0-1000m), links für das Paar T6-T3, rechts für T6-T5. Die Tomographieinversionen und deren Fehlerintervalle sind die dicken und gepunkteten Linien. Wenn entlang des Schallweges mindesten 2 CTD-Stationen lagen, wurde zum Vergleich deren Mittelwert für die gleichen Größen berechnet (Kreise).

2.2.3 Wärmegehalt des Konvektionsgebietes

Eine wichtige Größe ist der horizontal und vertikal integrierte Wärmegehalt der Konvektionsregion. In einzelnen Schnitten zwischen jeweils zwei Verankerungen lassen sich Zeitserien davon sehr gut aus den Tomographiedaten bestimmen. Dieses Integral über die oberen 1500m der Wassersäule ist in Abbildung 2.14 gezeigt, und zwar wieder in zwei Richtungen ausgehend vom zentralen Gerät T6 in der Mitte des Konvektionsgebietes. Diese Wärmegehaltsentwicklung kann nun mit dem Zeitintegral der Oberflächenwärme-

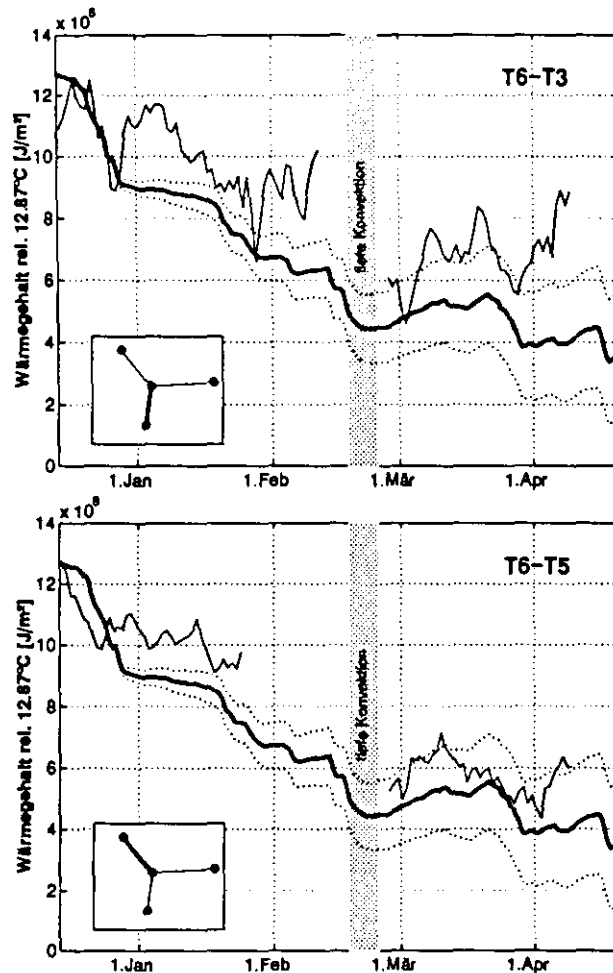


Abbildung 2.14: Wärmegehalt der oberen 1500m aus den T3-T6 und T5-T6 Inversionen (*dünn durchgezogen*). Zum Vergleich ist das Zeitintegral der Peridot-Wärmeflüsse eingezeichnet (*dick*), initialisiert mit einer zentralen CTD-Station. Ein systematischer Flußfehler von $20 W m^{-2}$ führt zu den gepunkteten Linien.

flüsse verglichen werden, welche für das *THETIS* Experiment aus dem *Peridot*-Modell des französischen Wetterdienstes zur Verfügung standen (MARTEL und MARTEL 1994).

Dieses ist ein hochaufgelöstes Wettervorhersagemodell für Frankreich und das westliche Mittelmeer, das in ein groberes globales Modell eingebettet ist. Die Peridot-Daten hatten sich bereits während des Konvektionsexperimentes 1987 (LEAMAN und SCHOTT 1991) bewährt. Bei Vergleich der Peridot-Flüsse mit Berechnungen aus Land- und Schiffsdaten stellte es sich allerdings heraus, daß mehrere der Wärmeflußterme einen Bias hatten. Die gleichen Abweichungen ergaben sich aus einer unabhängigen Untersuchung, in der die Peridot-Flüsse mit FNOC Schiffsbeobachtungen und anderen Arbeiten verglichen wurden (MARTEL und MARTEL 1994). Die genaue Korrektur der verschiedenen Terme, die daraufhin vorgenommen wurde, ist in (SEND et al. 1994b) erklärt. Danach stimmten die Wärmeflüsse im Mittel mit unseren Schiffsmessungen überein sowie mit den Werten, die von angepaßten Küstenbeobachtungen abgeleitet wurden (MERTENS 1994). Das etwas überraschende Ergebnis war, daß sich der mittlere Nettowärmefluß des Peridot-Modells nur um etwa $10Wm^{-2}$ änderte. Ein möglicher systematischer Fehler von $10 - 20Wm^{-2}$ im Gesamtfluß muß allerdings weiterhin angenommen werden.

Der so erhaltene Oberflächenwärmefluß wurde zeitlich integriert, initialisiert mit dem Wärmehalt der oberen $1500m$ einer zentralen CTD-Station von Anfang Dezember ¹⁹. Die resultierende Zeitserie des Wärmegehaltes beschreibt die Entwicklung, die man erwarten würde, wenn die Wärmebilanz eindimensional wäre, und ist in Abbildung 2.14 jeweils miteingezeichnet (inklusive der Fehlergrenzen durch einen systematischen Fehler von $20Wm^{-2}$). Abweichungen der Beobachtungen davon sollten sich im wesentlichen durch Advektion von umliegenden Wassermassen ergeben. Da das Zentrum der Konvektionsregion auf Grund des Preconditioning den niedrigsten Wärmegehalt hat, ist zu erwarten, daß advektive Effekte vornehmlich wärmeres Wasser als vorhergesagt herantransportieren (bis auf kleine Kaltanomalien dadurch, daß die kälteste Stelle nicht genau bei dem Zentrum unserer CTD und Verankerungspositionen lag). Dieses Verhalten ist auch durch Abbildung 2.14 bestätigt. Die wesentlichen Abweichungen des beobachteten integralen Wärmegehaltes von der Vorhersage aus Oberflächenflüssen sind positiv, und zeigen, daß vorübergehend umliegendes wärmeres Wasser in die Meßstrecken durch das Konvektionsgebiet eindringt. Es ist ersichtlich, daß diese Erwärmungen nur vorübergehend sind, da der Wärmegehalt immer wieder - insbesondere zum Zeitpunkt der Konvektion oder kurz darauf - zum erwarteten eindimensionalen Wert zurückkehrt. Der Erwärmungstrend hingegen, der in den Wochen nach der Konvektion auf dem südlichen Schnitt (T6-T3) zu sehen ist, beschreibt das allmähliche Eindringen des umliegenden warmen Wassers, welches dann das dichte Konvektionswasser in dieser Region verdrängt (dies wird aus der Analyse in Abschnitt 2.2.6 ersichtlich).

Diese Beobachtungen lassen den Schluß zu, daß während der zweimonatigen saisonalen Abkühlphase kein nennenswerter Nettoaustausch mit der Umgebung stattfindet. Die temporären Abweichungen haben ihren Ursprung eher in einer Hin- und Herverschiebung des

¹⁹MERTENS (1994) zeigt, daß diese Station typisch, d.h. sehr dicht am Mittelwert aller zentralen CTD-Stationen während dieser Periode ist.

homogenen Gebietes oder in dem Erscheinen von Mäandern, die zeitweilig in das Gebiet eindringen. Insgesamt scheint aber das Wasser innerhalb der Konvektionsregion eingeschlossen zu sein. Es sollte jedoch verifiziert werden, daß diese Aussage auch noch mit den eingezeichneten Fehlertoleranzen für den Peridotwärmefluß gültig ist. Dies wird bestätigt durch die Beobachtung, daß das umgebende Wasser in den geschichteten oberen 500m einen Wärmegehalt hat, der typischerweise mindestens $2 \times 10^8 J/m^2$ höher ist als der des Wassers innerhalb der homogenen Region. Das bedeutet, daß signifikanter Austausch mit der Umgebung ein Signal in Abbildung 2.14 erzeugen würde, das mindestens doppelt so groß ist wie die Ungenauigkeit in der "Vorhersage". Damit läßt sich dann quantifizieren, daß mindestens auf der hier beobachteten Zweimonats-Zeitskala das Wasser innerhalb des Konvektionsgebietes zirkuliert. Diese hohe Residenzzeit ist damit sicherlich ein Faktor, der festlegt, wann und wo Konvektion tatsächlich stattfindet.

2.2.4 Entwicklung der Oberflächenschicht

In der schwachen winterlichen Schichtung existieren Schallstrahlen, die sich nur zwischen der Oberfläche und der Gerätetiefe ausbreiten (siehe Abbildung 1.9). Für das *THETIS* Experiment bedeutet dies, daß mit den Tomographiedaten die 0–150m Schicht großräumig beobachtet werden konnte. Dies entspricht der Oberflächenschicht über dem Levantischen Zwischenwasser, deren Abkühlung entscheidend ist für die spätere tiefreichende Vermischung, und die auch bei dem Wiederaufbau der Schichtung nach der Konvektion eine wichtige Rolle spielt. Damit liefern die Tomographiebeobachtungen eine gute Ergänzung zu unseren verankerten Geräten, die sich nur unterhalb von 90m bzw. 50m und im Zentrum bzw. an der Peripherie des Konvektionsgebietes befanden.

Abbildung 2.15a/b zeigt den Verlauf der horizontal gemittelten Temperatur in der 0–150m und 150–500m Schicht aus den Tomographiedaten in der südlichen Richtung vom Zentrum des Konvektionsgebietes aus. Ebenfalls enthalten sind der Verlauf einer eindimensionalen Deckschichtsimulation von MERTENS (1994) für das Zentrum der Region, angetrieben mit den korrigierten *Peridot* Oberflächenflüssen, und einige Temperaturzeitserien von den flachsten verankerten Sensoren. Die anfängliche starke Abkühlung in den Beobachtungen ist in guter Übereinstimmung mit der erwarteten Entwicklung aus den Wärmequellen. Nach etwa 20 Tagen ist eine starke Erwärmung zu beobachten, die advektiver Natur sein muß. Die eingezeichneten Verankerungstemperaturen bestätigen, daß es sich um vorübergehendes Eindringen von wärmerem Umgebungswasser am Südrand des Konvektionsgebietes handelt. Die Temperaturen bei T3 schwanken mehrfach zwischen den niedrigen Werten innerhalb der Region und den um $0.3-0.5^\circ$ höheren Umgebungstemperaturen. Nur Anfang Januar ist der Tomographiemittelwert ähnlich hoch, was bedeutet, daß zu der Zeit das warme Wasser fast bis zum Zentrum nahe T6 vorgedrungen war. Bis Mitte Januar ist es wieder aus dem Konvektionsgebiet verschwunden, und die Tomographiedaten stimmen relativ gut mit der Deckschichtsimulation überein.

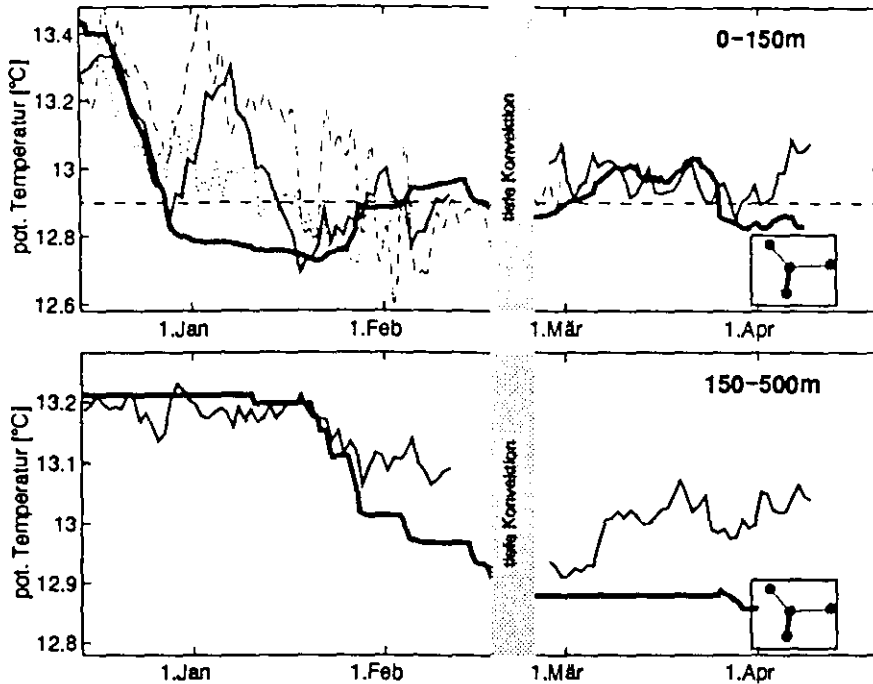


Abbildung 2.15: Potentielle Temperatur aus Deckschichtmodell (*dick*) und Tomographiebeobachtungen (*dünner durchgezogen*) für die 0 – 150m und LIW Schichten. Das Deckschichtmodell wurde mit einer zentralen CTD-Station initialisiert, ohne weitere Anpassungen an die Tomographiebeobachtungen vorzunehmen. Eine grobe Schätzung der 0-150m Werte aus flachen Strömungsmessern ist ebenfalls eingezeichnet (*gestrichelt*: T3, *gepunktet*: T6).

Am 15.-20. Januar sind die niedrigsten Temperaturen in der oberflächennahen Schicht erreicht. Weiteres Abkühlen hat Vermischung mit dem darunterliegenden warmen LIW zur Folge, wodurch die Temperatur trotz andauernder negativer Wärmeflüsse wieder ansteigt. Dieser Prozeß zeigt gute Übereinstimmung zwischen Tomographiedaten und Deckschichtsimulation. Zum Vergleich sind im unteren Teil der Abbildung 2.15 auch die Tomographie- und Modelltemperaturen der LIW Schicht (150 – 500m) gezeigt. Die erste Phase der Vermischung mit dem kälteren Wasser darüber zeigt eine gute Deckung der Beobachtung mit der Simulation. Ab Anfang Februar bleiben die tatsächlichen Temperaturen aber höher als erwartet, was wieder auf Eindringen von umgebendem geschichtetem Wasser deutet. Dieser Zustand scheint fast bis zur tiefen Konvektion anzudauern und wird bestätigt durch unsere CTD-Daten während der Konvektionsphase, die tiefe Vermischung anfänglich nur in einem kleinen Teil der Strecke T6-T3 zeigen.

Die Temperaturen, die während der aktiven Konvektion in der homogenisierten Region beobachtet werden, liegen bei $12.91 \pm .03^\circ\text{C}$. Dieser Wert ist in Abbildung 2.15 durch eine horizontale Linie markiert. Die beobachteten Werte in der 0 – 150m Schicht sind jedoch

bereits kurz nach der Konvektionsphase deutlich höher. Ähnliches Verhalten wurde auch innerhalb einer Woche in der nordwestlichen Region (T6-T5, nicht gezeigt) gefunden. Da die Tomographiedaten für die tieferen Bereiche aber weiterhin kaltes homogenes Wasser zeigen, deutet dieses an, daß sich in Oberflächenschicht sehr schnell eine "Linse" geschichteten Wassers über die Region schiebt. Dies konnte auch in unseren CTD-Daten gefunden werden. Dort zeigte sich, daß häufig zunächst eine nur etwa 50m dicke Schicht an salzärmerem, kälterem Wasser erscheint. Zwei Beispiele sind in Abbildung 2.16 reproduziert. Man sieht, daß die niedrige Dichte mit höherer oder niedrigerer Temperatur verbunden sein kann, also der Salzgehalt auch von Bedeutung ist. In *THETIS* wurden eine große Zahl solcher Profile gemessen, die einen kleinen aber scharfen Knick in Salzgehalt und Dichte in den oberen 100m aufweisen (und darunter homogen sind wie typische Konvektionsprofile). Ihre räumliche Verteilung ist sehr unregelmäßig, wie auch in 1987 (LEAMAN und SCHOTT 1991), aber es ist sehr überraschend, wie schnell diese Schichten selbst im Inneren der homogenen Region erscheinen, 2-3 Tage reichen durchaus. Diese schnelle Ausbreitung der weniger dichten Oberflächenschichten war auch in der Labradorsee zu beobachten (P.RHINES, pers. Mitteilung). Der Mechanismus, der diese flachen Linsen so schnell in

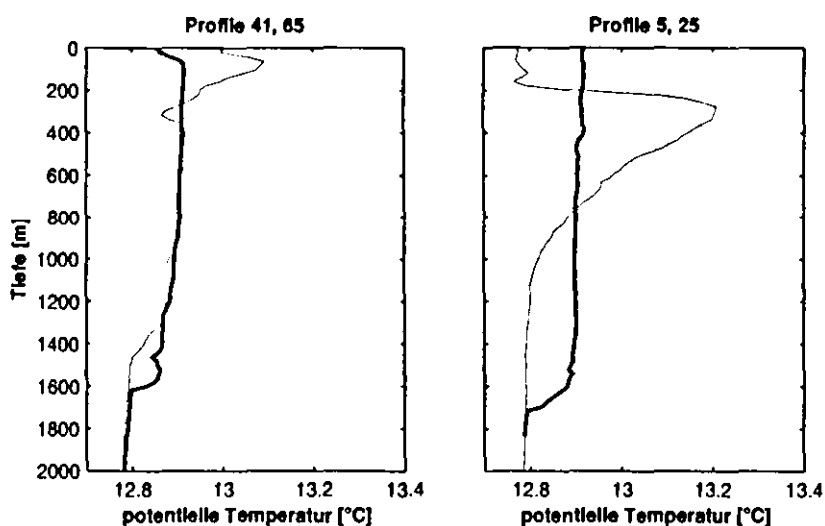


Abbildung 2.16: *Links:* CTD Profile, die das oberflächennahe Auftreten von geschichtetem Wasser zeigen. *Rechts:* Vergleichsprofile mit typischer LIW Schichtung (vor der Konvektion) und für den homogenisierten Zustand.

das Gebiet bringt, ist zur Zeit noch völlig ungeklärt. Offensichtlich ist jedoch, daß es sich um Advektion von den geschichteten Regionen außerhalb des Konvektionsgebietes handeln muß. Es könnte ein wesentlicher Effekt sein, der bei längeren oder wiederholten Konvektionsereignissen die Dichteänderungen und Tiefenentwicklung begrenzt.

2.2.5 Konvektionsvolumen und -tiefe im Winter 1991/92

Ein Hauptziel der Tomographiemessungen im *THETIS* Experiment war, die Ausdehnung des Konvektionsgebietes und das resultierende Volumen des modifizierten Wassers zu beobachten. Der Tomographieansatz dafür nutzt das deutliche Temperaturmaximum in 150-500m aus, das vom Levantinischen Zwischenwasser herrührt. Abbildung 2.17 zeigt alle CTD-Temperaturprofile der Februar/März-Aufnahme. Sie wurden mit einem einfachen Kriterium in Profile mit und ohne Konvektion eingeteilt. Sehr deutlich ist das Fehlen des LIW-Maximums in den Konvektionsprofilen. Damit kann die Näherung benutzt

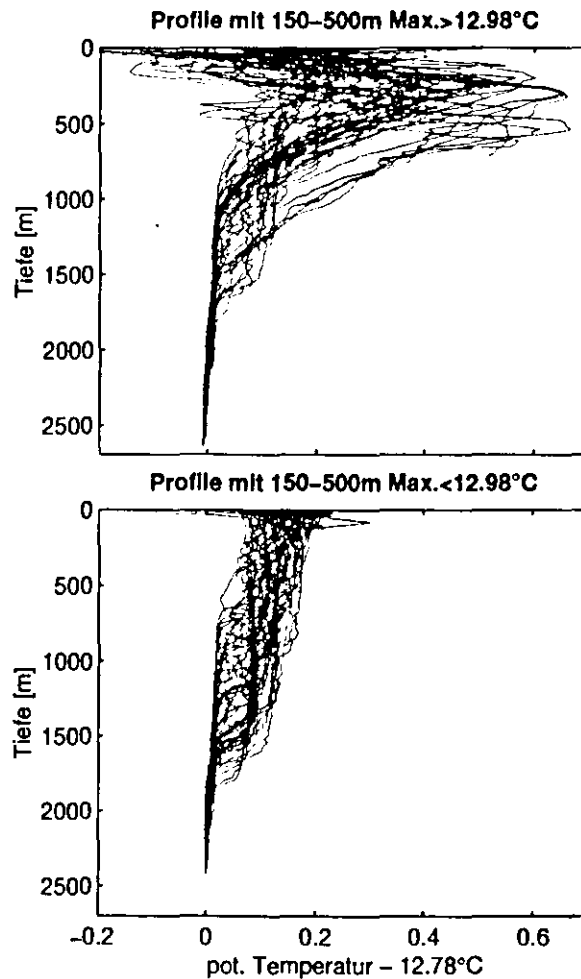


Abbildung 2.17: Klassifizierung aller CTD-Profilen der Konvektionsaufnahme in geschichtete (*oben*) und solche, die Konvektion zeigen (*unten*).

werden, daß entlang eines Schnittes durch das Konvektionsgebiet nur zwei Temperaturklassen existieren - die mittlere (potentielle) Temperatur der 150-500m Schicht mit dem LIW-Maximum (θ_{LIW}) und der entsprechende Mittelwert für die homogenisierten Konvektionsprofile (θ_{Konv}). Wenn der Anteil an Wasser mit Konvektionseigenschaften A ist,

dann ist die mittlere Temperatur entlang eines Schnittes durch das Konvektionsgebiet $A\theta_{Konv} + (1 - A)\theta_{LIW}$. Da dies der Mittelwert ist, den die Tomographiemessungen ergeben, kann bei bekanntem θ_{LIW} und θ_{Konv} das "Konvektionsvolumen" A gemessen werden. Das Ergebnis dieser Messung in drei radialen Richtungen von der zentralen Verankerung T6 aus ist in Abbildung 2.18 dargestellt. Per Konstruktion ist der Anteil an LIW zu

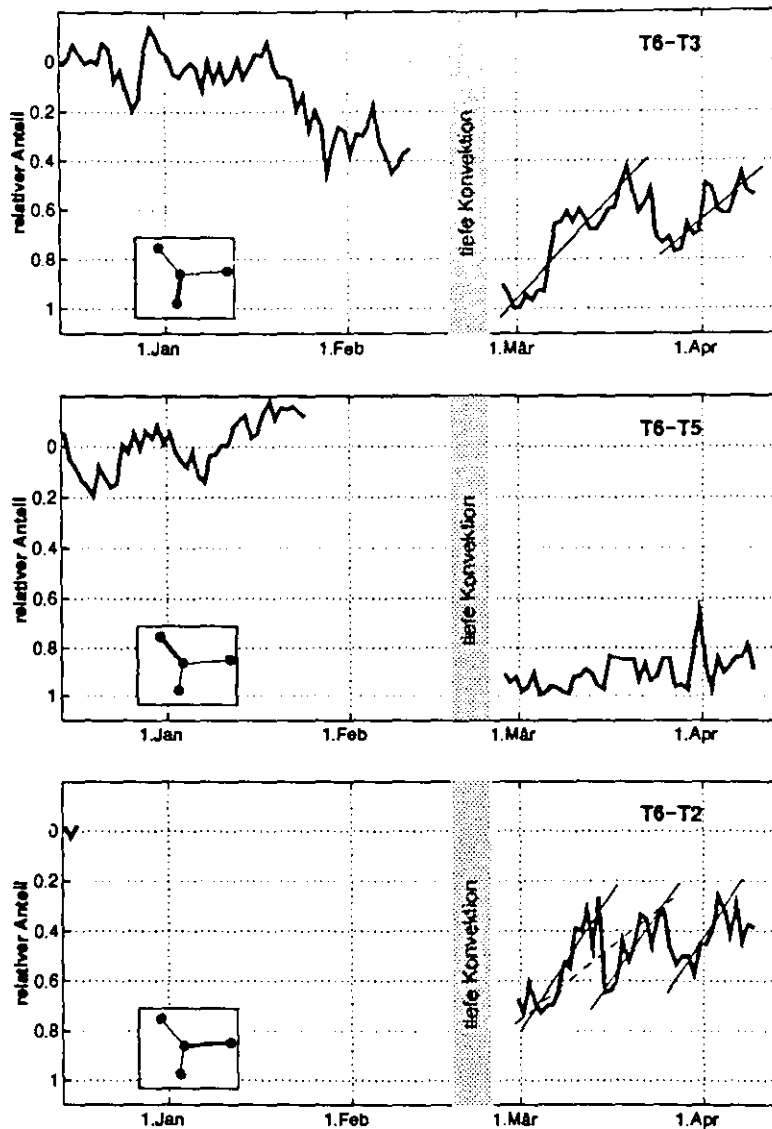


Abbildung 2.18: Der Bruchteil von ungeschichtetem "Konvektions" wasser aus den Inversionen entlang der drei Strecken vom Zentrum des Gebietes aus (oben: T6-T3, Mitte: T6-T5, unten: T6-T2), siehe Text. Die linearen Anpassungen nach der Konvektionphase sind sie Schätzungen der Erwärmungsraten.

Beginn der Periode 100%, d.h. 0% Konvektion. Direkt nach der Konvektionsperiode (in der die Geräte repariert wurden) kann man 100% Konvektion Richtung Süden (T6-T3) und Nordwesten (T6-T5) sehen, während nur etwa 70% der Strecke T6-T2 Konvektion

zeigen. Die homogene Region erstreckte sich also über 70% dieser Strecke nach Osten, nach Nordwesten ungefähr bis T5 (wenig weiter beginnt die flachere Topographie und der Küstenstrom), und im Süden etwa bis T3 (da die Front sich mehrfach in die Strecke T6-T3 bewegt hatte, kann sie nicht sehr viel weiter als T3 liegen). Zusammen ergibt dieses einen mittleren Radius von etwa 60km für das Konvektionsgebiet. Die so gemessene Lage und Größe der Konvektionsregion ist konsistent mit den CTD-Messungen, die jedoch eine signifikante Variabilität aufweisen, über die die Tomographie das Mittel bildet.

Der Ansatz von Abschnitt 2.1.1 kann nun angewendet werden, um aus den Tomographiedaten die Tiefenwasserbildungsrate abzuschätzen. Die obige horizontale Ausdehnung des Konvektionsgebietes ergibt ein zusätzliches Volumen an dichtem Wasser von $1.1 \times 10^{13} m^3$, wenn wieder 1000m als die Obergrenze des Tiefenwassers genommen wird. Wenn dies die einzige tiefe Konvektionsphase des Jahres ist, entspricht das einer mittleren Bildungsrate von 0.3Sv. Dies stimmt ungefähr mit der geschätzten Ausflußrate des Tiefenwassers bei Gibraltar (BRYDEN und STOMMEL 1982; BRYDEN und KINDER 1991) überein.

Interessanterweise können die Tomographiemessungen auch Aufschluß über die mittlere Konvektionstiefe geben. Diese Größe läßt sich - wenn vorhanden - natürlich besser mit CTD-Daten bestimmen. Es ist jedoch nützlich zu zeigen, daß die akustischen Daten diese Information ebenfalls enthalten, zum Beispiel für zukünftige Anwendungen in Gebieten, in denen man nicht ohne weiteres hydrographische Messungen durchführen kann. Ausgenutzt wird für diese Messung der bekannte Temperaturwert am unteren Ende der Konvektionsschicht. Die CTD-Profile zeigen dort im Mittel einen Sprung von dem Tiefenwert 12.78°C auf 12.86°C. Die invertierten Profile aus den Tomographiedaten sind zu glatt, um diesen Sprung zu reproduzieren, gehen aber in der Regel ungefähr durch die Mitte dieses Sprunges (siehe Abbildung 2.12). Für die Inversionsdaten wurde daher die Konvektionstiefe als diejenige Tiefe definiert, in der die Inversion einen Wert von $12.78 + 0.04^\circ C$ annimmt²⁰. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abbildung 2.19 gezeigt, wieder für die drei radialen Richtungen von der zentralen Verankerung aus. Zum Vergleich sind Schätzungen der mittleren Tiefen dieser Isotherme aus mehreren CTD-Profilen entlang der jeweiligen Strecke mit eingezeichnet. Hier sollen nur die Werte direkt nach der Konvektion interpretiert werden. Sie zeigen in allen Richtungen eine mittlere Konvektionstiefe von 1400-1600m. Dies ist in Übereinstimmung mit den CTD-Daten, die den Temperatursprung in Tiefen aufweisen, die zwischen 800m und 1700m streuen, wobei im Zentrum des homogenen Gebietes die größeren Werte überwiegen.

Zusammenfassend ergeben die Tomographiedaten damit einen Radius der Konvektionsregion von 60km, eine Tiefenwasserbildungsrate von 0.3Sv und eine mittlere Konvektionstiefe von etwa 1500m.

²⁰In Richtung T6-T2 muß das Kriterium modifiziert werden, da nur 70% der Strecke homogenisiertes Wasser enthalten und damit diesen Sprung zeigen. Im horizontalen Mittel hat der Sprung daher nur noch 70% der Amplitude, d.h. für T6-T2 wird die Tiefe mit $\theta = 12.78 + 0.7 * 0.04^\circ C$ gesucht.

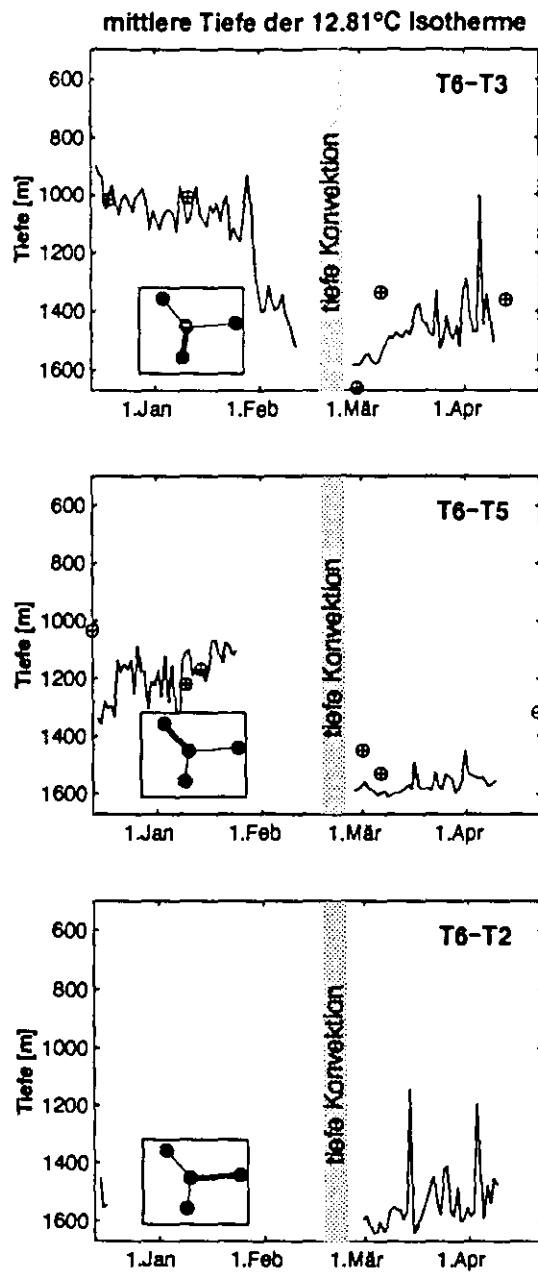


Abbildung 2.19: Mittlere Tiefe der 12.81°C Isotherme aus den Inversionen für die gleichen Richtungen wie in Abbildung 2.18. Nach der Konvektionphase ist dies die Schätzung für die Konvektionstiefe.

2.2.6 Wiederherstellung der Schichtung

Abbildung 2.18 zeigte den Anteil an geschichtetem Wasser entlang drei radialer Strecken durch das Konvektionsgebiet. Dies wurde gemessen durch die mittlere Amplitude des LIW Temperaturmaximums aus den Tomographieinversionen. Aus den Werten direkt nach der Konvektionsphase konnte die Ausdehnung der durchmischten Region abgeschätzt werden.

Die gleiche Abbildung zeigt auch in den folgenden Wochen (März und April) eine allmähliche Rückkehr der mittleren Schichtung in diesem LIW-Niveau, und zwar im Süden (T6-T3) und im Osten (T6-T2) der Region. Die erste Erwärmung tritt etwa 9-10 Tage nach der Konvektion in Erscheinung. Dies ist in Übereinstimmung mit der erwarteten Zeitskala für das Aufbrechen und den horizontalen Austausch von geschichtetem Wasser durch Instabilität (Abschnitt 2.1.2). Das Wasser im Nordwesten (T6-T5) dagegen bleibt relativ ungeschichtet. Diese Trends werden durch die aus CTD-Profilen bestimmte Temperatur der LIW-Schicht im April bestätigt, die in Abbildung 2.13 mit eingezeichnet waren. Insbesondere wurde auch in dieser Phase zwischen T6 und T5 noch relativ ungeschichtetes Wasser gefunden (unterhalb von 150m).

Aus Abbildung 2.18 läßt sich die Erwärmungsrate abschätzen, wie dort durch die linearen Anpassungen angedeutet ist. Diese Erwärmung ist nicht kontinuierlich, sondern wird zweimal unterbrochen. Die zweite Unterbrechung kann an Hand von meteorologischen Flußdaten und anderen Temperaturbeobachtungen auf erneuten Wärmeverlust an der Oberfläche zurückgeführt werden, während der frühere Einbruch von advektiver Natur sein muß. Diese kalte Advektion könnte Ausdruck eines Mäandrieren sein (Instabilität des Strombandes) und müßte in diesem Fall in die Erwärmungsrate einbezogen werden (gestrichelte Linie). Insgesamt ergeben die Raten einen Erwärmungstrend in dem Bereich von $0.75 \pm 0.25 \times 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}/\text{Tag}$. Mit dieser Rate würde es $40\text{Tage} \pm 30\%$ dauern, die Schichtung im Konvektionsgebiet wiederherzustellen. Dies ist gleichzeitig die Rate, mit der das durch Konvektion gebildete dichte Wasser abtransportiert wird. Dabei ist zunächst nicht klar, ob dies ein Absinken oder ein horizontaler Fluß ist. In jedem Fall ist jedoch ein horizontaler Transport von Wärme (und Auftrieb) von außerhalb der homogenen Region nötig. Dies ist auch der Grund für das Divergieren der beobachteten und aus Peridot berechneten Wärmeinhalte der Wassersäule in Abbildung 2.14 (man beachte, daß dort auch die Oberflächenschicht enthalten ist, die bei T6-T5 kürzerperiodische Abweichungen zeigt). Eine Reihe von Prozessen kommen in Frage, um den Abtransport des dichten Wassers mit der hier bestimmten Rate zu erklären. Diese werden später in Abschnitt 2.3.2 diskutiert.

2.2.7 Strömungsbeobachtungen

In Abschnitt 1.2 wurde gezeigt, wie aus der Differenz von reziproken Schallaufzeiten prinzipiell das Linienintegral der Strömung zwischen zwei Geräten gemessen werden kann, siehe

Beziehung (1.5). Weil die durch Strömungen erzeugten Laufzeitsignale sehr klein sind, müssen die Uhrenabweichungen mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind. Die Anwendung von Gleichung (1.2) ergibt ein $\Delta t''$ von ungefähr $0.5ms$ bei $1cm/s$ Strömung und Ausbreitung über $100km$ Entfernung. Da unsere Uhren sich nicht auf diese Genauigkeit korrigieren lassen, muß man deren Abweichung entfernen, indem man entweder ein Zirkulationsintegral schließt oder für einzelne Gerätepaare die Laufzeitdifferenz zwischen tiefen und flachen Schallstrahlen benutzt. In der folgenden Analyse wurde die zweite Methode benutzt: der zuerst eintreffende Strahl ($i = 1$) durchläuft den ganzen Bereich von der Oberfläche bis in große Tiefen und mißt daher nur sehr kleine mittlere Strömungen. Der letzte Strahl ($i = N$) dagegen bleibt innerhalb der oberen $150m$ und ist so den größeren Strömungen innerhalb dieser Schicht ausgesetzt. Der Unterschied dieser Strahlen gibt daher zu erster Näherung die Stromscherung. Solche Strömungsbeobachtungen sind für zwei Themenbereiche von Interesse - die Erzeugung von mittlerer Vorticity in Konvektionsgebieten und das schnelle Auftreten der oberflächennahen "Linsen" geschichteten Wassers.

Die theoretischen Konzepte aus Abschnitt 2.1.1 und die Modellanalysen dort und in Abschnitt 1.5 hatten zum Ergebnis, daß Konvektion vernachlässigbare mittlere Vorticity erzeugen sollte. Selbst der kleine erwartete Mittelwert von $0.5-1 \times 10^{-5} s^{-1}$ würde nach den Theorien in dem Stromband (*Rim Current*) konzentriert sein, mit noch kleineren Werten im Inneren und außerhalb. Diese Schlüsse bedürfen noch der Bestätigung durch Beobachtungen. Aus den Tomographiedaten wurden dafür die oberflächennahen Strömungen entlang der Schnitte T3-T2, T2-T5, und T5-T3 ausgewertet, da nach dem Stokes'schen Integralsatz die Zirkulation um ein geschlossenes Gebiet gleich der darüber gemittelten Vorticity ist

$$\oint \vec{u} \cdot d\vec{s} = \iint \zeta dA \quad . \quad (2.9)$$

Da die Schallstrahlen mit Sicherheit nicht gerade innerhalb des Strombandes verlaufen, mißt die Tomographie nur einen großflächigen Mittelwert der Vorticity - nicht die des Randstromes. Für diese Analyse wurden zunächst alle reziproken Schallübertragungen gesucht (hier definiert als solche, die innerhalb von 30 Minuten in reziproken Richtungen stattfanden). Wenn diese Empfänge jeweils ähnlich genug waren, um den ersten und letzten Schallstrahl übereinstimmend zu identifizieren, wurden deren Laufzeitdifferenzen in beiden Richtungen auf $0.625ms$ interpoliert bestimmt, d.h. die Größen $\Delta t_{N,+} - \Delta t_{1,+}$ und $\Delta t_{N,-} - \Delta t_{1,-}$ aus Gleichung (1.3). Differenzbildung gemäß (1.5) ergibt dann ein Maß für die Strömungen innerhalb der oberen $150m$. Das Rauschen in den so bestimmten reziproken Laufzeitdifferenzen betrug bis zu $4ms$. Das ist konsistent mit dem erwarteten Fehler von $1.4ms$ für einzelne Maxima (siehe Abschnitt 1.2) und damit von $2ms$ in den $\Delta t_{N,+} - \Delta t_{1,+}$. Diese Unsicherheit entspricht Strömungen von etwa $4cm/s$ für $100km$ Entfernung. Bei der Bildung von Tagesmitteln, in die normalerweise 12-15 Werte eingehen, reduziert sich dieser Fehler dann auf $1cm/s$, bzw. auf $2cm/s$ für die Zirkulation um ein Dreieck herum.

Abbildung 2.20 zeigt die Ergebnisse dieser Analyse in Form von mittleren Strömungen um das Dreieck T2-T3-T5 herum. Nach der Tagesmittelung bleiben nicht viele Punkte

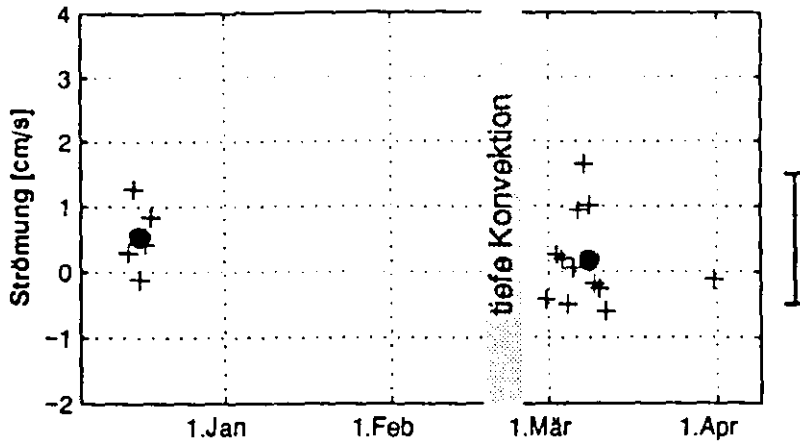


Abbildung 2.20: Mittlere zyklonale Zirkulationsströmung um das Dreieck T2-T3-T5 als Tagesmittelwerte zu Zeiten, bei denen alle drei Geräte arbeiteten und ausreichende reziproke Daten lieferten. Der Mittelwert vor und nach der Konvektion ist durch die beiden Punkte gegeben, deren geschätztes Fehlerintervall am Bildrand markiert ist.

übrig, da die Zirkulation nur für Perioden bestimmbar ist, in denen **alle** Geräte arbeiteten und ausreichend gute Daten lieferten. Trotzdem ist das Ergebnis eindeutig: Es gibt keine signifikanten Änderungen in der Zirkulation nachdem die Konvektion stattgefunden hat. Da die Fehlergrenze für das Mittel der beiden Perioden in dem Bild bei 1 cm/s anzusetzen ist, läßt sich quantifizieren, daß größere Zirkulationen als dieser Wert nicht aufgetreten sind. Die Strecke um das Dreieck beträgt ungefähr 350 km , dessen Fläche etwa $5.5 \times 10^9\text{ m}^2$, und damit entspricht nach (2.9) eine Zirkulation von 1 cm/s einer mittleren Vorticity von $0.5 \times 10^{-6}\text{ s}^{-1} \approx 0.005f$. Bei Anwendung der Erhaltung der potentiellen Vorticity $(\zeta + f)/h$ auf das Volumen des Konvektionsgebietes²¹ ergibt dies eine mittlere Abwärtsbewegung von unter 5 m über die oberen 1000 m , oder einen vertikalen Volumenfluß von höchstens 0.0015 Sv gemittelt über das Jahr. Die beobachtete mittlere relative Vorticity ist auch kleiner als der Wert, der bei Schallausbreitung genau innerhalb des Strombandes auftreten würde - konsistent mit der Konzentration der kleinen vorhandenen Vorticity in dieser Strömung. Diese Ergebnisse aus den Tomographiebeobachtungen bestätigen damit die Skalierungen, das Vermischungsbild der Konvektion sowie das Fehlen eines signifikanten Abwärtstransportes.

Eine weitere Anwendung der Strömungsanalysen ist die Suche nach dem Prozeß, der das oberflächennahe geschichtete Wasser innerhalb weniger Tage in das Konvektionsgebiet bringt. Dazu wurden die radialen Strecken T2-T6, T3-T6 und T5-T6 ausgewertet. Abbildung 2.21 zeigt das Ergebnis in jeder Richtung, zusammen mit einigen Strömungsmesser-Zeitreihen aus der gleichen 0-150m Schicht. Positive Werte bedeuten Bewegung zum Konvektionszentrum (T6) hin. Man sieht, daß es keinerlei Anzeichen für einen großräumigen

²¹für kleine ζ ist dies äquivalent mit Gleichung (2.1)

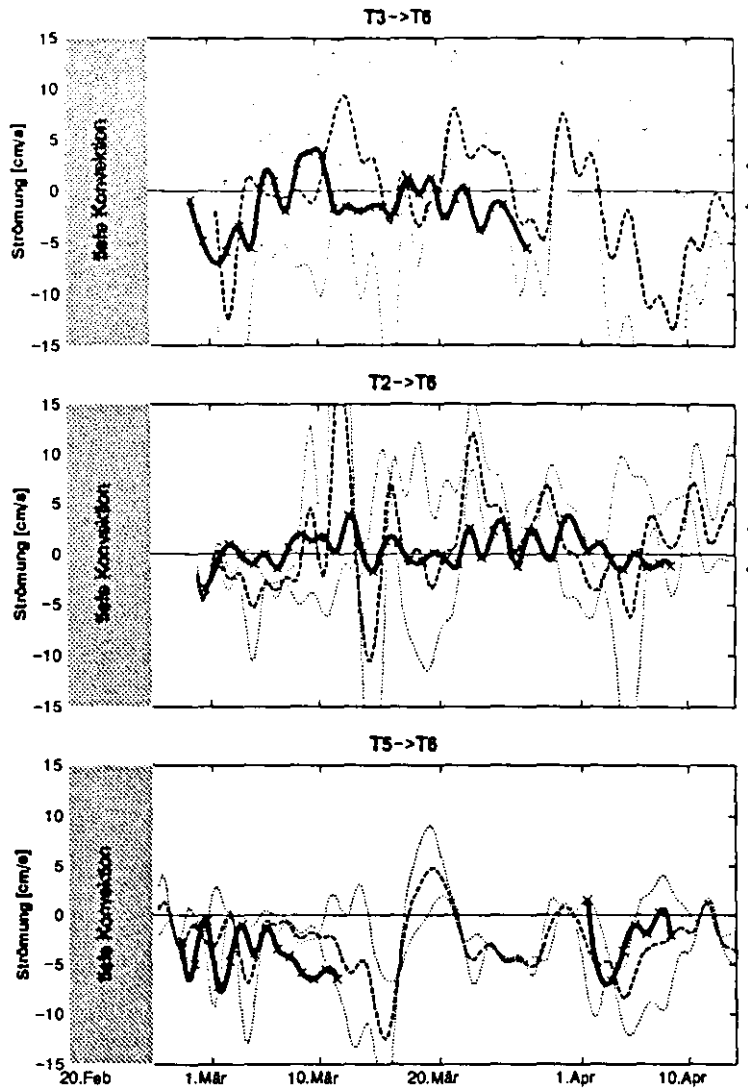


Abbildung 2.21: Radiale Komponente der oberflächennahen Strömungen (positiv in das Konvektionsgebiet hinein) zwischen T3-T6, T2-T6, T5-T6. *Dicke Linie:* Tomographieinversion (die Fehlerabschätzung ist am Rande markiert), *gepunktet:* Strömungsmesser auf den begrenzenden Verankerungen, *gestrichelt:* Mittel der Strömungsmesser.

Einstrom zum Inneren gibt, der das schnelle Erscheinen der Oberflächen'insen' erklären könnte. Der verantwortliche Prozeß bleibt damit weiterhin offen.

2.3 Diskussion und Konsequenzen

2.3.1 Was bestimmt Ort und Größe der homogenen Region ?

Die Ergebnisse bezüglich der Residenzzeit des Wassers in der Konvektionsregion sind ein erster *quantitativer* Beleg für die Prozesse, die Ort und Größe des homogenisierten Gebietes festlegen. Die einzige andere quantitative Untersuchung zu dieser Frage, jedoch nicht die vorangehenden Monate mit erfassend, stammt von STOMMEL (1972) . Er hatte den Auftriebsgehalt ($\Delta\sigma$) in einem Meridionalschnitt durch den Ostteil des Konvektionsgebietes kurz vor und nach der tiefen Vermischung verglichen, und schloß aus dem räumlich gleichförmigen Auftriebsverlust, daß die Oberflächenflüsse horizontal relativ homogen waren. Somit war die räumliche Verteilung der Schichtung wichtiger als die der Oberflächenflüsse während der Vermischungsphase. Er hatte aber keine Vergleichsinformation über die Wärme Flüsse oder die Advektion, somit war sein Schluß nur mit Vorbehalten gültig. LASCARATOS et al.(1993) zeigen, daß sich qualitativ Konvektion in den richtigen Gebieten des östlichen Mittelmeeres erzeugen läßt, wenn man Deckschichtmodelle mit realistischer Verteilung der Schichtung aber homogenen Flüssen antreibt. Sie haben jedoch keine in-situ Daten und Wärme flußinformation, um die in bestimmten Jahren tatsächlich erzeugten homogenen Gebiete mit den Rechnungen zu vergleichen.

Die meteorologischen Skalen für die Wärme- und Frischwasserflüsse in Konvektionsgebieten sind in der Regel nicht so klein und scharf begrenzt wie der Teil der Gebiete, in denen tiefe Vermischung tatsächlich stattfindet (BUNKER 1972). Die zyklonale Zirkulation dagegen verringert die Schichtung lokal in diesen Regionen. Daher wird in der Regel davon ausgegangen, daß die Lage des Vermischungsgebietes durch die Orte so verringerter Schichtung festgelegt wird (STOMMEL 1972; KILLWORTH 1983; LASCARATOS et al. 1993). Schwächere Schichtung alleine reicht aber als Bedingung nicht aus, wenn durch lateralen Austausch oder durch die regionale Zirkulation das Wasser sich nicht lange genug in dem Gebiet befindet, um den Oberflächenflüssen über den nötigen Zeitraum ausgesetzt zu sein. Daher weisen eine Reihe von Autoren auch auf den wichtigen "*trapping* (Einfang-)" Effekt der zyklonalen Zirkulation hin (SWALLOW und CASTON 1973; HOGG 1973; MADEC et al. 1991b). Diese Aspekte können mit den uns nun vorliegenden Daten quantifiziert werden.

Die Analyse der Tomographiedaten in Abschnitt 2.2.3 hatte gezeigt, daß das Wasser in der Konvektionsregion eine Residenzzeit von mehreren Monaten hat bis die Tiefenkonvektion einsetzt. Dieses Ergebnis erlaubt den Versuch, durch ein-dimensionale Rechnungen an verschiedenen Orten die Effekte der horizontalen Verteilung von Oberflächenflüssen und Schichtung zu untersuchen. Hierzu bieten sich Deckschichtrechnungen an, die mit Erfolg die Änderung der Schichtung durch Konvektion beschreiben konnten, und zwar sowohl lokal im Zentrum des Konvektionsgebietes (MERTENS 1994) als auch im horizontalen Mittel über das Gebiet (Abschnitt 2.2.4). Der Erfolg solcher Modelle ist nicht überraschend,

da Killworth (1976) schon mit ähnlichen Rechnungen qualitativ realistische Simulationen durchführte und, wie auch in Abschnitt 2.1.1 gezeigt wurde, Konvektion im wesentlichen als ein Vermischungseffekt zu betrachten ist.

Aus dem *THETIS* Projekt gibt es hydrographische Aufnahmen sowohl zwei Monate vor der Konvektion als auch direkt danach, sowie die räumliche Verteilung der meteorologischen Flüsse über diesen Zeitraum aus dem Peridot-Modell. Damit lassen sich an jeder Stelle des Konvektionsgebietes Deckschichtmodelle rechnen und das Ergebnis mit Beobachtungen vergleichen. Hierzu wird jeder Punkt mit dem beobachteten Profil vom Dezember initialisiert. Zwei Läufe, einmal mit horizontal konstantem Fluß, einmal mit der tatsächlichen Verteilung, geben dann Aufschluß über den quantitativen Einfluß der horizontalen Verteilung der Auftriebsflüsse. Diese Rechnungen wurden von C.Mertens zur Verfügung gestellt.

Abbildung 2.22 zeigt die räumliche Verteilung der Auftriebsflüsse aus dem Peridot-Modell, links für die gesamte Periode von Dezember bis zum Ende der Konvektionsphase, rechts nur für die 6 Tage des Mistralwindes, der den tiefen Durchbruch erzeugte. Das Zweimonats-

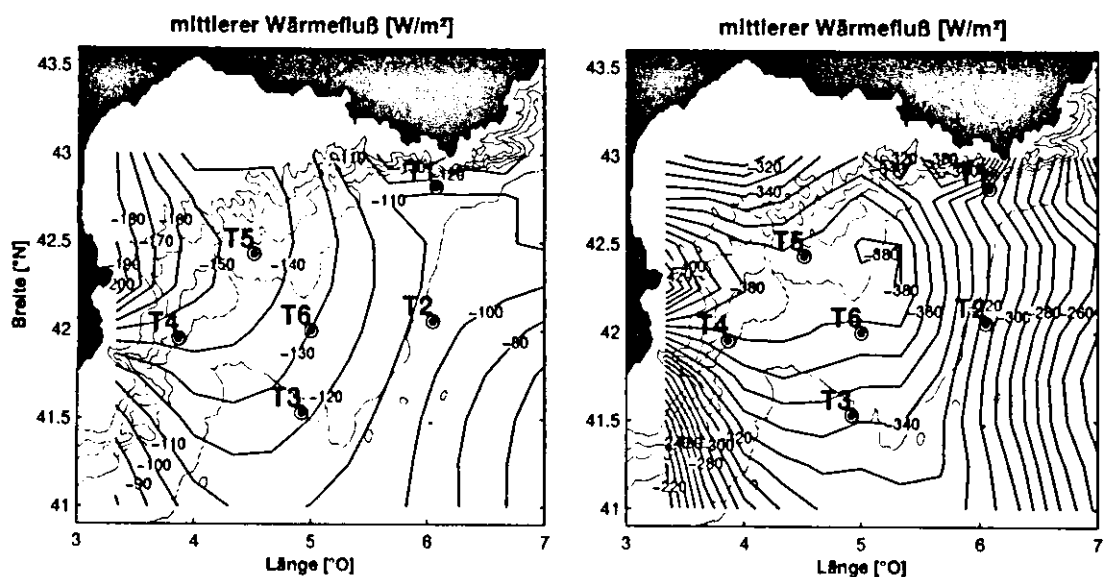


Abbildung 2.22: Räumliche Verteilung der Peridot Wärmeflüsse (*links*: Dezember bis Februar, *rechts*: Nur für die 6 aktiven Konvektionstage).

Mittel hat maximale Flüsse im Nordwesten direkt vor der Küste und zeigt keine Lokalisierung über dem Konvektionsgebiet. Die Verteilung für das Mistralereignis im Februar alleine zeigt ein Maximum ungefähr in dem Konvektionsgebiet (leicht nördlich), jedoch sind die absoluten Unterschiede relativ klein und wirken auch nur über die kurze Zeit von 6 Tagen. Ob die sichtbaren Strukturen dennoch die Lage des Konvektionsgebietes beeinflussen läßt sich an Hand von zwei Modellrechnungen untersuchen. Abbildung 2.23 zeigt die Ergebnisse des Deckschichtmodells angetrieben mit homogenen und mit räumlich

verteilten Flüssen. Beide Läufe erzeugen sehr ähnliche homogene Gebiet mit Konvektion ungefähr bis zu der im Experiment beobachteten Tiefe. Dies zeigt quantitativ, daß die Lo-

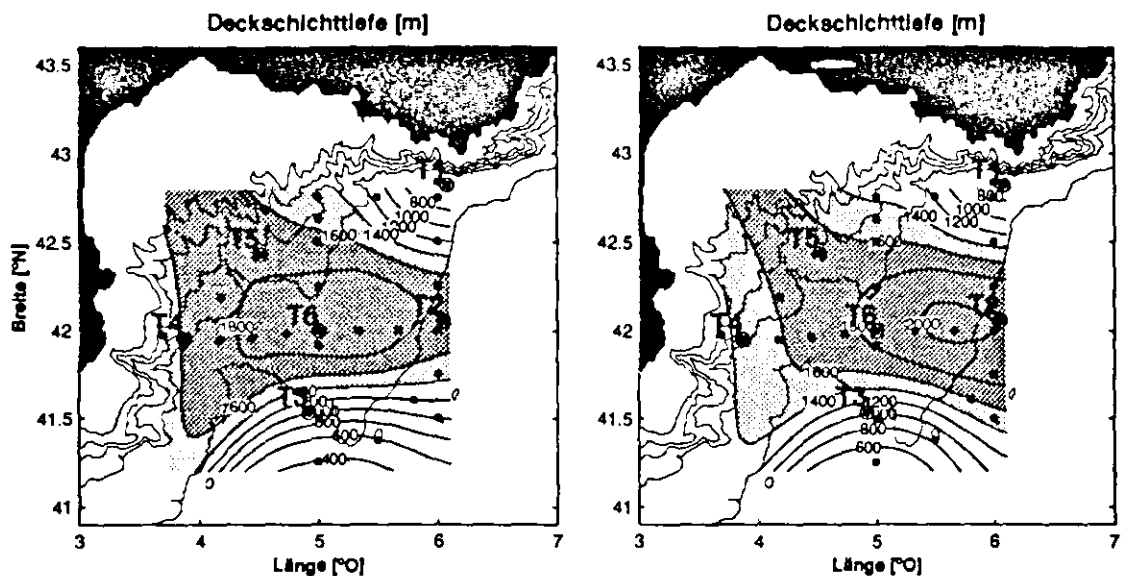


Abbildung 2.23: Räumliche Verteilung der modellierten Deckschichttiefe, initialisiert mit den Profilen einer CTD Aufnahme von November/Dezember 1991. *Links*: konstante, *rechts*: räumlich verteilte Wärmeflüsse (Modellläufe von C.Mertens).

kalisierung der Wärmeflüsse kein entscheidender Faktor ist, und zwar nicht nur während der Konvektionsphase selbst, sondern mindestens auch während der vorhergehenden zwei Monate langen Abkühlphase. Hinzu kommt, daß durch die Zirkulation die räumliche Verteilung von Abbildung 2.22a noch geglättet wird: Wenn man ein typisches Stromlinienfeld der zyklonalen Zirkulation des Gebietes auf die Wärmeflußverteilung projizieren würde und den Wärmefluß entlang der Stromlinien mittelt, ergäbe sich qualitativ eine wesentlich homogenere räumliche Verteilung. Somit scheint es gerechtfertigt, den meteorologischen Antrieb als homogen anzusetzen.

Eine andere Beobachtung ist die auffallende Schärfe der Berandung der homogenen Region. In allen gemessenen Schnitten durch das Konvektionsgebiet im *Golfe du Lion* springt die Konvektionstiefe von einer CTD-Station zur nächsten von wenigen hundert Metern Tiefe auf 1500-2000m (MEDOC GROUP 1970; LEAMAN und SCHOTT 1991; THETIS GROUP 1994). Ein Beispiel war in Abbildung 2.1 gezeigt. Dieser scharfe Übergang ist auf ersten Blick nicht vereinbar mit den glatteren räumlichen Skalen sowohl der meteorologischen Flüsse als auch der Schichtung vor der Konvektion. Eine naheliegende Erklärung wäre allerdings die Tatsache, daß auf Grund des Dichteprofiles nach Vermischung auf 400-500m Tiefe nur noch wenig Auftriebsfluß nötig ist, um Vermischung bis in große Tiefen zu erzeugen. Dies läßt sich mit einer sehr vereinfachten Rechnung testen. Zunächst kann man feststellen, daß sich die Schichtung innerhalb des Konvektionsgebietes zu Beginn des

Winters zu erster Näherung durch Anhebung eines externen Profils erzeugen läßt. Dies ist konsistent mit der Vorstellung, daß die verringerte Stabilität ein Aufwölben der Hintergrundsschichtung darstellt. Ein Beispiel ist in Abbildung 2.24 gezeigt. Dort wird die beobachtete zentrale Schichtung approximiert, indem man ein weiter außerhalb liegendes Profil um 70m anhebt. Die aufgewölbte Schichtung des Konvektionsgebietes im Herbst/Frühwin-

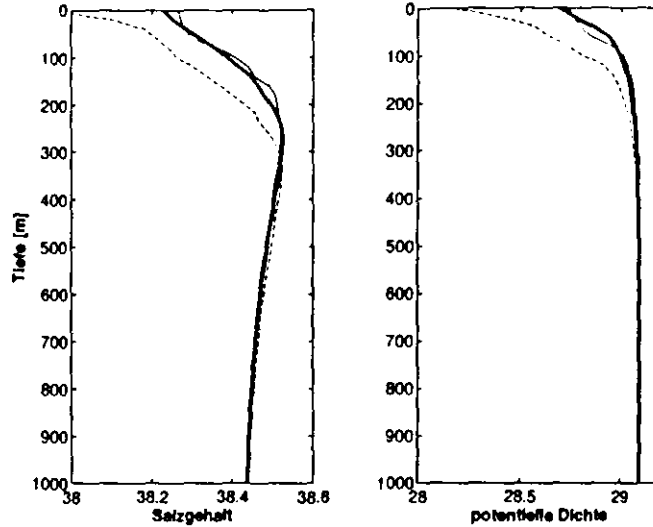


Abbildung 2.24: Zentrales Profil (*dünn*) angenähert durch Anheben (*dick*) eines Umgebungsprofils (*gestrichelt*). *Links*: Salzgehalt. *Rechts*: Potentielle Dichte

ter läßt sich nun qualitativ reproduzieren, in dem man das externe Profil zum Zentrum hin allmählich vertikal verschiebt. Eine realistische Verteilung ergibt sich zum Beispiel durch Anheben um einen Betrag $\Delta z = \Delta z(0) \tanh[0.05(100 - r) - 1.75] + 1$, wo r die Entfernung vom Zentrum in *km* ist, und $\Delta z(0)$ die maximale vertikale Verschiebung. Die *tanh* Verteilung entspricht qualitativ auch der von (KILLWORTH 1976) benutzten Modellschichtung. Eine typische Längenskala für das Erreichen der Hintergrundsschichtung ist 100km Radius vom Zentrum. Diese Modellschichtung wird in Abbildung 2.25 mit einer beobachteten verglichen.

Nun kann bei jedem Radius (aus dem so erzeugten Dichteprofil) der integrierte Auftriebsfluß $\int B dt$ berechnet werden, der zu einer Vermischung bis in Tiefe h führt:

$$\int B dt = \frac{g}{\rho_0} \int_{\rho(-h)}^{\rho(0)} z d\rho \quad (2.10)$$

Daraus ergibt sich an jeder Stelle für gegebenen Auftriebsverlust die Konvektionstiefe h und die Dichte der Vermischungsschicht.²² Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abbildung 2.26 zusammengefaßt, wo für die Anfangsschichtung von Abbildung 2.25 die Konvektionstiefe in Abhängigkeit von Auftriebsverlust und Entfernung vom Schichtungszentrum

²²In (MERTENS 1994) wurde gezeigt, daß Entrainment und Windvermischung für solche Simulationen vernachlässigbar sind, wahrscheinlich auf Grund der großen Vermischungstiefen.

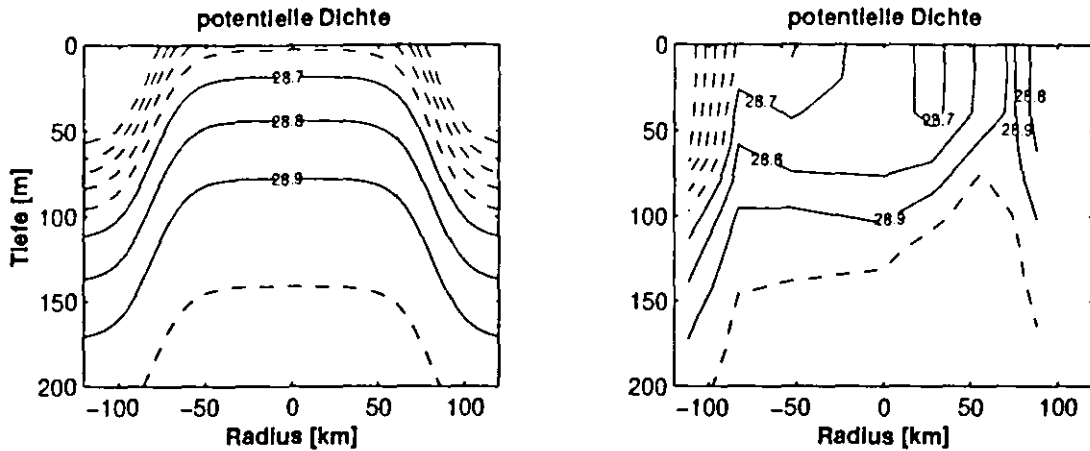


Abbildung 2.25: Links: Modellschichtung erzeugt aus \tanh Verteilung für die Anhebung eines externen Profils, siehe Text. Rechts: Vergleichbarer beobachteter Schnitt durch das Konvektionsgebiet im Dezember 1991, mit identischen Konturintervallen und Linientypen.

konturiert ist. Diese Darstellung zeigt, daß in jedem Fall der Übergang von flacher zu tiefer Vermischung über ungefähr 10 km stattfindet. Interessant ist außerdem, daß dieses idealisierte Modell auch das qualitative Verhalten der Größe und -tiefe der durchmischten Gebiete bei kalten oder milden Wintern zeigt. Der gesamte Auftriebsverlust im *THETIS* Winter war seit der ersten CTD-Aufnahme etwa $0.45\text{ m}^2/\text{s}^2$, in dem von (LEAMAN und SCHOTT 1991) beobachteten Winter 1987 waren es etwa $1.05\text{ m}^2/\text{s}^2$ über einen vergleichbaren Zeitraum (MERTENS 1994). Milde Winter dagegen erreichen nur $0 - 0.35\text{ m}^2/\text{s}^2$ (was etwa $0 - 100\text{ W m}^{-2}$ entspricht). Aus Abbildung 2.26 läßt sich nun für diese Fälle die erwartete Konvektionstiefe und horizontale Ausdehnung der homogenen Region ablesen. In *THETIS* sind dies 1400 m und 50 km Radius, was nahe an den beobachteten Werten liegt. Für 1987 ergibt sich Konvektion bis zum Boden und $90\text{--}100\text{ km}$ Radius - ebenfalls in der richtigen Größenordnung. Die schwachen Winter zeigen dagegen keine tiefe Konvektion. Ein typischer Schnitt für den *THETIS* Fall aus diesem Modellansatz ist in Abbildung 2.27 gezeigt, der - gemessen an den Vereinfachungen - überraschend realistisch aussieht.

Eine interessante Perspektive ergibt sich aus der Kombination dieser Abschätzungen mit den Ergebnissen von Abschnitt 2.1.1 bezüglich der Tiefenwasserbildungsrate. Sollte es wirklich möglich sein, wie oben die horizontale Ausdehnung der durchmischten Region aus den meteorologischen Flüßen zu berechnen, können Zeitserien dieser Flüße über viele Jahre, wie z.B. in (MERTENS 1994), benutzt werden, um so eine mehrjährige Zeitserie für die Bildungsrate an Tiefenwasser zu bestimmen.

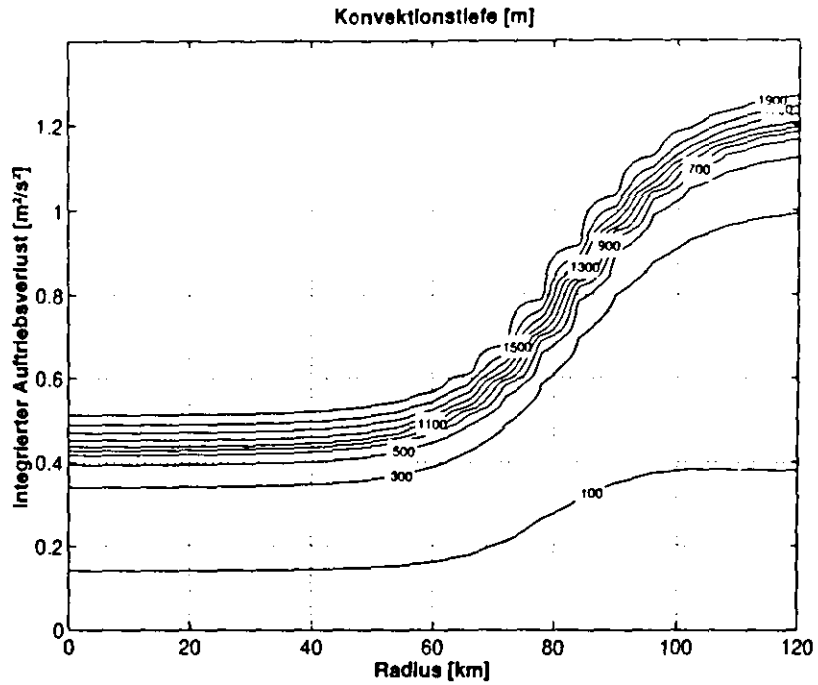


Abbildung 2.26: Konturplot der Konvektionstiefe abhängig von Auftriebsverlust und Radius, als Ergebnis von eindimensionaler Vermischung der idealisierten Anfangsschichtung von Abbildung 2.25.

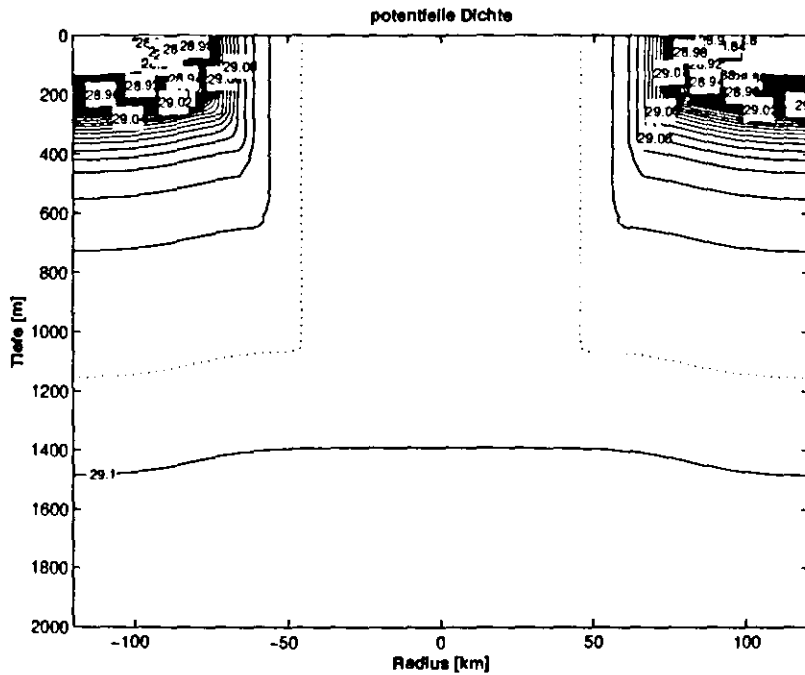


Abbildung 2.27: Schnitt durch das Konvektionsgebiet aus der Modellrechnung für einen Gesamtauftriebsverlust von $0.45m^2/s^2$ (wie in *THETIS*).

2.3.2 Wiederherstellung der Schichtung

Wenn in den Konvektionsregionen volumenmäßig neues Tiefenwasser gebildet wird, ist es erforderlich, daß das dichte Wasser aus diesen Gebieten absinkt, bis es sich in dem Tiefenwasserniveau befindet. Dies ist seit der MEDOC Studien die *sinking and Spreading Phase* genannt worden, e.g. (KILLWORTH 1976). Bestätigt scheint dieses Absinken auch durch den Wiederaufbau der Schichtung in der oberen Hälfte der Wassersäule, was bedeutet, daß sich weniger dichtes Wasser von außerhalb des Konvektionsgebietes über die dichte Säule im Inneren schiebt. Ohne Erdrotation ist dies auch offensichtlich: Die Druckgradienten, die durch die hohe Dichte in der zentralen homogenen Region erzeugt werden, würden sofort ein Abfließen nach unten und dann seitlich aus der Region heraus bewirken, während zur Kompensation in der oberen Wassersäule Wasser horizontal hereinströmen würde. Die Erdrotation verhindert diesen Prozeß aber, und nach radialem Ein-/Ausstrom um einen Rossby-Radius ist ein Gleichgewichtszustand erreicht, mit geneigten Seitenbegrenzungen des Konvektionsgebietes (DEWAR und KILLWORTH 1990; SEND und MARSHALL 1994). Trotzdem ist dies ein Zustand hoher (verfügbarer) potentieller Energie, die langfristig sicherlich abgebaut wird.

Dafür kommen eine Reihe von Mechanismen in Frage. Eine Möglichkeit wäre, durch laterale Vermischung und Diffusion die horizontalen Dichtegradienten zwischen dem homogenen Gebiet und Umgebung zu reduzieren. Diese Vorstellung ist nicht ganz abwegig, da erstens nahe der Front starke horizontale Einschübe zwischen benachbarten Profilen beobachtet werden (siehe Abbildung 2.28 und LEAMAN und SCHOTT 1991), und zweitens starke Wirbelaktivität erzeugt durch Instabilität (siehe unten) vorliegt. Laterale Vermischung würde zwar die verfügbare potentielle Energie verringern (aber nicht die gesamte) und somit wieder einen stabilen Zustand herstellen, ist aber unzureichend, um Tiefenwasserbildung zu erklären. Denn ohne Absinken, d.h. Vertikaltransport, wird auch kein Tiefenwasservolumen nachgeliefert.

Theoretisch können auch Reibungseffekte dafür sorgen, daß das dichte Wasser der Konvektionsregion trotz Rotation absinkt. So kann z.B. Bodenreibung ein Abbremsen ("*spin-down*") der geostrophischen Zirkulation in dem Gebiet erzeugen. Dadurch wird die geostrophische Balance gestört, und es kommt zu ständigem Einstrom (oben) und Ausstrom (unten), verbunden mit Absinken der dichten Wassersäule. Ob solche Effekte auf der Skala der Konvektionsregion eine Rolle spielen, ist jedoch zweifelhaft, da häufig die Konvektion gar nicht bis zum Boden reicht und auch der Rand (wo stärkere Strömungen zu erwarten sind) nur einen kleinen Teil des Volumens einnimmt. Es muß jedoch ernsthaft untersucht werden, ob die kleineren Instabilitätswirbel, die sich von der Konvektionsregion ablösen können (siehe unten), nicht solchen *spin-down* Effekten unterliegen.

Eine interessante Möglichkeit, das Wasser aus dem Konvektionsgebiet abfließen zu lassen, wäre in Form eines tiefen Randstroms (P.RHINES, pers. Mitteilung). Dazu muß die

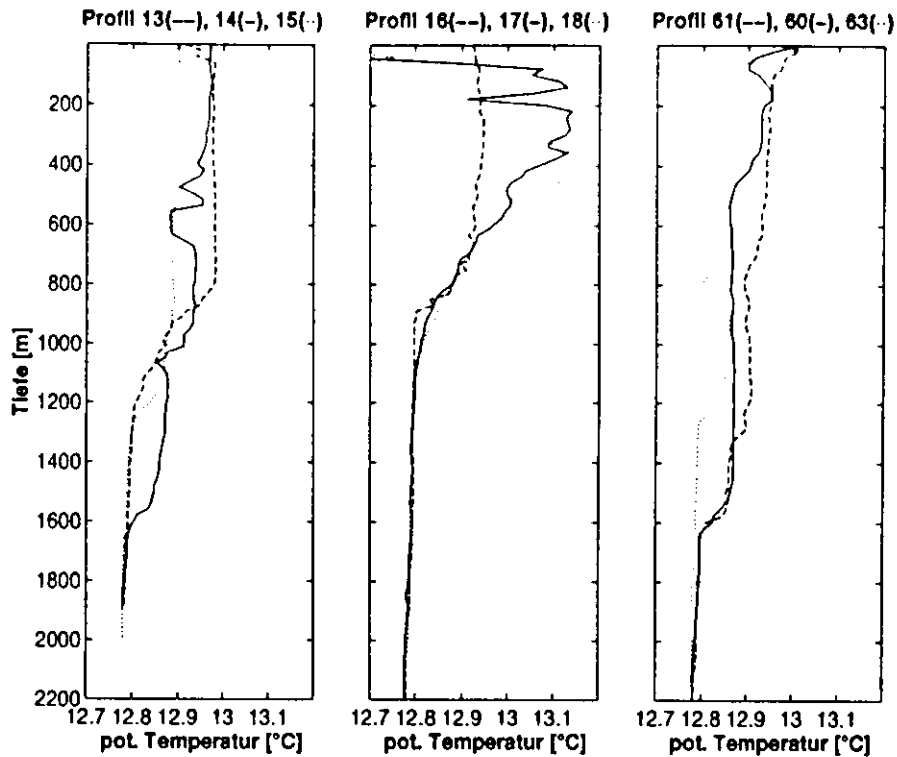


Abbildung 2.28: CTD Profile mit horizontalen Einschüben von Nachbarprofilen. Gezeigt ist jeweils ein 'zentrales' (*durchgezogen*) mit zwei umgebenden Profilen (*gestrichelt, gepunktet*).

homogene Säule in Kontakt mit einer seitlichen Berandung in der Tiefe sein. Zu diesem Mechanismus gibt es auch inzwischen numerische und Laborversuche - Abbildung 2.29 zeigt ein Beispiel. Da die Corioliskraft hier durch den Druckgradienten gegen eine seitliche Berandung balanciert wird, kann das Wasser nun ohne die Beschränkung auf einen Rossbyradius große Entfernungen zurücklegen. Bei diesem Ansatz ergibt sich auch ein qualitativer Zusammenhang zur thermohalinen Zirkulation, bei der sich das Tiefenwasser ebenfalls als tiefer Randstrom ausbreitet.

Die "Standarderklärung" für das *Sinking und Spreading* ist jedoch barokline Instabilität. In der Tat gibt es keinen Zweifel, daß die homogene Region nach der Konvektionsphase wirklich durch Instabilität aufricht und kleinere Wirbel abspaltet. Dies hat sich in Beobachtungen, numerischen Modellen und Tankversuchen gezeigt (GASCARD 1978; KILLWORTH 1976; MADEC et al. 1991b; JONES und MARSHALL 1993; HERMANN und OWENS 1991; MAXWORTHY und NARIMOUSA 1994) und paßt auch zu theoretischen Abschätzungen (GASCARD 1978; SEND und MARSHALL 1994; VISBECK 1993). Barokline Instabilität ist aber weitgehend nur benutzt worden, um das *Spreading* zu erklären, während das Problem des *Sinking* sehr vernachlässigt wurde. Mit dem *Spreading* ist hier die laterale Ausbreitung gemeint. Mäander und Wirbel, die aus der Instabilität entstehen, bringen geschich-

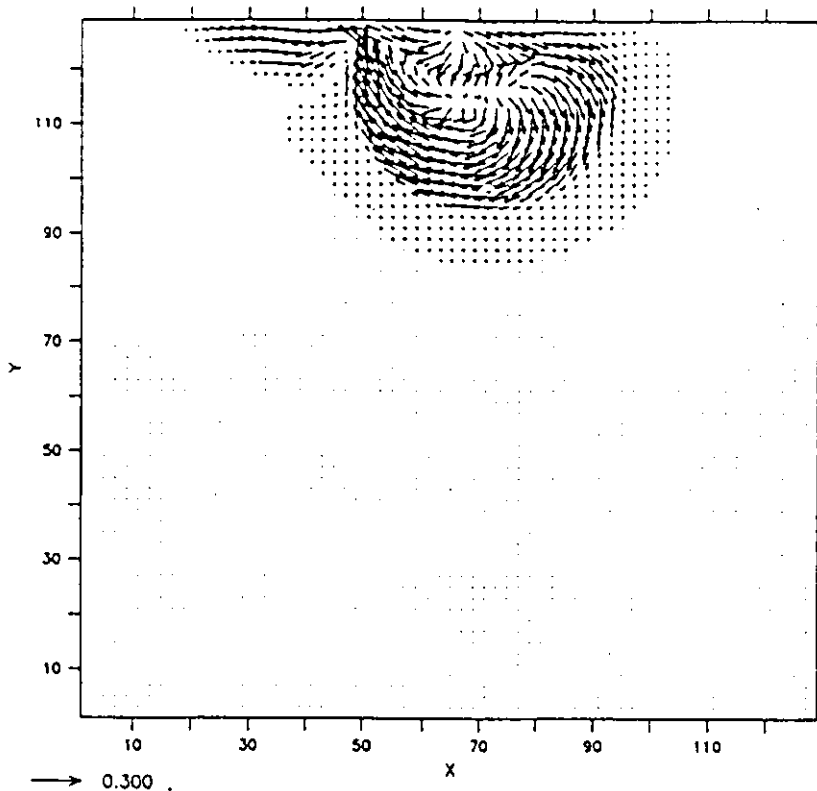


Abbildung 2.29: Ausstrom von homogenisiertem Wasser aus dem Konvektionsgebiet als tiefer Randstrom (von J.Marshall zur Verfügung gestelltes Modellergebnis).

tetes Wasser in die Konvektionsregion und transportieren dafür dichtes Wasser heraus. Im Mittel entspricht dies einem Aufbau der Schichtung im Inneren der Region, wie sie auch großskalig mit den Tomographiedaten beobachtet wurde. Die Zeitskala dafür läßt sich abschätzen, indem man annimmt, daß bei vollständig entwickelter Wirbelaktivität die Mäander geschichtetes Wasser mit der Strombandgeschwindigkeit ins Zentrum bringen²³. Abbildung 2.9 zeigt in der LIW Schicht Strömungen von 2cm/s . Für unser Gebiet von 60km Radius würde dies eine Zeitskala von 35 Tagen ergeben - vergleichbar mit den beobachteten 40 Tagen (Abschnitt 2.2.6). Damit muß das dichte Wasser aber noch nicht abgesunken sein - es wurde zunächst nur seitlich abtransportiert. HERMANN und OWENS (1991) zum Beispiel benutzen die laterale Fortbewegung dieser Wirbel (LEGG und MARSHALL 1993; HELFRICH und SEND 1988), um den Fluß von potentieller Energie aus dem Konvektionsgebiet heraus abzuschätzen.

Wie aber sinkt das Wasser? Die barokline Instabilität wandelt verfügbare potentielle Energie in kinetische um, daher muß sich der Schwerpunkt des Wassers absenken. Dies bedeutet ein Sinken des dichten Wassers im Mittel. Wenn die gesamte homogene Region in Wirbel aufbräche, die etwa einen Rossby-Radius Größe haben (ein Beispiel ist in Abbildung 2.30

²³Dies ist äquivalent zu der Zeitskala, die VISBECK et al. (1995) aus anderen Überlegungen für ein ständig gekühltes Gebiet herleiten.

gezeigt), wäre kein dichtes Wasser mehr mit der Oberfläche in Kontakt. In den obersten

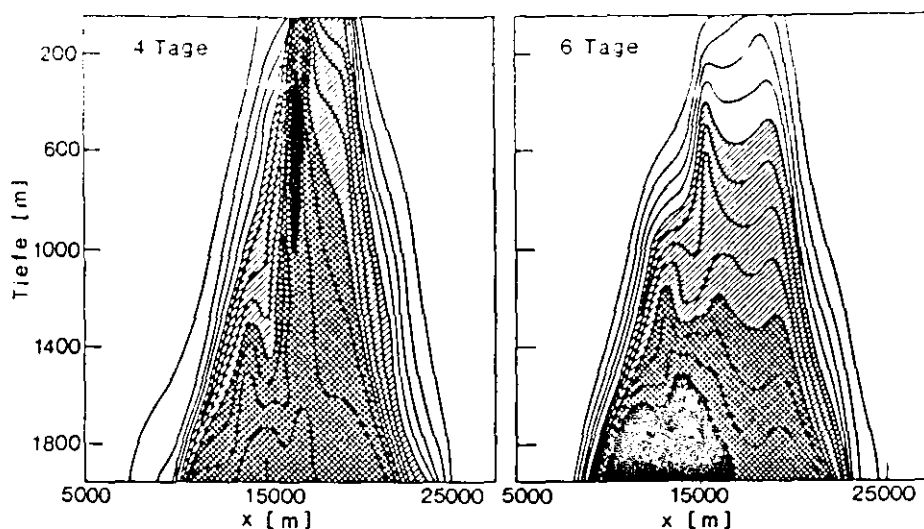


Abbildung 2.30: Dichteschnitt eines abgelösten Wirbels in dem Marshall-Modell nach 4 Tagen (*links*) und nach 6 Tagen (*rechts*). Das Absinken des dichten Wassers bzw. das Überlagern durch Schichtung sind deutlich zu sehen.

Schichten hätte sich damit überall weniger dichtes Wasser überlagert - das Konvektionsgebiet und die Wirbel sind "zudeckt". Die Wirbel enthalten aber weiterhin dichtes Wasser ungewöhnlich hoch in der Wassersäule, welches langfristig noch absinken muß. Der Prozeß hierfür ist noch nicht klar. MADEC et al. (1991a) und MADEC et al. (1991b) argumentieren basierend auf ihren Modellergebnissen, daß die Instabilität ausreicht, um das dichte Wasser vollständig in die Tiefe zu transportieren, in der es neutral ist (Umgebung mit gleicher Dichte). Die gezeigten Modellschnitte deuten in der Tat an, daß sich langfristig keine isolierten, abgespaltenen Wirbel bilden, sondern die homogene Region als ganzes mäandriert während das Wasser im Inneren immer weiter absinkt. Dieser scheinbare Widerspruch zu anderen numerischen und Laborstudien könnte in dem langsamen Kühlen der Madec-Experimente liegen. Ein tiefes Konvektionsgebiet erzeugt durch intensiven Mistral würde vielleicht eher in Wirbel zerfallen. Auch muß berücksichtigt werden, daß bei langsamem Kühlen über mehrere Monate mit räumlich stark lokalisierter Verteilung unrealistisch starke Instabilität schon während dieser Phase auftritt: homogeneres Kühlen von einer Schichtung die *Doming* oder *Preconditioning* zeigt, ist stabiler (MADEC et al. 1991a).

Vereinzelte Beobachtungen scheinen auch zu belegen, daß sich ein Teil des durch Konvektion erzeugten Wassers deutlich von dem ursprünglichen Konvektionsgebiet entfernen kann (SWALLOW und CASTON 1973; RHEIN 1994). Dies würde die Vermutung bestätigen, daß sich Wirbel mit solchen Wassereigenschaften in der Tat von der aktiven Region abtrennen können und als "Konvektionslinsen" von der Entstehungsregion wegwandern. Die *THETIS* Tomographie- und CTD-Daten zeigen auch, daß sich in Teilen des Konvek-

tionsgebietes selbst nach zwei Monaten noch nicht die normale Schichtung im LIW-Niveau wieder eingestellt hat. Beides deutet auf eine erhebliche Langlebigkeit der durch Konvektion erzeugten Strukturen mit einem dichten Kern hin.

Eine quantitative Abschätzung der umgewandelten potentiellen Energie sollte helfen zu bestimmen, wie weit und wie schnell das dichte Wasser absinken kann. Hierzu könnten theoretische Überlegungen angewendet werden oder Energiefluß-Diagramme aus numerischen Modellen (MADEC et al. 1991b), wobei aber obige Vorbehalte bei den numerischen Ansätzen zu berücksichtigen wären. VISBECK et al. (1995) haben kürzlich solche Überlegungen benutzt, um die Wirbelaktivität zu parametrisieren. Dieser Ansatz scheint vielversprechend, um die großskalige Entwicklung des homogenisierten Gebietes zu beschreiben.

3. Großräumige Wassermassenvariabilität im Mittelmeer

Das Thema von Kapitel 2 waren Untersuchungen und Beobachtungen auf der Skala der ozeanischen Konvektionsgebiete. Obwohl den dort relevanten Prozessen eine zentrale Rolle zukommt, ist dies eine relativ kleine Skala im System der thermohalinen Zirkulation und Wassermassenbildung. Es ist von grundlegender Bedeutung, auch die Eigenschaften, Volumina und Variabilitäten der verschiedenen Wassermassen auf ihrer natürlichen Skala großräumig erfassen zu können. Eine Anwendung der Tomographie für solche Untersuchungen wurde gerade im westlichen Mittelmeer abgeschlossen (*THETIS-2*). Ziel war die Beobachtung der beckenskaligen Wassermasseneigenschaften dort.

Das Mittelmeer ist ein ausgezeichnetes Testbecken für viele Prozesse, die auf etwas größerer Skala in den offenen Ozeanen stattfinden. Man kann es zu Recht als einen "Mini-Ozean" bezeichnen, mit wind- und thermohalin getriebener Zirkulation (MALANOTTE-RIZZOLI 1994; ROBINSON und GOLNARAGHI 1994), Randströmen und deren Instabilitäten (MILLOT 1987), Rezirkulationen (WMCE GROUP 1989), mesoskaligen Wirbeln (MILLOT 1991), Fronten (WMCE GROUP 1989), tiefer Konvektion und Wassermassenbildung (SCHOTT et al. 1994). Auch die Variabilitäten, die z.B. im Atlantik studiert werden, finden sich hier wieder - nicht nur saisonal (siehe unten), sondern auch als große zwischenjährliche Signale in den Wassermasseneigenschaften (BETHOUX und TAILLIEZ 1994), in den Antrieben (GARRETT et al. 1993) und in der Konvektion (MERTENS 1994), bis hin zu Trends auf Klimazeitskalen (ROHLING und BRYDEN 1992; BETHOUX et al. 1990). Sogar die thermohaline Zelle im Mittelmeer hatte offensichtlich verschiedene Zustände in der Vergangenheit (THUNELL und WILLIAMS 1989; BETHOUX und TAILLIEZ 1994) - ein Thema von großem derzeitigen Interesse im Atlantik und in der globalen ozeanischen Umwälzbewegung ('Conveyor Belt'). Damit bietet sich das Mittelmeer zum Studium vieler dieser Prozesse an, denn es ist kleiner und leichter erreichbar, und dadurch besser zu beobachten. Hinzu kommt, daß durch die kleinen Verbindungen zwischen den Becken und zum Atlantik advective Terme und Bilanzen gut zu bestimmen sind, wodurch man fast über ein kontrolliertes

Becken verfügt (GARRETT et al. 1993; BETHOUX und GENTILI 1994). Wie wichtig das Mittelmeer selbst ist z.B. für die Zirkulation und Wassermassenbildung im Atlantik oder gar für den Conveyor Belt, ist dagegen noch fraglich (REID 1979; COX 1989).

3.1 Variabilität von Wärmegehalt und Wärmeflüssen im Mittelmeer

Die Zeitskalen von Interesse für die vorliegenden Messungen von Wassermassenvariabilität sind saisonal, zwischenjährlich und umfassen auch langjährige Trends. Abbildung 3.1 zeigt das saisonale Temperatursignal an der Meeresoberfläche. Dies stammt aus einer Analyse von historischen Daten über den Zeitraum von 1906-1992. Gezeigt ist der klimatologische Mittelwert und die Amplitude des Jahresganges aus allen diesen Daten. Während in Oberflächennähe die Datenabdeckung noch relativ gut ist, sind entsprechende Verteilungen in 300m Tiefe schon deutlich schlechter bestimmt, und unter 500m ziemlich lückenhaft. Wenn man zusätzlich an den Änderungen der saisonalen Amplitude von Jahr zu Jahr interessiert ist, liefern historische Daten noch weniger Information. Daher ist es wünschenswert, direkte Beobachtungen des großräumigen Jahresganges zu erhalten.

Warum sind saisonale Wärmegehaltsänderungen von Interesse? Zunächst gibt die vertikale Verteilung des Jahresganges Aufschluß über dynamische Prozesse und Vermischung, die das Signal in die Tiefe bringen. Unter anderem kann dies benutzt werden, um numerische Modelle zu verifizieren oder anzupassen. Die saisonale Wärmespeicherung läßt außerdem Bilanzstudien zu, bei der Einstrom, Ausstrom und Oberflächenflüsse auf richtige Amplitude und Phase untersucht werden können. Verschiedene Korrekturen der Oberflächenflüsse ergeben um bis zu 20% unterschiedliche saisonale Wärmegehaltsamplituden (GARRETT 1994). Auch deuten einige Beobachtungen saisonale Schichtdickenänderungen des warmen LIW um 30-50m an (MANZELLA und VIOLETTE 1990), die sich jedoch nicht einfach durch die Ein-/Ausflußbilanzen erklären lassen (MILLOT et al. 1992).

Für zwischenjährliche Variabilität gibt es im Mittelmeer bisher nur eine unzureichende Datenbasis. Die beckengemittelten *Oberflächentemperaturen* lassen sich zwar aus dem COADS-Datensatz (WOODRUFF et al. 1987) abschätzen - GARRETT et al. (1993) zeigen die Zeitserie von 1946-1988. Die großräumigen Temperaturen im Inneren oder der Wärmegehalt sind aber zwischenjährlich wegen der spärlichen Datenbasis kaum abschätzbar (SPARNOCCHIA et al. 1993). Da es sich um ein fast geschlossenes Becken handelt, müssen die zwischenjährlichen Änderungen des Wärmegehaltes direkt mit Schwankungen in den Oberflächenflüssen und Transporten durch die Meeresstraßen verknüpft sein. Untersuchungen dieser Zusammenhänge, zu denen auch Korrektur der Bulkformeln und Parametrisierung der Meeresstraßentransporte gehören würde, könnten dann z.B. erlauben, aus Klimavariabilität resultierende Temperaturänderungen des Mittelmeeres zu berechnen.

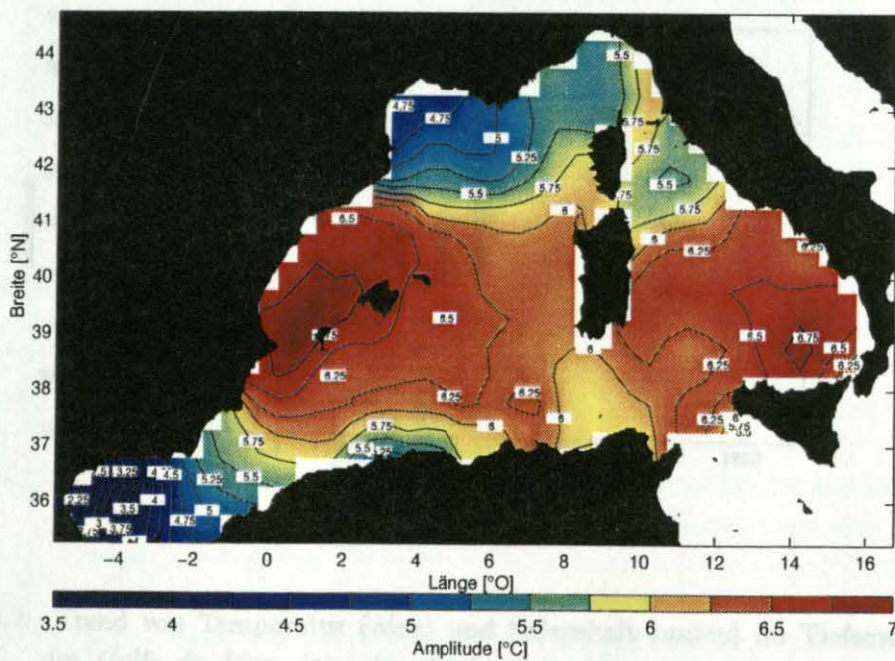
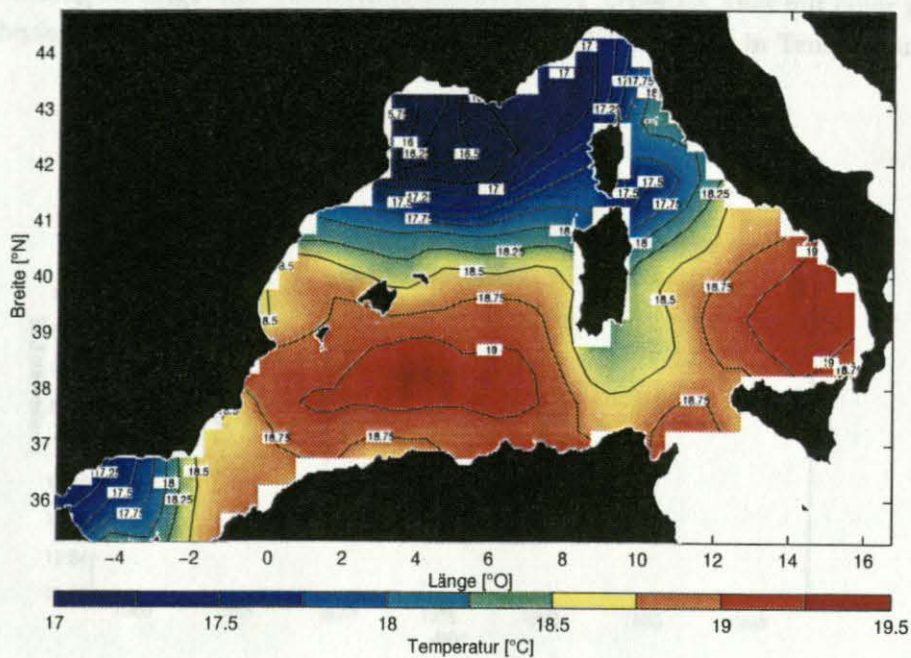


Abbildung 3.1: *Oben:* Mittlere Temperatur in 10m Tiefe. *Unten:* Amplitude des saisonalen Temperaturganges in 10m Tiefe. (aus der Analyse des historischen Datensatzes von G.Krahmann)

Trends auf Klimaskalen sind auch bereits im Mittelmeer beobachtet worden, und zwar im Tiefenwasser des nordwestlichen Beckens (BETHOUX et al. 1990; LEAMAN und SCHOTT 1991). Abbildung 3.2 zeigt eine Auswertung ähnlich dieser Arbeiten, aber mit einer größeren Datenbasis inklusive unserer eigenen neueren Daten. Diese Trends in Temperatur und

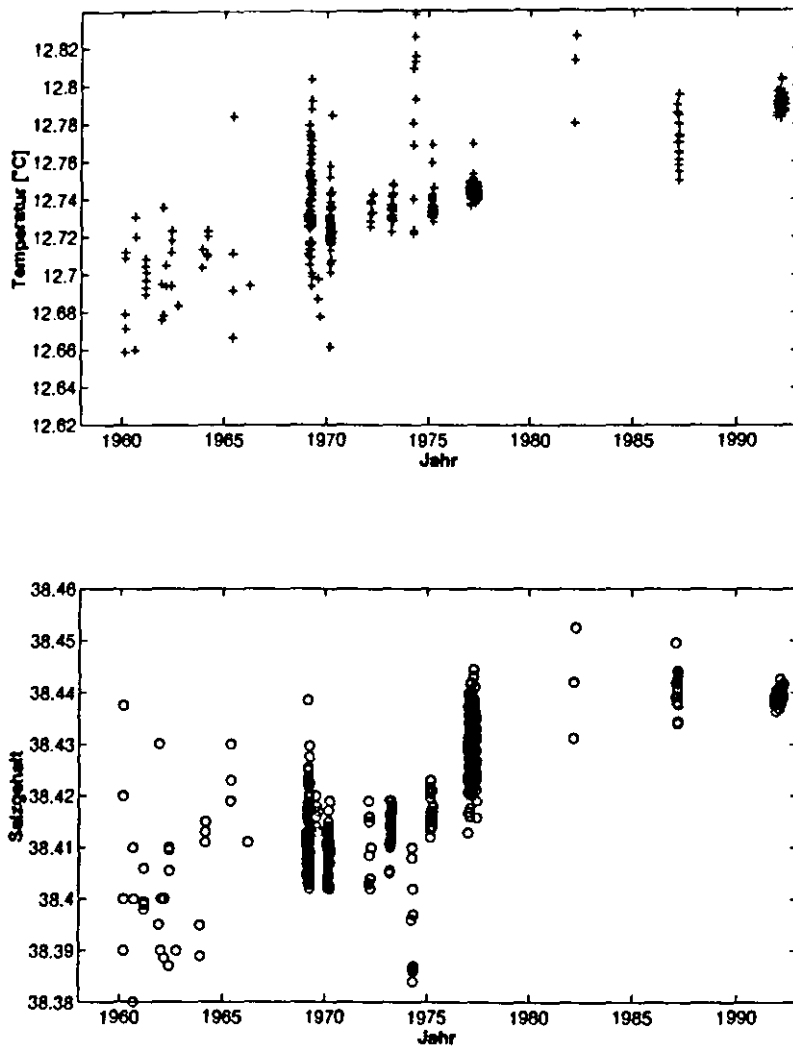


Abbildung 3.2: Trend von Temperatur (*oben*) und Salzgehalt (*unten*) im Tiefenwasser des *Golfe du Lion*. (aus der Analyse des historischen Datensatzes von G.Krahmann)

Salzgehalt sind in der Größenordnung von $3 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}/\text{Jahr}$ und $1 \times 10^{-3} \text{ psu}/\text{Jahr}$. Sie lassen sich aber aus historischen Daten nur zeigen, wenn man die Analyse auf eine sehr

tiefe Schicht begrenzt ($> 2000m$, obwohl das Tiefenwasser an sich ab $1000m$ anzusetzen ist (RHEIN 1994)) und wenn man außerdem nur Daten aus dem *Golfe du Lion* benutzt. Es ist daher zur Zeit nicht offensichtlich, ob es sich um einen großräumigen Trend handelt. Trotzdem sind bereits einige Mechanismen vorgeschlagen worden, um diese Erwärmung zu erklären. Ein Ansatz geht davon aus, daß sich durch Aufstauung von Flüssen im östlichen Mittelmeer (hauptsächlich des Nils und ins Schwarze Meer einmündender Flüsse) der Salzgehalt des dort gebildeten LIW seit den fünfziger Jahren erhöht hat. Da dies nach Ausbreitung ins westliche Mittelmeer eine Komponente des durch konvektive Vermischung erzeugten Tiefenwasser ist, würde erstens der Salzgehalt des Tiefenwassers erhöht. Außerdem würde die für tiefe Vermischung nötige Dichte bei höheren Temperaturen erreicht, wodurch sich der Temperaturanstieg erklären ließe (LEAMAN und SCHOTT 1991; ROHLING und BRYDEN 1992). Dagegen argumentieren BETHOUX et al. (1990) und BETHOUX und GENTILI (1994), daß die Trends im Tiefenwasser wahrscheinlicher durch klimatisch bedingte Änderungen in Oberflächentemperatur und -salzgehalt erzeugt werden. Eine der Annahmen ist dabei, daß der beobachtete Trend für das gesamte Tiefenwasservolumen des westlichen Beckens gilt.

Bei allen obigen Bilanzierungen sind die Randbedingungen von zentraler Bedeutung. Diese bestehen hier aus den Oberflächenwärmeflüssen und den Meeresstraßentransporten. Ein Problem ist, daß sich mit den derzeitigen Daten nicht einmal das *mittlere* Wärmebudget schließen läßt. Der Wärmetransport durch die Straße von Gibraltar gibt vor, daß die räumlich und zeitlich gemittelte Summe aller Wärmeflüsse in die Oberfläche des Mittelmeeres gegeben ist durch $\overline{Q_t} = -7 \pm 3Wm^{-2}$. Anwendung von Standard-Bulkformeln, um aus Schiffsbeobachtungen wie dem COADS-Datensatz (WOODRUFF et al. 1987) die Wärmeflüsse zu errechnen, ergeben dagegen Mittelwerte, die zwischen $+20Wm^{-2}$ und $+40Wm^{-2}$ liegen (BUNKER et al. 1982; GARRETT et al. 1993). Verschiedene Autoren argumentieren daher für die Korrektur diverser Terme in den Bulkformeln, z.B. Erhöhung des latenten Wärmeverlustes (BUNKER et al. 1982), Verringerung der Einstrahlung (GARRETT 1994) oder beides (BETHOUX und GENTILI 1994). Die Einstrahlung z.B. würde verringert durch marine Aerosole, sowie durch die Korrektur eines Fehlers in der weit verbreiteten Formel für Einstrahlung (REED 1977; ISEMER et al. 1989). Hier zeigt sich wieder, daß das Mittelmeer ein nützliches Testbecken darstellt, denn es können nicht nur Fehler in den Bulkformeln gefunden werden, sondern durch Untersuchung der zeitlichen Variabilität (saisonal oder zwischenjährlich) von Wärmegehaltsänderungen können auch die nötigen Korrekturen bestimmt werden (GARRETT 1994).

Die andere Randbedingung für Beckenbilanzierungen sind die Ein-/Ausströme durch die Straßen von Gibraltar und Sizilien. Ein Monitoring dieser Transporte ist daher wichtig, auch um zu untersuchen, wie diese auf Veränderungen im Inneren des Beckens reagieren. Dieses Thema ist nicht Gegenstand der hier vorliegenden Arbeit, es sei jedoch angemerkt, daß es möglich scheint, auch hier tomographische Methoden einzusetzen, um lange Zeitserien dieser Transporte von Land aus zu erhalten (SEND et al. 1994a). Ein Experiment dazu ist bereits in Planung, siehe Kapitel **Aussichten**.

3.2 Das THETIS-2 Projekt

Philosophie

Im Sommer 1992 wurde ein neues Tomographieprojekt, *THETIS-2*, initiiert. Kernstück dieses Projektes ist ein Experiment im westlichen Becken des Mittelmeeres, welches tomographische Messungen zwischen Frankreich, Algerien, den Balearen und Sardinien/Korsika durchführt, siehe Abbildung 3.3. Die Geräte wurden zu Ende des Schreibens dieser Arbeit

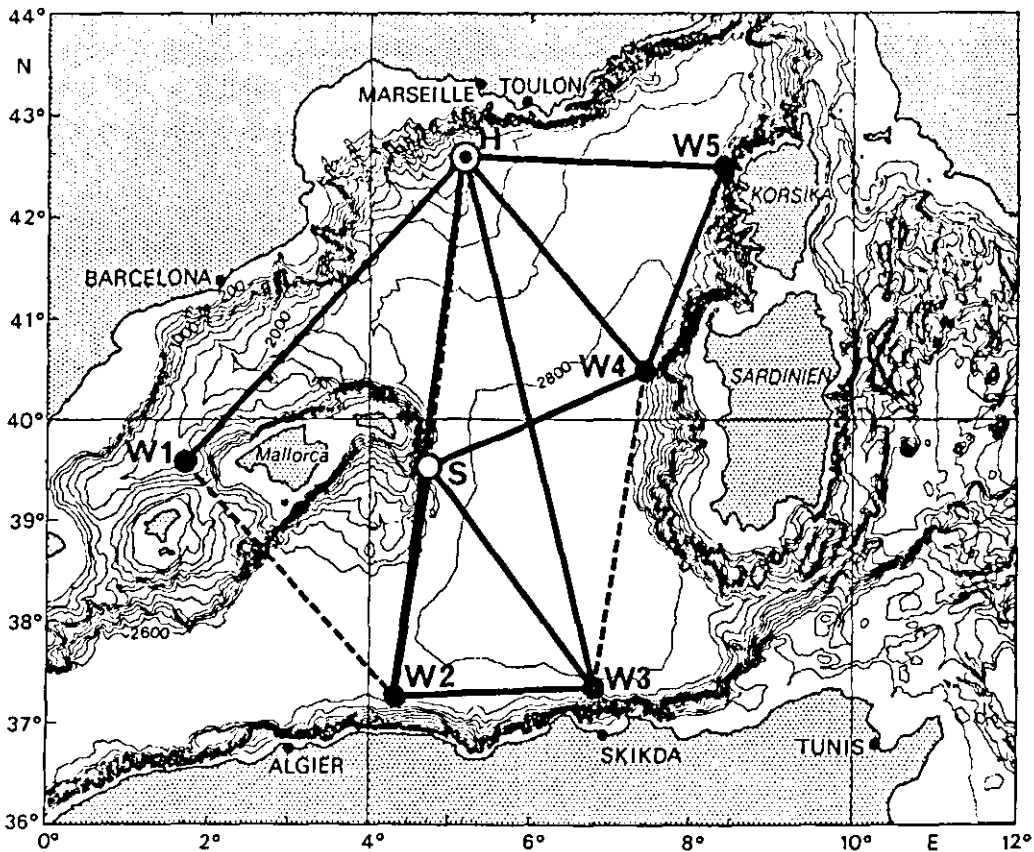


Abbildung 3.3: Karte der Tomographieverankerungen des *THETIS-2* Experimentes. *H* enthält die neue HLF-5 Schallquelle, die das ganze Becken durchstrahlen kann. Die anderen Verankerungen haben Webb-Geräte mit einer Reichweite von etwa 300km. Die gestrichelten Strecken sind daher wahrscheinlich zu groß, um auswertbar zu sein. Die Verankerungen des *IfM* sind *H, W1, W3, W4*.

geborgen, und hatten gut 9 Monate lang den saisonalen Zyklus beobachtet. Hauptziel ist, zu demonstrieren, daß sich durch akustische Messungen von Küste zu Küste quer durch das Becken (über einzelne Schnitte) integrierte Temperaturen bestimmen lassen und ab-

zuschätzen, wie dicht ein solches Netz von Schallstrahlen sein müßte, um den über die gesamte Beckenfläche gemittelten Wärmegehalt zu bestimmen. Dieses Projekt kann als Grundlage für ein späteres landgestütztes Tomographienetz dienen, um ein langfristiges Monitoring des beckenskaligen Wärmegehaltes und der Schichtung zu ermöglichen.

Solche Messungen lassen sich auf die diversen Probleme anwenden, die im letzten Abschnitt behandelten wurden. Eine gute Schätzung des saisonalen Ganges des Beckenwärmegehaltes würde zum Beispiel helfen, die unterschiedlichen Korrekturen der Bulkformeln gegeneinander abzuwägen. Abbildung 3.1 zeigt, daß die räumlichen Skalen der saisonalen Temperaturvariabilität relativ groß sind. Die Daten aus diesem Experiment entlang der in Abbildung 3.3 gezeigten Strecken könnten daher schon reichen, um den drei-dimensionalen Beckenwärmegehalt zeitlich zu verfolgen. Wenn die Methode prinzipiell erfolgreich ist, wären in der Zukunft mehrjährige Zeitserien dieser Art geeignet, die zwischenjährliche Temperaturvariabilität über die ganze Wassersäule oder einzelner Wassermassen zu beobachten. Insbesondere Klimatrends würden sehr viel einfacher nachweisbar sein als mit einzelnen CTD-Stationen, die auch in 1000m Tiefe signifikante Variabilität zeigen, denn die akustischen Messungen liefern bereits ein 600km-Integral über das Tiefenwasser oder die ganze Wassersäule. Abbildung 3.4 demonstriert, wie gut der gesamte Schnitt von Frankreich nach Algerien akustisch abgetastet wird.

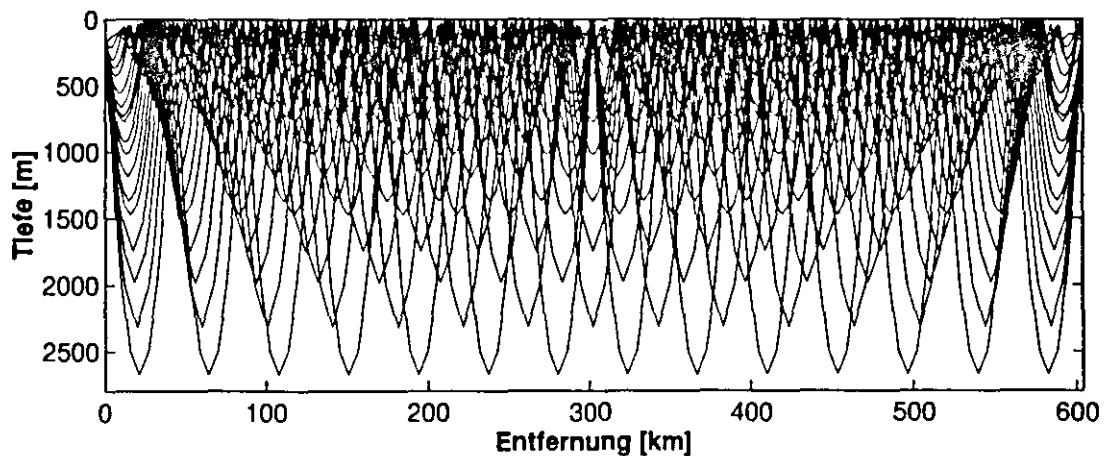


Abbildung 3.4: Berechneter Verlauf einiger Schallstrahlen entlang der Hauptstrecke H-W3.

Komponenten

Kernstück des Experimentes ist eine neue stärkere Schallquelle niedrigerer Frequenz (250Hz), vom Typ HLF-5. Diese wurde von der Firma Hydroacoustics bezogen und mit Elektronik, Gehäuse und Empfänger-Array einer unserer alten 400Hz-Geräte kombiniert.

Eine große Zahl an Modifikationen an der Hardware, Elektronik und Software waren nötig, um dieses komplizierte System von 1.5 Tonnen Gewicht funktionsfähig zu machen. Auf Grund der höheren Leistung und eines schlechten Wirkungsgrades, werden zwei Batteriepakete mit insgesamt 650 Lithiumzellen für eine Jahresauslegung benötigt, allein um den Schwinger zu betreiben. Dieses Gerät befand sich in Verankerung *H* und hatte ausreichende Reichweite, um das ganze Becken zu durchstrahlen. Die Verankerungen *W1...W5* enthielten ältere 400Hz Webb-Transceiver (drei vom IfM Kiel, zwei von IFREMER Brest), die jedoch so modifiziert wurden, daß sie sowohl die 250Hz-Signale von *H* empfangen konnten, als auch die gegenseitigen 400Hz-Impulse. Verankerung *S* wurde von J.Lynch (Woods Hole) zur Verfügung gestellt und ausgelegt. Diese enthielt auch eine 400Hz Webb-Quelle und zusätzlich eine Oberflächenboje, um GPS-Zeit zu empfangen und Teildaten über ARGOS-Satellit an Land zu senden. Die Satellitenübertragung arbeitete fast 5 Monate lang erfolgreich, danach wurden keine Daten mehr empfangen. Die Quelle arbeitete trotzdem weiter, so daß das gesamte Netz der sieben Schallquellen intakt blieb. Vier davon wurden auch täglich mit einem autonomen System nahe Toulon (installiert und betrieben von CEPHAG/Grenoble) von Land aus empfangen, was sowohl auswertbare Daten liefern wird als auch der Überwachung der Quellen diene. Schließlich fand eine Kooperation mit der Ozeanakustik-Gruppe des Shirshov-Instituts/Moskau statt, die eine zweimonatige Forschungsfahrt im Mittelmeer benutzte, um unsere Schallquellen zu empfangen und CTD-Aufnahmen zu machen.

Genau entlang einer der beiden Hauptstrecken (*H – W3*) wurde zweiwöchentlich ein XBT-Schnitt von einem kommerziellen Schiff aus durchgeführt. Diese Linie ist hauptsächlich für die Verifikation der Tomographieergebnisse gedacht. Sie liefert aber zusätzlich wertvolle Informationen über die Skalen und Strukturen im Temperaturfeld. Insbesondere existieren auf der südlichen Hälfte des Schnittes Wirbel von 100-200km Größe, die sich von dem Algerischen Küstenstrom abgelöst haben und starke LIW-Maxima zeigen (MILLOT 1994). Eine mögliche Erklärung für diesen erhöhten Zwischenwassergehalt ist, daß diese Wirbel ausreichend groß werden, um 'frisches' LIW von der Westseite Sardinien abzulösen (C.MILLOT, pers. Mitteilung). Weitere Komponenten des Experimentes und technische Daten der Geräte und eingesetzten Meßsysteme sind in (SEND 1994b) beschrieben.

Ein wesentlicher Teil des Projektes ist weiterhin das Erstellen und die Analyse einer umfangreichen Datenbasis aus historischen und aktuellen Quellen. Dazu werden historische Wasserschöpferdaten benutzt (von R.Molcard/Paris, N.Pinardi/Modena, P.Brasseur/Liege), zusätzliche hydrographische Daten sowie MBT/XBT-Profile von der NODC Daten-CD, hydrographische und XBT-Daten von unseren eigenen Experimenten, und der XBT-Datensatz der französischen Marine. Die Analyse hat zum Beispiel bereits geholfen, das mittlere saisonale Signal in den oberen Schichten an jedem Ort im westlichen Becken abzuschätzen (z.B. Abb. 3.1). Dies kann dann mit unseren Tomographiemessungen verglichen werden, um auf gegenseitige Konsistenz zu testen und eventuelle Abweichungen vom mittleren Jahresgang zu bestimmen (siehe spätere Abbildung 3.12). Die Statistik der räumlichen Verteilung dieser Variabilität (Skalen, Amplituden) ist auch wichtig für die

Fehlerbestimmung der Tomographiemittel, siehe Abschnitt 3.4. Zwischenjährliche Variabilitäten können mit den historischen Daten - zumindest in Oberflächennähe - ebenfalls untersucht werden. Auf Grund der (räumlich und zeitlich) äußerst ungleichmäßig verteilten Daten muß jedoch sehr stark gemittelt, interpoliert und geglättet werden, was dann eine sehr sorgfältige Untersuchung der statistischen Fehler erfordert (G.KRAHMANN, pers. Mitteilung).

3.3 Modellierung der Tomographie-Messungen

Für die Anwendung und Interpretation beckenskaliger Tomographieuntersuchungen ist es unerlässlich, detaillierte Simulationsstudien durchzuführen. Dazu dienen hier klimatologische Mittelwerte der Schichtung aus der historischen Datenbasis, sowie auch darin enthaltene einzelne Schnitte durch das westliche Mittelmeer. Mit diesen Daten können die erwartete Schallausbreitung und die Laufzeiten der verschiedenen Strahlenwege des Experimentes durch das Becken berechnet werden.

Die detailliertesten Untersuchungen liegen für die Hauptstrecke $H-W3$ vor. Abbildung 3.5 zeigt die mit dem Moden-Algorithmus modellierten Ankunftssignale für diesen 600km-Schnitt im Laufe eines Jahres, unter Verwendung des klimatologischen Temperaturfeldes für jeden Monat und Bildung des horizontalen Mittels entlang des Schnittes. Die gut aufgelösten und direkt zu verfolgenden Maxima sind durch Linien verbunden, um die saisonale Variation der Laufzeiten zu verdeutlichen. Die Laufzeitanomalien sind relativ groß und damit experimentell gut zu bestimmen. Da jeder Schallstrahl einen anderen Tiefenbereich durchläuft, sind die Laufzeiten ein Maß für die Temperatur in der jeweiligen Schicht. Abbildung 3.6 enthält einen Vergleich der Laufzeiten einiger Strahlen mit der gesamten Wärmeinhaltsänderung des betreffenden Schnittes. Die Skala für die gleichzeitige Darstellung von Laufzeit und Wärmegehalt wurde so gewählt, daß ein direkter Vergleich der Kurven möglich ist. Es zeigt sich eine sehr hohe Korrelation dieser Größen.

Ein quantitativer Vergleich ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Dazu wurde eine der Abbildung 3.5 entsprechende Rechnung mit dem *Raytracing* Algorithmus benutzt, um die Umkehrtiefen der dort markierten Schallpulse zu berechnen. Die mittlere Temperatur in den entsprechenden Schichten kann dann mit den Laufzeiten der jeweiligen Strahlen verglichen werden. Diese beiden Größen sind in Abbildung 3.7 gegeneinander geplottet. Die maximal auftretenden Werte entsprechen damit dem Jahresgang der betreffenden Schicht, z.B. $0.2^{\circ}C$ für 0 – 1000m. Diese Simulation zeigt, daß selbst ohne detaillierte Inversionen die Laufzeit verschiedener Schallstrahlen direkt benutzt werden kann, um den Jahresgang der über einen Schnitt integrierten Temperatur zu ermitteln.

Ebenso läßt sich abschätzen, welches Tomographiesignal z.B. der "Klima"-Trend im Tiefenwasser erzeugen würde. Wenn man den im *Golfe du Lion* beobachteten Temperatur-

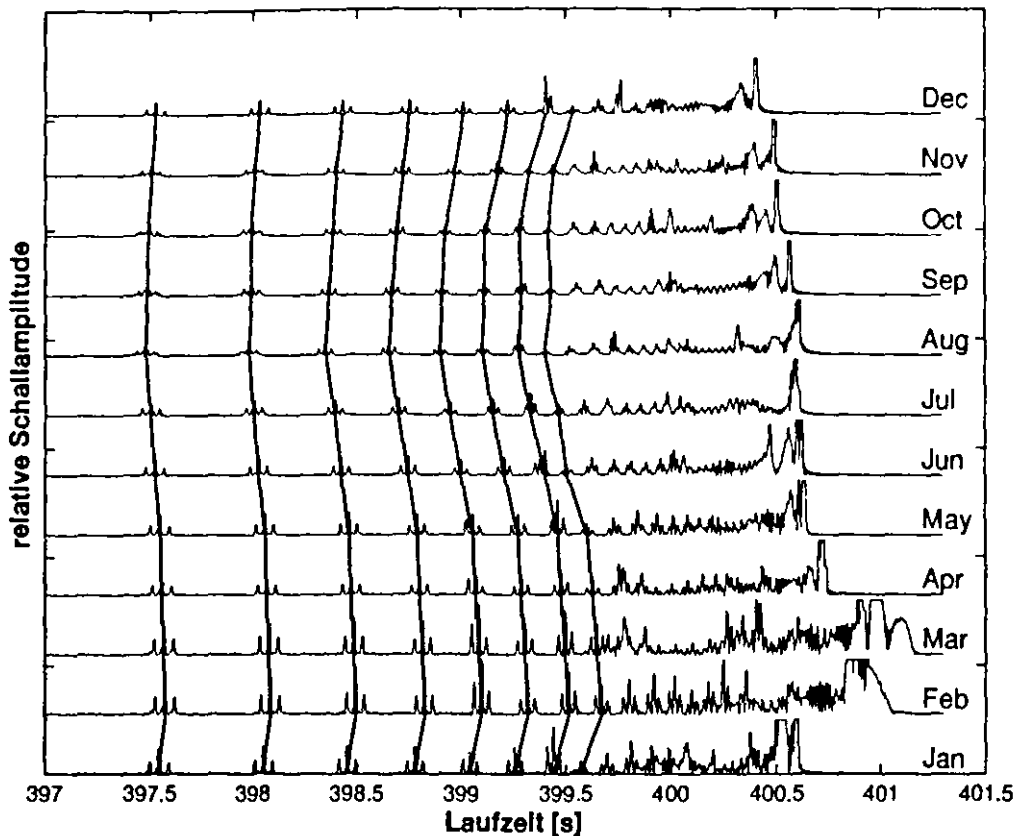


Abbildung 3.5: Modellierung der erwarteten Schallimpulse nach Ausbreitung entlang der Hauptstrecke *H-W3*, für die einzelnen Monate eines mittleren Jahres (aus der Klimatologie des historischen Datensatzes). Die zentralen Maxima der wahrscheinlich auflösbaren Strahlengruppen wurden jeweils durch eine Linie verbunden, um die saisonale Laufzeitvariation deutlich zu machen.

anstieg von $3 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}/\text{Jahr}$ auf den ganzen Schnitt anwendet, ergibt sich eine Laufzeitänderung von $2 - 3\text{ms}$ pro Jahr. Dies ist durchaus im Rahmen der Meßgenauigkeit der Tomographiesysteme, jedoch müßte man wahrscheinlich einige Jahre lang messen, um das Signal im Vergleich zu den größeren saisonalen Fluktuationen zu isolieren. Da die Tomographie das beckenweite Integral dieser Größe liefert, sollte man dann aber bestimmen können, ob die Erwärmung nur lokal (z.B. im *Golfe du Lion*) oder großräumig im gesamten Becken stattfindet.

3.4 Horizontale Beckenmittel

Eine wesentliche Größe ist die Genauigkeit, mit der aus den einzelnen Schnitten durch das Becken auch drei-dimensionale Integrale abgeschätzt werden können. Diese hängt von den

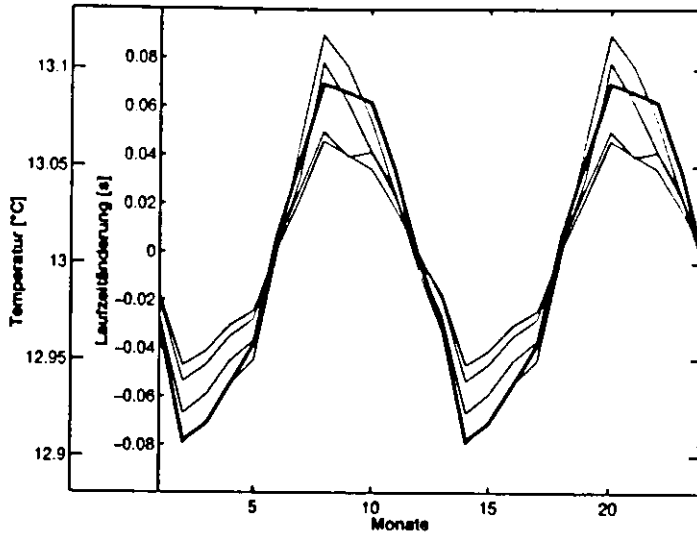


Abbildung 3.6: Vergleich der Laufzeitanomalien einiger Schallstrahlen entlang *H-W3* mit der Variation des gesamten Wärmegehaltes entlang des Schnittes im Laufe eines Jahres. Zur Verdeutlichung sind zwei Jahreszyklen gezeigt. (Berechnung aus der Klimatologie des historischen Datensatzes)

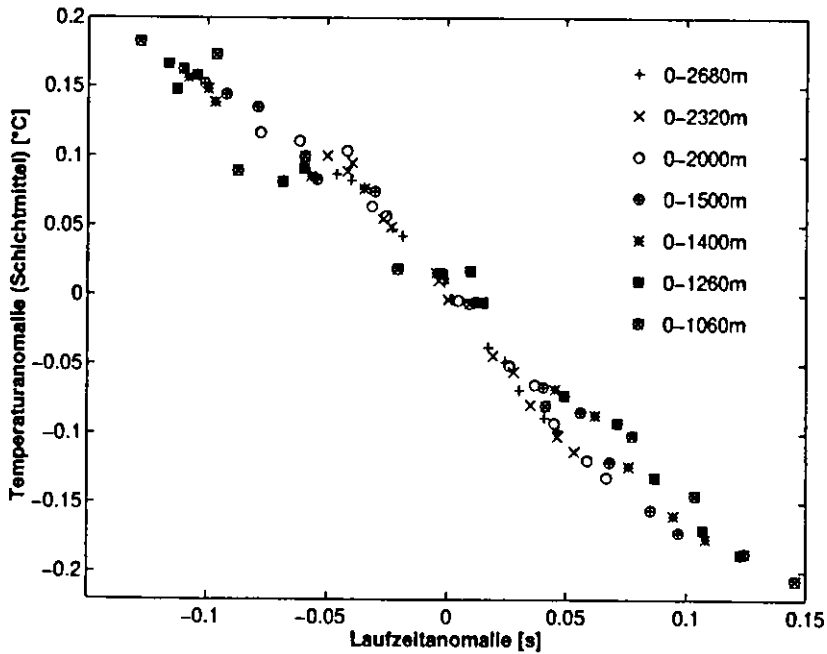


Abbildung 3.7: Modellierte Laufzeitänderungen diverser Schallstrahlen im Laufe eines Jahres gegen die mittleren Temperaturänderungen der von dem jeweiligen Strahl durchlaufenen Schicht. Die Symbole sind mit den zugehörigen unteren Umkehrtiefen beschriftet.

Amplituden und Kovarianzskalen der diversen Prozesse ab, die Temperatursignale erzeugen. Der allgemeine Ansatz ist wie folgt:

Gesucht ist der optimale (im Moment lineare) Schätzoperator für die horizontal gemittelte Temperatur H , unter Benutzung der Daten D_i , die Linienintegrale entlang diverser Schnitte durch das Becken sind, d.h.

$$H = \frac{1}{A} \int \int T dx dy \quad , \quad D_i = \frac{1}{L_i} \int_{S_i} T(s(x, y)) ds \quad (3.1)$$

wobei $S_i(x, y)$ der Weg des Schnittes i ist (Länge L_i), und A ist die Fläche des Beckens. Die vertikale Dimension ist hier zur Vereinfachung weggelassen, man kann aber auch T als vertikal gemittelte Temperatur betrachten. Der Schätzoperator soll die Form haben

$$\hat{H} = \sum_i a_i D_i \quad . \quad (3.2)$$

Minimierung von $\langle (\hat{H} - H)^2 \rangle$, wobei $\langle \dots \rangle$ den Erwartungswert darstellt, ergibt das Gleichungssystem für die Koeffizienten a_i

$$\sum_j a_j \langle D_i D_j \rangle = \langle H D_i \rangle \quad , \quad i = 1, \dots, I \quad . \quad (3.3)$$

Es ist vorteilhaft, für eine Matrixnotation folgende Größen einzuführen: Die Kovarianzmatrix zwischen den Daten $\mathbf{C}_{DD} = \langle D_i D_j \rangle$, den Kovarianzvektor zwischen gesuchtem Wärmegehalt und den Daten $\mathbf{c}_{HD} = \langle H D_i \rangle$, und den gesuchten Koeffizientenvektor $\mathbf{a} = (a_i)$. Damit kann Beziehung (3.3) sowie die Lösung für \mathbf{a} als Matrixgleichung geschrieben werden

$$\mathbf{C}_{DD} \mathbf{a} = \mathbf{c}_{HD} \quad , \quad \mathbf{a} = \mathbf{C}_{DD}^{-1} \mathbf{c}_{HD} \quad . \quad (3.4)$$

Der mittlere quadratische Fehler (Fehlervarianz) ergibt sich zu

$$\langle (\hat{H} - H)^2 \rangle = \langle H^2 \rangle - \mathbf{c}_{HD}^T \mathbf{C}_{DD}^{-1} \mathbf{c}_{HD} \quad . \quad (3.5)$$

Es müssen also die Kovarianzen zwischen den Daten und dem horizontalen Mittel, sowie der Daten untereinander geschätzt werden. Im folgenden werden erste Ergebnisse von Analysen gezeigt, die diese Größen aus den historischen Daten sowie aus dem numerischen Modell von M.Crepon bestimmen.

Historische Daten

Um die historischen Daten zu benutzen, kann man obige Ausdrücke aus den räumlichen Kovarianzfunktionen des Temperaturfeldes berechnen. Dazu werden die benötigten Kovarianzen $\langle D_i D_j \rangle$ und $\langle H D_i \rangle$ geschrieben als

$$\langle D_i D_j \rangle = \frac{1}{L_i L_j} \int_{S_i} \int_{S_j} \langle T(s(x, y)) T(s'(x, y)) \rangle ds' ds \quad (3.6)$$

$$\langle HD_i \rangle = \frac{1}{AL_i} \int_x \int_y \int_{S_i} \langle T(x', y') T(x, y) \rangle ds dx' dy' \quad (3.7)$$

Mit Kenntnis der Temperatur-Kovarianzfunktion $\langle T(x, y) T(x', y') \rangle$ lassen sich damit diese Integrale berechnen (entlang der tomographisch gemittelten Schnitte S_i und über die Fläche des Beckens, dessen Wärmegehalt gesucht wird).

Auf Grund der starken räumlichen Inhomogenität der Statistik mußte die Kovarianzfunktion in zwei Schritten bestimmt werden. Nach Subtraktion der lokalen Mittelwerte (Abb. 3.1, *oben*), auf die hier sämtliche Größen bezogen sind, wird zunächst die Kovarianzfunktion der saisonalen Fluktuationen (Abb. 3.1, *unten*) bestimmt. Diese hat dominante Strukturen von 300 – 500km Skala, die im folgenden als stochastisches Signal betrachtet werden, d.h. die einzige Information, die hier trotz deterministischer Komponenten benutzt wird, ist die Skaleninformation (dies wird eine konservative Schätzung der Fehler aus den Tomographieschnitten ergeben). Abbildung 3.8 (*oben*) zeigt die resultierende (geglättete) Kovarianzfunktion²⁴. Im zweiten Schritt wurde die Kovarianzfunktion für die Abweichungen vom lokalen Jahresgang (welche nun im Prinzip das Wirbelfeld darstellen) berechnet. Abbildung 3.8 (*Mitte*) zeigt das Ergebnis, geglättet durch Anpassung einer Exponentialfunktion. Da diese Prozesse als statistisch unabhängig vom saisonalen Signal betrachtet werden, können die beiden oberen Funktionen in Abbildung 3.8 addiert werden, um die Gesamtkovarianzfunktion zu erhalten (Abb. 3.8, *unten*). Daraus lassen sich für die Geometrie des *THETIS-2* Experimentes die Integrale (3.6) und (3.7) diskretisiert berechnen. Aus den resultierenden Kovarianzen $\langle D_i D_j \rangle$ und $\langle HD_i \rangle$ können dann mit Hilfe von Gleichung (3.4) die Koeffizienten a_i für den Schätzoperator des drei-dimensionalen Beckenmittels bestimmt werden. Die Fehlervarianz ergibt sich dafür aus Gleichung (3.5).

Bei Anwendung dieser Ergebnisse auf das Feld der Oberflächentemperatur erhält man eine Fehlervarianz von $0.02(^{\circ}C)^2$, d.h. einen Standardfehler von $0.15^{\circ}C$. Zum Vergleich ist die mittlere (*rms*) Amplitude des saisonalen Temperaturganges an der Oberfläche $4^{\circ}C$, der Fehler beträgt also 3-4%. Die Oberflächentemperaturen selbst sind aber nicht von Interesse hier und lassen sich auch nicht tomographisch erfassen. Eine relevantere Größe sind Schichtmittel. Wenn man daher in obiger Abschätzung die typische Amplitudenabnahme mit der Tiefe berücksichtigt (ebenfalls aus den historischen Daten), ergibt sich ein Standardfehler in der Beckenmittel-Temperatur von $0.05^{\circ}C$ für die oberen 100m. In der gleichen Schicht beträgt das saisonale Signal noch $1.45^{\circ}C$. Dies ist damit die Genauigkeit, mit der sich die Temperatur der 0-100m Schicht, gemittelt über das Becken, aus den *THETIS-2* Tomographieschnitten bestimmen läßt. Eine ungefähre Schätzung für den Wärmeinhalt der gesamten Wassersäule ergibt sich, wenn man Variabilität unterhalb 100m vernachlässigt. Damit erhält man eine saisonale Amplitude des drei-dimensionalen Beckenmittels von $0.06^{\circ}C$ für die 0-2500m Schicht und einen Standardfehler von $0.002^{\circ}C$ in dieser Größe, resultierend aus der unvollständigen Abtastung der räumlichen Variabilität.

²⁴Hier mußte auch erst der Mittelwert subtrahiert werden, um die Kovarianzfunktion zu berechnen. Danach wurde der Mittelwert wieder zu der Kovarianzfunktion addiert.

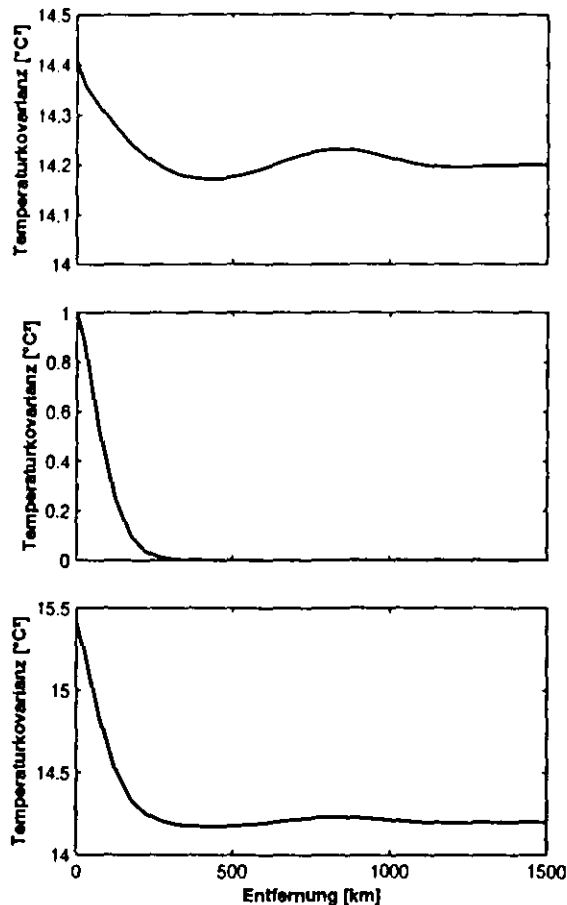


Abbildung 3.8: Kovarianzfunktionen für die Oberflächentemperatur im westlichen Mittelmeerbecken, bestimmt aus den historischen Daten. *Oben:* Nur für das saisonale Signal. *Mitte:* Nur für den 'Wirbelanteil'. *Unten:* Gesamte Kovarianzfunktion.

Modelldaten

Eine völlig andere Methode existiert, wenn man ein numerisches Modell zur Verfügung hat, um obige Größen zu untersuchen. Aus Zeitserien des gesamten Modellfeldes für Temperatur lassen sich die Kovarianzen $\langle D_i D_j \rangle$ und $\langle H D_i \rangle$ direkt bestimmen, ohne Umweg über die räumlichen Temperaturkovarianzfunktionen. Zu einer solchen Abschätzung stand das hochauflösende Mittelmeermodell von M. Crepon zur Verfügung. Die Daten umfassen ein Temperaturfeld alle 10 Tage aus einem 6-jährigen Lauf. Ein Zeitpunkt daraus ist in Abbildung 3.9 gezeigt, zusammen mit den Tomographieschnitten, die benutzt wurden, um die Kovarianzen zwischen diesen und dem Mittel über das gesamte gezeigte Becken zu berechnen. Die Abbildung soll die typischen Skalen und Strukturen der Temperatur im Vergleich zu der Abtastung durch die Tomographieverankerungen verdeutlichen.

Aus den Modelldaten wurden Zeitserien (6 Jahre) der mittleren Temperatur entlang der

Jahr 1, Tag 320

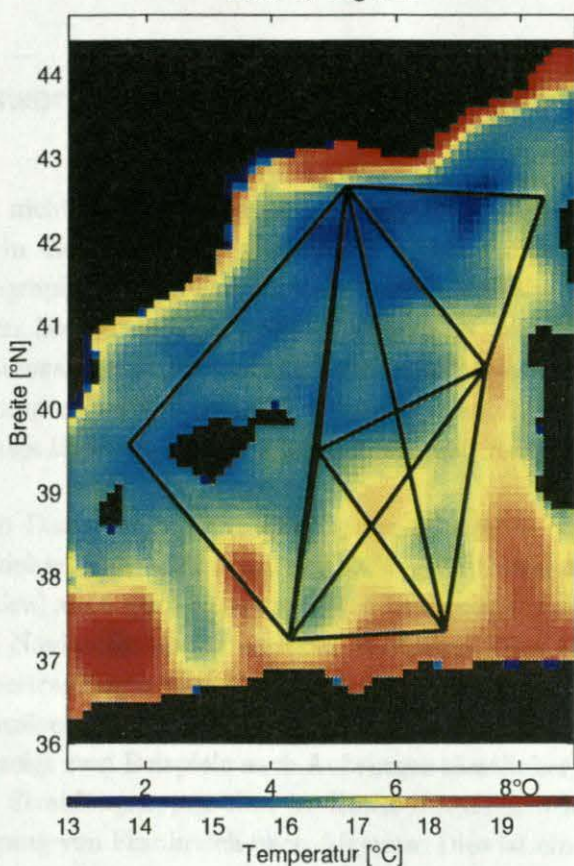


Abbildung 3.9: Mittlere Temperatur der 0-100m Schicht am Tag 320 in dem Modell von M.Crepon/C.Herbaut. Gezeigt ist das gesamte Gebiet, über das das horizontale Mittel berechnet wurde sowie die Schnitte, deren Mittel in die Rechnung eingingen.

Tomographieschnitte (D_i) und über das ganze Becken (H) berechnet. Daraus lassen sich dann direkt die Kovarianzen $\langle D_i D_j \rangle$ und $\langle H D_i \rangle$ bestimmen. Anwendung der Gleichungen (3.4) und (3.5) gibt daraus eine Modellbestimmung des optimalen Schätzoperators und dessen erwarteter Fehlervarianz. Gemittelt über die oberen 100m ergab diese Rechnung einen Standardfehler von 0.035°C . Die Amplitude des saisonalen Temperatursignals dieser Schicht ist im Modell 1.35°C . Beide Werte stimmen relativ gut mit dem Ergebnis aus den historischen Daten überein. Die aus dem Modell geschätzte Fehlervarianz ist etwas kleiner als die aus den historischen Daten, was auf Probleme sowohl im Modell als auch in der Analyse der historischen Daten zurückzuführen sein kann. Ein Teil des Unterschiedes sollte auch daher rühren, daß bei der Kovarianzbestimmung aus den historischen Daten die räumliche Verteilung des saisonalen Signals als stochastisch betrachtet wurde. Beide Analysen lassen also erwarten, daß der saisonale Gang des drei-dimensionalen Beckenmittels mit 2-4% Fehler aus den Tomographieverankerungen bestimmbar sein sollte. Auf

ähnliche Weise läßt sich abschätzen, wie genau andere Variabilitäten des Beckenmittels meßbar sind.

3.5 Erste Auswertung der Verankerungsdaten

Es war ursprünglich nicht vorgesehen, experimentelle Ergebnisse des beckenskaligen Tomographieprojektes in die vorliegende Arbeit mit aufzunehmen, da die Verankerungen mit den sieben Tomographiegeräten erst auf einer Forschungsfahrt im Oktober/November 1994 geborgen wurden. Die ersten Ergebnisse sind jedoch so vielversprechend, daß mit dem nun vorliegenden Datensatz neue Perspektiven für weitere Auswertungen und zukünftige Tomographieanwendungen deutlich gemacht werden können. Zu diesem Zweck werden in diesem Abschnitt einige Daten und erste Analysen exemplarisch vorgestellt.²⁵

Die Gesamtbilanz der Daten ist positiv: Alle Geräte arbeiteten bis zum Ende des Experimentes. Sechs der sieben Instrumente hatten 100% gute Daten aufgezeichnet, während eines (*W4* vor Sardinien) auf Grund eines undichten Unterwasserkabels nur wenige brauchbare Empfangs- und Navigationsdaten enthielt. Weiterhin kann bereits jetzt festgestellt werden, daß alle Übertragungen und Empfänge - gemessen an Stärke des Signals und Auflösbarkeit der einzelnen Strahlenwege - mindestens die erwartete Qualität erreicht haben. Abbildung 3.10 zeigt zwei Beispiele nach Anbringen sämtlicher Verarbeitungsschritte. Eine große Zahl von Strahlengruppen sind in diesen Empfängen klar erkennbar - bis zu zwölf in der Übertragung von Frankreich nach Algerien. Dies ist eine erste Voraussetzung für die quantitative Analysierbarkeit.

Als weitere Bedingung müssen die beobachteten Maxima identifizierbar sein. Um dies zu untersuchen, wurde die Schallausbreitung zwischen den Geräten an Hand der aktuell gemessenen kombinierten CTD/XBT-Schnitte berechnet, und zwar mit dem Moden- und dem *Raytracing*-Algorithmus. Abbildung 3.11 zeigt den Vergleich einiger Daten aus der längsten Übertragungsstrecke mit der Modenvorhersage. Man kann sehen, daß Beobachtung und Theorie für die ersten 10-12 Strahlengruppen gut übereinstimmen. Die Strahlenberechnung erlaubt, nun die Tiefenschichten zu bestimmen, die diesen Empfängen entsprechen. In dem gezeigten Beispiel sind es 0-2000m für die erste und 0-600m für die letzte deutlich aufgelöste Gruppe.²⁶ Damit ist auch die zweite Bedingung für auswertbare Tomographiesignale erfüllt. Es ist also bereits demonstriert, daß Schallübertragung auf Beckenskala im Mittelmeer prinzipiell möglich und quantitativ analysierbar ist.

²⁵Dies ist nur möglich, da auf Grund neuer Verarbeitungsverfahren der größte Teil der Datenverarbeitung, inkl. Korrektur für Uhrendrift und Verankerungsbewegung, bereits an Bord durchgeführt werden konnte - Schritte, die bisher typischerweise Monate oder ein Jahr in Anspruch nahmen.

²⁶Dies sind die Werte für winterliche Schichtung. Mit den Schnitten von der Aufnahmefahrt im Herbst ergeben sich 0-2000m bzw. 50-600m auf Grund der warmen Oberflächenschicht.

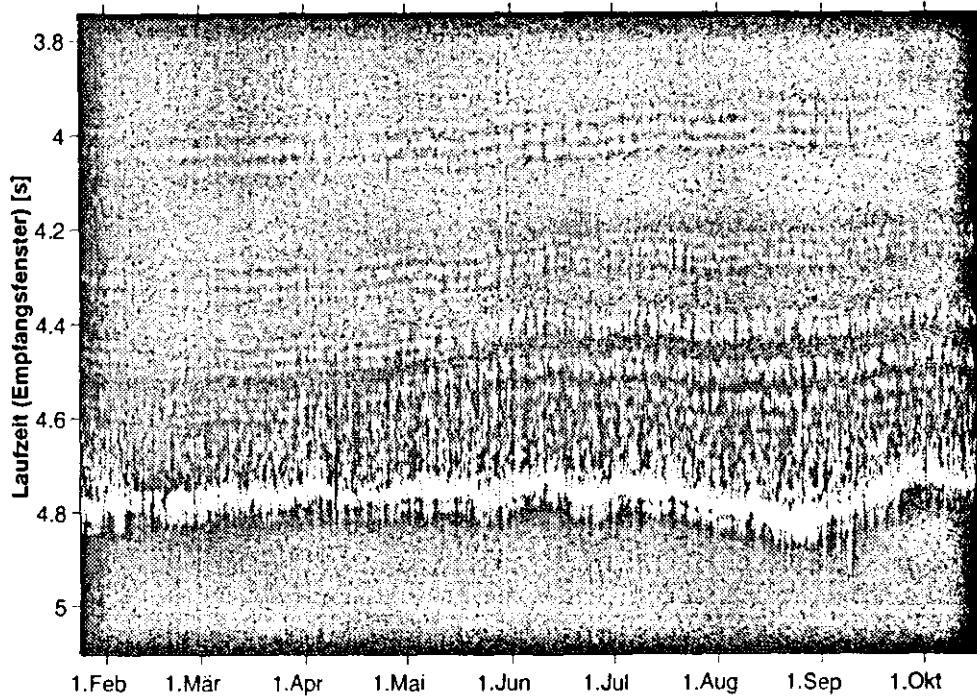
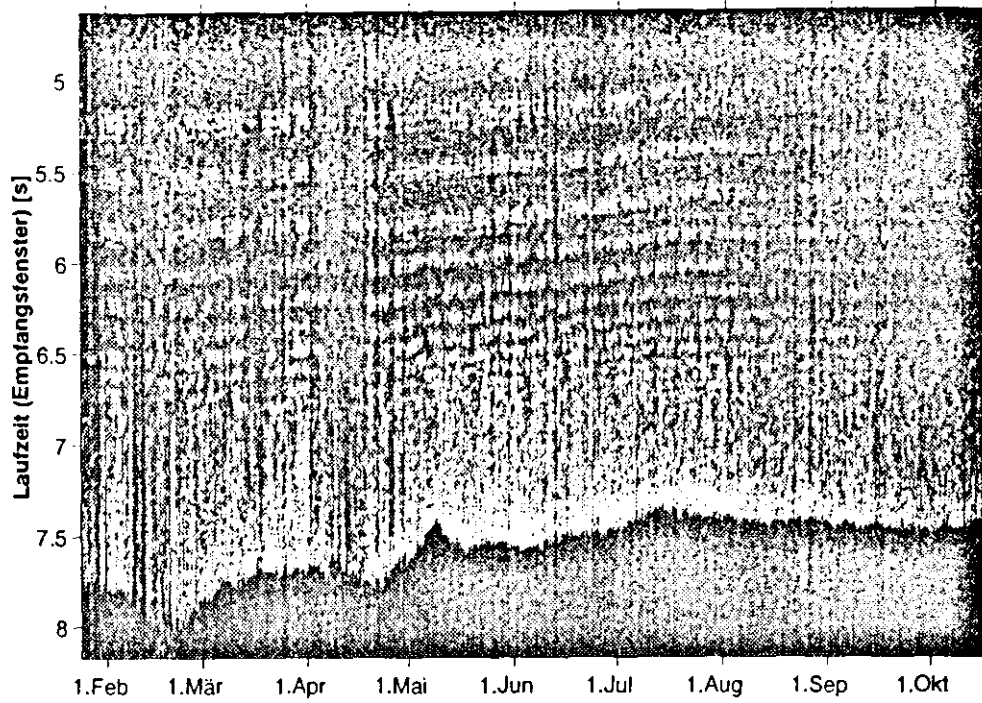


Abbildung 3.10: Grantondarstellung der Empfangsdaten von *H* nach *W3* (*oben*) und *W2* nach *W3* (*unten*). Jede vertikale Zeile ist ein Empfang, die vertikale Zeitachse ist das Empfangsfenster in Sekunden.

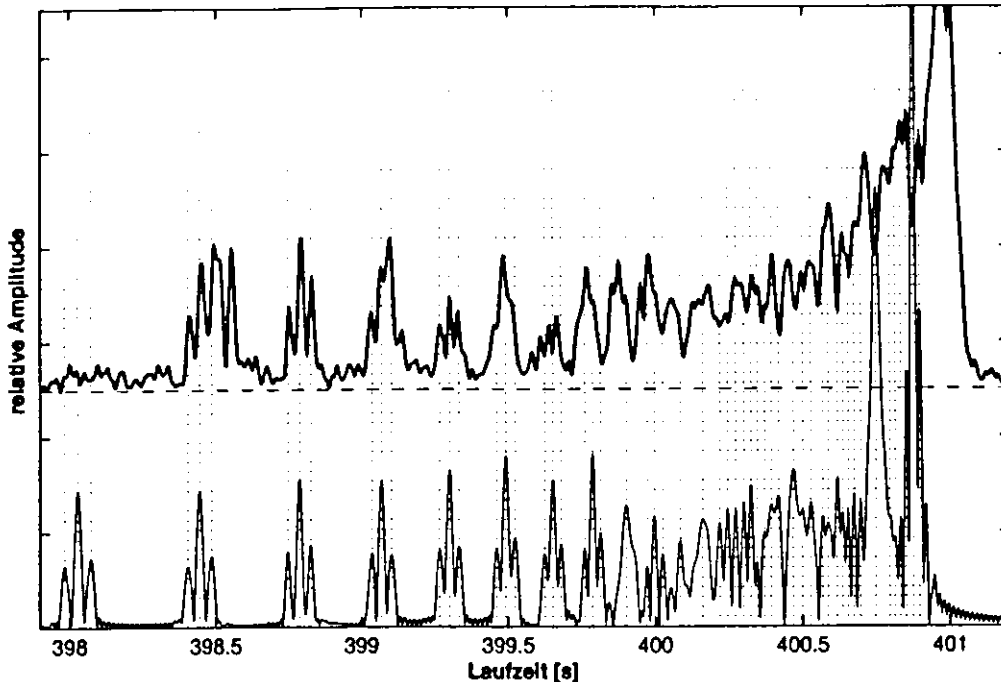


Abbildung 3.11: Vergleich einer wirklichen Messung (Mittel der ersten 20 Empfänge des Experimentes) (*dick*) mit der Modenvorhersage aus dem aktuell gemessenen CTD Schnitt der Auslegefahrt, Jan./Feb. 1994, (*dünn*). Die Maxima sind zum Vergleich durch vertikale Linien verbunden.

Eine "visuelle" Auswertung der Daten von $H - W3$ wird in Abbildung 3.12 gezeigt. Dort wurden nach Anbringen sämtlicher Korrekturen wieder jeweils 10 Empfänge gemittelt. Die Art der Darstellung (Normalisierung, Potenzierung, Skala) ist derart gewählt, daß die Verschiebungen der ersten Schallstrahlengruppen im Laufe des Experimentes möglichst deutlich werden. Die sichtbaren Fluktuationen entsprechen nun in guter Näherung den Temperaturänderungen auf dem gesamten 600km Schnitt und in z.B. der $0-2000\text{m}$ Schicht für die erste Gruppe. Zum Vergleich wurden die erwarteten saisonalen Laufzeitvariation dieser Gruppen von der klimatologischen Analyse aus Abbildung 3.5 in Abbildung 3.12 mit eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist gut, aber es sind auch deutliche Unterschiede zwischen beobachtetem und "erwartetem" Verlauf des Wärmegehaltes sichtbar.

Eine erste quantitative Auswertung wurde durch Markieren der Positionen des zentralen Maximums der zweiten Strahlengruppe durchgeführt. Die Position (Laufzeit) solcher einzelnen Maxima läßt sich auf etwa 2ms genau bestimmen. Dies soll durch die vergrößerte Darstellung eines einzelnen Empfanges in Abbildung 3.12 verdeutlicht werden. Die Laufzeitvariationen für diesen Schallstrahl lassen sich dann mittels der Beziehung aus Abbildung 3.7 in Temperaturänderungen umwandeln. Das Ergebnis, gezeigt in Abbildung 3.13, ist eine erste Schätzung der saisonalen Wärmegehaltsvariation, integriert über diesen Schnitt. Die Ungenauigkeit der tomographischen Schätzung ist durch Fehlerbalken

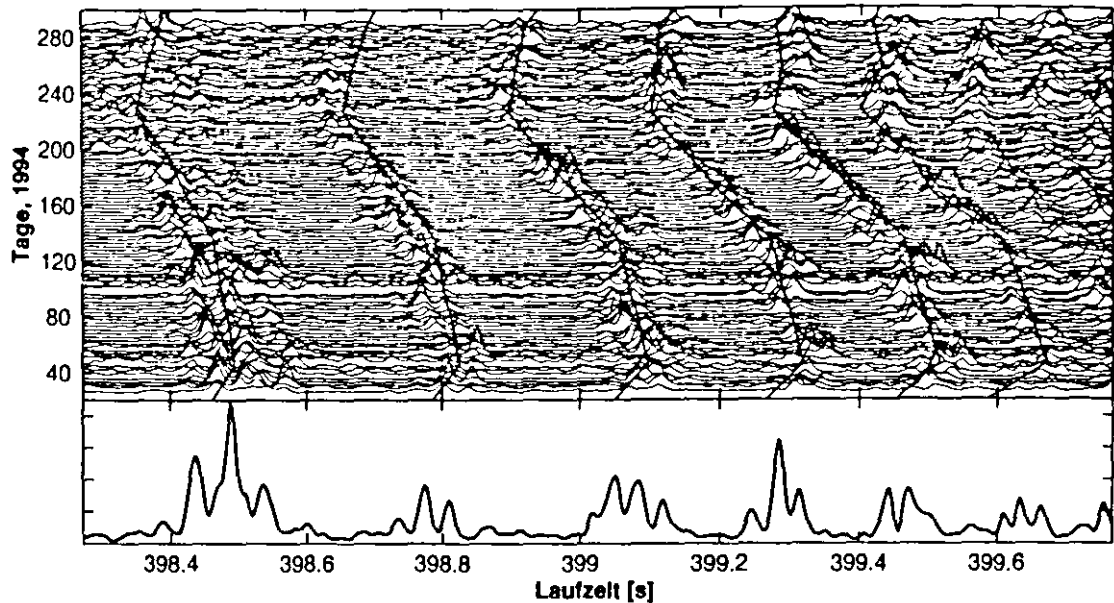


Abbildung 3.12: *Oben:* Vergleich der beobachteten Laufzeitvariationen der tiefsten sieben Strahlengruppen mit der Vorhersage aus historischen Daten. Jede horizontale Linie ist das Mittel von 10 Empfängen des Paares *H-W3*. Die 6 dickeren Linien, die ungefähr den Maxima folgen, sind die gleichen wie in der Vorhersage in Abbildung 3.5. Gezeigt ist der gesamte Zeitraum des Experimentes. *Unten:* Vergrößerung einer der darüber gezeigten Linien, um zu demonstrieren, daß sich die Laufzeiten der einzelnen Maxima auf wenige Millisekunden bestimmen lassen.

markiert und beträgt etwa 4% der saisonalen Amplitude. Der Vergleich mit der Klimatologie aus historischen Daten (offene Kreise) ist überraschend gut, die Abweichungen sind unter 20%. Die Tomographiezeitserie zeigt aber sehr viel mehr Detail, mit signifikanten Unterschieden zum klimatologischen Gang. Diese Abweichungen stellen wichtige Daten für die in Abschnitt 3.1 diskutierten Bilanzstudien dar. Hier wird der Vorzug der tomographischen Messungen deutlich, die mittels akustischer Übertragungen durch das Becken hochaufgelöste und präzise Zeitserien solcher integrierter Größen liefern können.

Zukünftige weiterführende Analysen des gesamten Datensatzes mit geeigneten Methoden zur Verfolgung der Maxima sowie mit Inversionen unter Benutzung der vertikalen EOF Moden werden mit Sicherheit noch genauere und auch drei-dimensional integrierte Ergebnisse liefern. Ein Vergleich der tomographisch beobachteten Wärmegehalte und Schichtung mit den XBT-Daten wird weiterhin erlauben, die berechneten Fehlergrenzen der Inversionen zu verifizieren.

Insgesamt zeigt sich an Hand der bisherigen Auswertungen und Simulationen schon jetzt, daß mit den vorliegenden Daten neue Analysen bezüglich der eingangs diskutierten Größen

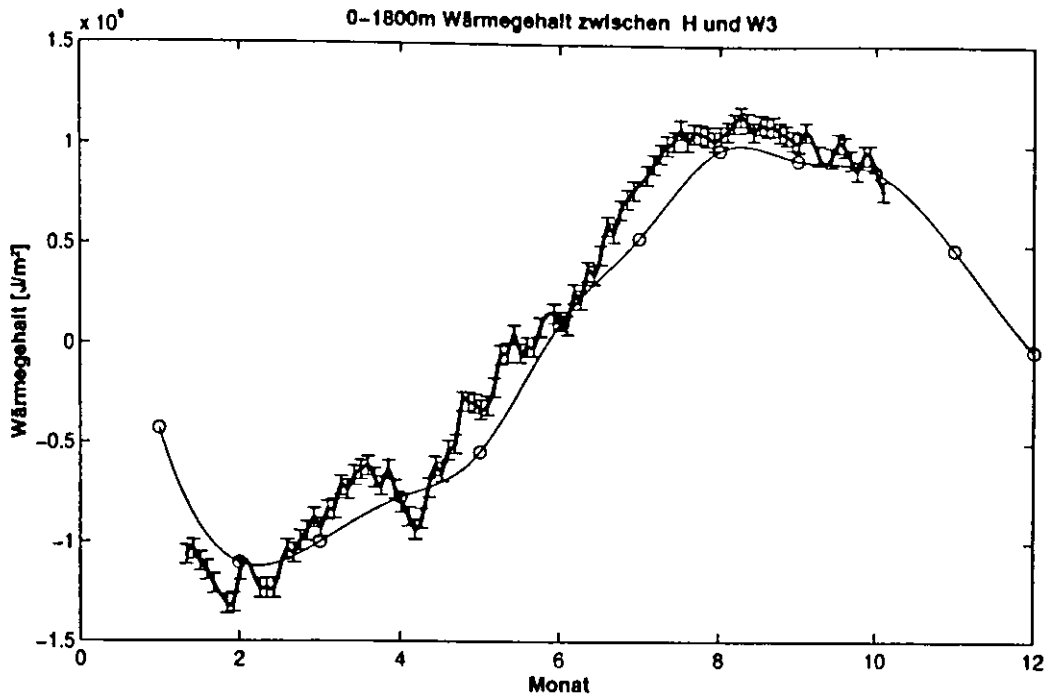


Abbildung 3.13: Auswertung einer Verfolgung des zentralen Maximums der zweiten Schallstrahlengruppe. Die Laufzeiten wurden mit einer Anpassung durch die Daten von Abbildung 3.7 in Temperaturen der durchlaufenen Schicht umgewandelt. Das Ergebnis ist eine Bestimmung des Wärmegehaltes in der 0-1800m Schicht (*dick*) gemittelt über 600km. Die aus einem Laufzeitfehler von 2ms resultierende Unsicherheit ist markiert. Zum Vergleich ist die Vorhersage aus der Klimatologie, interpoliert mit einem kubischen Spline, geplottet (o).

möglich sein werden. Zusätzlich ist dies der erste umfassende großskalige Tomographie-Datensatz, der geeignet scheint, in großräumige numerische Zirkulationsmodelle assimiliert zu werden (siehe Kapitel **Aussichten**). Da die akustischen und technischen Aspekte ebenfalls positiv verlaufen sind, ist hiermit ein System demonstriert, das langfristige Variabilität durch landgestütztes akustisches Monitoring zu beobachten gestattet.

4. Aussichten

Die in dieser Schrift dargelegten Arbeiten zeigen, daß die Einführung der akustischen Tomographie am IfM erfolgreich war und sich bereits in zwei Experimenten mit ozeanographischer Zielsetzung bewährt hat. Die jetzt existierenden Daten sowie die Kapazität und Expertise für diese vielversprechende Methode sollten als Grundlage für zukünftige Projekte betrachtet werden. Einige von den geplanten Vorhaben sind auf den folgenden Seiten noch abschließend vorgestellt.

4.1 Assimilation von Tomographiedaten

Akustik ist die einzige Fernerkundungsmethode für das Innere des Ozeans und könnte somit die Basis für zukunftsweisende ozeanographische Beobachtungsmethoden sein. In gewisser Weise kann man tomographische Methoden als ideales Komplement zur Satellitenfernerkundung (z.B. Altimetrie) betrachten, da bei letzterer nur die Meeresoberfläche abgetastet wird und die "Extrapolation" ins Innere ein großes Problem ist. Obwohl beide Methoden eine Reihe von interessanten Größen direkt liefern (z.B. Integrale durch das Innere bzw. Oberflächenströmungen), ist eine maximale Nutzung der Daten nur durch Kombination mit dynamischem oder statistischem Wissen möglich. Ein vielversprechender und aktueller Ansatz dafür ist die Assimilation solcher Daten in numerische Modelle. Man kann dies etwa als optimale Interpolation der Daten mit der zugrunde gelegten Dynamik betrachten. Egal welche Methode der Assimilation man anwendet, ist stets das Ziel, das Modell so zu "beeinflussen", daß es so gut wie möglich der Dynamik gehorcht und gleichzeitig die Beobachtungsdaten reproduziert. Eine wichtige Voraussetzung dafür scheint, daß zunächst die Dynamik bzw. das Modell selbst keine schwerwiegenden Mängel aufweist.

Die Tomographie liefert großräumige Integrale, zum Beispiel in verschiedenen Richtungen durch ein Becken wie in *THETIS-2*. Es kann erwartet werden, daß sich solche Werte

gut eignen, um als Zwangsbedingungen in Modellläufe eingefügt zu werden. Während die Assimilation von Satellitendaten (Altimeter) ein fortgeschrittenes und hochaktives Forschungsgebiet ist, steht die Tomographiedaten-Assimilation noch im Anfangsstadium. Dies mag daran liegen, daß es kaum geeignete Datensätze dafür gab, insbesondere nicht zusammen mit numerischen Modellen der jeweiligen Region, die geeignet für Assimilation waren. Die einzigen Aktivitäten auf diesem Gebiet scheinen derzeit die Arbeiten von D.Menemenlis und C.Wunsch (MIT) zu sein, die eine Methode für Assimilation von zukünftigen ATOC Tomographiedaten basierend auf Greens-Funktionen entwickelt haben, sowie die Bemühungen einer Gruppe von Akustikern, Modellierern und Ozeanographen in den USA, die sich *TDOM* ('Tomography Data in Ocean Models') nennt.

Durch den erfolgreichen Abschluß des *THETIS-2* Experimentes existiert nun ein einzigartiger Datensatz, mit dem die Assimilation von Tomographiedaten in der Praxis getestet werden kann. Hinzu kommt, daß es für das westliche Mittelmeer bereits mehrere numerische Modelle gibt, von denen insbesondere das von M.Crepon geeignet scheint, Assimilationsstudien durchzuführen. Eine adjungierte Version des Modells (eine Methode der Assimilation) ist bereits entwickelt, und eine Implementierung für Tomographiedaten wird in Kürze fertiggestellt. Es ist geplant, in Zusammenarbeit mit der Gruppe um M.Crepon die *THETIS-2* Daten in das Modell zu assimilieren. Kontakte bestehen auch zu der MIT-Gruppe, die ebenfalls Interesse an den *THETIS-2* Daten gezeigt hat, sowie zu *TDOM*.

Die langfristige Idealvorstellung wäre ein Fernerkundungssystem, das aus gleichzeitigen Beobachtungen mit Altimetrie und Tomographie besteht. Die Kombination dieser Daten würde dann per Assimilation in ein geeignetes numerisches Modell geschehen.

4.2 Meeresstraßen-Transporte

Ein etwas unbefriedigender Aspekt der Tomographie-Anwendung auf Strömungsmessungen ist die Tatsache, daß mit dieser Methode das Integral der Stromkomponente *entlang* der Schallausbreitungsrichtung gemessen wird. Interessanter wäre die dazu senkrechte Komponente, die dann den Transport über den akustisch durchstrahlten Schnitt darstellt. Die einzige offensichtliche Eigenschaft der Schallstrahlen, die von dieser Komponente abhängt, ist aber ihr *horizontaler* Ankunftsinkel. Dieser Effekt ist ausgesprochen klein: Eine Strömung von 10cm/s erzeugt Ablenkungen von nur 0.004° . Trotzdem schien es lohnenswert, diesen Ansatz etwa für Transportmessungen durch die Straße von Gibraltar zu verfolgen. Gespräche mit D.Farmer (IOS, Kanada), der auf sehr kleiner Skala (einige 100m) schon ähnliche Messungen durchgeführt hatte, zeigten, daß ein solches Experiment technisch möglich sein sollte. In Kooperation mit P.Worcester, der über besser geeignete hochfrequente Schallquellen verfügt, und B.Cornuelle (beide am SIO) wurde dann ein Testexperiment für diese Meßmethode in der Straße von Gibraltar entworfen. Dazu soll Schallenergie über die etwa 20km breite Meeresstraße übertragen werden, und eine 'Au-

tenne' aus zwei Empfängern soll die horizontalen Phasenunterschiede messen. Die geplante Geometrie und Abschätzungen zur Größe und Auflösbarkeit der erwarteten Signale sind in SEND et al. (1994a) beschrieben. Der etwa 2-wöchige Test ist für das Frühjahr 1996 geplant.

4.3 Einsatz im subpolaren Nordatlantik

Eine Region des Weltozeans, der durch angelaufene oder geplante Projekte zur Zeit viel Aufmerksamkeit gewidmet wird, ist das Wassermassenbildungsgebiet des subpolaren Nordatlantik. Hier finden die Abwärtstransporte der globalen ozeanischen Umwälzbewegung statt, von der die Zustände des Erdklimas entscheidend abhängen. Immer mehr Arbeiten zeigen die möglichen Zusammenhänge zwischen Schwankungen oder verschiedenen Zuständen dieser Umwälzbewegung und Klimavariabilität. Untersuchungen im 'Ursprungsgebiet' der beteiligten tiefen Wassermassen sind daher wichtig für ein Verständnis der Antriebe, Mechanismen und Variabilität der Prozesse.

Zur Zeit konkret geplante Projekte zu diesem Thema sind ein multinationales Experiment in der Labradorsee für den Winter 1996/97, sowie ein in der Antragsphase befindlicher Sonderforschungsbereich (SFB) am IfM, dessen Untersuchungen mit dem Winter 1997/98 beginnen sollen. Auch in dem SFB konzentriert sich ein geplantes Teilprojekt auf Konvektionsprozesse in der Labradorsee. Für die Studien zur Tiefenwasserbildung in der Labradorsee ist auch der Einsatz von Tomographie vorgesehen. Dies würde eine Synthese der beiden *THETIS* Experimente darstellen, da zum einen Konvektionsbeobachtungen wie in *THETIS* die Zielsetzung sind, zum anderen aber die abzudeckenden Skalen von etwa 500km eher dem großskaligen *THETIS-2* Projekt entsprechen. Erfahrungen aus beiden Projekten würden daher in das neue Experiment einfließen. Einige Voruntersuchungen zur Schallausbreitung und Größe der erwarteten Signale wurden bereits durchgeführt. Diese zeigen, daß mit unseren Geräten auch in der Labradorsee die zeitliche Entwicklung des Volumens sowie der mittleren Eigenschaften der durch Konvektion erzeugten Wassermassen verfolgt werden kann. Enge Kooperation mit amerikanischen und französischen Tomographiegruppen ist bereits geplant, wodurch die räumliche Abdeckung verbessert und die zeitliche Kontinuität der Messungen über mehrere Jahre gewährleistet werden soll.

Übersicht der Ergebnisse

Technologische Verbesserungen der Tomographie-Transceiver

Folgende technische Weiterentwicklungen an den vorhandenen Tomographiegeräten wurden im Rahmen des ersten Projektes (*THETIS*) in Zusammenarbeit mit den Projektpartnern und Herstellern vorgenommen:

- Flexiblere Programmierbarkeit: Die Aktivitäten der Geräte (Senden, Empfangen, Navigieren, usw.) können nun für beliebig unregelmäßige Zeiten programmiert werden. Dies ist wichtig für reziproke Übertragungen in kleinskaligen Experimenten (*THETIS*) und erlaubte sehr lange Rohdatenaufzeichnung und Abstimmung auf andere Gerätetypen (von *WHOI*) in *THETIS-2*.
- Rohdaten-Aufzeichnung: Statt interner Mittelung ist nun die Aufzeichnung von bis zu 14 einzelnen Sequenzen pro Empfang möglich, um Phasendriften zu korrigieren und so das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern.
- Die Rohdaten-Aufzeichnung erfordert eine bis zu 14fache Speicherkapazität. Dafür haben die Geräte seit *THETIS-2* 510Mb Datenkapazität.
- Die Empfangs-Hydrophonkette wurde modifiziert, um zumindest ein Minimum an Richtungsdiskriminierung mit zwei Kanälen zu ermöglichen.
- Ein neuer Verankerungsnavigator wurde installiert und hat bisher erfolgreiche dreidimensionale Positionierung der Geräte erlaubt.
- Eine stärkere Schallquelle für Untersuchungen auf der 1000km-Skala steht nun durch Umbau und Aufrüsten eines älteren Gerätes zur Verfügung.

Tomographie-Modellierung und Inversion

- Simulation von Tomographiemessungen in Konvektionsgebieten mit historischen und aktuellen hydrographischen Daten zeigte, daß Tomographie gut geeignet ist, die zeitliche Entwicklung der Schichtung und das Volumen des homogenisierten Gebietes zu

beobachten.

- Modellierung der Schallausbreitung und saisonalen Variation bei Tomographieübertragungen durch das gesamte Mittelmeer ergab eine hohe Korrelation der Laufzeiten mit dem Wärmegehalt in den entsprechenden Schichten des Schnittes. Die gute Auflösbarkeit der akustischen Pulse und ausreichende Signalamplituden bedeuten, daß tomographische Messungen dieser Art erfolgversprechend sind.
- Die beobachtete Erwärmung des tiefen Mittelmeeres auf Klimazeitskalen würde ein meßbares Tomographiesignal von $2 - 3\text{ms/Jahr}$ erzeugen, falls es sich um einen großräumigen Trend handelt.
- Es ist möglich, bei der Tomographieauswertung die Schritte der Puls-Verfolgung, Identifikation und Dateninversion in einem Minimierungsansatz zu vereinen. Eine neue Methode wurde entwickelt, die dies demonstriert und benutzt.

Konvektionsuntersuchungen

Die wesentlichen Ergebnisse der theoretischen Arbeiten und Auswertungen numerischer Modelle zur Konvektion waren:

- Konvektion hat vernachlässigbare mittlere Abwärtsbewegung und kann als vertikaler Vermischungsprozeß mit einer geeigneten Zeitskala betrachtet werden.
- Im Inneren des Konvektionsgebietes wird keine mittlere relative Vorticity erzeugt. Dieses Ergebnis kann durch Tomographiebeobachtungen getestet werden.
- Ein Stromband ist zu erwarten, das um das Konvektionsgebiet zirkuliert. Es ist das Produkt eines geostrophischen Anpassungsprozesses und wird sich auf den schmalen Bereich der Dichtefront beschränken.
- Die Bildungsrate neuen Tiefenwassers (d.h. das Volumen) läßt sich in erster Näherung direkt aus der Ausdehnung des durchmischten Gebietes bestimmen. Dieser Ansatz findet Anwendung in den Tomographieinversionen.
- Die Zirkulation um das Gebiet ist ein Maß für die integralen Eigenschaften und gleichzeitig durch Instabilität die Ursache für den Zerfall und die Ausbreitung des neu 'erzeugten' Wassers.
- Konvektion ist in numerischen Modellen als Vermischungsansatz parametrisierbar. Dies wurde kürzlich durch Vergleichsläufe demonstriert¹.

Die Auswertung der Tomographiedaten des *THETIS*-Experimentes lieferte eine Reihe von Ergebnissen. Zum Meßprinzip konnte gezeigt werden:

- Die Tomographiedaten erlauben Messung der horizontal gemittelten vertikalen Temperaturverteilung in einem Konvektionsgebiet. Sowohl einzelne Temperaturprofile als

¹durchgeführt in Zusammenarbeit mit B.Klinger und J.Marshall/MIT (KLINGER et al. 1994)

auch Zeitserien des Wärmegehaltes einzelner Schichten ergaben quantitative Übereinstimmung mit CTD-Daten.

- Auf Grund der oberflächenreflektierten Schallausbreitung im Winter ist Tomographie ideal geeignet, die oberen 150m der Wassersäule in dieser Jahreszeit zu beobachten. Die Methode ermöglicht eine bessere Erfassung dieser Schicht als mit den üblichen Unterwasserverankerungen, die nicht dichter als 50 – 100m an die Oberfläche heranreichen.
- Die zeitliche Entwicklung des Konvektionsgebietes auf der 50-100km Skala ist mit den Tomographiedaten gut zu verfolgen: Abbau der warmen Sprungschicht durch negative Wärmeflüsse, Hochmischen des warmen Levantinischen Zwischenwassers, Durchbruch der tiefen Konvektion und Wiederaufbau der Schichtung.
- Auch auf dieser relativ kleinen Skala lassen sich nutzbare Linienintegrale der Strömungen aus den Tomographiedaten bestimmen.

Die quantitative Auswertung der Tomographie-Inversionen führte zu folgenden Ergebnissen:

- Die großskalige Wärmegehaltsänderung ist konsistent mit den Oberflächenwärmeflüssen und zeigt, daß während der winterlichen Abkühlung bis zur Konvektion wenig Austausch zwischen dem Zentrum der Konvektionsregion und der Umgebung stattfindet.
- Die Ausdehnung des Konvektionsgebietes hatte im Winter 1991/92 ungefähr 60km Radius. Eine Schätzung der mittleren Konvektionstiefe war ebenfalls möglich und ergab 1400 – 1600m. Daraus ergibt sich eine Tiefenwasser-Bildungsrate von etwa 0.3Sv.
- Im Inneren der Konvektionsregion wird die Schichtung auf einer Zeitskala von 40 Tagen nach der Konvektion wiederaufgebaut. Dies muß demnach auch die Rate des Abtransportes oder Absinkens des dichten Wassers sein. Der Prozeß beginnt nach 5-10 Tagen - konsistent mit der Skalierung für das Aufbrechen des Gebietes durch Instabilität.
- In der Oberflächenschicht schiebt sich innerhalb weniger Tage nach der Konvektion eine 'Linse' geringer Dichte großräumig über das Gebiet. Es scheint, daß dieser Prozeß unabhängig von dem langsameren Wiederaufbau der Schichtung in größeren Tiefen ist. Die Auswertung der oberflächennahen horizontal gemittelten Strömung zeigt aber keine systematische Bewegung in das Konvektionsgebiet hinein.
- Die Werte der mittleren relativen Vorticity des Konvektionsgebietes vor und nach der Konvektion sind nicht signifikant verschieden. Dies bedeutet, daß die mittlere Vorticity kleiner als 0.01f sein muß. Dadurch werden die vorherigen theoretischen Untersuchungen und Modellanalysen bestätigt.

Weiterführende Überlegungen ergaben:

- Ort und Größe des Konvektionsgebietes sind im wesentlichen durch die lokale Zirkulation und Schichtung bestimmt.
- Eine vereinfachte Darstellung der aufgewölbten Schichtung in den Monaten vor der Konvektion reicht, um aus dem Gesamt-Auftriebsverlust die Schärfe der Berandung, die Tiefe und qualitativ auch die Ausdehnung der homogenisierten Region zu erzeugen.

Tomographiebeobachtungen auf der Beckenskala des Mittelmeeres

Die Geräte des Experimentes wurden erst im November 1994 geborgen. Erste Analysen zeigen:

- Schallübertragung auf Jahresskala durch das gesamte westliche Mittelmeer konnte praktisch demonstriert werden und ergibt gut auswertbare tomographische Signale.
- Der Datensatz erfüllt die theoretischen Erwartungen bezüglich Signalstärke, Stabilität und Auflösbarkeit.
- Sowohl saisonale als auch klimatologische Variabilität des Wärmegehaltes läßt sich mit einem solchen System direkt bestimmen. Ein langfristiges Monitoring der Wassermassen des westlichen Mittelmeeres durch tomographische Übertragungen ist damit möglich.
- Die tomographisch bestimmte saisonale Wärmegehaltsvariation auf einem Schnitt von Frankreich nach Algerien stimmt auf 20% mit der Schätzung aus historischen Daten überein. Die Abweichungen sind signifikant und können wichtige Daten für Wärmebilanzstudien sein.
- Kovarianzabschätzungen aus historischen Daten und einem numerischen Zirkulationsmodell ergeben, daß sich aus den zwei-dimensionalen Tomographieschnitten die drei-dimensional becken gemittelte saisonale Temperatur mit einem Standardfehler von 3-4% bestimmen läßt.

Anhänge

A: Arbeiten zur Transceiver-Technologie

Programmierbarkeit

In früheren Versionen der *Controller*-Software ließen sich die diversen Aktivitäten des Gerätes (Senden, Empfangen, Navigieren, usw.) nur in zyklischen Stundenintervallen programmieren. Das heißt, man konnte lediglich angeben, zu welchen Minuten eine Aktivität stattfinden sollte, und dann festlegen, nach wievielen Stunden sich dies wiederholen sollte, und alle wieviele Tage das Gesamte auszuführen ist. Diese Programmiermethode ist jedoch zu unflexibel für eine Reihe von Optimierungen. So sind damit bei relativ kleinen Verankerungsabständen keine kurz aufeinanderfolgenden reziproken Schallübertragungen möglich (dies ist jedoch wichtig für Anwendung der Beziehungen 1.4 und 1.5). Auch war es für verbesserte Bestimmung der Verankerungsbewegung wünschenswert, jeweils kurz vor und kurz nach jeder Sendung und jedem Empfang eine Verankerungsnavigation zu programmieren. Auch dies führt zu sehr unregelmäßigen Aktivitätszyklen. In *THETIS* wurde daher eine neue Software eingesetzt, bei der die Zeit jeder Aktivität durch die Sekunde innerhalb eines Wiederholungsintervalls festgelegt wird. Dieses Wiederholungsintervall kann beliebig gewählt werden (Minuten, Stunden, Tage).

In unserem anschließenden *THETIS-2* Experiment ermöglichte diese erhöhte Programmierbarkeit auch erst die später beschriebene Rohdatenaufzeichnung mit ausreichend vielen Signalsequenzen. Deren Zahl ist normalerweise auf 14 beschränkt, konnte nun aber effektiv durch zeitlich dichtes Wiederholen von Senden/Empfangen mit je 14 Sequenzen verdoppelt werden. Zusätzlich ließ sich durch die neue Software in unser Sendeschema in *THETIS-2* auch ohne Probleme ein Tomographie-Gerät von WHOI integrieren, welches anderen Beschränkungen bezüglich Sequenzlängen, Empfangsfrequenzen und Programmierbarkeit unterlag.

Rohdaten-Aufzeichnung

In Abschnitt 1.2 wurde erklärt, daß mehrere Wiederholungen der phasenkodierten Signalsequenz kohärent gemittelt werden müssen, um das Signal ausreichend zu verstärken.

Diese Mittelung wurde bisher in allen verankerbaren Tomographieräten intern durchgeführt. Dabei mußte stets sichergestellt werden, daß Phasenverschiebungen durch Verankerungsbewegung die Kohärenz nicht zerstören. Dies erforderte in der Vergangenheit einen Kompromiß zwischen Signalgewinn durch mehrere gesendete Sequenzen und Verlust durch abnehmende Kohärenz bei langen Signalen. In *THETIS* wurde erstmals eine neue Receiver-Software getestet, die bis zu 14 *einzelne* Sequenzen ohne Mittelung aufzeichnet. Diese können später im Labor phasenkorrigiert werden, um verlustfreie kohärente Mittelung auch bei signifikanten Dopplerverschiebungen zu ermöglichen. Der Nachteil ist, daß dies die 14-fache Datenkapazität erfordert.

Nach einem erfolgreichen 12-stündigen Test in *THETIS* konnte demonstriert werden, daß selbst bei den typischen Signallängen von 1-2 Minuten Verluste durch Phasenverschiebungen auftreten. Diese ließen sich mit der neuen Methode kompensieren, was einige *db* an Signalgewinn bedeuten kann (MAUARY et al. 1994). In *THETIS-2* kam diese Methode dann zum routinemäßigen Einsatz, wobei durch dichtes Wiederholen von zwei Sendungen bis zu 28 Sequenzen benutzt wurden.

Datenspeicher

Die Rohdatenaufzeichnung produziert sehr viel größere Datenmengen. In *THETIS* wurden die Geräte daher mit je einer 200Mb Festplatte ausgerüstet (von 60Mb davor). Seit *THETIS-2* hat jeder Transceiver nun eine 500Mb Festplatte, um möglichst viele Empfänge in Rohdatenform aufzuzeichnen. Das zweite Experiment lieferte insgesamt 3.1Gb Rohdaten.

Verankerungsnavigator

Die größten Variationen der akustischen Laufzeiten entstehen durch Verankerungsbewegung, siehe Gleichung (1.4). Wenn diese nicht unabhängig gemessen und korrigiert werden, verliert man wertvolle ozeanographische Information, da dann ein Teil der Tomographiedaten für diese Korrektur benötigt wird. Die Verankerungsposition läßt sich im Prinzip durch Laufzeitmessung zu zwei (plus Druckmessung) oder drei akustischen Transpondern am Meeresboden bestimmen. In vorherigen Experimenten mit den Geräten vom *Webb*-Typ hatten solche Navigatoren nie zufriedenstellend gearbeitet. Daher wurde in *THETIS* besonderer Wert auf diese Systemkomponente gelegt. Nach Beratungen mit verschiedenen Herstellern wurde schließlich ein Navigator-Modul der Firma *ORCA* installiert und bei Probeverankerungen im Skagerrak getestet. Sowohl dort als auch anschließend in den *THETIS* Experimenten hat sich dieses System bestens bewährt. Die spätere Abbildung 1.6 zeigt den Erfolg dieser Korrektur bei Anwendung auf die gemessenen Laufzeiten. Dies war eine wesentliche Komponente der erfolgreichen Tomographiemessungen der *THETIS* Experimente.

Hydrophonkette

Die Hydrophonkette der Transceiver besteht aus einem ölgefüllten 6m langen Schlauch, in dem 8 Hydrophone untergebracht sind. In den früheren Geräten waren diese einfach

parallel geschaltet. Die spezielle Anordnung der Hydrophone sollte die Richtcharakteristik empfindlicher in der Horizontalen und damit weniger anfällig für Geräusche von der Meeresoberfläche machen. Studien im Rahmen unseres *THETIS* Projektes ergaben, daß bei gleicher mechanischer Anordnung je vier der Hydrophone parallel geschaltet werden konnten, um eine einfache Antenne mit zwei Elementen in halber Wellenlänge Abstand zu erhalten. Simulationen zeigten, daß damit eine einfache Winkeldiskriminierung möglich sein sollte. Dies wurde für die *THETIS* Experimente implementiert, und spätere Auswertung der Meßdaten zeigte, daß bei ausreichend aufgelösten Schallpulsen und Rohdatenaufzeichnung die Erwartungen bezüglich Winkelauflösung sogar noch übertroffen wurden.

Die *THETIS-2* Schallquelle

Die bisher beschriebenen Schallquellen vom *Webb*-Typ haben eine Reichweite von etwa 200–300km, wenn gutes Signal-Rausch-Verhältnis erwünscht ist (etwa die in Abschnitt 1.2 erwähnten 20db). Schallübertragung über wesentlich größere Entfernungen war aber das Ziel unseres zweiten Tomographieprojektes, *THETIS-2*. Daher wurde für dieses Experiment ein einzelner Schallschwinger des Typs HLF-5 angeschafft, der mit unserer bestehenden Elektronik und den Empfängerteilen einer der *Webb*-Geräte kombiniert werden sollte. In Zusammenarbeit mit dem Hersteller fand die entsprechende Anpassung der Software, des Transmitters und der Gehäuse statt, sowie die Herstellung eines neuen Rahmens für das komplette System. Durch diese Aufrüstung eines bestehenden Gerätes wurden die (immer noch beträchtlichen) Kosten minimiert, und es stand damit ein Transceiver mit einer Reichweite von etwa 1000km zur Verfügung. Dieser arbeitet mit 250Hz (Bandbreite 62Hz), wodurch sich eine etwas schlechtere Auflösung und Signalabtastung ergibt.

Dabei kommt, daß die HLF-5 Schallquelle einen sehr hohen Energiebedarf hat. Dieser ist für typische Auslegungen nicht mit Alkali-Batteriepaketen zu decken. Die neue Quelle muß daher mit zwei Sätzen Lithiumbatterien von insgesamt 650 Zellen betrieben werden. Da dies ein erhebliches Gefahrenpotential darstellt und auch die Kosten pro Auslegung extrem erhöht, sollte in den folgenden Jahren eine Alternative zu den Lithiumbatterien angestrebt werden. Für das *THETIS-2* Experiment wurden jedoch noch die Lithiumbatterien benutzt und die Probleme bei der Handhabung durch enge Kooperation mit dem deutschen Vertreiber dieser Zellen gelöst.

Alle Tomographiegeräte vom *Webb*-Typ wurden schließlich so modifiziert, daß sie - programmierbar in der Aktivitätstabelle - sowohl die alten Quellen (400Hz) als auch die neuen (250Hz) abwechselnd empfangen konnten.

B: Fühlen die Konvektionszellen die Erdrotation ?

Im Laufe des letzten Jahres hat sich eine gewisse Kontroverse darüber gebildet, ob die Dynamik der Konvektionszellen durch die Erdrotation kontrolliert ist. Damit wird zum Beispiel in Frage gestellt, ob diese Plumes zwei-dimensionale kleine Wirbel sind, oder ob sie drei-dimensionale Turbulenz darstellen. Von dem Einfluß der Rotation hängen jedoch nicht nur die Struktur und das Aussehen der Zellen ab. Die Skalierungen für die Zellen und damit auch für die Vermischungszeitskala t_{mix} und für die großskaligen Eigenschaften des Konvektionsgebietes sind ebenfalls sehr verschieden, abhängig von dem Effekt der Rotation.

Die übliche Argumentation verläuft wie folgt: Die anfänglich wachsende turbulente Schicht, angetrieben durch den Auftriebsverlust B an der Oberfläche (Quelle von potentieller Energie), unterliegt noch keinen Rotationseffekten und kann skaliert werden als (DEARDORFF 1980; MAXWORTHY und NARIMOUSA 1994; JONES und MARSHALL 1993)

$$l \sim h \sim (Bt^3)^{1/2} , \quad u \sim w \sim (Bh)^{1/3} , \quad g' \sim (B^2/h)^{1/3} \quad (4.1)$$

wobei h die Tiefe der turbulenten Schicht ist. Bei kontinuierlichem Auftriebsfluß nehmen h, l, u und w stetig zu, und wenn die Rossby-Zahl für die Turbulenzzellen die Größenordnung von eins erreicht, sollte die Erdrotation beginnen, eine dominierende Rolle zu spielen, d.h. wenn $Ro_{krit} = u/fl \sim 1$. Durch Einsetzen ergibt sich, daß dieser Übergang zu der Zeit und bei der Schichtdicke von

$$t_{krit} \sim 1/f , \quad h_{krit} \sim (B/f^3)^{1/2} \quad (4.2)$$

geschieht (FERNANDO et al. 1991). Zu diesem Zeitpunkt erhält man aus (4.1) die rotationskontrollierten Skalierungen

$$l \sim l_{rot} \sim (B/f^3)^{1/2} , \quad u, w \sim u_{rot} \sim (B/f)^{1/2} , \quad g' \sim g'_{rot} \sim (Bf)^{1/2} . \quad (4.3)$$

Die Kontroverse entzündet sich nun an der Frage, wann genau dieser Übergang stattfindet, d.h. wie groß die unbestimmten Proportionalitätskonstanten in Ro_{krit} oder in Gleichung (4.2) sind. Gebräuchlicher ist die bereits erwähnte konvektive Rossby-Zahl $R_0^* = H^{-1}(B/f^3)^{1/2}$, für die damit der "richtige" kritische Wert gefragt ist. Immer mehr Laborversuche in rotierenden Tanks deuten nun darauf hin, daß die kritische Rossby-Zahl deutlich kleiner als eins ist, und alle diese Experimente stimmen überein in dem Ergebnis, daß $h_{krit} \approx 12(B/f^3)^{1/2}$, daß also eine sehr große Konstante in (4.2) fehlt (FERNANDO et al. 1991; MAXWORTHY und NARIMOUSA 1994; COATES et al. 1994). Entsprechende Werte für die Rossby-Zahlen sind $Ro_{krit} \approx 0.4$ und $R_{0,krit}^* \approx 0.1$. Für typische Ozeanwerte ergeben sich damit Übergangstiefen von etwa $2km$ (Grönlandsee)– $6km$ (Mittelmeer). Es würde folgen, daß ozeanische Konvektion **nicht** rotationskontrolliert ist.

Dies steht im Widerspruch zu den Simulationen von z.B. (JONES und MARSHALL 1993), die fanden, daß Rotation die Konvektion kontrolliert, wenn $R_{0,krit}^* \leq 0.8$, und für typische Ozeanwerte ist dies schon bei Konvektion bis in mittlere Tiefen der Fall. Direkte Beobachtungen im Ozean zu diesem Problem heranzuziehen, ist relativ schwierig. Die Skalen, die sich aus den beiden Skalierungen für die Vertikalgeschwindigkeit und die Horizontalskala ergeben, sind zu ähnlich, um eine Unterscheidung durch Beobachtungen zu ermöglichen. Was beobachtet werden müßte, ist die Horizontalzirkulation (Vorticity) der einzelnen Konvektionsplumes. Gerade dies ist die schwierigste Messung mit verankerten Geräten. Es gibt zwar vereinzelte Andeutungen, daß in der Tat der durch f erzeugte Rotationssinn vorliegt, und zwar im Mittelmeer (VISBECK 1993) und in der Grönlandsee (SCHOTT et al. 1994), aber diese Beobachtungen sind nicht eindeutig.

Welchen Unterschied macht das Ergebnis für die Eigenschaften des Konvektionsgebietes? Zunächst einmal bleibt Konvektion ein Vermischungsprozeß ohne mittlere Abwärtsbewegung, unabhängig davon, ob die Zellen durch Rotation kontrolliert sind. Die Skalierungen dieser Zellen sind für die Dynamik des Konvektionsgebietes nur wichtig, indem sie den Ausdruck für t_{mix} bestimmen. Der Vergleich ist am einfachsten, wenn man die rotationsdominierte Skalierung (2.2) durch die konvektive Rossby-Zahl ausdrückt: $t_{mix}/f^{-1} = 1/R_0^*$. Die entsprechende Beziehung für die drei-dimensionale Turbulenz ist $t_{mix}/f^{-1} = 1/R_0^{*2/3}$. Da die Werte für R_0^* im Ozean zwischen 0.1 und 1 liegen, ist die Vermischungszeitskala und damit die großskalige Dynamik nicht sehr empfindlich darauf, ob die Konvektionszellen die Erdrotation spüren.

C: Skalierungen für das Konvektionsgebiet: stark geschichtet

Wie eingangs abgeschätzt, ist die Zeitskala t_{mix} nicht mehr relevant, wenn $N/f \geq (1-2)$ ist. In dem Fall sollte stattdessen die Beziehung (2.3) angewendet werden, um die Eigenschaften des Konvektionsgebietes zu skalieren. Abschätzungen dafür wurden z.B. von COATES et al. (1994) vorgestellt, die hier der Vollständigkeit halber zusammengefaßt sind. Dort wird von Gleichung (2.3) ausgegangen, um die Tiefe der durchmischten Schicht h in Abhängigkeit von der Zeit abzuschätzen. Während der Vertiefungsphase ist der Dichtegradient zwischen dem homogenisierten Inneren und der Umgebung dann $g' \sim N^2 h$ (an der Oberfläche), und der entsprechende Rossby-Radius $L_R \sim Nh/f$. Die Autoren machen die Annahme, daß das Stromband die Breite L_R hat, woraus mit der thermischen Windbalance folgt, daß $u_{Rim} \sim Nh \sim (Bt)^{1/2}$. Es stellt sich heraus, daß dies kaum unterscheidbar ist von der ungeschichteten Skalierung (2.5), die man auch als $u_{Rim} \sim (Bt)^{1/2} \frac{\pi}{2} R_0^*$ ausdrücken kann. Hier ist $R_0^* = H^{-1}(B/f^3)^{1/2}$ eine konvektive Rossby-Zahl, die für Ozeanbedingungen in dem Bereich $0.1 - 1$ liegt, typisch ist 0.4 . Damit sind die geschichtete und ungeschichtete Skalierung nur um einen Faktor von 2 verschieden. Die Instabilitätswellenlänge wird in obiger Arbeit einfach als $5L_R = 5Nh/f$ angegeben. In Anwendung auf das Mittelmeer errechnen die Autoren mit $h = 1400m$ und $N = 2 \times 10^{-4} s^{-1}$ eine Wirbelskala von $9km$. Dies hat die richtige Größenordnung, aber es erscheint suspekt, daß hier nun das tiefe schwache N in die Skalierungen eingesetzt wurde, obwohl doch der Randstrom von dem Dichtegradient zwischen dem dichten Inneren und der geschichteten Umgebung "getrieben" wird - dieses $\Delta\rho$ ist aber $5-10$ mal stärker.

Liste der Abkürzungen und Eigennamen

<i>ADCP</i>	- Acoustic Doppler Current Profiler
<i>ATOC</i>	- Akronym für ein globales Tomographieprojekt (Acoustic Thermometry of Ocean Climate)
<i>BMFT</i>	- Bundesministerium für Forschung und Technologie
<i>CAT</i>	- Computed Axial Tomography
<i>CEPHAG</i>	- Centre d'Etude des Phénomènes Aléatoires et Géophysiques (Grenoble)
<i>COADS</i>	- Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set
<i>CTD</i>	- Conductivity-Temperatur-Depth Sonde
<i>EG</i>	- Europäische Gemeinschaft
<i>EOF</i>	- Empirische orthogonale Funktion
<i>FNOC</i>	- Fleet Numerical Oceanographic Center (Monterey)
<i>FORTH</i>	- Foundation for Research and Technology of Hellas
<i>GPS</i>	- Global Positioning System
<i>HLF-5</i>	- Schallschwingertyp der Firma <i>Hydroacoustics</i>
<i>IACM</i>	- Institute of Applied and Computational Mathematics
<i>IJM</i>	- Institut für Meereskunde (Kiel)
<i>IFREMER</i>	- Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer
<i>LIW</i>	- Levantinisches Zwischenwasser
<i>LODYC</i>	- Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie (Paris)
<i>MEDOC</i>	- Akronym für das erste Konvektionsprojekt im Mittelmeer
<i>MIT</i>	- Massachusetts Institute of Technology (Boston)
<i>NODC</i>	- National Ocean Data Center
<i>ORCA</i>	- Firma für ozeanographische Geräte (Brest)
<i>Peridot</i>	- Französisches hochaufgelöstes Wettermodell
<i>SIO</i>	- Scripps Institution of Oceanography (San Diego)
<i>S/N</i>	- Signal/Rausch Verhältnis
<i>SOFAR</i>	- Sound Fixing and Ranging
<i>TDOM</i>	- Tomography Data in Ocean Models
<i>THETIS</i>	- Akronym für die hier beschriebenen Tomographieprojekte (Theoretical and Experimental Tomography in the Sea)
<i>Transceiver</i>	- Kurzform für Transmitter+Receiver (kombinierter Sender und Empfänger)
<i>WHOI</i>	- Woods Hole Oceanographic Institution
<i>XBT</i>	- Expendable Bathythermograph (Einmal-Sonde für Temperaturprofile)
<i>XCTD</i>	- Expendable CTD (Einmal-CTD Sonde)

Literaturverzeichnis

- AAGAARD, K., J. H. SWIFT und E. C. CARMACK (1985). *Thermohaline Circulation in the Arctic Mediterranean seas*. J. Geophys. Res., 90(C3):4833-4846.
- AKI, K. und P. RICHARDS (1980). *Quantitative Seismology, Theory and Methods*. W.H. Freeman and Co. 2 Vols.
- ALBEROLA, C., C. MILLOT, U. SEND und C. MERTENS (1994). *XCTD/CTD comparison*. Deep-Sea Res. submitted.
- BETHOUX, J. P. und B. GENTILI (1994). *The Mediterranean Sea, A Test Area for Marine and Climatic Interactions*. In: MALANOTTE-RIZZOLI, P. und A. R. ROBINSON, Hrsg.: *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples*, S. 239-254. Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- BETHOUX, J. P., B. GENTILI, J. RAUNET und D. TAILLIEZ (1990). *Warming Trend in the Western Mediterranean Deep Water*. Nature, 347:660-662.
- BETHOUX, J. P. und D. TAILLIEZ (1994). *Deep-Water in the Western Mediterranean Sea, Yearly Climatic Signature and Enigmatic Spreading*. In: MALANOTTE-RIZZOLI, P. und A. R. ROBINSON, Hrsg.: *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples*, S. 355-369. Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- BROWN, M. G. (1982). *Application of the WKBJ Green's function to acoustic propagation in the horizontally stratified ocean*. J. Acoust. Soc. Am., 71:1427-1432.
- BRUGGE, R., H. L. JONES und J. C. MARSHALL (1991). *Non-hydrostatic ocean modelling for studies of open-ocean deep convection*. In: CHU, P. C. und J. C. GASCARD, Hrsg.: *Deep Convection and Deep Water Formation in the Oceans*, S. 325-340. Elsevier.
- BRYDEN, H. L. und T. H. KINDER (1991). *Steady two-layer exchange through the Strait of Gibraltar*. Deep-Sea Res., 38(supplement):445-463.
- BRYDEN, H. L. und H. M. STOMMEL (1982). *Origin of the Mediterranean outflow*. J. Mar. Res., 40(supplement):55-71.
- BUNKER, A. F. (1972). *Wintertime Interactions of the atmosphere with the Mediterranean Sea*. J. Phys. Oceanogr., 2:225-238.

- BUNKER, A. F., H. CHARNOCK und R. A. GOLDSMITH (1982). *A Note on the Heat Balance in the Mediterranean and Red Seas*. J. Mar. Res., 40(Suppl.):73-84.
- CHESTER, D., P. MALANOTTE-RIZZOLI, J. LYNCH und C. WUNSCH (1994). *The eddy radiation field of the Gulf Stream as measured by ocean acoustic tomography*. Geophys. Res. Letters. submitted.
- CLARKE, R. A. und J. C. GASCARD (1983). *The Formation of Labrador Sea Water. Part I: Large-Scale Processes*. J. Phys. Oceanogr., 13:1764-1778.
- COATES, M. J., G. N. IVEY und J. R. TAYLOR (1994). *Unsteady, turbulent convection into a rotating, stratified fluid: modelling deep convection*. J. Phys. Oceanogr. submitted.
- CORNUELLE, B. D. (1985). *Simulations of acoustic tomography array performance with untracked or drifting sources and receivers*. J. Geophys. Res., 90:9079-9088.
- COX, M. D. (1989). *An idealized model of the world ocean. Part I: The global-scale water masses*. J. Phys. Oceanogr., 19:1730-1752.
- DEARDORFF, J. F. (1980). *Stratocumulus-capped mixed-layers derived from a three-dimensional model*. Bound. Layer Meteor., 18:495-527.
- DELWORTH, T., S. MANABE und R. J. STOUFFER (1993). *Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model*. J. Climate, 6:1993-2011.
- DEWAR, W. K. und P. D. KILLWORTH (1990). *On the cylinder collapse problem, mixing, and the merger of isolated eddies*. J. Phys. Oceanogr., 20(10):1563-1575.
- DUSHAW, B. D., P. F. WORCESTER, B. D. CORNUELLE und B. M. HOWE (1994). *Barotropic currents and vorticity in the Northcentral Pacific in summer 1987 determined from long-range acoustic transmissions*. J. Geophys. Res., 99:3263-3272.
- EADY, E. T. (1949). *Long waves and cyclone waves*. Tellus, 1:33-52.
- EWING, M. und J. L. WORZEL (1948). *Long-range sound transmission*. Geol. Soc. Am. Memoir., 27(III):1-35.
- FERNANDO, H. J. S., D. L. BOYER und R. CHEN (1991). *Effects of rotation on convective turbulence*. J. Fluid Mech., 228:513-547.
- FLATTÉ, S. M. und R. B. STOUGHTON (1988). *Predictions of internal-wave effects on ocean acoustic coherence, travel-time variance, and intensity moments for very long-range propagation*. J. Acoust. Soc. Am., 84:1414-1424.
- FUKUMORI, I. und C. WUNSCH (1991). *Efficient representation of the North Atlantic hydrographic and chemical distribution*. Prog. Oceanogr., 27:111-196.

- GAILLARD, F., U. SEND und Y. DESAUBIES (1994). *Three-dimensional tomographic views of the northwestern Mediterranean convection regime*. in preparation.
- GARRETT, C. (1994). *The Mediterranean Sea as a climate test basin*. In: MALANOTTE-RIZZOLI, P. und A. R. ROBINSON, Hrsg.: *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples*, S. 227-237. Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- GARRETT, C., R. OUTERBRIDGE und K. THOMPSON (1993). *Interannual Variability in Mediterranean Heat and Buoyancy Fluxes*. *J. Climate*, 6:900-910.
- GASCARD, J. C. (1978). *Mediterranean Deep Water Formation, Baroclinic Instability and Oceanic Eddies*. *Oceanol. Acta*, 1:315-330.
- HELFRICH, K. R. und U. SEND (1988). *Finite-amplitude evolution of two-layer geostrophic vortices*. *J. Fluid Mech.*, 197:331-348.
- HERMANN, A. J. und W. B. OWENS (1991). *Modeling the geostrophic adjustment and spreading of waters formed by deep convection*. In: CHU, P. C. und J. C. GASCARD, Hrsg.: *Deep Convection and Deep Water Formation in the Oceans*, S. 283-308. Elsevier.
- HOGG, N. G. (1973). *The Preconditioning Phase of MEDOC 1969-II. Topographic Effects*. *Deep-Sea Res.*, 20:449-459.
- HOWE, B. M., P. F. WORCESTER und R. C. SPINDEL (1987). *Ocean Acoustic Tomography: Mesoscale Velocity*. *J. Geophys. Res.*, 92:3785-3805.
- ISEMER, H. J., J. WILLEBRAND und L. HASSE (1989). *Fine Adjustment of Large Scale Air-Sea Energy Flux Parameterizations by Direct Estimates of Ocean Heat Transport*. *J. Climate*, 2:1173-1184.
- JONES, H. und J. MARSHALL (1993). *Convection with rotation in a neutral ocean; A study of open ocean deep convection*. *J. Phys. Oceanogr.*, 23:1009-1039.
- KEIGWIN, L. D., W. B. CURRY, S. J. LEHMAN und S. JOHNSON (1994). *The role of the deep ocean in North Atlantic climate change between 70 and 130kyr ago*. *Nature*, 371:323 - 326.
- KILLWORTH, P. D. (1976). *The Mixing and Spreading Phases of MEDOC I*. *Prog. Oceanogr.*, 7:59-90.
- KILLWORTH, P. D. (1983). *Deep Convection in the World Ocean*. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21(1):1-26.
- KLINGER, B. A., J. MARSHALL und U. SEND (1994). *Representation and Parameterization of convective plumes by mixing*. *J. Geophys. Res.* submitted.

- LASCARATOS, A., R. G. WILLIAMS und E. TRAGO (1993). *A Mixed-Layer Study of the Formation of Levantine Intermediate Water*. J. Geophys. Res., 98:14739-14749.
- LAZIER, J. R. (1973). *The renewal of Labrador Sea water*. Deep-Sea Res., 20:341-353.
- LEAMAN, K. D. und F. SCHOTT (1991). *Hydrographic Structure of the Convection Regime in the Gulf of Lions: Winter 1987*. J. Phys. Oceanogr., 21:573-596.
- LEGG, S. und J. MARSHALL (1993). *A Heton Model of the Spreading Phase of Open-Ocean Deep Convection*. J. Phys. Oceanogr., 23:1040-1056.
- MADEC, G., M. CHARTIER und M. CREPON (1991a). *The effect of termohaline forcing variability on deep water formation in the Western Mediterranean Sea: a high-resolution three-dimensional numerical study*. Dyn. Atm. Oceans, 15:301-332.
- MADEC, G., M. CHARTIER, P. DELECLUSE und M. CREPON (1991b). *A Three-dimensional Numerical Study of Deep-Water Formation in the Northwestern Mediterranean Sea*. J. Phys. Oceanogr., 21(9):1349-1371.
- MALANOTTE-RIZZOLI, P. (1994). *Modeling the General Circulation of the Mediterranean*. In: MALANOTTE-RIZZOLI, P. und A. R. ROBINSON, Hrsg.: *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples*, S. 307-321. Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- MANZELLA, G. M. R. und P. E. L. VIOLETTE (1990). *The Seasonal Variation of water mass content in the western Mediterranean and its relation with the inflows through the straits of Gibraltar and Sicily*. J. Geophys. Res., 95(C2):1623-1626.
- MARTEL, F. und MARTEL (1994). *Peridot*. Technischer Bericht CETIIS.
- MAUARY, D., U. SEND, B. FAURE, G. JOURDAIN und T. TERRE (1994). *Enhancement of moored acoustic tomography data by phase-drift Doppler processing*. in preparation.
- MAXWORTHY, T. und S. NARIMOUSA (1994). *Unsteady, Turbulent Convection into a Homogeneous, Rotating Fluid, with Oceanographic Applications*. J. Phys. Oceanogr., 24:865-887.
- MEDOC GROUP (1970). *Observations of Formation of Deep Water in the Mediterranean Sea, 1969*. Nature, 227:1037-1040.
- MERTENS, C. (1994). *Deckschichtsimulation von Konvektion und ihrer zwischenjährlichen Variabilität*. Diplomarbeit, Institut für Meereskunde, Universität Kiel, Kiel, Germany.
- MILLOT, C. (1987). *Circulation in the Western Mediterranean Sea*. Oceanol. Acta, 10:143-149.
- MILLOT, C. (1991). *Mesoscale and seasonal variabilities of the circulation in the western Mediterranean*. Dyn. Atm. Oceans, 15:179-214.

- MILLOT, C. (1994). *Models and Data: A synergetic approach in the western Mediterranean Sea*. In: MALANOTTE-RIZZOLI, P. und A. R. ROBINSON, Hrsg.: *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples*, S. 407-425. Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- MILLOT, C., G. M. R. MANZELLA und P. E. L. VIOLETTE (1992). *Correction to "The Seasonal Variation of water mass content in the western Mediterranean and its relation with the inflows through the straits of Gibraltar and Sicily" by G.M.R. Manzella and P.E. La Violette*. *J. Geophys. Res.*, 97(C11):17961-17962.
- MUNK, W., P. WORCESTER und C. WUNSCH (1995). *Ocean Acoustic Tomography*. Cambridge University Press, Cambridge. in press.
- MUNK, W. und C. WUNSCH (1979). *Ocean Acoustic Tomography: A Scheme for Large Scale Monitoring*. *Deep-Sea Res.*, 26A:123-161.
- MUNK, W. und C. WUNSCH (1982). *Observing the ocean in the 1990's*. *Phil. Trans. Royal Soc.*, A307:439-464.
- MUNK, W. H., W. C. O'REILLY und J. L. REID (1988). *Australia-Bermuda Sound Transmission Experiment (1960) Revisited*. *J. Phys. Oceanogr.*, 18:1876-1898.
- MUNK, W. H., R. SPINDEL, A. BAGGEROER und T. BIRDSALL (1994). *The Heard Island Feasibility Test*. *J. Acoust. Soc. Am.* in print.
- PAWLOWICZ (1994). *J. Geophys. Res.* in print.
- PEDLOSKY, J. (1982). *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag.
- RAHMSTORF, S. und J. WILLEBRANDT (1994). *Multiple convection patterns and thermohaline flow in an idealized OGCM*. *J. Climate*. submitted.
- REED, R. K. (1977). *On estimating insolation over the ocean*. *J. Phys. Oceanogr.*, 7:482-485.
- REID, J. L. (1979). *On the contribution of the Mediterranean Sea outflow to the Norwegian-Greenland Sea*. *Deep-Sea Res.*, 27A:1199-1223.
- RHEIN, M. (1994). *Deep Water Formation in the Western Mediterranean*. *J. Geophys. Res.* in press.
- ROBINSON, A. R. und M. GOLNARAGHI (1994). *The Physical and Dynamical Oceanography of the Mediterranean Sea*. In: MALANOTTE-RIZZOLI, P. und A. R. ROBINSON, Hrsg.: *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples*, S. 255-306. Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- ROHLING, E. J. und H. L. BRYDEN (1992). *Man-Induced Salinity and Temperature Increase in Western Mediterranean Deep Water*. *J. Geophys. Res.*, 97:11191-11198.

- RUDELS, B., D. QUADFASEL, H. FRIEDRICH und M.-N. HOUSSAIS (1989). *Greenland Sea convection in the winter of 1987-1988*. J. Geophys. Res., 94(C3):3223-3227.
- SANKEY, T. (1973). *The Formation of Deep Water in the Northwestern Mediterranean*. Prog. Oceanogr., 6:159-179.
- SCHOTT, F. und K. D. LEAMAN (1991). *Observations with Moored Acoustic Doppler Current Profilers in the Convection Regime in the Golfe du Lion*. J. Phys. Oceanogr., 21:558-574.
- SCHOTT, F., M. VISBECK und U. SEND (1994). *Open Ocean Deep Convection, Mediterranean and Greenland Seas*. In: MALANOTTE-RIZZOLI, P. und A. R. ROBINSON, Hrsg.: *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples*, S. 203-225. Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- SEND, U. (1994a). *Peak Tracking by Simultaneous Inversion*. Geophys. Res. Letters. submitted.
- SEND, U. (1994b). *THETIS-2, Fourth Progress Report*. IFM Kiel. (A report from the THETIS-2 project) 84pp.
- SEND, U., B. CORNUELLE, P. WORCESTER und D. FARMER (1994a). *Acoustic Monitoring of Strait Transports: The Gibraltar Example*. Geophys. Res. Letters. in preparation.
- SEND, U. und J. MARSHALL (1994). *Integral effects of deep convection*. J. Phys. Oceanogr. in press.
- SEND, U., F. SCHOTT, F. GAILLARD und Y. DESAUBIES (1994b). *Observation of a Deep Convection Regime with Acoustic Tomography*. J. Geophys. Res., accepted.
- SEND, U., M. VISBECK und G. KRAHMANN (1994c). *Aspects of Acoustic Transponder Surveys and Acoustic Navigation*. J. Atm. Ocean. Techn. submitted.
- SPARNOCCHIA, S., G. M. R. MANZELLA und P. E. L. VIOLETTE (1993). *The interannual and seasonal variability of the MAW and LIW core properties in the western Mediterranean Sea*. In: VIOLETTE, P. E. LA, Hrsg.: *Seasonal and Interannual Variability of the Western Mediterranean Sea*. American Geophysical Union.
- SPIESBERGER, J. L. (1985). *Ocean acoustic tomography. Travel time biases*. J. Acoust. Soc. Am., 77:83-100.
- SPIESBERGER, J. L., R. C. SPINDEL und K. J. METZGER (1980). *Stability and identification of ocean acoustic multipaths*. J. Acoust. Soc. Am., 67:2011-2017.
- SPIESBERGER, J. L. und P. F. WORCESTER (1983). *Perturbations in travel time and ray geometry due to mesoscale disturbances: A comparison of exact and approximate calculations*. J. Acoust. Soc. Am., 74:219-225.

- STOMMEL, H. (1972). *Deep Winter-Time Convection in the western Mediterranean Sea*. In: GORDON, A. L., Hrsg.: *Studies in Physical Oceanography, A Tribute to Georg Wüst on his 80th Birthday*, S. 207-218. Gordon and Breach Science.
- SWALLOW, J. C. und G. F. CASTON (1973). *The Preconditioning Phase of MEDOC 1969. Part I: Observations*. Deep-Sea Res., 20:429-448.
- THETIS GROUP (1994). *Open-Ocean Deep Convection Explored in the Mediterranean*. EOS, 75:217-221.
- THUNELL, R. C. und D. F. WILLIAMS (1989). *Glacial-Holocene salinity changes in the Mediterranean Sea: hydrographic and depositional effects*. Nature, 388:493-496.
- VISBECK, M. (1993). *Konvektion im offenen Ozean*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde, Kiel.
- VISBECK, M., J. MARSHALL und H. JONES (1994). *On the dynamics of convective "chimneys" in the ocean*. J. Phys. Oceanogr. submitted.
- VOORHIS, A. D. und D. C. WEBB (1970). *Large vertical currents observed in a winter sinking region of the northwestern Mediterranean*. Cah. Oceanogr., 22(6):571-580.
- WMCE GROUP (1989). *Western Mediterranean Circulation Experiment: A Preliminary review of results*. EOS, 7(31):746-758.
- WOODRUFF, S. D., R. J. SLEUTZ, R. L. JENNE und P. M. STEURER (1987). *A comprehensive ocean-atmosphere data set*. Bull. Amer. Meteor. Soc., 68:1239-1250.
- WORCESTER, P. F. (1977). *Reciprocal acoustic transmission in a midocean environment*. J. Acoust. Soc. Am., 70:1743-1747.
- WORCESTER, P. F., J. F. LYNCH, W. M. L. MORAWITZ, R. PAWLOWICZ, P. J. SUTTON, B. D. CORNUELLE, O. M. JOHANNESSEN, W. H. MUNK, W. B. OWENS, R. SHUCHMAN und R. C. SPINDEL (1993). *Evolution of the large-scale temperature field in the Greenland Sea during 1988-89 from tomographic measurements..* Geophys. Res. Letters, 20:2211-2214.

Danksagung

Die Möglichkeit, die hier beschriebenen Arbeiten auf dem Gebiet der akustischen Tomographie durchzuführen, verdanke ich Prof. Dr. Friedrich Schott, der mir vor sechs Jahren diese Thematik als Tätigkeitsbereich angeboten hatte. Sein Enthusiasmus, wissenschaftliche Weitsicht, sowie logistische und moralische Unterstützung trugen wesentlich zu den erzielten Erfolgen bei.

Eine große Zahl von Kollegen am IfM Kiel und bei den Projektpartnern haben durch ihre Mitarbeit die Projekte unterstützt. Dazu gehören insbesondere die direkt beteiligten, wie C. Mertens, G. Krahnemann, D. Mauuary, H. König. Ohne den besonderen Einsatz von H. Treede und T. Terre wären die schwierigen Tage während des ersten Experimentes vielleicht nicht überwunden worden. G. Kroll verdanken wir das tadellose Funktionieren des komplexen Systems der HLF-5 Schallquelle, dem Herz des zweiten Experimentes. Ebenso wichtig für die vielen nötigen Einsätze war die stete Hilfe von U. Papenburg und C. Meinke, sowie die Mitarbeit der Kapitäne und Besatzungen der Forschungsschiffe *Poseidon*, *Valdivia* und *Le Suroit*. Auch die auswärtige logistische Unterstützung darf nicht vergessen werden: Die ständige Gastfreundschaft, die uns bei IFREMER/Toulon von C. Limonier, C. Millot, C. Alberola, I. Taupier-L'Etage und J.-L. Fuda entgegengebracht wurde, trug zum Erfolg der Experimente bei.

Meine Arbeit wurde insbesondere durch wissenschaftlichen Austausch mit den Kollegen am IfM, bei IFREMER, bei FORTH/IACM und in den USA bereichert. Für die gute Zusammenarbeit und Hilfe bei der Durchführung und Auswertung der Fahrten möchte ich mich bei M. Visbeck, J. Fischer, R. Käse, L. Stramma, M. Rhein, Y. Desaubies, F. Gaillard, J. Marshall und B. Cornuelle bedanken.

In gewisser Weise verdanke ich erste "Indoktrinierung" bezüglich der Tomographie bereits meinen Jahren am *Scripps Institution of Oceanography*. Häufige Kontakte mit Walter Munk weckten dort schon mein Interesse an der Methode. Auch wenn ich mich damals noch nicht für die Arbeit auf diesem Gebiet gewinnen ließ, bin doch wenigstens jetzt dort angelangt.

Noch weiter zurück schauend muß ich mich bei meinen Eltern bedanken, ohne deren frühe Unterstützung und Förderung meiner Interessen und Ausbildung ich wohl nicht den Weg in die Ozeanographie gefunden hätte.

Das größte Opfer aber hat wahrscheinlich in den letzten sechs Monaten meine Familie bringen müssen. Meine Frau und mein 4-jähriger Sohn haben diese Zeit, in der ich selten am Familienleben teilnehmen konnte, geduldig durchstanden und mich immer unterstützt. Daß dies nicht einfach war, machte mir mein Sohn wiederholt mit den Worten deutlich: "I don't like it at all".