

Berichte
aus dem
Institut für Meereskunde
an der
Christian-Albrechts-Universität, Kiel
Nr. 133

Feinstrukturen in der jahreszeitlichen
Sprungschicht im JASIN-Gebiet

Finestucture in the seasonal
thermocline during JASIN

von
Michaela Knoll

DOI 10.3229/IFM_BER_133

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:
Michaela Knoll
Institut für Meereskunde
Abt. Meeresphysik
Düsternbrookerweg 20
2300 Kiel

ISSN 0341-8561
1984

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung und Zielsetzung	1
2. Datensatz	3
2.1. Meßprogramm und Meßgebiet	3
2.2. Meßgeräte und Meßgenauigkeit	5
3. Hydrographische Verhältnisse während der Multischiff-Experimente	7
3.1. Erstes Multischiff-Experiment	7
3.2. Zweites Multischiff-Experiment	12
4. Feinstrukturbeobachtungen innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht	20
5. Ursachen der Feinstrukturen	29
5.1. Methoden zur Separierung der unterschiedlichen Entstehungsprozesse	30
5.2. Doppeldiffusion	37
5.3. Einschübe fremder Wasserkörper	44
5.4. Interne Wellen und turbulente Vermischung	49
5.4.1. Reversible Feinstrukturen	49
5.4.2. Irreversible Feinstrukturen	56
5.4.3. Vergleich der gemessenen Temperatur- struktur mit theoretischen Modellen	61
5.4.4. Abschätzung des turbulenten Diffusions- koeffizienten	72
6. Spektralanalyse der Feinstruktur	75
6.1. Spektralanalyse	75
6.2. Theoretische Modelle der Feinstrukturspektren	81
6.3. Feinstrukturen in der Hauptsprungschicht	85
6.4. Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht	89
6.4.1. Bisherige Meßergebnisse	89
6.4.2. Feinstrukturen im JASIN-Gebiet	90
6.5. Vergleich der Feinstrukturen in der Haupt- und jahreszeitlichen Sprungschicht	110
7. Zusammenfassung	112
Literaturverzeichnis	116

Contents	page
1. Introduction and objectives	1
2. Data set	3
2.1. Programme and region of the JASIN experiment	3
2.2. Instruments and accuracy	5
3. Hydrography during the multiship experiments	7
3.1. First multiship experiment .	7
3.2. Second multiship experiment	12
4. Finestructure observations in the seasonal thermocline	20
5. Sources of finestructure	29
5.1. Methods of discrimination between different sources of the finestructure	30
5.2. Double-diffusion	37
5.3. Intrusions	44
5.4. Internal waves and turbulent mixing	49
5.4.1. Reversible finestructure	49
5.4.2. Irreversible finestructure	56
5.4.3. Comparison of the observed temperature structure with theoretical models	61
5.4.4. Estimation of the turbulent diffusivity	72
6. Spectral analysis of finestructure	75
6.1. Spectral analysis	75
6.2. Theoretical models of finestructure spectra	81
6.3. Finestructure in the main thermocline	85
6.4. Finestructure in the seasonal thermocline	89
6.4.1. Earlier measurements	89
6.4.2. Finestructure in the JASIN area	90
6.5. Comparison of finestructure in the main and seasonal thermocline	110
7. Conclusions	112
References	116

Zusammenfassung

Im Rahmen des 'Joint Air-Sea Interaction Project' (JASIN), das 1978 im Nordost-Atlantik stattfand, wurden zahlreiche Feinstrukturen der Temperatur- und Salzgehaltsverteilung innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht beobachtet. Ein Ziel dieser Arbeit war, eine Beschreibung dieser Feinstrukturen zu erstellen und die dominierenden Prozesse zu ermitteln, durch die sie erzeugt worden waren.

Die umfangreichen Datensätze ermöglichten eine statistische Erfassung der Lage, der Ausdehnung und der Intensität der Feinstrukturen. Dabei wiesen die Verteilungen der vertikalen Ausdehnungen einen exponentiellen Abfall auf. Die mittleren vertikalen Skalen lagen bei 3 m, wobei allerdings nur die Schichten erfaßt wurden, die mindestens 1 m dick waren. Das Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Ausdehnung war von der Größenordnung 1:100.

Bei der Betrachtung der unterschiedlichen Erzeugungsmechanismen zeigte sich, daß Doppeldiffusionsprozesse nur selten auftraten, da sowohl die Temperatur als auch der Salzgehalt meist stabil geschichtet waren. Auch Einschübe fremder Wasserkörper in Frontnähe traten kaum auf. Zwar konnten thermohaline Fronten in der Deckschicht beobachtet werden, die mit mesoskaligen Wirbeln und Fronten verbunden waren, aber sie waren nur sehr schwach ausgeprägt, und die Temperatur- und Salzgehaltsgradienten kompensierten sich bezüglich der Dichte.

Weiterhin wurden die Einflüsse des internen Wellenfeldes betrachtet, das sowohl reversible als auch irreversible Feinstrukturen hervorrufen kann. Bei den irreversiblen Strukturen schienen Scherungsinstabilitäten von größerer Bedeutung zu sein als konvektive, da sich circa 50% der durchmischten Schichten im Bereich der maximalen Scherung befanden, aber Temperaturinversionen und vollständige Vermischungsprozesse nur selten beobachtet wurden. Ein Vergleich der gemessenen Temperaturstrukturen mit zwei theoretischen Modellen zeigte, daß den Datensätzen von F.S. 'Meteor' im Bereich einer ozeanischen Front oftmals irreversible Feinstrukturen zugrunde lagen, während die Messungen von W.F.S. 'Planet' außerhalb der Front eher dem Modell für reversible Strukturen entsprachen. Die vertikalen Wellenzahlspektren der Temperatur wiesen dabei Abfälle auf, die dementsprechend zu unterschiedlichen Zeiten zwischen -2 und -3 lagen. Die berechneten Schichtungsparameter zeigten eine eindeutige Dominanz der vertikalen Prozesse in der jahreszeitlichen Sprungschicht.

Abschätzungen der vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten mit Hilfe der Cox-Zahlen ergaben Größenordnungen von $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und lagen damit im Bereich der molekularen Diffusionskoeffizienten.

Während in der jahreszeitlichen Sprungschicht das interne Wellenfeld dominierte, beruhten die Feinstrukturen in tieferen Regionen des JASIN-Gebiets oftmals auf Einschüben fremder Wasserkörper, die größere vertikale Skalen besaßen. Die Form der vertikalen Wellenzahlspektren in der jahreszeitlichen Sprungschicht entsprach im allgemeinen jener aus der Hauptsprungschicht verschiedener Meßgebiete, so daß wohl insgesamt ähnliche physikalische Prozesse in beiden Bereichen zugrunde liegen. Allerdings war das Niveau der Spektren um circa einen Faktor 10 größer.

Abstract

During the Joint Air-Sea Interaction Project (JASIN) 1978 in the NE-Atlantic finestructures of temperature and salinity were observed in the seasonal thermocline. One aim of this work was to describe these structures and to determine the dominating generating processes.

A large number of data permitted a statistical analysis of the positions, the extensions and the intensities of those finestructures. The distributions of the vertical extensions showed an exponential decrease. The mean vertical scales were 3 m, but only layers thicker than 1 m could be recorded. The ratio of the vertical to the horizontal extension was 1:100.

An examination of the different sources showed that double-diffusive processes occurred very seldomly, because temperature as well as salinity was mostly stably stratified. Also intrusions were rarely observed although weak thermohaline fronts were found in the upper ocean. They were embedded in mesoscale eddies and fronts with weak horizontal density gradients where temperature gradients were nearly compensated by salinity gradients.

Also the influence of the internal wave field was considered which can generate reversible as well as irreversible finestructures. The irreversible structures apparently were produced by shear rather than by convective instability. About 50% of the quasihomogenous layers were found in the region of maximum shear, but temperature inversions and complete mixing processes were observed very seldomly. A comparison between the measured temperature structure and two theoretical models showed that in the data sets of F.S. 'Meteor' in the region of an oceanic front often irreversible finestructures were observed while the measurements of W.F.S. 'Planet' outside the front corresponded more closely to the model for reversible structures. The slope of the vertical wave number spectra of temperature varied accordingly during different times between -2 and -3. The computed stratification parameters showed that vertical processes were dominant in the seasonal thermocline.

Estimations of the vertical turbulent diffusion coefficient of temperature based on Cox numbers yield an order of $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, closely corresponding to the molecular values.

While in the seasonal thermocline the finestructure was dominated by the internal wave field, intrusions with larger vertical scales often occurred in deeper regions of the JASIN area. The slope of the vertical wavenumber spectra corresponded to those observed in various regions of the deep ocean. Therefore the finestructure at different depths appears to be caused by similar physical processes. But the level of the spectra was about a factor of 10 higher compared to the deep ocean.

1. Einleitung und Zielsetzung

Im Rahmen des 'Joint Air-Sea Interaction Project' (JASIN), das 1978 im Rockall-Gebiet nordwestlich von Schottland stattfand, wurden die Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre untersucht. Ein umfangreicher internationaler Datensatz ermöglichte die Erfassung der hydrographischen und meteorologischen Verhältnisse auf unterschiedlichen Skalen. Für die Betrachtung kleinskaliger Prozesse fanden zwei Multischiff-Experimente statt, wobei mehrere Schiffe auf engstem Raum und in kurzen zeitlichen Abständen CTD-Messungen durchführten. Dabei konnten zahlreiche Feinstrukturen innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht beobachtet werden. Feinstrukturen können durch unterschiedliche Prozesse entstehen. Neben Einschüben fremder Wasserkörper entlang von Isopyknen, der lateralen Vermischung in Frontnähe und Konvektions- insbesondere Doppeldiffusionsprozessen ist das interne Wellenfeld ein wichtiger Erzeuger. Es kann sowohl reversible als auch irreversible Feinstrukturen hervorrufen. Der umfangreiche Datensatz ermöglicht eine nähere Untersuchung der Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet.

Ein Ziel dieser Arbeit ist, eine Beschreibung dieser Feinstrukturen zu geben und festzustellen, durch welche Prozesse sie erzeugt werden. Der dafür verwendete Datensatz basiert hauptsächlich auf den CTD-Messungen der deutschen Forschungsschiffe 'Meteor' und 'Planet', die während der beiden Multischiff-Experimente gewonnen wurden. Nach einem kurzen Überblick über das Meßprogramm und das Meßgebiet des JASIN-Experiments und einer Darstellung der verwendeten Meßgeräte und ihrer Genauigkeiten in Kapitel 2 werden zunächst in Kapitel 3 die hydrographischen Verhältnisse während der Multischiff-Experimente beschrieben. Diese bieten einen Einblick, in welche räumlichen Strukturen und Frontensysteme die kleinskaligen Feinstrukturen eingebettet sind. Dabei können mit Hilfe der Datensätze von Verankerungen und Bojen die Strömungsverhältnisse ermittelt werden. Anschließend erfolgt in Kapitel 4 eine Beschreibung der beobachteten Feinstrukturen, wobei die zahlreichen CTD-Messungen eine statistische Erfassung der Lage, der Ausdehnungen und der Intensitäten der Feinstrukturen ermöglichen. Weiterhin sollen die dominierenden Prozesse ermittelt werden, die jene Feinstrukturen hervorriefen. Dazu werden in Kapitel 5 verschiedene Erzeugungsmechanismen betrachtet. An Hand ihrer Einflüsse auf die Schichtung ist es möglich, einige unterschiedliche Prozesse zu trennen. Dabei werden sowohl Doppeldiffusionsprozesse als auch Einschübe fremder Wasserkörper berücksichtigt, da

während der Multischiff-Experimente schwache thermohaline Fronten beobachtet wurden. Weiterhin werden die Einflüsse des internen Wellenfeldes betrachtet, wobei untersucht werden soll, ob die reversiblen oder irreversiblen Prozesse dominieren. Dazu werden die Datensätze mit den Ergebnissen unterschiedlicher Modelle verglichen. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist, mit Hilfe der beobachteten Vermischungsprozesse den vertikalen turbulenten Austauschkoeffizienten abzuschätzen. Eine weitere Möglichkeit, die dominierenden Prozesse innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht zu bestimmen, bietet die Spektralanalyse der Feinstruktur, die in Kapitel 6 behandelt wird. Dabei werden die vertikalen Wellenzahlspektren, die Kohärenz- und Phasenspektren und die Schichtungsparameter betrachtet.

Außerdem bietet dieser Datensatz die seltene Gelegenheit, die Feinstrukturen in der Haupt- und jahreszeitlichen Sprungschicht zu vergleichen, da die bisherigen Messungen hauptsächlich in größeren Tiefen stattfanden. Dabei soll untersucht werden, ob unterschiedliche physikalische Prozesse zugrunde liegen und inwieweit sich die Spektren in den verschiedenen Tiefenbereichen unterscheiden.

2. Datensatz

2.1. Meßprogramm und Meßgebiet

Das 'Joint Air-Sea Interaction Project' (JASIN) fand von Mitte Juli bis Mitte September 1978 im nordöstlichen Atlantik statt. Zur Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre in mittleren Breiten wurden in den Meßphasen 0,1 und 2 zahlreiche Schiffe, Verankerungen und Flugzeuge eingesetzt. Die letzte Meßphase von Mitte August bis September war zugleich die intensivste. Die vorrangigen Ziele von JASIN waren sowohl die Erfassung und Analyse verschiedener physikalischer Prozesse, die zu Vermischungen führen, und ihre Beziehung zu den mittleren Verhältnissen als auch die Bestimmung der Impuls- und Wärmebilanzen für die Atmosphäre und den oberen Ozean sowie der Flüsse durch diese Grenzschicht (Royal Society, 1977). Zur Erfassung der unterschiedlichen Skalen wurden verschiedene Meßgebiete ausgewählt, die in Abb. 2.1.1. dargestellt sind. Der in dieser Arbeit betrachtete Datensatz stammte aus der 'Oceanographic Intensive Area' (OIA), die das 'Fixed Intensive Array' (FIA), in dem zahlreiche Verankerungen auf einer Fläche von 6 km^2 verteilt waren, einschloß.

Das Meßgebiet des nördlichen Rockall-Trogs liegt eingebettet in ein System von Bänken. Seine Wassertiefe schwankt zwischen 1000 und 2000 m. Die winterliche Konvektion reicht maximal bis zu einer Tiefe von 500 m, in der die vertikalen Gradienten relativ gering sind. Ab Mitte April bildet sich eine Deckschicht mit der jahreszeitlichen Sprungschicht aus (Ellett und Martin, 1973). Die Wassermassen der oberen 500 m können einen sehr unterschiedlichen Ursprung haben. Man trifft sowohl salzreiches Wasser aus dem Süden als auch nordatlantisches Zentralwasser (NACW) und modifiziertes Nordatlantikwasser (MNAW) an (Ellett und Martin, 1973; Hansen und Meincke, 1979; Meincke, 1978).

Das Meßgebiet der OIA wurde gewählt, da in dieser Region, wie vorangegangene Untersuchungen zeigten, die horizontalen Veränderungen am geringsten waren. Es zeigte sich allerdings, daß sich während des JASIN-Experiments mesoskalige Wirbel und Fronten durch dieses Gebiet bewegten. Im Norden der 'Hydrographic Survey Area' (HSA) wurde kaltes, salzarmes MNAW

gefunden, das meist südlich der Polarfront in der Nähe der Färöer-Inseln beobachtet wird. Im Süden des Meßgebietes wurden wärmere, salzreichere Wassermassen registriert, die durch Vermischung von NACW mit den salzreichen Wasserkörpern aus dem Süden entstanden waren. Die Front zwischen den beiden Wassermassen wies große und kleinere Mäander auf (Ellett et al., 1983; van Aken, 1981).

Für eine ausführlichere Darstellung der Ziele und Durchführung des JASIN-Experiments sowie eine Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse wird auf die entsprechenden Berichte verwiesen (Royal Society, 1977, 1978, 1979, 1983). Die Einsätze der deutschen Forschungsschiffe 'Meteor', 'Planet' und 'Poseidon' wurden von Siedler und Zenk (1980) zusammengestellt.

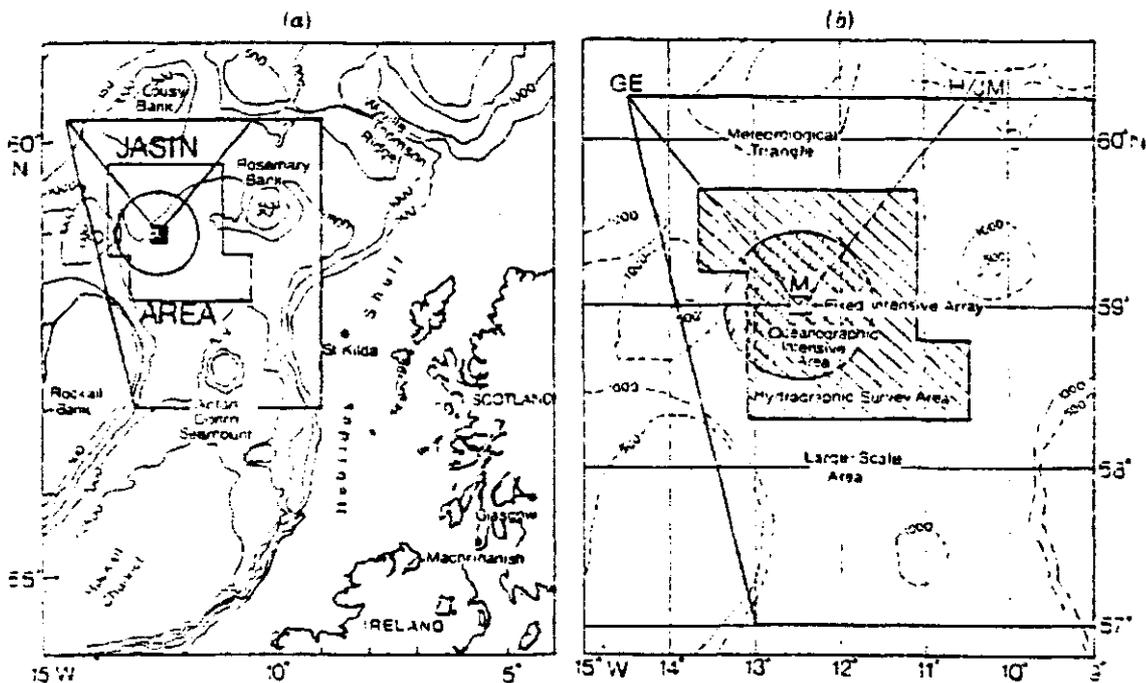


Abb. 2.1.1.

(a) Die Lage des JASIN-Meßgebietes

(b) Die fünf verschiedenskalgigen Meßgebiete:

'Large-Scale Area' (Seitenlänge 300 km)

'Meteorological Triangle' (180*180*220 km)

'Hydrographic Survey Area' (Seitenlänge 150 km)

'Oceanographic Intensive Area' (Durchmesser 100 km)

'Fixed Intensive Area' (6 km²)

(nach Pollard et al., 1983)

2.2 Meßgeräte und Meßgenauigkeit

Da die verwendeten Meßgeräte und Datensätze einschließlich ihrer Aufbereitung schon in vorherigen Arbeiten beschrieben wurden, wird in diesem Abschnitt nur eine kurze Zusammenfassung der verwendeten Daten gegeben und im übrigen auf die entsprechenden Arbeiten verwiesen.

Zur Untersuchung der Schichtungsverhältnisse wurden die während der letzten Meßphase gewonnenen Datensätze der Forschungsschiffe 'Meteor' und 'Planet' verwendet. Dabei wurden die Temperatur- und Leitfähigkeitsprofile jeweils mit Hilfe einer Multisonde (Kroebel, 1973) aufgezeichnet. Die Kalibrierung der Sensoren, die an Hand von Schöpferdaten durchgeführt wurde, erwies sich als unabhängig von Zeit und Tiefe. Die Korrektur des Drucksensors, dessen Meßbereich meistens bis 600 dbar reichte, entsprach dem an Deck gemessenen Wert. Anschließend wurde über 1 dbar übergreifend gemittelt und auf 0.5 dbar Abstände interpoliert. Die Meßgenauigkeiten betragen bei der Temperatur 0.01 °C, beim Salzgehalt $0.01 \cdot 10^{-3}$, bei der Dichte 0.01 kg m^{-3} und beim Druck 0.1 dbar. Eine genaue Beschreibung der Daten, ihrer Aufbereitung und Meßgenauigkeiten findet man bei Knoll (1983). Ein Gerätevergleich der beiden Schiffe, der am 28.8.78 stattfand, ergab eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Meßgenauigkeiten.

Die Strömungsverhältnisse während der Multischiff-Experimente wurden an Hand der Verankerungen K2 und H2 und der Sparboje P2 ermittelt. Die Verankerungen waren ebenfalls mit meteorologischen Meßinstrumenten ausgerüstet, so daß gleichzeitig Lufttemperaturen und Windgeschwindigkeiten gemessen wurden. Die Verankerung K2, die auf der Position 58°59' N, 12°31' W lag, registrierte die Strömungen im FIA mit Hilfe von fünf VACM-Geräten (vector-averaging current meter) in den oberen 110 m. Eine Präsentation des Datensatzes findet man bei Käse et al. (1983). Die Verankerung H2 lag nördlich des FIA auf der Position 59°25' N, 12°30' W und zeichnete mit Hilfe von 7 VACM und 2 ACM-Geräten (acoustic current meter) die Strömungen und Temperaturen in den oberen 60 m auf. Halpern (1979) stellte den Datensatz zusammen, mit dessen Hilfe Weller und Halpern (1983) das Strömungsfeld des oberen Ozeans während JASIN veranschaulichten. Die driftende Sparboje P2 nahm mit Hilfe von 5 VACM und 2 VAECM-Geräten (electro-magnetic vector-

averaging current meter) das Strömungs- und Temperaturfeld in den oberen 50 m auf. Die Auswertung und Beschreibung des Datensatzes erfolgte durch Pollard (1983). Weiterhin wurde am 21. und 24.8.78 von W.F.S. 'Planet' abwechselnd der Aanderaa-Profilier und die Bathysonde (Hinkelmann, 1957) eingesetzt. Sie dienten zur Aufnahme der Strömungsprofile und der Schichtung, so daß die vertikalen Scherungen, Väisälä-Frequenzen und Richardson-Zahlen berechnet werden konnten. Zur Eliminierung der internen Wellen wurden die Daten über eine Trägheitsperiode übergreifend gemittelt. Auf Grund der Genauigkeiten und Einsätze der Meßinstrumente konnten diese berechneten Parameter nur Größenordnungen widerspiegeln. Eine ausführlichere Darstellung des Datensatzes findet man bei Knoll (1983).

3. Hydrographische Verhältnisse während der Multischiff-Experimente

Um kleinskalige Vorgänge im Bereich der Deckschicht und jahreszeitlichen Sprungschicht besser aufzulösen, wurden während der zweiten Meßphase drei Multischiff-Experimente durchgeführt. Dabei fanden die Messungen gleichzeitig von mehreren Schiffen auf engstem Raume statt. Während der ersten beiden Multischiff-Experimente wurde alle fünf Minuten auf W.F.S. 'Planet' und F.S. 'Meteor' ein CTD-Profil bis zu einer Tiefe von 100 m aufgenommen. Da im dritten Multischiff-Experiment die Messungen nur alle halbe Stunde erfolgten und F.S. 'Meteor' zu diesem Zeitpunkt das Meßgebiet schon verlassen hatte, wurden für die Feinstrukturanalyse nur die Datensätze der ersten beiden Multischiff-Experimente verwendet.

3.1. Erstes Multischiff-Experiment

Das erste Multischiff-Experiment fand vom 29.8.78, 9:00 GMT bis zum 30.8.78, 12:00 GMT etwa 14 km südöstlich des 'Fixed Intensive Array' (FIA) statt. Dabei hielten vier Schiffe ihre relativen Positionen zur driftenden Sparboje P2 bei, während drei weitere Schiffe, ausgestattet mit Schleppgeräten, um die Boje und die Schiffe herumfuhren. Die Abbildung 3.1.1. zeigt die Lage der driftenden und fahrenden Schiffe relativ zur Sparboje P2. F.S. 'Meteor' befand sich zu dieser Zeit im FIA und führte ebenfalls Jojo-CTD-Messungen durch.

Nach einem kräftigen Südwind, der vom 17.8.78 bis zum 22.8.78 mit Geschwindigkeiten von bis zu 15 m s^{-1} wehte, herrschte während des Experiments ein schwacher Südwind mit Geschwindigkeiten von 4 m s^{-1} vor (Weller et al., 1983). Der Datensatz der Verankerung K2, die sich im FIA befand, zeigte in den oberen 100 m zu dieser Zeit eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von 10 cm s^{-1} in südwestliche Richtung (Abb. 3.1.2.). Dabei schob sich kaltes, salzarmes Oberflächenwasser mit Temperaturen und Salzgehalten von $12.5 \text{ }^\circ\text{C}$ und $35.13 \cdot 10^{-3}$ von Nordosten heran. Währenddessen lagen im Südwesten noch wärmere, salzreichere Wassermassen mit Werten von $13 \text{ }^\circ\text{C}$ und $35.25 \cdot 10^{-3}$. Die Dichte des nördlichen Wasserkörpers war geringfügig

niedriger als im Süden, wo sie 26.6 kg m^{-3} betrug. Die Front, die von WNW nach OSO verlief und nur von den fahrenden Schiffen aus beobachtet werden konnte, war circa 10 km breit und beinhaltete einen Jetstrom in südöstliche Richtung. Die Strömungsmessungen der Sparboje P2, die mit circa 4 cm s^{-1} während des Experiments nach OSO driftete, zeigten in den oberen 50 m einen mittleren Strom von 7 cm s^{-1} nach Südosten (Abb. 3.1.3.). Weiterhin konnte innerhalb der Front bis 15 m Tiefe ein dritter Wasserkörper mit Temperaturen und Salzgehalten von $12.9 \text{ }^\circ\text{C}$ und $35.12 \cdot 10^{-3}$ beobachtet werden. Seine Dichte betrug etwa 26.5 kg m^{-3} , somit war er leichter als seine Umgebung. Er wurde vermutlich durch den Jetstrom aus einem Gebiet advektiert, in dem durch Niederschläge und schwache Durchmischung eine zusätzliche, thermohaline Sprungschicht in einer Tiefe von etwa 15 m aufgebaut wurde (Schuhmacher, 1983). Diese zwei Deckschichten sind deutlich in den Datensätzen von W.F.S. 'Planet' zu erkennen (Abb. 3.1.4.), die sich während des gesamten Experiments in dem dritten Wasserkörper befand. Auch die Messungen von F.S. 'Meteor', die sich etwa 14 km nordwestlich befand, zeigten zwei Sprungschichten, wobei die Profile allerdings erst in etwa 10 m begannen (Abb. 3.1.5.).

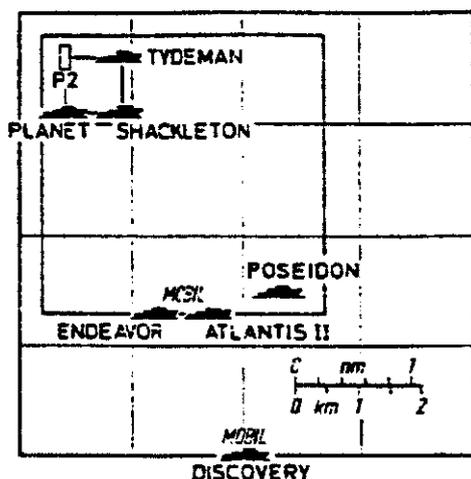


Abb. 3.1.1.

Die Lage der driftenden und fahrenden Schiffe relativ zur Sparboje P2 während des ersten Multischiff-Experiments (nach Siedler und Zenk, 1980)

K 2

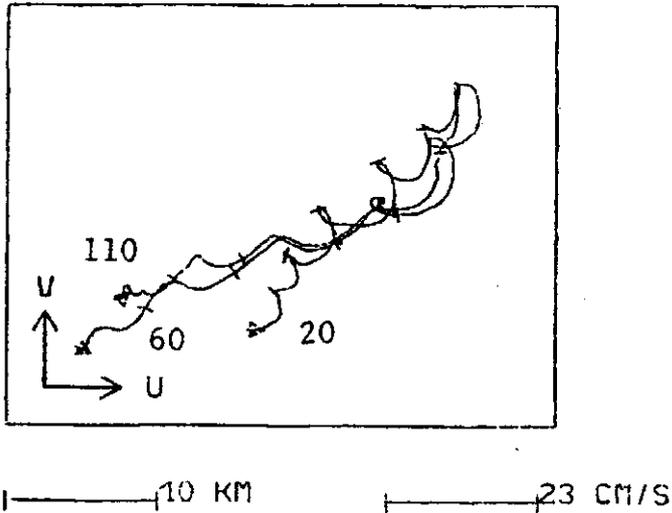


Abb. 3.1.2.

Verankerung K2

Progressive Vektordiagramme der Strömungen in 20, 60 und 110 m Tiefe in dem Zeitraum vom 28.8.78, 12:00 GMT bis zum 31.8.78, 12:00 GMT. Die Querstriche bezeichnen alle 12 Stunden, die Dreiecke bezeichnen die Endpunkte.

P 2

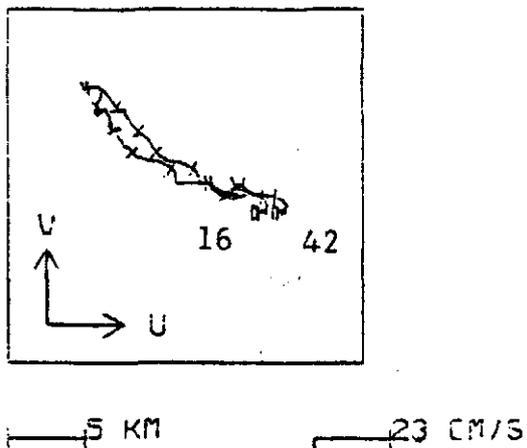


Abb. 3.1.3.

Sparboje P2

Progressive Vektordiagramme der Strömungen in 16 und 42 m Tiefe in dem Zeitraum vom 28.8.78, 0:00 GMT bis zum 31.8.78, 12:00 GMT. Die Querstriche bezeichnen alle 12 Stunden, die Dreiecke bezeichnen die Endpunkte.

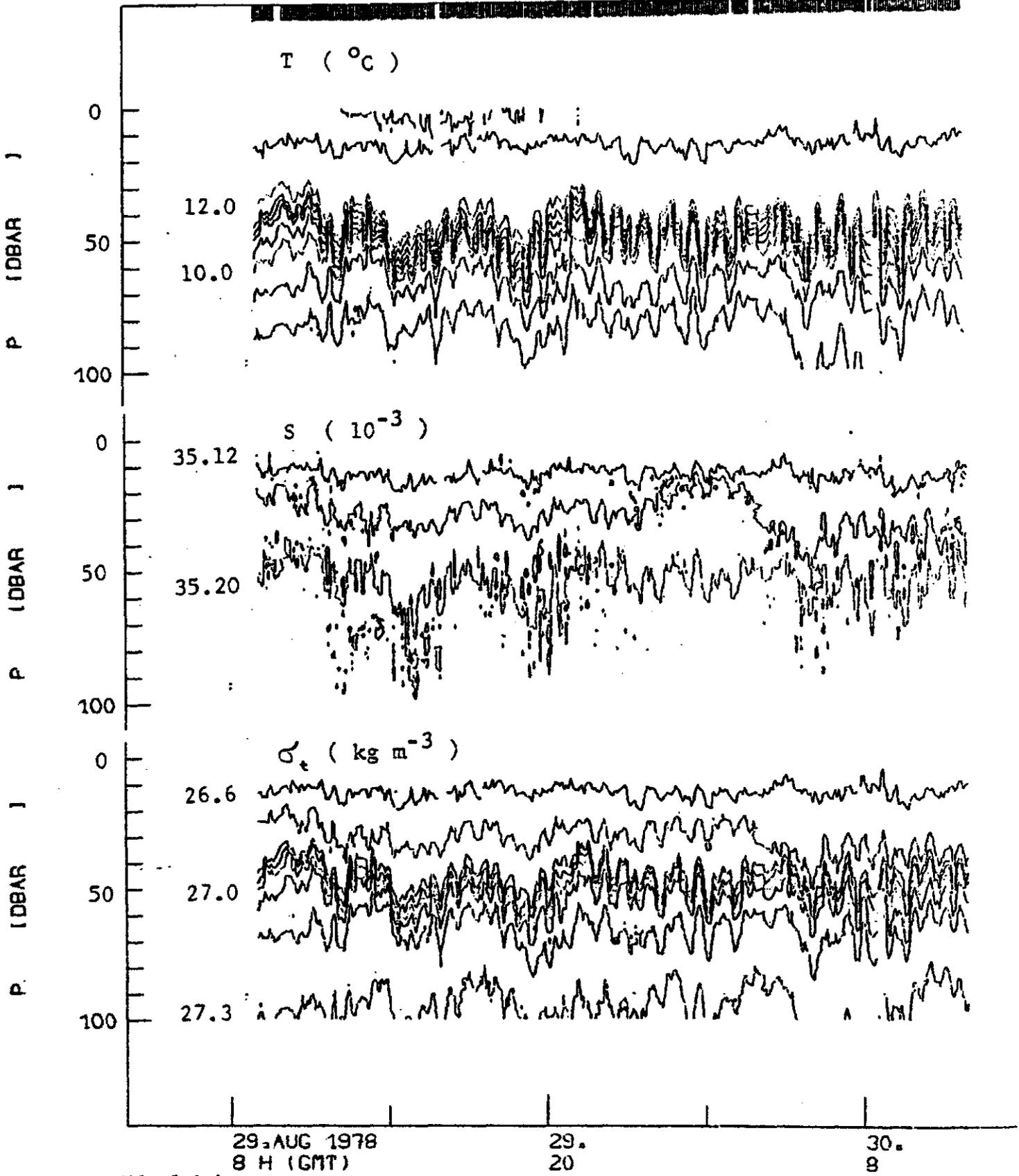


Abb. 3.1.4.

Isolinien der Temperatur, des Salzgehalts und der Dichte während des ersten Multischiff-Experiments aufgenommen von W.F.S. 'Planet'.

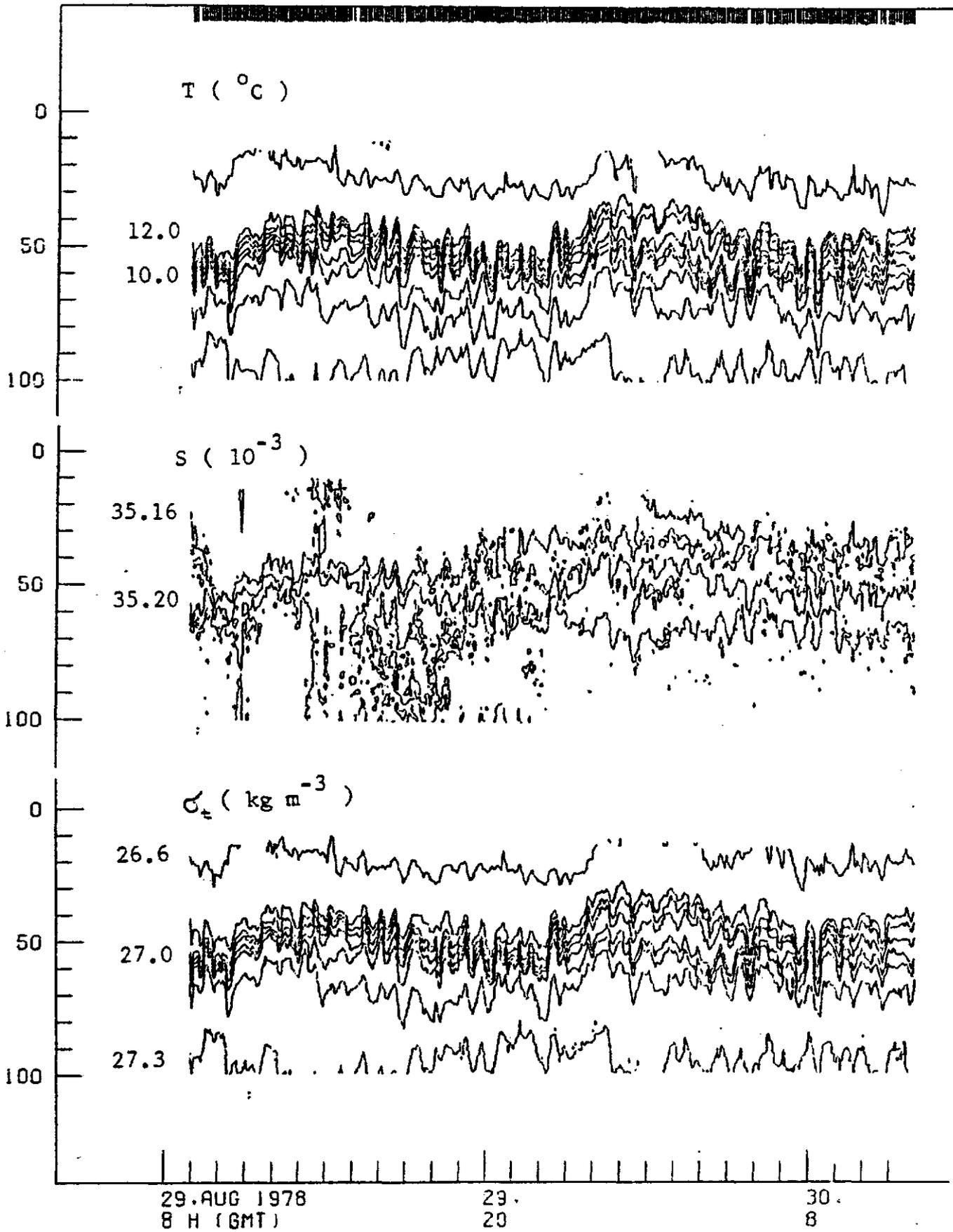


Abb. 3.1.5.

Isolinien der Temperatur, des Salzgehalts und der Dichte während des ersten Multischiff-Experiments aufgenommen von F.S. 'Meteor'.

3.2 Zweites Multischiff-Experiment

Das zweite Multischiff-Experiment fand vom 2.9.78, 10:40 GMT bis zum 3.9.78, 6:00 GMT etwa 47 km nördlich des 'Fixed Intensive Array' (FIA) statt. Vier Schiffe hielten dabei eine feste Position bezüglich der Verankerung H2, die sich auf 59°25' N und 12°30' W befand. F.S. 'Poseidon' wechselte allerdings zweimal ihre Position und ersetzte am 3.9.78 F.S. 'Meteor', die das Meßgebiet verließ. Drei weitere Schiffe, ausgerüstet mit Schleppgeräten, umfuhren die Verankerung H2 und die festen Schiffe in einem Quadrat mit einer Kantenlänge von etwa 5 km. Eine Umrundung beanspruchte circa zwei Stunden. Die Abbildung 3.2.1. zeigt die Positionen der Verankerung H2 und der teilnehmenden Schiffe.

Während des Experiments herrschten schwache Winde mit einer Geschwindigkeit von 3 m s^{-1} aus südöstlichen Richtungen. Eine Zusammenfassung der Deckschichttemperaturen, die von Guymer an Hand von Schiffs-, Verankerungs- und Flugzeugmessungen durchgeführt wurde, zeigte die großräumige Verteilung von Wirbeln im JASIN-Gebiet (Pollard, 1982). Die Verankerung H2 lag dabei südlich des Zentrums eines antizyklonalen Wirbels, so daß die großräumigen Strukturen der Front in diesem Gebiet von Norden nach Süden verliefen. Sie trennte dabei kalte, salzarme Wassermassen im Osten von wärmeren und salzreicheren im Westen.

Die Abbildung 3.2.2. stellt die Strömungsmessungen der Verankerung H2 in 15,36 und 60 m Tiefe in Form eines progressiven Vektordiagramms dar. Der Zeitraum beträgt circa drei Tage und schließt das zweite Multischiff-Experiment ein. Dem mittleren Strom in der Deckschicht, der in 15 m Tiefe mit 21 cm s^{-1} nach Süden verlief, war eine Schwingung mit der Gezeiten- (12.4 h) oder Trägheitsperiode (13.8 h) in Ost/West-Richtung überlagert. Die Amplitude dieser Schwingung bewirkte eine zonale Verschiebung der Wasserkörper um circa 3 km. Während diese Amplitude im Bereich der Deckschicht nahezu konstant blieb, nahm der mittlere Strom nach Süden mit der Tiefe leicht ab. Unterhalb der Deckschicht wies die Ost/West-Schwingung nur sehr geringe Amplituden auf. Dies zeigten die Messungen in 60 m Tiefe, in der ein mittlerer Strom mit 19 cm s^{-1} registriert wurde. Somit wurde die

Front in der Deckschicht am 2.9.78 bis 15:00 GMT nach Westen und anschließend bis circa 21:30 GMT nach Osten transportiert. Zu Beginn des Experiments passierte sie F.S. 'Meteor', die somit von etwa 13:30 GMT bis 16:30 GMT auf der Ostseite der Front lag und Temperaturen und Salzgehalte in der Deckschicht von 12.20 °C und $35.08 \cdot 10^{-3}$ registrierte. W.F.S. 'Planet' befand sich während des gesamten Experiments westlich der Front. Dort wurden Temperaturen- und Salzgehaltswerte in der Deckschicht von 12.50 °C und $35.15 \cdot 10^{-3}$ gemessen. Auf ihrem Weg nach Osten kam die Front erneut an F.S. 'Meteor' vorbei, so daß sie gegen 21:00 GMT in dem gleichen Wasserkörper wie W.F.S. 'Planet' lag. Die Front hatte auf das Dichtefeld keinen wesentlichen Einfluß, da die horizontalen Temperaturgradienten nahezu durch den Salzgehalt kompensiert wurden. Die Dichtestruktur wurde hauptsächlich durch das interne Wellenfeld beeinflusst. Der Datensatz von W.F.S. 'Planet' (Abb.3.2.4.) zeigte eine Konvergenz der Isopyknen in östliche Richtung. Die Region, in der der vertikale Abstand der Isopyknen am größten war und somit geringere, statische Stabilität aufwies, lag 1 bis 3 km westlich der thermohalinen Front. Die Front, die manchmal weniger als 0.5 km breit war, war zur Oberfläche hin nach Westen geneigt.

Sowohl bei W.F.S. 'Planet' (Abb. 3.2.4.) als auch bei F.S. 'Meteor' (Abb. 3.2.5.) wurde um 13:15 GMT bzw. 13:40 GMT ein Abfall der Isolinien beobachtet, der durch das interne Wellenfeld erzeugt wurde. Zur Eliminierung des Interne-Wellen-Einflusses wurden die Isolinien bezüglich der Dichte aufgetragen. Da die Front W.F.S. 'Planet' nicht erreichte, waren die Temperatur- und Salzgehaltsfluktuationen entlang der Isopyknen sehr gering (Abb.3.2.6.). Bei F.S. 'Meteor' konnte außer der Front, die von 17:00 GMT bis 20:00 GMT beobachtet wurde, noch ein kalter, salzärmer Wasserkörper im Bereich von $\sigma_t = 26.65 - 26.90 \text{ kg m}^{-3}$ festgestellt werden (Abb.3.2.7.). Dieser befand sich am östlichen Rand der Front und driftete zweimal bei F.S. 'Meteor' vorbei, nämlich gegen 13:05 GMT und 16:50 GMT. Unter Berücksichtigung der mittleren, südwärts gerichteten Strömung erstreckte er sich über mehr als zwei Kilometer entlang der Front. Prozesse, bei denen Wasserkörper die Front überqueren und zungenförmig in die andere Wassermasse eindringen, konnten außerdem nicht beobachtet werden.

Weiterhin wurde unterhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht gegen 18:00 bis 19:30 GMT eine leichte Temperatur- und Salzgehaltsabnahme entlang der Isopyknen von F.S. 'Meteor' registriert. In diesem Zeitraum zog gerade die Front in der Deckschicht von Ost nach West vorbei. Diese Abnahme war ebenfalls auf W.F.S. 'Planet' gegen 15:00 bis 17:00 GMT zu beobachten.

Die Darstellung der Deckschichttiefe während des Experiments (Abb. 3.2.3.) zeigte, daß diese hauptsächlich durch das interne Wellenfeld und nicht durch die Deckschichtfront beeinflusst wurde. Bei W.F.S. 'Planet' war eine Gezeiten- bzw. Trägheitsperiode zu erkennen.

Eine ausführlichere Beschreibung des zweiten Multischiff-Experiments und der thermohalinen Front in der Deckschicht findet man bei Minnett et al. (1983).

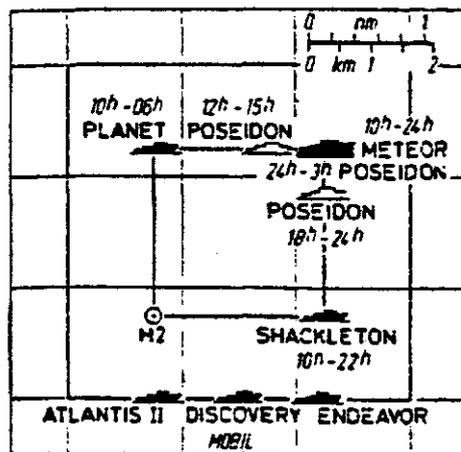


Abb. 3.2.1.

Die Positionen der Verankerung H2 und der festen und fahrenden Schiffe während des zweiten Multischiff-Experiments (nach Siedler und Zenk, 1980).

H 2

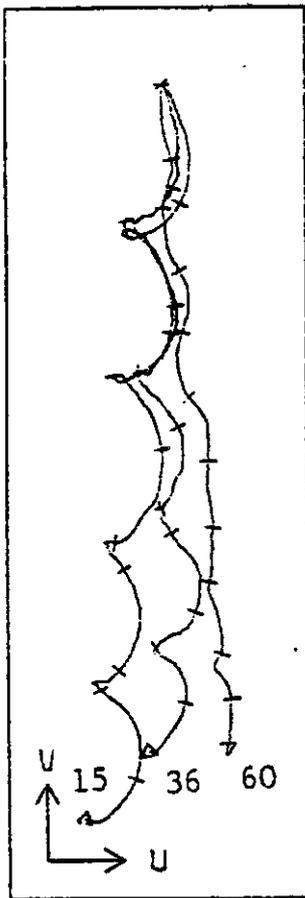


Abb. 3.2.2.

Verankerung H2

Progressive Vektordiagramme der

Strömungen in 15, 36 und 60 m

Tiefe in dem Zeitraum vom 1.9.78,

0:00 GMT bis zum 3.9.78, 15:00 GMT.

Die Querstriche bezeichnen alle

6 Stunden, die Dreiecke bezeichnen

die Endpunkte.

5 KM

23 CM/S

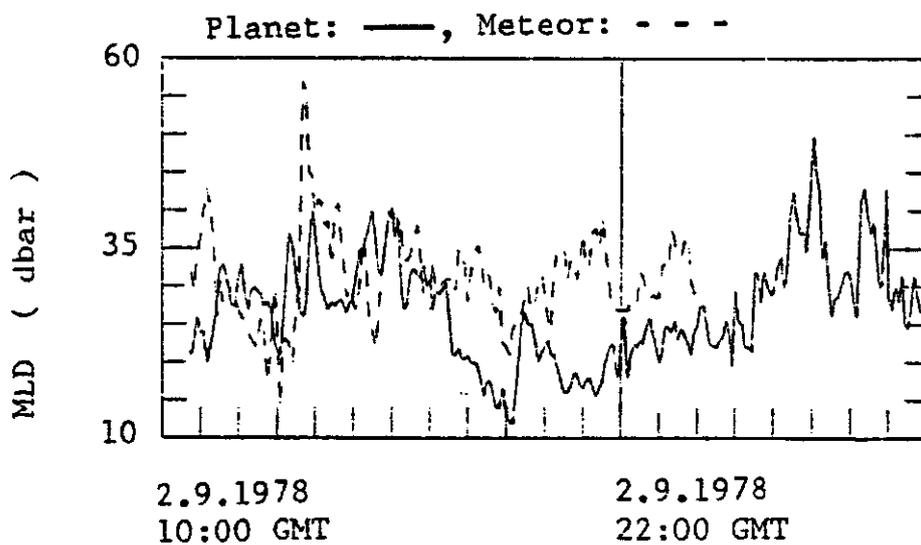


Abb. 3.2.3.

Deckschichttiefe MLD während des zweiten Multischiff-Experiment.

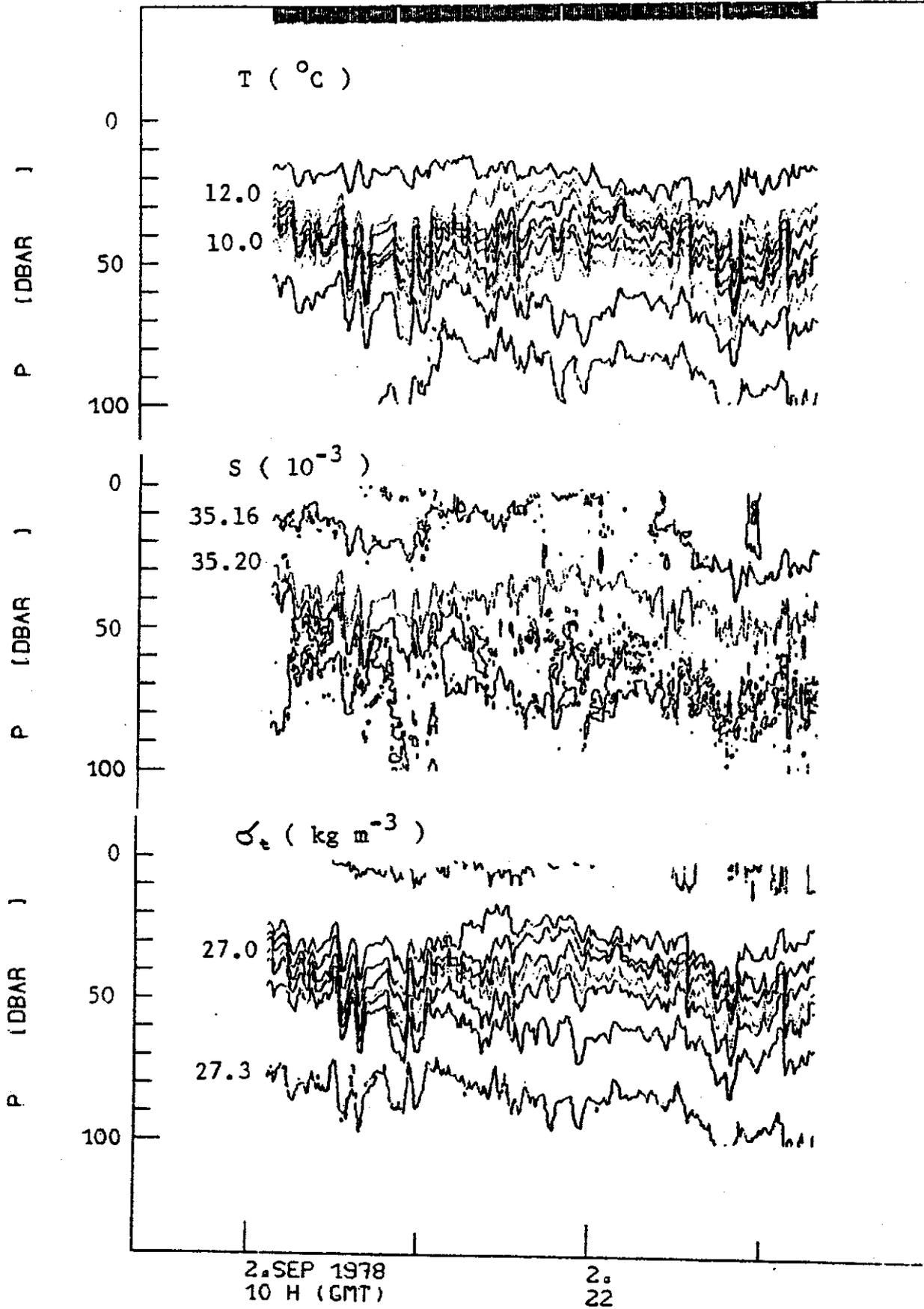


Abb. 3.2.4.

Isolinien der Temperatur, des Salzgehalts und der Dichte während des zweiten Multischiff-Experiments aufgenommen von W.F.S. 'Planet'.

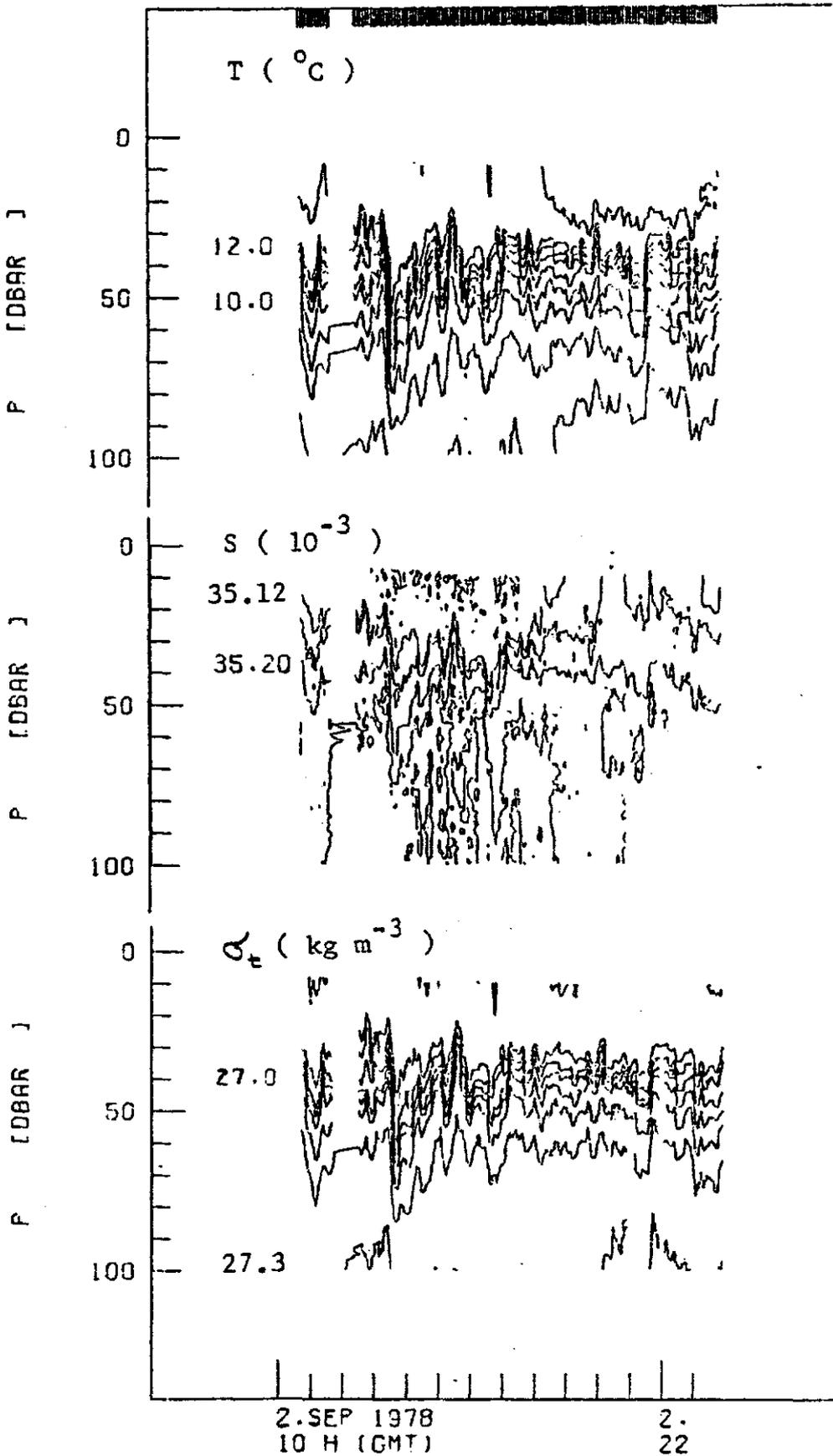


Abb. 3.2.5.

Isolinien der Temperatur, des Salzgehalts und der Dichte während des zweiten Multischiff-Experiments aufgenommen von F.S. 'Meteor'.

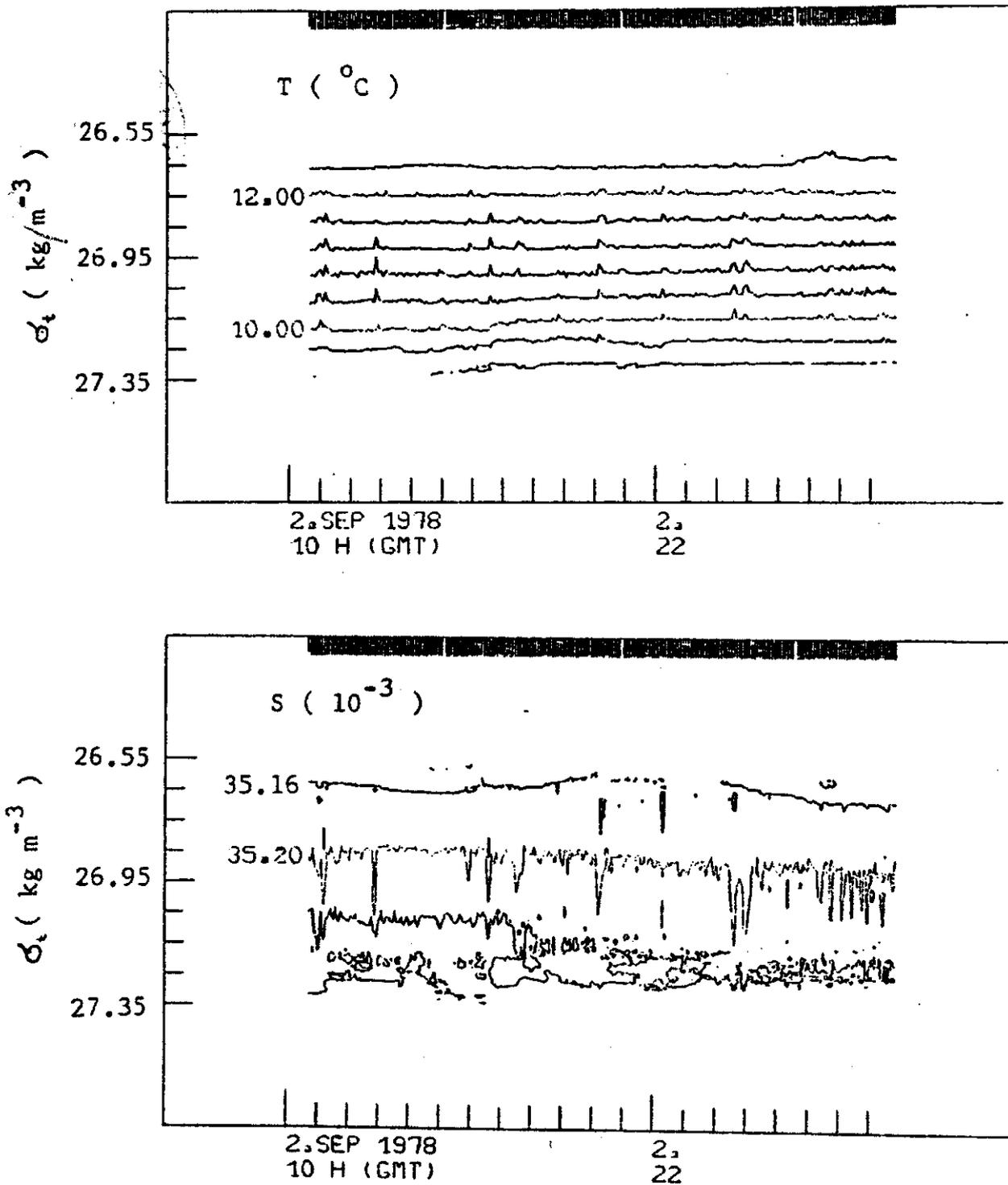


Abb. 3.2.6.

Isolinien der Temperatur und des Salzgehalts bezüglich der Dichte während des zweiten Multischiff-Experiments aufgenommen von W.F.S. 'Planet'.

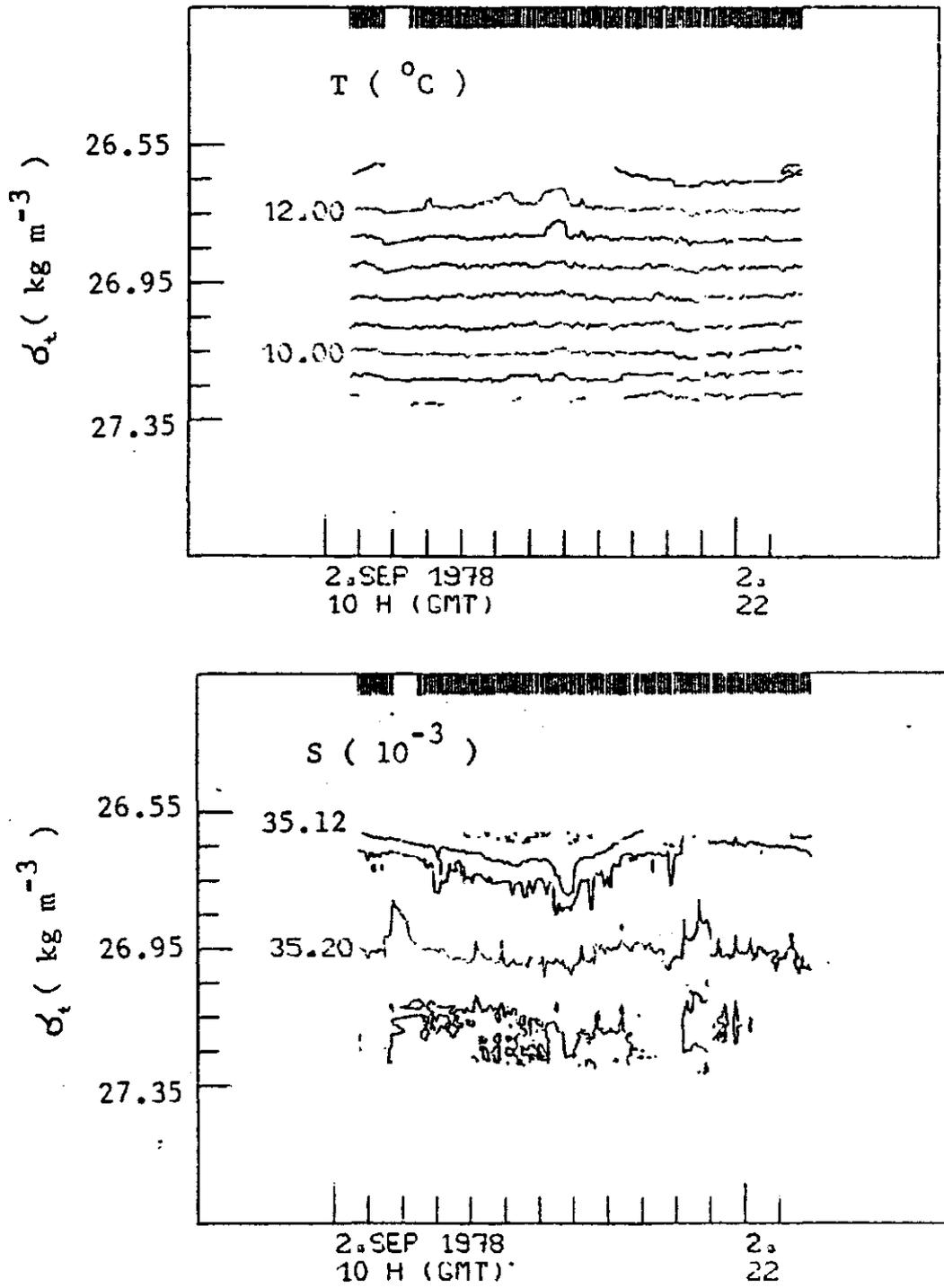


Abb. 3.2.7.
Isolinien der Temperatur und des Salzgehalts bezüglich der Dichte während des zweiten Multischiff-Experiments aufgenommen von F.S. 'Meteor'.

4. Feinstrukturbeobachtungen innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht

Seitdem die Meßgeräteentwicklung die Aufnahme von kontinuierlichen Profilen ermöglichte, wurden in den verschiedensten Regionen der Ozeane Feinstrukturen registriert. Unter Feinstrukturen versteht man die Beobachtung kleinskaliger Veränderungen der vertikalen Gradienten. Die vertikalen Skalen liegen dabei zwischen 1 und 100 m, so daß die molekulare Diffusion bei der Entstehung nur eine sekundäre Rolle spielt. Bei kleineren Skalen spricht man von Mikrostrukturen, die nur von speziellen, hochauflösenden Meßgeräten erfaßt werden können.

In den während JASIN gewonnenen Profilen konnten zahlreiche Feinstrukturen innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht beobachtet werden. Dies verdeutlicht die Abbildung 4.0.1., in der Temperaturprofile, die in Abständen von fünf Minuten gemessen wurden, dargestellt sind.

Um später eine Aussage über die Ursachen der Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN Gebiet zu erhalten, wurde zunächst einmal untersucht, wie die Temperaturstruktur aussah und welche statistischen Eigenschaften diese durchmischten Schichten besaßen.

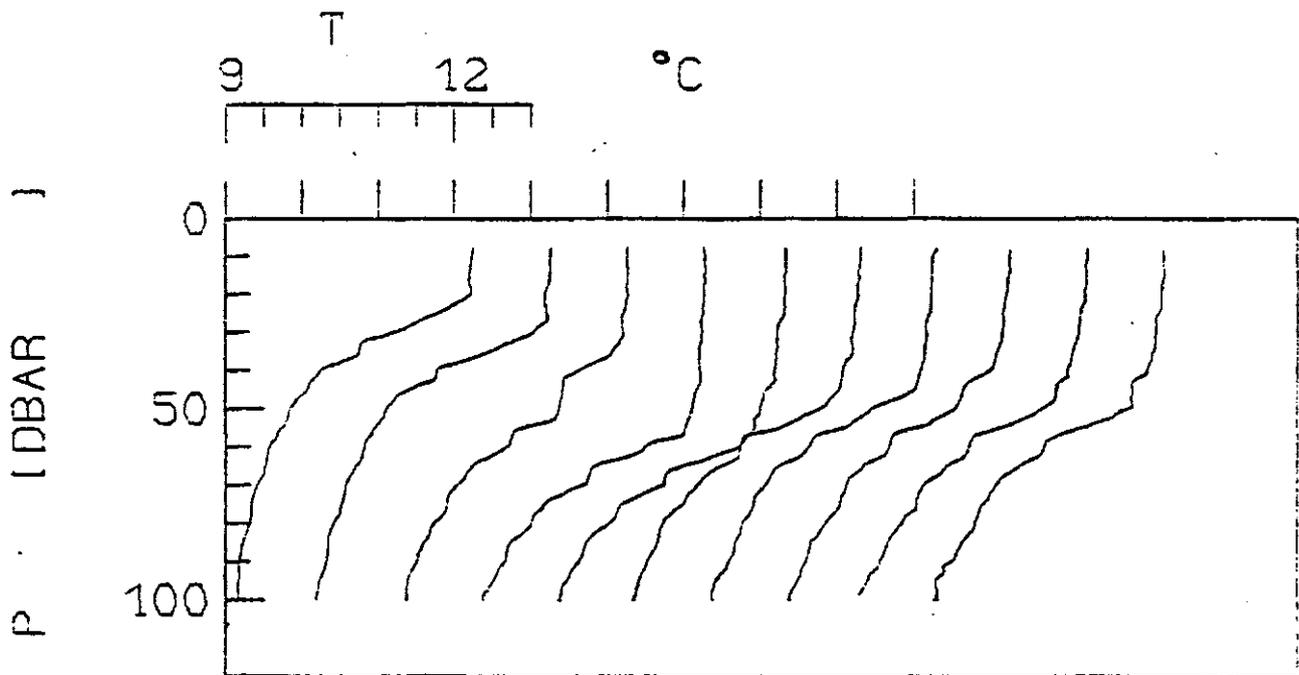


Abb. 4.0.1.

Jojo-Temperaturprofile vom 2.9.78, 13:25 GMT bis 14:10 GMT, alle 5 Minuten aufgenommen von F.S. 'Meteor' und versetzt um 1 °C.

Temperaturgradient

Zur Erfassung der durchmischten Schichten innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht wurde zunächst der vertikale Temperaturgradient ($T_p = \Delta T / \delta$) in den oberen 100 m mit Hilfe der Differenzenbildung berechnet. Dabei bezeichnet δ eine Druckdifferenz, wobei in diesen Tiefenregionen 1 dbar circa einem Meter entspricht. Da mit zunehmendem Druck die Temperatur meist abnahm, ergaben sich für die Gradienten negative Werte. Es zeigte sich, daß mit zunehmendem δ die Varianz des Gradienten abnahm. Die feineren Strukturen, deren vertikale Skalen kleiner als δ waren, wurden natürlich nicht richtig erfaßt sondern verschmiert. Gleichzeitig wurde für steigende δ der absolute Mittelwert des Gradienten etwas größer. Der Mittelwert ergab sich aus

$$\bar{T}_p = \frac{\sum_{i=1}^{n_1} (T_{N-n_1+i} - T_1)}{n_1 (N-n_1) \Delta} \quad (4.1.1.),$$

wobei Δ der Abstand zwischen zwei aufeinander folgende Werten, N die Gesamtwerteanzahl und $n_1 \Delta = \delta$ der Abstand für die Gradientenbildung waren. Für $n_1=1$ berechnete sich der Mittelwert aus dem ersten und letzten Temperaturwert. Für $n_1 > 1$ wurde der Mittelwert aus n_1 Gradienten gebildet, die mit Hilfe der ersten und letzten n_1 Temperaturwerte über den Abstand $(N-n_1)\Delta$ berechnet wurden. Somit ergaben sich für steigende n_1 meist größere, absolute Mittelwerte des Gradienten in den oberen 100 m. Die Wahl von δ beeinflusste ebenfalls die Schiefe und Kurtosis, die bei der Häufigkeitsverteilung des vertikalen Temperaturgradienten beobachtet wurden. Für steigende δ wurde die Kurtosis kleiner, während die Schiefe gegen Null strebte. Insgesamt näherte sich die Häufigkeitsverteilung des Gradienten für größere δ einer Normalverteilung. Die Tabelle und Abbildung 4.1.1. demonstrieren die Veränderungen des vertikalen Temperaturgradienten der oberen 100 m in Abhängigkeit von δ .

δ (dbar)	T_p ($^{\circ}\text{C dbar}^{-1}$)	$\text{Var}(T_p)$	Schiefte	Kurtosis
0.5	-0.037	0.0015	-1.73	2.42
4.5	-0.038	0.0010	-1.37	1.28
9.5	-0.038	0.0007	-0.72	-0.76

Tab. 4.1.1.

CTD-Messungen von W.F.S. 'Planet' am 2.9.78, 20:00 GMT,
Veränderungen des Mittelwerts, der Varianz, der Schiefe und der Kurtosis
des vertikalen Temperaturgradienten bzw. seiner Verteilung in den oberen
100 m in Abhängigkeit von δ .

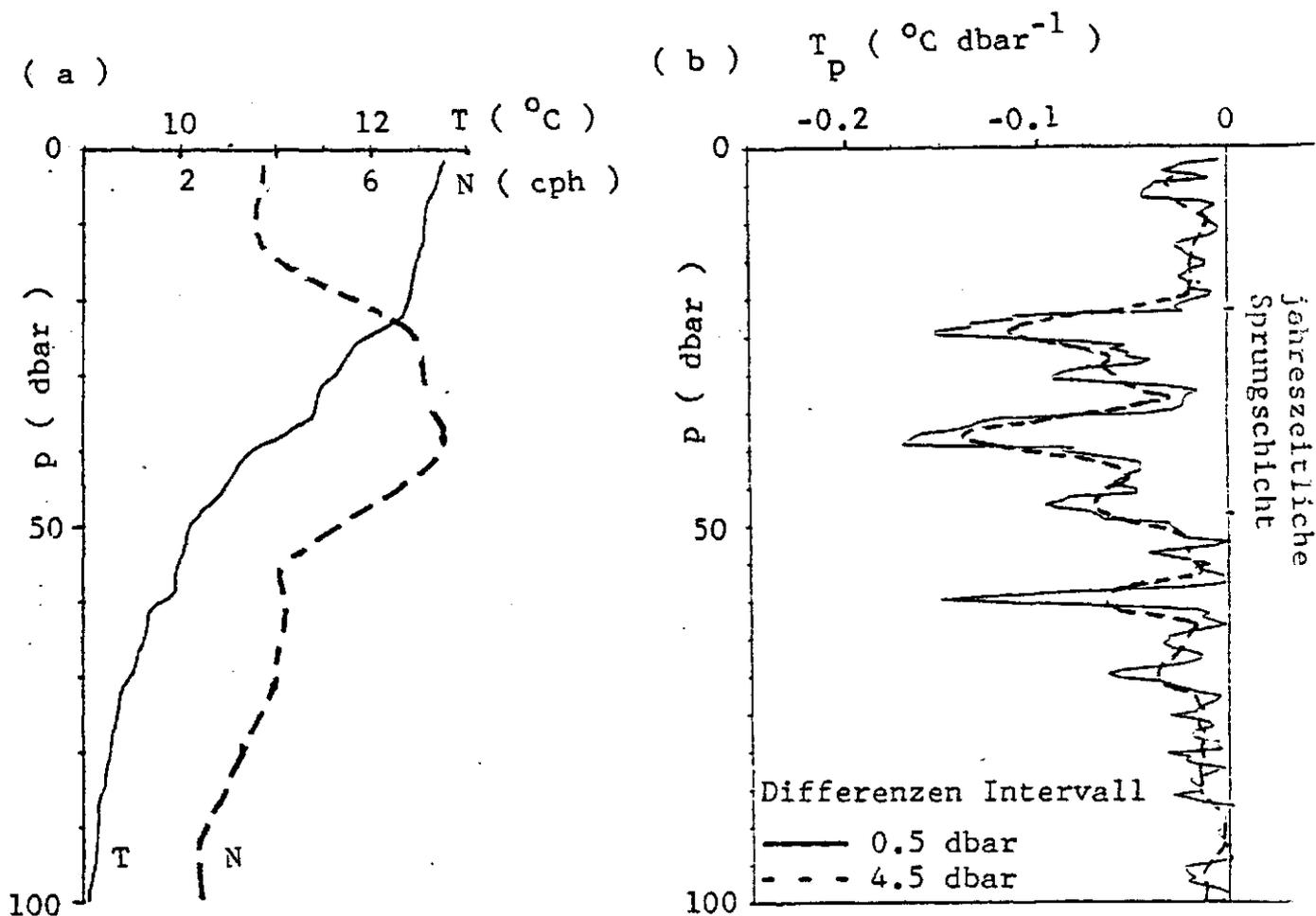


Abb. 4.1.1.

CTD-Messungen von W.F.S. 'Planet' am 2.9.78, 20:00 GMT

(a) Profile der Temperatur T und der Väisälä-Frequenz N.

(b) Vertikaler Temperaturgradient für $\delta=0.5$ und 4.5 dbar

Definition der durchmischten Schichten

Zunächst wurde die Lage der jahreszeitlichen Sprungschicht bestimmt. Die Grenzwerte des vertikalen Gradienten, mit denen die Sprungschicht und die durchmischten Schichten bestimmt wurden, wurden so gewählt, daß sie dem optischen Eindruck der einzelnen Profile entsprachen und gleichzeitig ein festes Kriterium für alle Profile darstellten. Die Obergrenze der jahreszeitlichen Sprungschicht wurde dort festgelegt, wo der absolute vertikale Gradient über 1.5 dbar 4 mal hintereinander $0.04 \text{ }^\circ\text{C dbar}^{-1}$ überschritt. Um zu vermeiden, daß man, falls zwei Deckschichten vorhanden waren, die obere Sprungschicht erfaßte, mußte gleichzeitig der absolute Temperaturgradient über 15 dbar größer als $0.03 \text{ }^\circ\text{C dbar}^{-1}$ sein. Die Untergrenze der jahreszeitlichen Sprungschicht wurde dort festgelegt, wo der absolute vertikale Gradient über 15 dbar 50 mal hintereinander kleiner als $0.05 \text{ }^\circ\text{C dbar}^{-1}$ war. In diesem Bereich wurde der vertikale Temperaturgradient über 1.5 dbar berechnet, so daß auch kleinere Strukturen erfaßt werden konnten. Zur Erfassung der quasihomogenen Schichten mußte der absolute Temperaturgradient $0.05 \text{ }^\circ\text{C dbar}^{-1}$ unterschreiten. Dies entsprach etwa der Hälfte des mittleren Gradienten in der jahreszeitlichen Sprungschicht. Entsprechende Grenzwerte wurden ebenfalls für die Dichteprofile gewählt. Da das Dichtefeld hauptsächlich von der Temperatur beeinflusst wurde, ergaben sich dabei die gleichen Tiefenbereiche für die Sprungschicht und die durchmischten Schichten.

Lage

Weiterhin wurde untersucht, in welchen Tiefenbereichen der jahreszeitlichen Sprungschicht diese durchmischten Schichten hauptsächlich auftraten. Falls sie auf Scherungsinstabilitäten durch interne Wellen zurückzuführen wären, würde man erwarten, daß sie hauptsächlich im Bereich der maximalen Väisälä-Frequenz und dementsprechend der maximalen Scherung auftreten, also im mittleren Bereich der Sprungschicht (Garrett und Munk, 1972b). Dazu wurde die Sprungschicht in drei gleich große, vertikale Abschnitte eingeteilt. Es ergab sich, daß während der Multischiff-Experimente mindestens 50% der durchmischten Schichten im mittleren Teil der Sprungschicht lagen. Eine Analyse stündlich gemessener Profile während der zweiten Meßphase wies allerdings auf keine bevorzugte Lage der quasihomogenen Schichten innerhalb der Sprungschicht hin.

Anzahl

Die Anzahl der in einem Profil beobachteten, durchmischten Schichten in der Sprungschicht schwankte zwischen 0 und 5. In Abbildung 4.1.2. ist die Anzahl in Form einer Zeitreihe dargestellt, während Tabelle 4.1.2. ihre Mittelwerte und Standardabweichungen widerspiegeln. Die teilweise recht beachtlichen Schwankungen illustrieren die schnellen Veränderungen in der Feinstruktur, die sowohl auf dynamischen als auch kinematischen Vorgängen beruhen können. Während des zweiten Multischiff-Experiments konnten im Vergleich zum ersten mehr durchmischte Schichten innerhalb der einzelnen Profile beobachtet werden. Dabei traten sie westlich der Oberflächenfront (siehe Kapitel 3.2.) häufiger auf als im Osten.

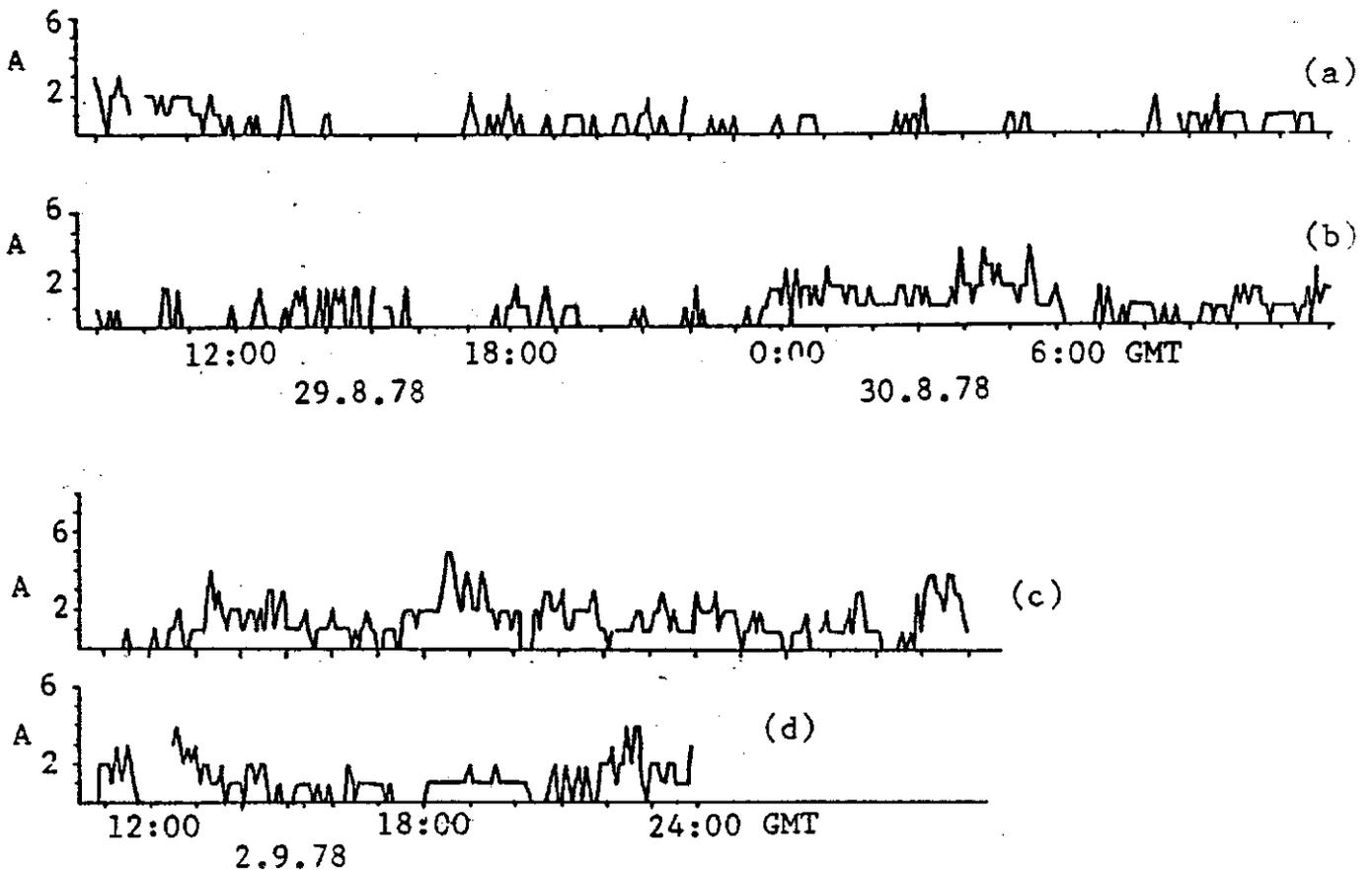


Abb. 4.1.2.

Zeitreihe der Anzahl der in einem Profil beobachteten, durchmischten Schichten A innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht

- (a) 1. Multischiff-Experiment, W.F.S. 'Planet'
- (b) 1. Multischiff-Experiment, F.S. 'Meteor'
- (c) 2. Multischiff-Experiment, W.F.S. 'Planet'
- (d) 2. Multischiff-Experiment, F.S. 'Meteor'

Beobachtungszeitraum und horizontale Ausdehnung

An Hand der Jojo-Profile, die während der zwei Multischiff-Experimente alle fünf Minuten aufgenommen wurden, konnten einzelne, durchmischte Schichten über eine längere Zeit verfolgt werden. Die Beobachtungszeiträume lagen zwischen 5 und 90 Minuten, wobei die dickeren, durchmischten Schichten meist über einen längeren Zeitraum zu verfolgen waren. Der Korrelationskoeffizient zwischen Beobachtungszeitraum und Dicke der Schichten betrug 0.7. Im Gegensatz zum ersten Multischiff-Experiment, in dem die Schiffe drifteten, wurde während des zweiten Multischiff-Experiments auf festen Positionen gemessen. Dort war die mittlere Strömung mit circa 20 cm s^{-1} nach Süden gerichtet (siehe Kapitel 3.2.). Unter der Voraussetzung, daß die quasihomogenen Schichten passiv mit dieser Geschwindigkeit nach Süden drifteten, wurde ihre horizontale Ausdehnung berechnet. Die Ergebnisse, die allerdings nur Größenordnungen widerspiegeln können, lagen zwischen 60 und 1100 m. Das Verhältnis zwischen den vertikalen H und horizontalen Ausdehnungen L schwankte zwischen $7 \cdot 10^{-3}$ und $2 \cdot 10^{-2}$, wobei der häufigste Wert bei $1 \cdot 10^{-2}$ lag. Für den Fall, daß die Feinstrukturen auf Einschüben fremder Wassermassen basierten (siehe Kapitel 5.3.), konnten meist dickere, durchmischte Schichten beobachtet werden. Ihre horizontalen Ausdehnungen waren ebenfalls größer, so daß das Verhältnis H/L nahezu unberührt vom Entstehungsmechanismus der Feinstruktur blieb.

Vertikale Ausdehnung

Die Abbildung 4.1.3. zeigt die Häufigkeitsverteilung der Dicke der durchmischten Schichten während der beiden Multischiff-Experimente. Dabei konnten keine Schichten erfaßt werden, deren Dicken kleiner als 1 m waren. Es ergab sich ein exponentieller Abfall der Schichtdicken für steigende Werte. In Tabelle 4.1.2. sind ihre Mittelwerte und Standardabweichungen zusammengestellt.

Multischiff-Experiment	Schiff	Gesamtanzahl der Profile	A	Standardabweichung von A	H_i [m]	Standardabweichung von H_i [m]
1	Meteor	317	0.8	0.9	3.0	2.4
	Planet	313	0.4	0.7	2.9	2.9
2	Meteor	151	1.1	1.0	2.8	1.9
	Planet	229	1.4	1.1	3.2	2.3
1,2	Meteor/Planet	1010			3.0	2.4
2	Meteor Ostseite	24	0.7	0.7		
	14:00-16:00 GMT					
	Westseite	24	1.1	1.2		
	20:25-22:25 GMT					

Tab. 4.1.2. Temperaturstruktur in der jahreszeitlichen Sprungschicht während der beiden Multischiff-Experimente.

A mittlere Anzahl der durchmischten Schichten in einem Profil
 H_i Mittelwert der beobachteten, vertikalen Ausdehnungen der quasihomogenen Schichten

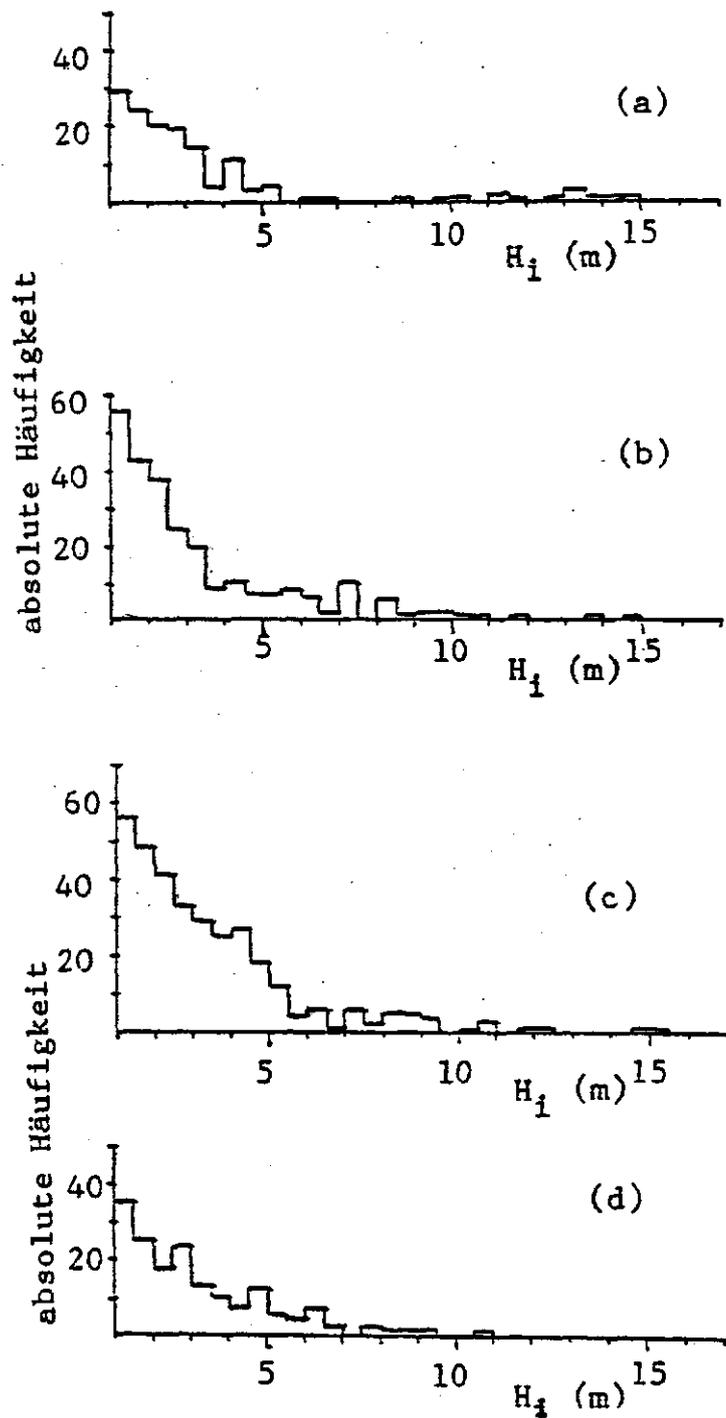


Abb. 4.1.3.

Häufigkeitsverteilung der Dicke der durchmischten Schichten H_1 innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht.

- (a) 1. Multischiff-Experiment, W.F.S. 'Planet'
- (b) 1. Multischiff-Experiment, F.S. 'Meteor'
- (c) 2. Multischiff-Experiment, W.F.S. 'Planet'
- (d) 2. Multischiff-Experiment, F.S. 'Meteor'

5. Ursachen der Feinstrukturen

Für die Entstehung von Feinstrukturen im Ozean gibt es verschiedene Ursachen. Neben Einschüben fremder Wasserkörper entlang Isopyknen, der lateralen Vermischung in Frontnähe (Woods et al., 1977; Joyce, 1977) und Konvektions- und insbesondere Doppeldiffusionsvorgängen (Turner, 1981) ist das interne Wellenfeld ein wichtiger Erzeuger. Es kann sowohl reversible als auch irreversible Feinstrukturen hervorrufen. Die letzteren können entweder durch vertikale Vermischung infolge von Scherungsinstabilitäten an den Kämmen und Tälern der internen Wellen (Garrett und Munk, 1972 b) oder durch Brechen von internen Trägheitswellen entstehen (Orlanski und Bryan, 1969). Woods untersuchte irreversible Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht in der Nähe von Malta. Er beobachtete sehr dünne Schichten mit hoher Stabilität und laminaren Strömungen, die durch dickere, schwach turbulente Schichten mit kleineren, vertikalen Gradienten getrennt waren. Die Feinstrukturen wurden auf räumlich und zeitlich zufällig verteilte Vermischungsvorgänge zurückgeführt. Dementsprechend sah McKean (1974) die Temperatur- bzw. Dichtestruktur als einen Poisson-Prozess an, in dem die vertikale Ausdehnung der Vermischungsvorgänge eine Zufallsvariable darstellte. Eine Poisson-Verteilung ist diskret und wird meist für den Fall angesetzt, daß die Wahrscheinlichkeit eines einzelnen Ereignisses gering ist, während die Anzahl der Ereignisse recht groß ist. Reversible Feinstrukturen können durch die Änderungen der vertikalen Auslenkungen mit der Tiefe in Folge von internen Wellen hervorgerufen werden. Für diesen Fall wurde von Desaubies und Gregg (1981) die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Temperaturgradienten beschrieben.

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Ursachen der Feinstrukturen untersucht, wobei unterschiedliche Methoden für ihre Trennung verwendet werden. Weiterhin sollen, wie auch im nächsten Kapitel, die dominierenden Prozesse in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet bestimmt werden.

5.1. Methoden zur Separierung der unterschiedlichen Entstehungsprozesse

In verschiedenen Arbeiten wurden Methoden für die Trennung der unterschiedlichen Prozesse entwickelt, die Feinstrukturen verursachen bzw. verändern. Oftmals wurden dabei die Veränderungen der verschiedenen Parameterfelder verglichen. Zunächst sollen die Methoden kurz skizziert werden, an Hand derer die Datensätze der beiden Multischiff-Experimente analysiert und somit unterschiedliche Prozesse erkannt wurden.

T/S-Diagramm

Mit Hilfe von T/S-Diagrammen kann man verschiedene Prozesse auf Grund ihrer Auswirkungen auf die Temperatur- und Salzgehaltsbeziehung beobachten (Gargett, 1978). Dabei geht man von einer ungestörten T/S-Kurve aus, die man eventuell durch Mittelung über einen genügend langen Zeitraum erhalten kann. Eine Deformation des mittleren Profils auf Grund von internen Wellen verursacht eine gleich große Auslenkung der verschiedenen Parameter. Dies wirkt sich im T/S-Diagramm dahingehend aus, daß die Tiefenlagen entlang der ungestörten T/S-Kurve verschoben werden. Für den Fall der turbulenten, vertikalen Vermischung werden die Temperatur-, Salzgehalts- und Dichtefelder ebenfalls gleichermaßen verändert, so daß man in verschiedenen Tiefenbereichen die gleichen Wassermassen beobachten kann. Im T/S-Diagramm fallen dabei verschiedenen Tiefenlagen auf der ungestörten T/S-Kurve zusammen. Bei der Advektion entlang von Isopyknen wird die vertikale Dichteverteilung nicht verändert. Die Temperatur- und Salzgehaltsänderungen sind proportional, so daß sie im T/S-Diagramm eine Verschiebung der Tiefenlagen entlang der Isopyknen bewirken. Für den Fall von Doppeldiffusionsprozessen werden die Temperatur-, Salzgehalts- und Dichtefelder unterschiedlich deformiert. Im T/S-Diagramm beobachtet man eine entsprechende Drehung der ungestörten T/S-Kurve.

An Hand der während der beiden Multischiff-Experimente aufgenommenen Datensätze wurden über eine Trägheitsperiode gemittelte Profile gebildet. In dieser Region betrug eine Trägheitsperiode circa 14 Stunden. Die T/S-Diagramme dieser gemittelten Profile wurden mit denen einzelner Profile verglichen. Ein typisches Beispiel zeigt die Abbildung 5.1.1., in der das

14 h gemittelte und das von W.F.S. 'Planet' am 2.9.78, 14:00 GMT aufgenommene T/S-Diagramm dargestellt sind. Wie in den meisten Profilen zeigte sich auch hier überwiegend eine Verschiebung der Tiefenlagen entlang der mittleren T/S-Kurve im Bereich der jahreszeitlichen Sprungschicht. Falls mehrere Prozesse gleichzeitig die Feinstrukturen beeinflussen, erhält man allerdings mit Hilfe dieser Methode keinen Vergleich der einzelnen Beiträge.

Profile bezüglich der Dichte

Da durch den Einfluß von internen Wellen die Temperatur-, Salzgehalts- und Dichtefelder gleichermaßen ausgelenkt werden, eliminierte Gregg (1980) diesen Einfluß, indem er die Temperatur und den Salzgehalt bezüglich der Dichte statt des Drucks auftrug. Somit wurden allerdings auch andere Effekte entfernt, wie z.B. lokale vertikale Vermischung oder Doppeldiffusionsprozesse, bei denen das Dichteverhältnis R_ρ (siehe Kapitel 5.2.) vertikal nahezu konstant war (McDougall und Ruddick, 1982). Die Abbildungen 5.1.2. und 5.1.3. stellen sowohl die Temperaturen bezüglich des Drucks als auch bezüglich der Dichte für zwei verschiedene Zeiträume dar. Während auf W.F.S. 'Planet' (Abb.5.1.2.) die Parameterfelder die gleiche Auslenkung zeigten, wurde im zweiten Zeitraum auf F.S. 'Meteor' ein Einschub eines fremden Wasserkörpers beobachtet (Abb.5.1.3.).

Vergleich der Auslenkungsprofile

Ausgangspunkt dieser Methode, die von Johnson et al. (1978) entwickelt wurde, ist wiederum, daß bei internen Wellen die Parameter Temperatur, Salzgehalt und Dichte die gleiche Auslenkung erfahren. Somit wird mit Hilfe dieser Methode jeder Prozess, der diesen Effekt zeigt, eliminiert. Abermals wird von einem ungestörten Profil ausgegangen, das man durch eine Mittelung über die längste interne Wellenperiode erhält. Dabei muß man allerdings beachten, daß durch die Mittelung auf festen Tiefenniveaus die ungestörten Profile stark geglättet sind (McDougall und Ruddick, 1982). Analog zu Johnson et al. (1978) erfolgte die Mittelung für den JASIN-Datensatz über eine lokale Trägheitsperiode. Anschließend wurden die vertikalen Auslenkungsprofile ζ der verschiedenen Parameter Temperatur, Salzgehalt

und Dichte bestimmt, mit

$$\zeta_T(z-\zeta_T)=z(T)-\bar{z}_T(T)$$

$$\zeta_S(z-\zeta_S)=z(S)-\bar{z}_S(S) \quad (5.1.1.)$$

$$\zeta_\rho(z-\zeta_\rho)=z(\rho)-\bar{z}_\rho(\rho)$$

ζ_x stellt die Auslenkung des Parameters x bezüglich des mittleren Profils dar, z ist die Tiefe und z_x entspricht der Tiefenangabe des mittleren Profils für den Parameter x . Bei der Berechnung der Auslenkungsprofile wurden die Tiefen jeweils durch die Druckwerte ersetzt. Innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht erreichten die Auslenkungen Werte von bis zu 20 dbar. Falls die Feinstrukturen ausschließlich auf internen Wellen beruhen, ergibt sich

$$\zeta_T = \zeta_S = \zeta_\rho \quad (5.1.2.)$$

In den Abbildungen 5.1.2. und 5.1.3. sind die Differenzen der Auslenkungsprofile von Temperatur und Dichte aufgetragen. Auf Grund der schwachen Gradienten außerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht ergaben sich dort die größten Differenzen. Analog zu den Temperaturprofilen bezüglich der Dichte zeigte sich, daß während des ersten Zeitraums die Auslenkungen von Temperatur und Dichte im Bereich der sommerlichen Sprungschicht nahezu identisch waren. Entsprechend konnte auch im zweiten Zeitraum der Einschub eines fremden Wasserkörpers beobachtet werden.

Johnson et al. (1978) konstruierten anschließend neue Temperaturprofile bezüglich einer gestreckten Druckachse. Dabei wurde jedes Wasserteilchen eines Profils zu jener Tiefe ausgelenkt, wo seine Dichte der mittleren Dichte entsprach. In diesen rekonstruierten Profilen waren somit die Einflüsse des internen Wellenfeldes eliminiert. Allerdings mußte man beachten, ob der Salzgehalt über den betrachteten Bereich konstant war. Für diesen Fall wären die Feinstrukturen der Temperatur und Dichte identisch, unabhängig davon, ob sie durch interne Wellen oder Einschübe fremder Wasserkörper erzeugt wurden.

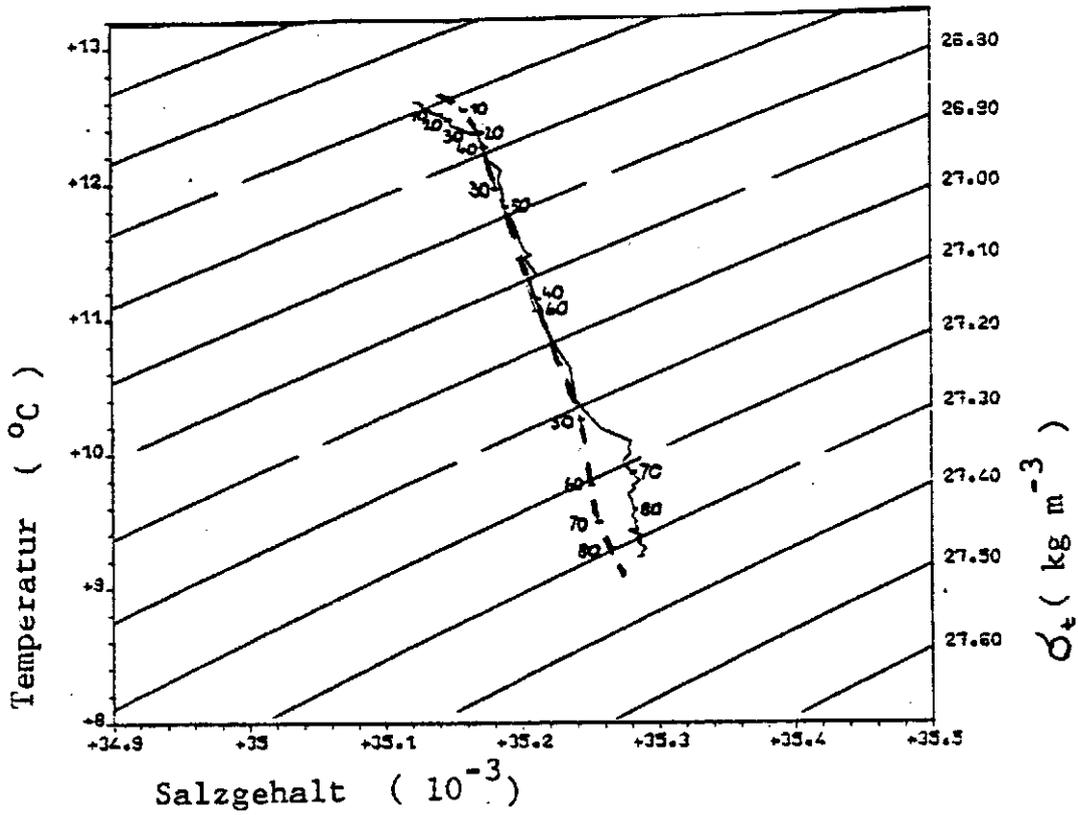


Abb. 5.1.1.

Vergleich der T/S-Diagramme von W.F.S. 'Planet' 2.9.78, 14:00 GMT (—) und 14 h Mittel (- - -).

Abb. 5.1.2.

Temperaturprofile bezüglich des Drucks (a) bzw. der Dichte (b) und die Differenz der Auslenkungsprofile von Temperatur und Dichte bezüglich des Drucks (c).

Zeitraum 1: 3.9.78, 0:05-0:35 GMT, W.F.S. 'Planet'

Versetzung der Profile um 2 °C bzw. 20 dbar

Abb. 5.1.3.

Temperaturprofile bezüglich des Drucks (a) bzw. der Dichte (b) und die Differenz der Auslenkungsprofile von Temperatur und Dichte bezüglich des Drucks (c).

Zeitraum 2: 2.9.78, 16:35-17:05 GMT, F.S. 'Meteor'

Versetzung der Profile um 2 °C bzw. 20 dbar

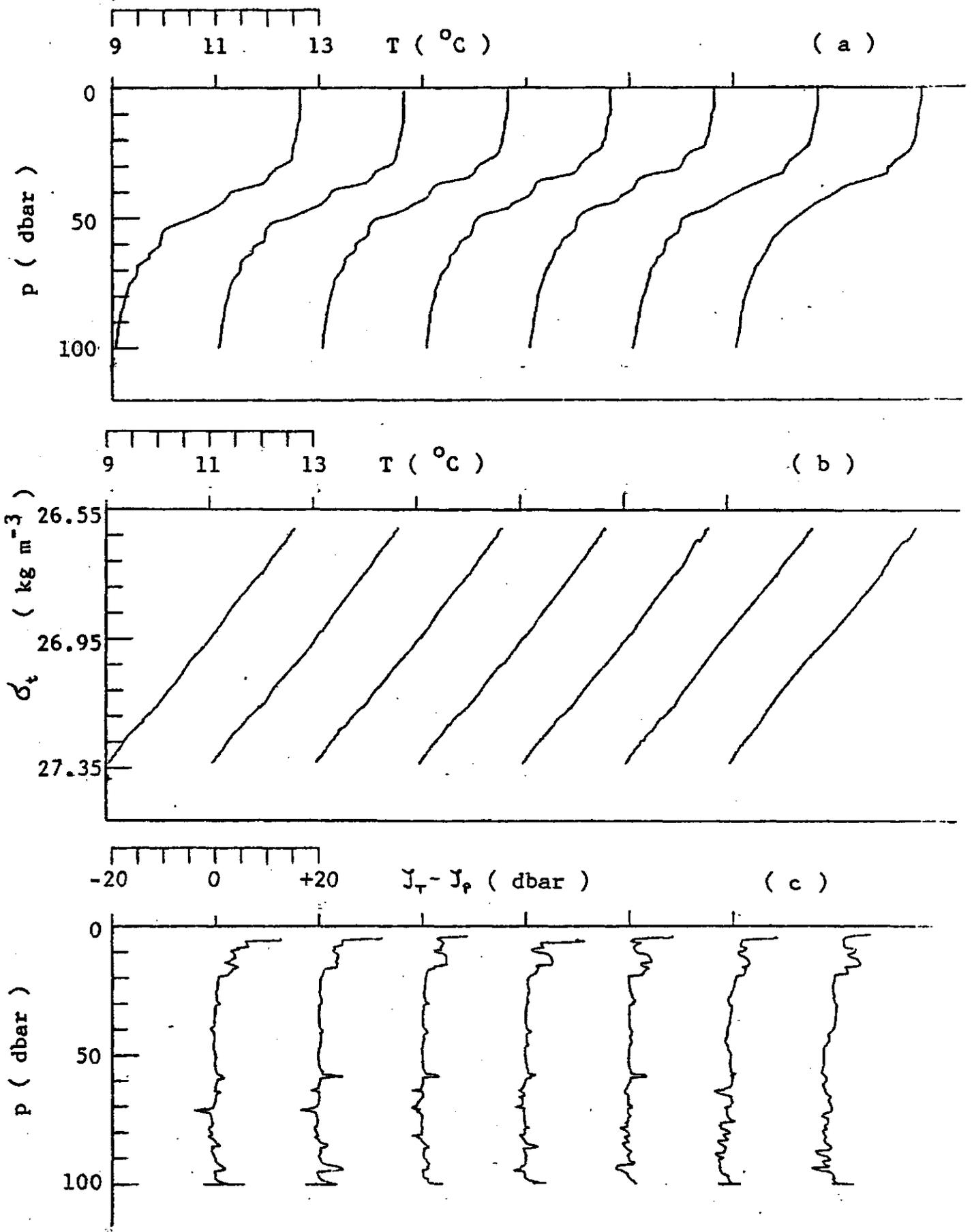


Abb. 5.1.2.

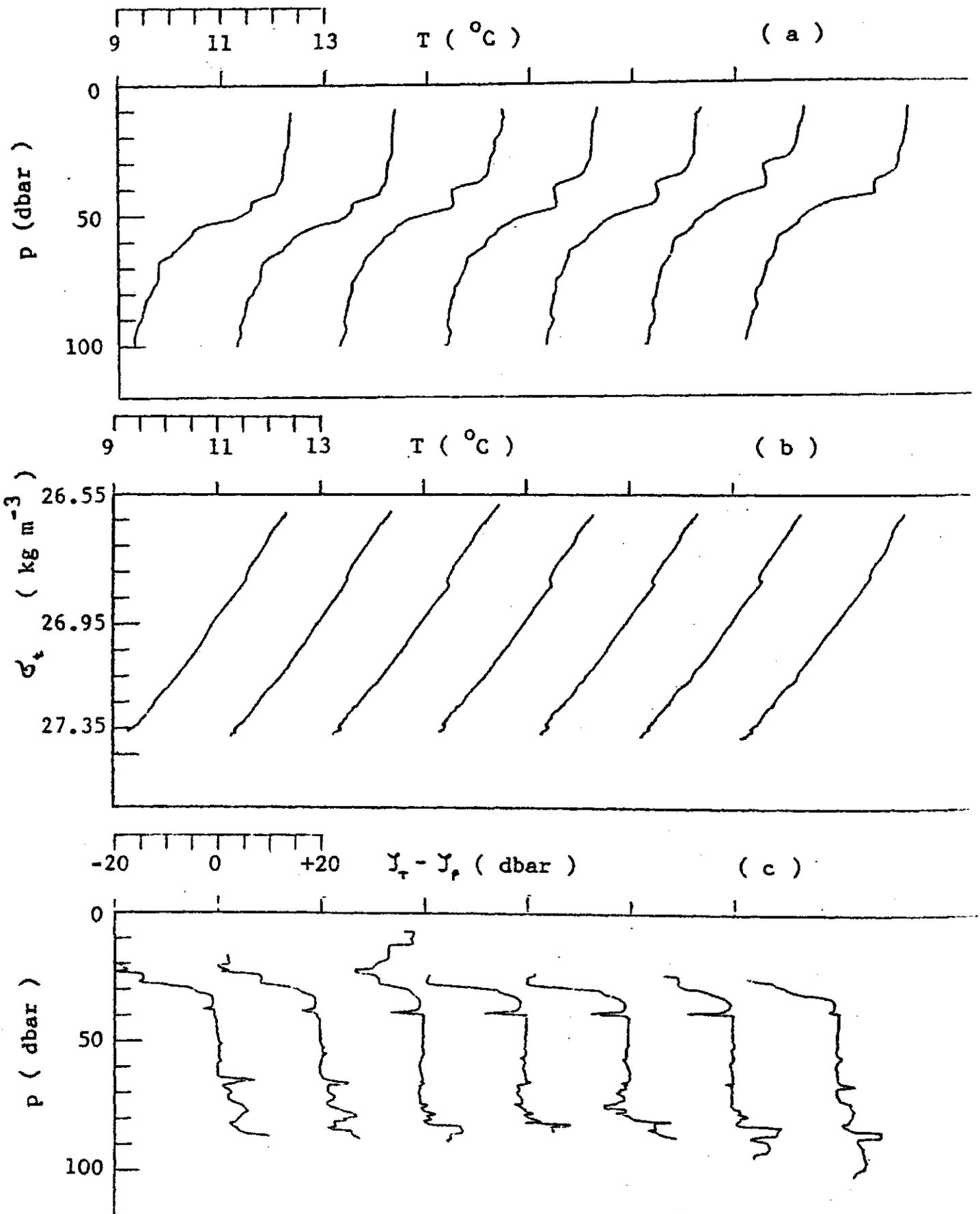


Abb. 5.1.3.

5.2. Doppeldiffusion

Salzfinger und diffusive Instabilitäten

Doppeldiffusionsprozesse basieren auf der Tatsache, daß der molekulare Austauschkoefizient der Temperatur k_T etwa 100 mal größer ist als der für den Salzgehalt k_S . Typische Werte für ozeanische Verhältnisse liegen bei $k_T=1.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und $k_S=1.3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (Fedorov, 1978). Abhängig von der Schichtung unterscheidet man zwischen Salzfingerentstehung und diffusiver Instabilität. Salzfinger können auftreten, falls warme, salzreiche Wassermassen über kalten, salzarmen gelagert sind, wobei die Schichtung zunächst insgesamt stabil ist. In diesem Fall ist sowohl der Wärme- als auch der Salzfluß abwärts gerichtet. Da der Wärmeaustausch schneller erfolgt, bilden sich lange, schmale Konvektionszellen, die sogenannten Salzfinger. Bei der diffusiven Instabilität liegt kaltes, salzarmes Wasser über warmen und salzreichen, wobei die Schichtung wiederum zunächst stabil ist. Dabei sind die Wärme- und Salzflüsse aufwärts gerichtet. Ein nach oben ausgelenktes Wasserteilchen wird seine Wärme schneller verlieren als seinen Salzgehalt, so daß es auf Grund der Schwerkraft eine Oszillationsbewegung um seine Ruhelage ausführt. Diese Schwingungen werden durch die unterschiedlichen Temperaturen zu seiner Umgebung aufrechterhalten, bis schließlich eine durchmischte Schicht entsteht (Turner, 1973).

Ein Maß für die Intensität von Doppeldiffusionsprozessen bietet das Dichteverhältnis R_ρ , das folgendermaßen definiert ist

$$R_\rho = \alpha T_z / \beta S_z \quad (5.2.1.)$$

$$\text{mit } \alpha = -(1/\rho) (\delta\rho/\delta T) \quad \text{und} \quad \beta = (1/\rho) (\delta\rho/\delta S) \quad (5.2.2.).$$

T_z und S_z sind die vertikalen Temperatur- und Salzgehaltsgradienten, wobei die Tiefe z positiv nach unten gerichtet ist. Die Dichte wird mit ρ bezeichnet. Für $R_\rho < 0$ treten keine Doppeldiffusionsprozesse auf, da sowohl die Temperatur als auch der Salzgehalt entweder beide zur Stabilität oder beide zur Instabilität der Schichtung beitragen. Bei entsprechender Schichtung können in dem Bereich $0 < R_\rho < 1$ diffusive Instabilitäten auftre-

ten. Falls allerdings warme, salzreiche Wassermassen über kälteren und salzärmeren liegen, ist in diesem Bereich von R_ρ die Schichtung instabil. Salzfinger können entstehen, wenn R_ρ größer als 1 und kleiner als das Verhältnis der molekularen Austauschkoefizienten von Temperatur und Salzgehalt (≈ 100) ist. Schmitt (1981) fand, daß Salzfinger für $R_\rho > 2$ im allgemeinen sehr schwach ausgeprägt sind und stärkere Vermischungsprozesse nur bei $R_\rho < 1.6$ einsetzen. Auch Schmitt und Georgi (1982) zeigten, daß Doppeldiffusionsprozesse hauptsächlich in dem Bereich von $0.5 < R_\rho < 1.25$ stattfinden. Falls kaltes, salzarmes Wasser über warmen und salzreichen liegt, ist die Schichtung für $R_\rho > 1$ instabil. Bei dieser Definition von R_ρ erhält man somit keine Angaben über die Stabilität der Schichtung. In einigen Arbeiten (Fedorov, 1978; McDougall, 1981) wird deshalb die folgende Definition verwendet:

$$R_\rho \stackrel{\pm 1}{=} \alpha T_z / \beta S_z \quad (5.2.3.)$$

Im Falle einer Salzfingerschichtung wird das positive Vorzeichen und bei einer diffusiven Grenzschicht das negative Vorzeichen benutzt. Somit ist bei Doppeldiffusionsprozesse mit $R_\rho > 0$ für $R_\rho > 1$ die Schichtung stabil und für $R_\rho < 1$ instabil.

Auf Grund dieser Zweideutigkeit von R_ρ wurde von Ruddick (1983) der Turner-Winkel eingeführt, der sowohl Aussagen über die Stabilität der Schichtung als auch über Doppeldiffusionsprozesse enthält. Der Turner-Winkel ist definiert durch

$$Tu = \arctan \left(\frac{-g\alpha T_z - g\beta S_z}{-g\alpha T_z + g\beta S_z} \right) \quad (5.2.4.)$$

über vier Quadranten, so daß $-180^\circ < Tu < 180^\circ$ ist. Die Erdbeschleunigung wird mit g bezeichnet. Das Dichteverhältnis entspricht somit

$$R_\rho = -\tan(Tu + 45^\circ) \quad (5.2.5.)$$

Bei einer stabilen Schichtung ist $|Tu| < 45^\circ$, während im instabilen Fall $|Tu| > 90^\circ$ ist. Für $-90^\circ < Tu < -45^\circ$ können diffusive Instabilitäten stattfinden. Sie treten allerdings hauptsächlich im Bereich von $-90^\circ < Tu < -71.6^\circ$ auf, der $1 > R_\rho > 0.5$ entspricht. Salzfinger können bei $45^\circ < Tu < 90^\circ$ vorkommen, wobei sie nur im Bereich von $71.6^\circ < Tu < 90^\circ$ stark ausgeprägt sind. Dieser Bereich entspricht wiederum $2 > R_\rho > 1$.

Sowohl das Dichteverhältnis R_ρ als auch der Turner-Winkel Tu bieten die Möglichkeit, Doppeldiffusionsprozesse zu erkennen. Beide werden durch Deformationen auf Grund von internen Wellen nicht beeinflusst, da sich die Temperatur- und Salzgehaltfelder gleichermaßen ändern.

Doppeldiffusionsprozesse in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet

Zur Untersuchung der Häufigkeit von Doppeldiffusionsprozessen in der jahreszeitlichen Sprungschicht wurden sowohl das Dichteverhältnis R_ρ als auch der Turner-Winkel Tu berechnet. Die dabei benötigten, vertikalen Temperatur- und Salzgehaltsgradienten wurden nach der Methode der kleinsten Quadrate über ein festes Intervall bestimmt. Je größer dieses vertikale Intervall gewählt wurde, desto glatter wurden die Profile der Gradienten und somit auch die Profile des Dichteverhältnisses bzw. des Turner-Winkels. Für größere Intervalle lagen alle Werte von R_ρ und Tu in dem stabilen Bereich. Um kleinskalige Vorgänge zu erfassen, wurde für weitere Berechnungen das vertikale Intervall auf 1.5 dbar festgesetzt. Die Abbildung 5.2.1. zeigt die relativen Häufigkeitsverteilungen des Turner-Winkels $P(Tu)$ während der beiden Multischiff-Experimente. Es ergab sich, daß sowohl die Temperatur als auch der Salzgehalt meist stabil geschichtet waren. Die Bedingungen für Doppeldiffusionsprozesse traten somit relativ selten auf.

Weiterhin wurden für zwei ausgewählte Zeiträume die vertikalen Profile des Turner-Winkels sowie seine relative Häufigkeitsverteilung dargestellt (Abb. 5.2.2. und 5.2.3.). Für den ersten Zeitraum ergab sich schon im Kapitel 5.1., daß die verschiedenen Parameter gleichermaßen ausgelenkt waren. Dop-

peldiffusionsvorgänge konnten in der jahreszeitlichen Sprungschicht nicht beobachtet werden. Während des zweiten Zeitraums (Abb. 5.2.3.), in dem ein Einschub eines fremden Wasserkörpers erfolgte, traten an seinem unteren Rand diffusive Instabilitäten auf. Der Salzgehalt war stabil geschichtet, so daß kaum Salzfinger beobachtet wurden.

Die Temperatur- und Salzgehaltsstrukturen während der beiden Multischiff-Experimente ließen erkennen, daß meist beide Parameter in der jahreszeitlichen Sprungschicht stabil geschichtet waren, so daß Doppeldiffusionsprozesse in diesem Bereich nur eine untergeordnete Rolle spielten. Während der erste Zeitraum also eine häufig auftretende Schichtungsstruktur widerspiegelte, wurde im zweiten Zeitraum einer der wenig beobachteten Einschübe fremder Wasserkörper dargestellt.

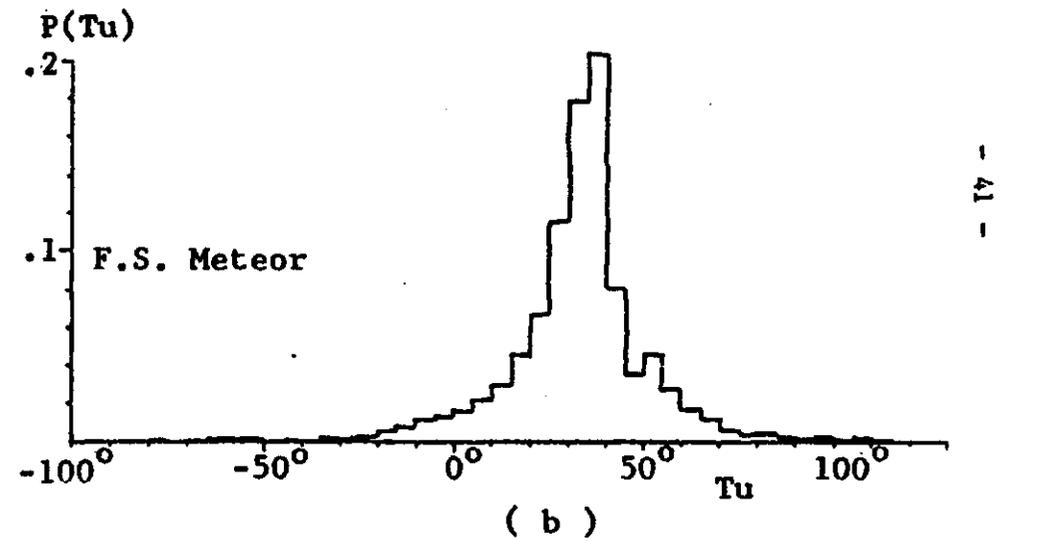
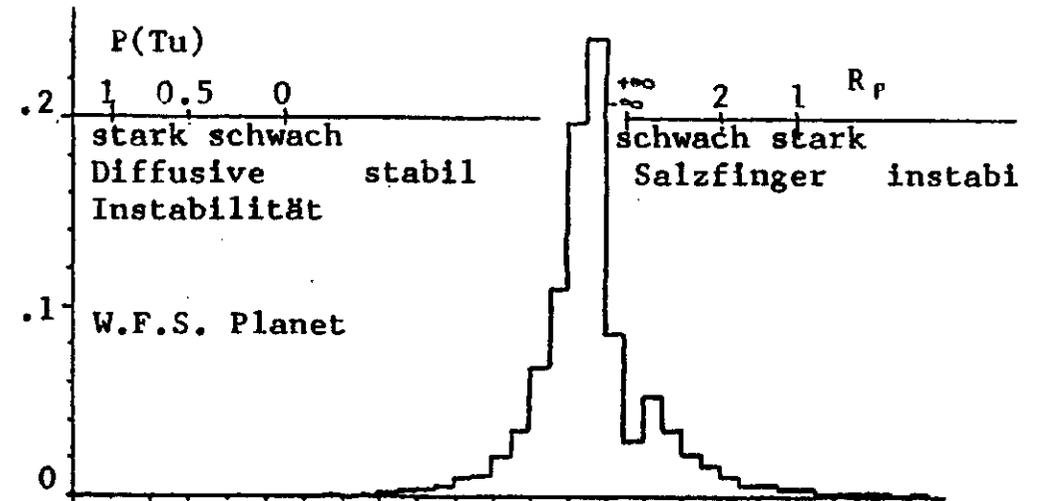
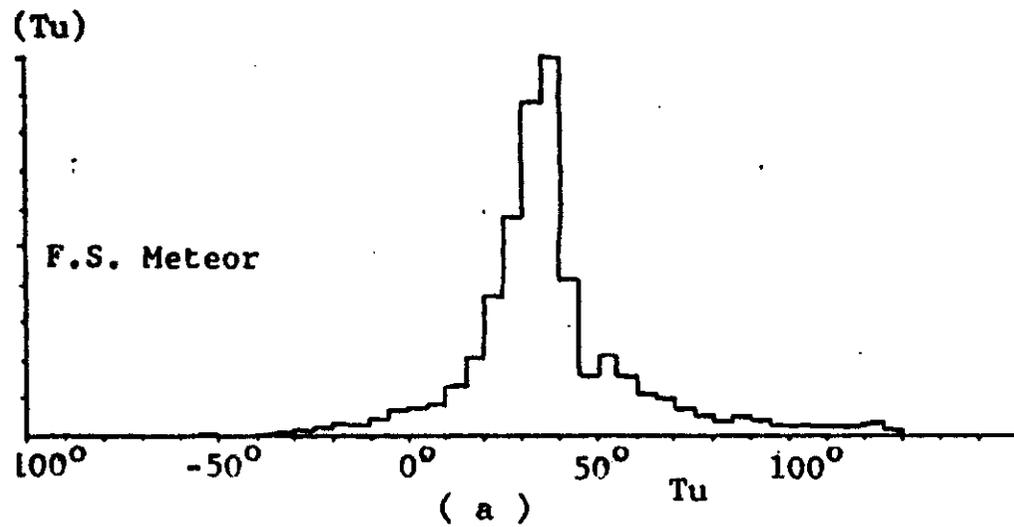
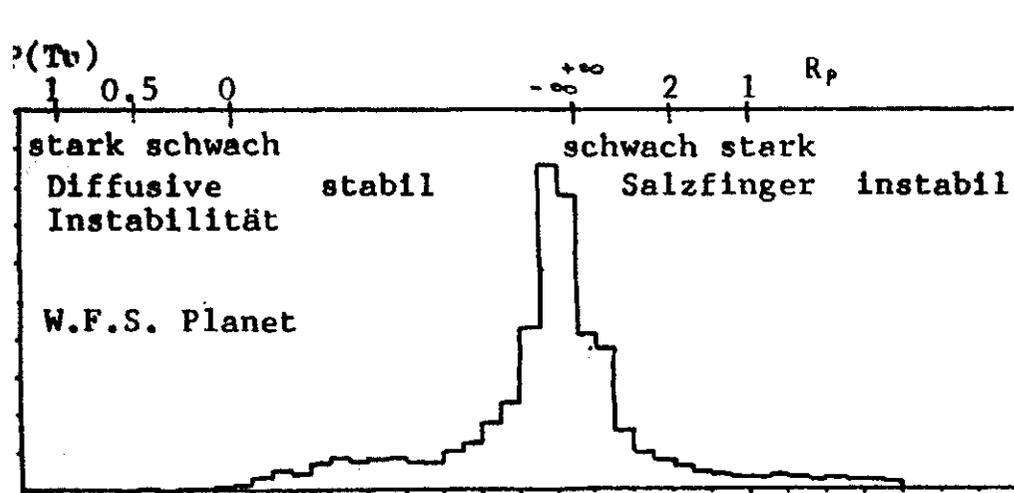


Abb. 5.2.1.

Relative Häufigkeitsverteilung des Turner-Winkels $P(Tu)$ während des

(a) 1. Multischiff-Experiments

(b) 2. Multischiff-Experiments

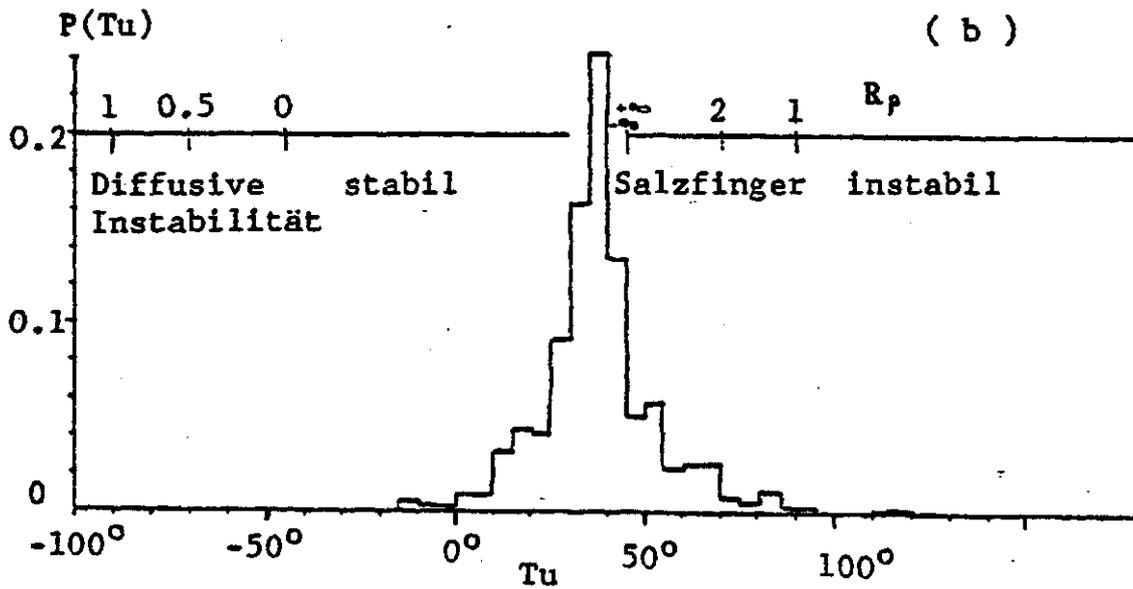
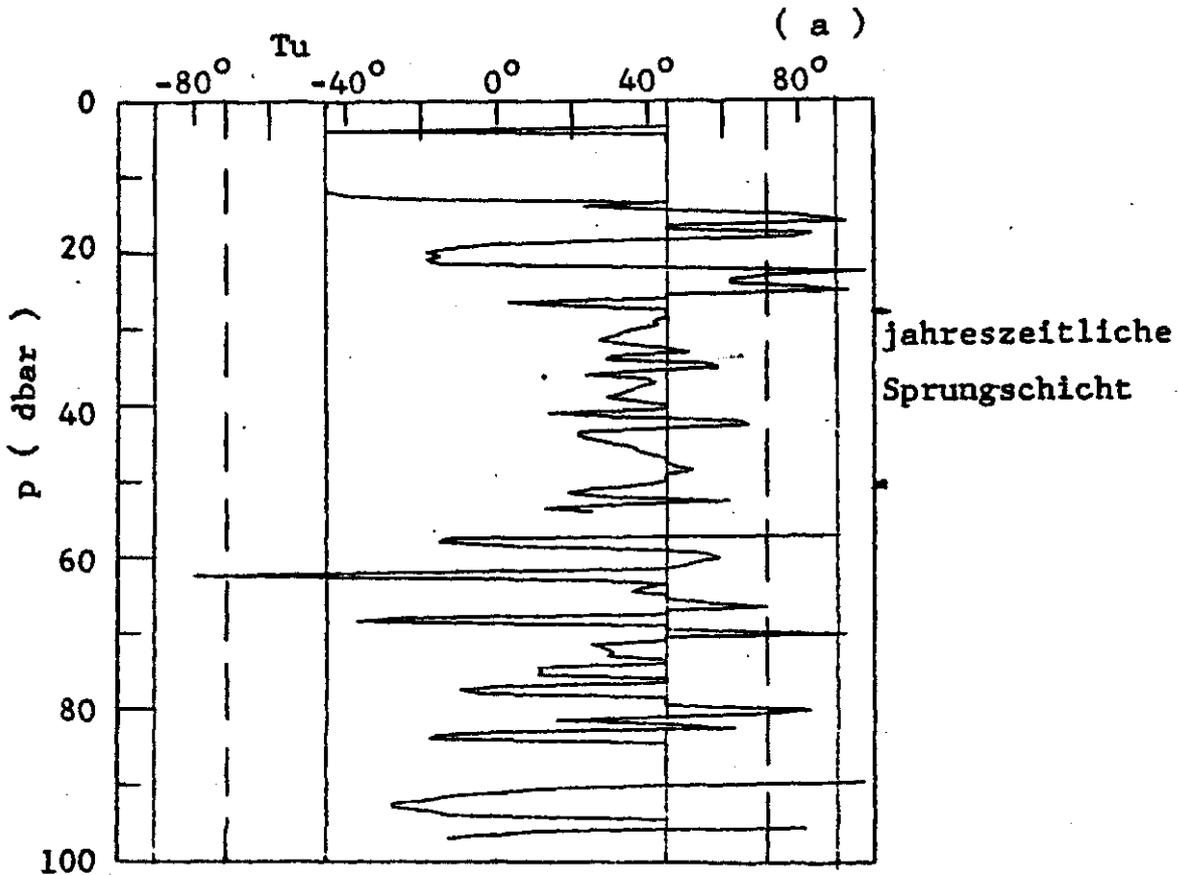


Abb. 5.2.2.

(a) Profil des Turner-Winkels, W.F.S. 'Planet', 3.9.78 0:10 GMT

(b) Relative Häufigkeitsverteilung des Turner-Winkels $P(Tu)$

W.F.S. 'Planet', 3.9.78, 0:05-0:35 GMT

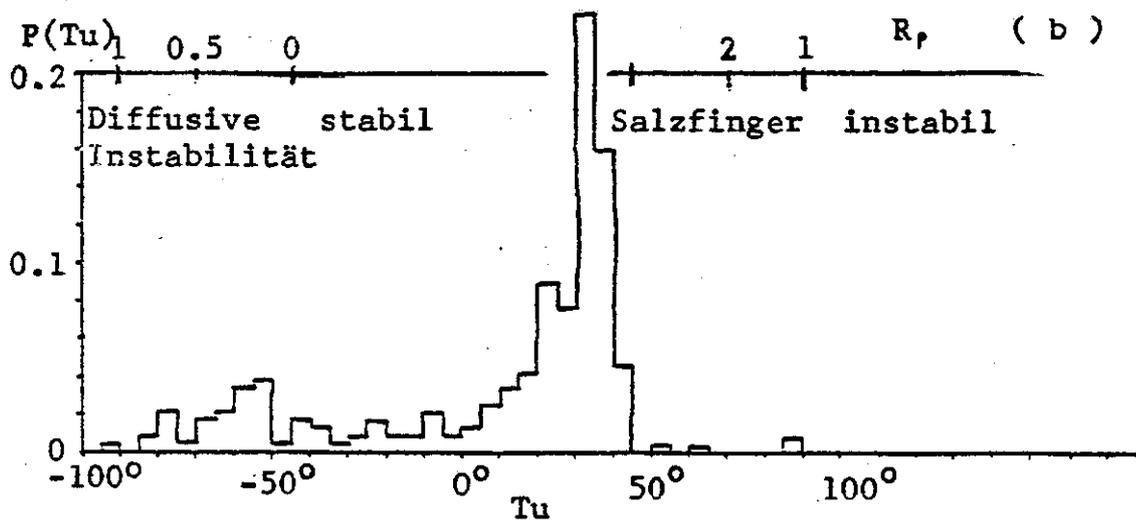
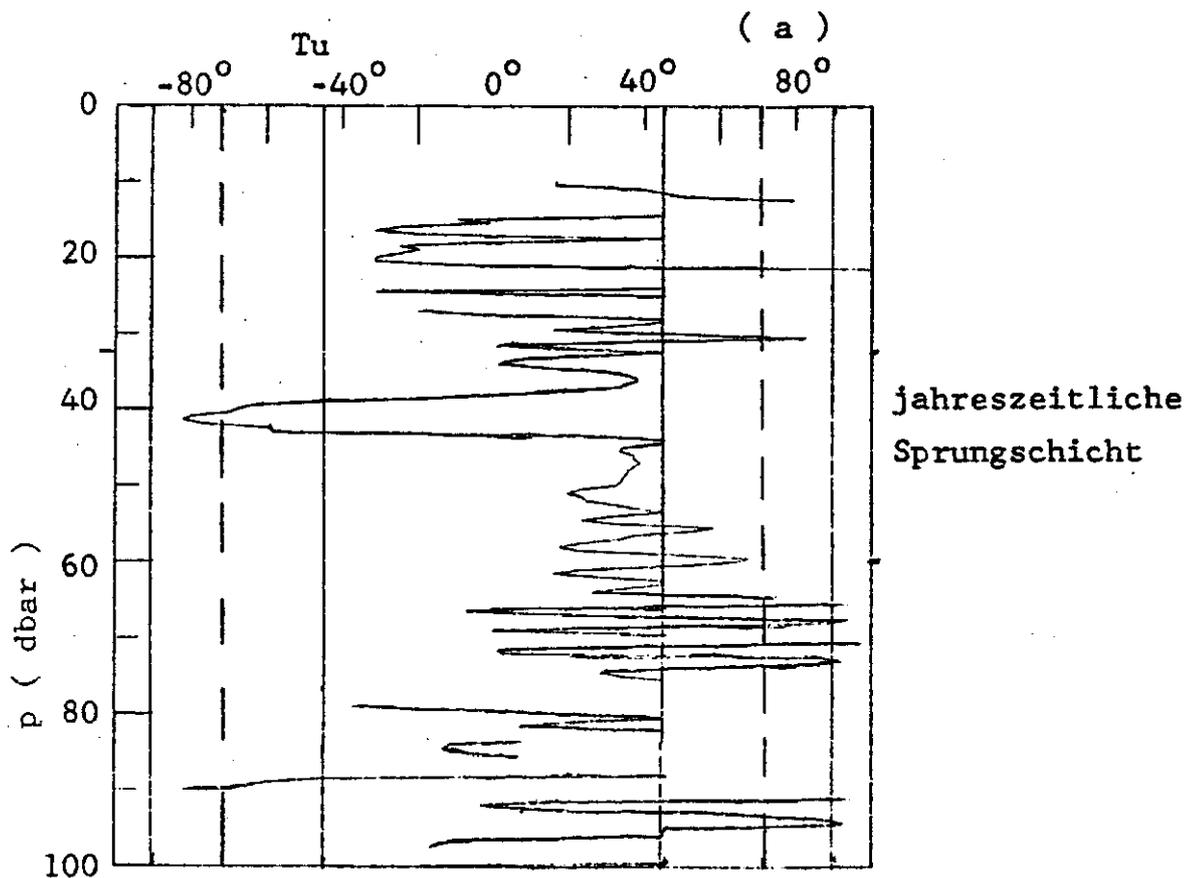


Abb. 5.2.3.

(a) Profil des Turner-Winkels, F.S. 'Meteor', 2.9.78 16:55 GMT

(b) Relative Häufigkeitsverteilung des Turner-Winkels P(Tu)

F.S. 'Meteor', 2.9.78, 16:35-17:05 GMT

5.3 Einschübe fremder Wasserkörper

Ursachen und Eigenschaften

Oftmals können Einschübe fremder Wasserkörper in Regionen beobachtet werden, die starke horizontale Temperatur- und Salzgehaltsgradienten aufweisen. Dabei werden Wasserkörper über die Front transportiert und dringenzungenförmig in die andere Wassermasse ein. Dieser Vorgang, der durch verschiedene Mechanismen ausgelöst werden kann, wurde schon oftmals im Ozean beobachtet (Woods et al., 1977; Horne, 1978; Gregg, 1980; Schmitt und Georgi, 1982) und mit Hilfe von Tankexperimenten (Maxworthy, 1972; Manins, 1976; Turner, 1978; Ruddick und Turner, 1979) und theoretischen Modellen (MacVean und Woods, 1980; Woods et al., 1977; Joyce, 1977) untersucht. Dabei wurden die folgenden Ergebnisse erzielt.

Mit Hilfe von Tankversuchen wurde das Eindringen eines homogenen Wasserkörpers in ein stabil geschichtetes Medium beobachtet. Dabei wurde zur Erzeugung der Schichtung der gleiche Parameter (z.B. Salz) verwendet wie für den Wasserkörper, der entlang seines Dichteniveaus einströmte. Manins (1976) betrachtete sowohl theoretisch als auch experimentell den Fall, daß sich ein Gleichgewicht zwischen der Trägheits- und Schwerkraft einstellte. Dabei konnte die molekulare Viskosität vernachlässigt werden, und Turbulenzen in der Strömung traten noch nicht auf. Bei einer konstanten Zufuhr Q ergab sich sowohl eine konstante Geschwindigkeit c als auch eine konstante Dicke H des eindringenden Wasserkörpers, mit

$$c \sim Q^{1/2} N^{1/2}$$

$$H/2 \sim Q^{1/2} N^{-1/2}$$

(5.3.1.),

wobei N die Väisälä-Frequenz darstellt. Maxworthy (1972) untersuchte unter gleichen Bedingungen einen langsamen Einstrom, bei dem die molekulare Viskosität dominierte, aber die molekulare Diffusion noch vernachlässigt werden konnte. Dabei ergab sich für die Länge L und Dicke H des

einströmenden Wasserkörpers

$$L \sim N^{1/3} Q^{2/3} \nu^{-1/6} t^{5/6}$$

$$H \sim N^{-1/3} Q^{1/3} \nu^{1/6} t^{1/6}$$

(5.3.2.),

wobei ν die kinematische Viskosität und t die Zeit ist. Vor dem eindringenden Wasserkörper wurde eine Strömung auf Grund von internen Wellen erzeugt, deren Phasengeschwindigkeit für große Richardson-Zahlen größer als c war. Das Wellenfeld breitete sich auch vertikal aus, so daß sich ein kompliziertes Scherungsfeld ergab.

Falls die Schichtung und der homogene Wasserkörper durch zwei verschiedene Parameter mit unterschiedlichen molekularen Austauschkoefizienten aufgebaut werden, beobachtet man ein völlig anderes Verhalten (Turner, 1978). Auf Grund von Doppeldiffusionsprozessen findet eine starke Vertikalkonvektion in der Nähe des Einstroms statt, so daß eine anschließende Ausbreitung der Wassermassen auf verschiedenen Dichteniveaus erfolgt. Eine wesentlich schnellere Ausbreitung sowohl vertikal als auch horizontal erhält man, falls die stabile Schichtung zu Beginn durch zwei Parameter bestimmt wird, die einen entgegengesetzten Einfluß bezüglich der Dichteschichtung besitzen. In diesem Fall kann das System noch zusätzlich potentielle Energie aus der instabilen Schichtung des einen Parameters ziehen. Da die Flüsse durch Salzfinger grenzschichten stärker sind als durch diffusive, verlieren warme, salzreiche Einschübe mehr Salz als Wärme und werden somit leichter. Sie steigen durch die Dichteflächen nach oben, während kalte, salzarme Einschübe absinken. Dies konnte sowohl bei den Messungen von Gregg (1980) als auch von Schmitt und Georgi (1982) beobachtet werden. An Hand von Tankversuchen untersuchten Ruddick und Turner (1979) Doppeldiffusionsprozesse bei einer vertikalen, thermohalinen Front ohne horizontalen Dichtegradienten. Ihre Beobachtungen einschließlich einer einfachen Energiebetrachtung ergaben für die Dicke der Einschübe, die auf Salzfingerprozessen basierten,

$$H = (3/2) (1-n) \frac{\beta \Delta S}{(1/\rho) (d\rho/dz)} \quad (5.3.3.),$$

wobei

$n = |\alpha F_T / \beta F_S|$ das Verhältnis der Auftriebsflüsse, die auf den
Wärme- und Salzflüssen F_T und F_S beruhen, mit
 $\alpha = -(1/\rho) (\delta\rho/\delta T)$ und $\beta = (1/\rho) (\delta\rho/\delta S)$,

$\Delta S = \alpha \Delta T / \beta$ der Salzgehaltsunterschied zwischen den Frontseiten entlang
eine Isopykne und

$d\rho/dz$ der vertikale Dichtegradient ist.

Vergleiche mit Messungen im Ozean ergaben eine gute Übereinstimmung im Rahmen eines Faktors 2. Ausgenommen waren allerdings die Messungen von Horne (1978), da dort die diffusiven Flüsse dominierten.

Die Entstehung von Temperaturinversionen an Fronten beschrieben MacVean und Woods (1980) in einem zweidimensionalen, numerischen Modell. Darin wurde die Entwicklung von Fronten durch den Einfluß eines barotropen, horizontalen Deformationsfeldes dargestellt. Das quer zur Front gerichtete Strömungsfeld verlief unterhalb der Deckschicht im wesentlichen entlang von Isopyknen, so daß der horizontale Dichtegradient nur geringfügig anstieg. Die bezüglich der Isopyknen geneigten Isothermen wurden mit der Strömung advektiert, so daß sich ein starker, horizontaler Temperaturgradient aufbaute. Da in diesem Modell Vermischungsprozesse vernachlässigt wurden, konnte es nur die ersten Tage einer Frontentwicklung widerspiegeln. Auch bei älteren Fronten können Temperaturinversionen entstehen, wie Woods et al. (1977) in einem dreidimensionalen, kinematischen Modell zeigten. Dabei wurden die Flüsse quer zur Front durch barokline Instabilitäten hervorgerufen. Die Wasserkörper, die sich entlang der mäandrierenden Front bewegten, erfuhren dabei eine zentripetale Beschleunigung, deren Größenordnung dem Coriolisterm entsprach.

Joyce (1977) entwickelte ein theoretisches Modell für thermohaline Fronten, in dem ein Gleichgewicht zwischen den Flüssen über die Front und der kleinskaligen, vertikalen Vermischung der eingeschobenen Wasserkörper herrschte. Die größerskaligen Einschübe, die durch horizontale oder entlang von Isopyknen verlaufende Advektionsprozesse entstanden, bedingten wiederum kleinere Einschübe, die schließlich durch kleinskalige Vermischungsvorgänge dissipiert wurden. Zum Schluß würde man eine vollständige Vermischung der beiden Wassermassen erhalten.

Einschübe fremder Wasserkörper in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet

Wie schon im Kapitel 3.2. beschrieben wurde, konnte während des zweiten Multischiff-Experiments eine schwache, thermohaline Front registriert werden. Im Gegensatz zu den meisten Beobachtungen von Einschüben an Fronten waren hier, ähnlich wie bei Gregg (1980), die Dichteunterschiede quer zur Front sehr gering. Die Front wies zahlreiche Mäander auf, deren Längenskala zwischen 12 und 25 km lag. Bei Woods et al. (1977) wurde nur eine etwas kleinere Wellenlänge von 8 km beobachtet. An Hand ihres kinematischen Modells wäre ein verstärktes Auftreten von Inversionen in den Regionen der maximalen horizontalen Auslenkung zu erwarten. Dies wurde allerdings in den Datensätzen von JASIN nicht beobachtet (Minnett et al., 1983). Die Form der aufgenommenen Front war dem Modell von MacVean und Woods (1980) sehr ähnlich. Dementsprechend lag die Region mit relativ geringer statischer Stabilität auf der warmen Frontseite, 1 bis 3 km von der thermohalinen Front entfernt. Allerdings konnte die aus dem Modell resultierende horizontale Stromscherung nicht registriert werden, wobei die Dichteänderungen über die Front im Vergleich zum Modell aber auch merklich geringer waren (Minnett et al., 1983).

Mit Hilfe der im Kapitel 5.1. beschriebenen Methoden wurden die Datensätze der Multischiff-Experimente bezüglich der Einschübe fremder Wasserkörper untersucht. Es konnten allerdings nur wenige Prozesse innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht beobachtet werden, die deutliche

Unterschiede in der Auslenkung der verschiedenen Parameterfelder aufwiesen. Die größten Differenzen wurden am 2.9.78 von 16:35 bis 17:00 GMT auf F.S. 'Meteor' gemessen (Abb. 5.1.3.). Dort wurde in einem Dichtebereich von $\sigma_t=26.65$ bis 26.90 kg m^{-3} ein kalter, salzärmer Wasserkörper beobachtet, der sich am östlichen Rand der Oberflächenfront befand. Mit dieser driftete er zweimal bei F.S. 'Meteor' vorbei, wobei er allerdings beim erstenmal gegen 13:05 GMT nicht so stark ausgeprägt war (siehe Kapitel 3.2.). Da er circa vier Stunden später erneut beobachtet wurde, erstreckte er sich unter Berücksichtigung der mittleren, südwärts gerichteten Strömung über mehr als zwei Kilometer entlang der Front. Die Temperatur- und Salzgehaltsänderungen entlang der Isopykne $\sigma_t=26.8 \text{ kg m}^{-3}$ zwischen 16:00 und 16:50 GMT bzw. 16:50 und 17:15 GMT betragen $0.22 \text{ }^\circ\text{C}$ und $0.05 \cdot 10^{-3}$. An Hand der Profile (Abb. 5.1.3.) konnte eine leichte Temperaturinversion beobachtet werden, wobei die Temperatur in einem Bereich von circa 39 bis 44 m Tiefe um $0.04 \text{ }^\circ\text{C}$ anstieg. Der Salzgehalt, der wie die Dichte mit der Tiefe anstieg, nahm in diesem Bereich um $0.03 \cdot 10^{-3}$ zu. Schon in Abbildung 5.2.3. konnte man am unteren Rand diffusive Instabilitäten erkennen, während Salzfinger kaum auftraten. Die Dicke des Wasserkörpers schwankte zwischen 5 und 8 m. Mit Hilfe der von Ruddick und Turner (1979) angegebenen Beziehung für die Dicke von Einschüben bei Doppeldiffusionsprozessen (siehe Gleichung 5.3.3.) ergab sich ein Wert von $H=6.5 \text{ m}$. Dabei wurde das Verhältnis der Dichteflüsse n entsprechend ihren Angaben auf 0.56 gesetzt. Diese sehr gute Übereinstimmung ist umso erstaunlicher, da keine Salzfingerprozesse beobachtet wurden. Ein weiterer Hinweis auf Doppeldiffusionsprozesse ergibt sich aus der leichten Verschiebung des Wasserkörpers über die Dichtelinien (Abb. 5.1.3.). Auf Grund des schnelleren Wärmeaustausches scheint der Wasserkörper etwas leichter zu werden.

Außer diesem deutlichen Einschub eines fremden Wasserkörpers konnten nur noch acht kleinere Ereignisse kurzfristig beobachtet werden, die keine Temperaturinversionen aufwiesen. Am häufigsten traten sie bei F.S. 'Meteor' im oberen Teil der jahreszeitlichen Sprungschicht an den Fronträndern auf. Im Vergleich zu anderen Beobachtungen, wie z.B. in den tieferen Schichten des JASIN-Gebietes (van Aken, 1981), scheinen in diesen Datensätzen die Einschübe fremder Wasserkörper bezüglich der Feinstruktur eine untergeordnete Rolle zu spielen.

5.4. Interne Wellen und turbulente Vermischung

Das interne Wellenfeld kann sowohl reversible als auch irreversible Feinstrukturen erzeugen. Während die letzteren durch Instabilitäten hervorgerufen werden, basieren die reversiblen Feinstrukturen auf der Deformation eines mittleren Gradienten durch interne Wellen. Es soll nun untersucht werden, welche Art der Feinstruktur im Bereich der jahreszeitlichen Sprungschicht dominierte.

Zunächst wird die Entstehung der reversiblen Feinstruktur durch interne Wellen beschrieben. Dabei wird die Feinstrukturintensität, die durch die Cox-Zahl dargestellt wird, mit der Varianz der Deformation, die durch das interne Wellenfeld hervorgerufen wird, verglichen. Falls nämlich die beobachtete Feinstruktur ausschließlich auf reversiblen Prozessen beruht, dann wären beide Größen gleich groß. Anschließend werden unterschiedliche Erzeugungsmechanismen der irreversiblen Feinstrukturen beschrieben und an Hand der Datensätze überprüft. Weiterhin erfolgt ein Vergleich zwischen zwei theoretischen Modellen über die Temperaturstruktur und den Datensätzen der beiden Multischiff-Experimente. Während das eine Modell dabei nur irreversible Strukturen betrachtet, werden in dem anderen nur reversible Prozesse berücksichtigt. Zuletzt wird mit Hilfe der Cox-Zahl der vertikale turbulente Diffusionskoeffizient der Temperatur abgeschätzt.

5.4.1. Reversible Feinstrukturen

Auf Grund der vertikalen Auslenkungen $\zeta(z,t)$, die durch ein internes Wellenfeld entstehen, wird ein mittleres Temperaturprofil $T(z)$ deformiert. Die Temperatur $T(z_*,t)$, die in der Tiefe z_* zur Zeit t beobachtet wird, ergibt sich aus

$$T(z_*,t) = T(z_* - \zeta(z',t)) \quad (5.4.1.),$$

wobei $z'(t) = z_* - \zeta(z', t)$ die Ursprungstiefe der Isotherme darstellt. Mit Hilfe einer Reihenentwicklung erhält man für das Auslenkungsfeld

$$\zeta(z_*) = \zeta(z') + \zeta(z') \left. \frac{\delta \zeta}{\delta z} \right|_{z'} + \dots \quad (5.4.2.)$$

Falls das interne Wellenfeld linear ist, wobei $(\delta \zeta / \delta z) \ll 1$ ist, und sich das mittlere Profil mit der Tiefe nur langsam ändert, ergibt sich die beobachtete Temperatur aus einem mittleren T und einem fluktuierenden T' Anteil

$$T(z_*, t) = \overline{T(z_*)} + T'(z_*, t) = \overline{T(z_*)} - \zeta(z_*, t) \overline{\delta T / \delta z} \quad (5.4.3.)$$

Wird die Nichtlinearität des internen Wellenfeldes berücksichtigt, so sind die Temperaturfluktuationen nicht mehr proportional zum Auslenkungsfeld. Für ein ursprünglich lineares Temperaturprofil mit $T(z) = T_z z$ erhält man die Temperaturfluktuationen

$$T'(z_*, t) = \overline{T(z_*, t)} - T_z z_* = -T_z \zeta(z', t) \quad (5.4.4.)$$

Dabei ist T_z der konstante mittlere Temperaturgradient. In diesem Fall sind die Temperaturfluktuationen proportional zu den Auslenkungen in der Ursprungstiefe z' und nicht in der Beobachtungstiefe z_* . Der Unterschied zwischen beiden Werten ergibt sich aus der Gleichung 5.4.2. und ist proportional zu $\delta \zeta / \delta z$ (Desaubies und Gregg, 1981). Die vertikalen Auslenkungen des internen Wellenfeldes erzeugen allerdings keine Inversionen. Da alle Parameter gleichermaßen ausgelenkt werden, treten auch keine Veränderungen in der Temperatur- und Salzgehaltsbeziehung sowie daraus abgeleiteter Größen auf. Die dadurch entstehenden Feinstrukturen sind reversibel, wobei die Schichtung nur deformiert und nicht neu erzeugt wird.

Weiterhin betrachteten Desaubies und Gregg (1981) die Varianz der Deformation λ^2 , die durch das interne Wellenfeld verursacht wurde. Unter der Annahme, daß das interne Wellenspektrum von Desaubies (1976) bei einer vertikalen Wellenzahl von $k_c = 2\pi/10 \text{ m}^{-1}$ abknickt, erhielten sie die folgende Beziehung

$$\lambda^2 = \langle (\delta \zeta / \delta z)^2 \rangle = Z^2 k_* k_c = 0.25 = (0.5)^2 \quad (5.4.5.)$$

Dabei ist ζ die vertikale Auslenkung und $Z^2 = \langle \zeta^2 \rangle$ ihre Varianz, während k_* die Bandbreite und z die Tiefe darstellt. Dieser Wert ist stark abhängig von k_c . Allerdings zeigten Desaubies und Smith (1982), daß der Wert $\lambda \approx 0.5$ oftmals bei den verschiedensten Messungen von internen Wellen beobachtet wurde. Weiterhin stellten sie fest, daß die Verteilung der Richardson-Zahl Ri nur durch die Größe λ bestimmt wurde. Für $\lambda=0.5$ ergab sich, daß in circa 6% der Profile $Ri < 0.25$ wurde. Für $\lambda > 1$ war die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Instabilitäten sehr groß.

Falls die beobachtete Feinstruktur ausschließlich auf der Verformung eines linearen Temperaturprofils durch interne Wellen beruht, dann entspricht die Varianz der Deformation λ^2 der Cox-Zahl C (Georgi und Schmitt, 1983). Diese ist ein Maß für die Feinstrukturintensität und entspricht der mit dem Quadrat des mittleren Gradienten normierten Varianz des vertikalen Temperaturgradienten (Osborn und Cox, 1972).

$$C = \frac{(\delta T' / \delta z)^2}{(\delta T / \delta z)^2} \quad (5.4.6.)$$

Zunächst wurde untersucht, welche Größenordnung die Cox-Zahlen im JASIN-Gebiet besaßen, die mit der Varianz der Deformation des internen Wellenfeldes verglichen wurde.

Cox-Zahlen in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet

Für die Zeiträume der beiden Multischiff-Experimente wurden die Cox-Zahlen jedes Profils im Bereich der jahreszeitlichen Sprungschicht bestimmt. Dabei wurde der vertikale Temperaturgradient nach der Methode der kleinsten Quadrate über 1.5 dbar berechnet. Zur Berechnung der Cox-Zahlen wurde seine Varianz bestimmt, die mit dem mittleren vertikalen Temperaturgradienten normiert wurde. Die meisten Werte schwankten in dem Bereich zwischen 0 und 2, während die arithmetischen Mittelwerte circa 0.4 betragen. Es zeigte sich, daß die Varianz der Cox-Zahlen während des ersten Multischiff-Experiments mit 0.3 wesentlich höher war als während des zweiten, wo sie nur 0.05 betrug. Die Verteilungen der Cox-Zahlen wiesen eine Schiefe zu

höheren Werten hin auf (Abb. 5.4.1.), so daß keine Gauß-Verteilung zugrunde lag. Somit wurde für weitere Betrachtungen nicht der arithmetische Mittelwert, sondern der Medianwert verwendet. Dieser betrug im ersten Multischiff-Experiment auf W.F.S. 'Planet' 0.20 und auf F.S. 'Meteor' 0.34. Für das zweite Multischiff-Experiment wurde auf W.F.S. 'Planet' 0.31 und auf F.S. 'Meteor' 0.32 registriert. Die Mediane lagen somit relativ dicht an dem Wert von 0.25, der an Hand des internen Wellenmodells für die Varianz der Deformation angegeben wurde (siehe Gleichung 5.4.5.). Dieser Wert hing allerdings von der Größe k_c ab, deren Bestimmung recht unsicher war. Levine und Irish (1981) zeigten, daß die Wechselwirkungen zwischen den Feinstrukturen, die entweder durch interne Wellen oder andere Prozesse erzeugt wurden, zwar die Frequenz- bzw. Wellenzahlverteilung der Feinstruktur beeinflusste, aber nicht die Größe der Varianz. Somit ergibt sich die Cox-Zahl, die die gesamte Varianz darstellt, aus der Summe der einzelnen Beiträge. Unter diesem Gesichtspunkt scheint die Deformation des internen Wellenfeldes einen wesentlichen Teil zur Feinstruktur in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet beizutragen.

Die zeitlichen Veränderungen der Cox-Zahlen sind in Abbildung 5.4.2. dargestellt. Ein allgemeiner zeitlicher Trend konnte dabei nicht beobachtet werden. Während des ersten Multischiff-Experiments wurden auf W.F.S. 'Planet' vergleichsweise sehr häufig kleine Werte zwischen 0 und 0.1 registriert, wobei die Variabilität aber sehr groß war. Zu Beginn des zweiten Multischiff-Experiments wurden zwischen 12:00 und 15:00 GMT auf W.F.S. 'Planet' recht große Cox-Zahlen bis zu 1.6 gemessen. In diesem Zeitraum war auch der vertikale Gradient am stärksten, wobei die Väisälä-Frequenz teilweise 10 cph überstieg. Auf F.S. 'Meteor' war während des zweiten Multischiff-Experiments eine geringfügige Erhöhung der Cox-Zahlen zu erkennen, die von 0.2 im Osten der Oberflächenfront auf circa 0.4 im Westen anstieg. Dies entsprach den Beobachtungen, daß auf der Westseite durchschnittlich eine größere Anzahl durchmischter Schichten in einem Profil registriert wurde (siehe Kapitel 4). Die größten Werte, die über 0.9 lagen, traten beim Durchzug eines fremden Wasserkörpers auf, der in Kapitel 5.3. beschrieben wurde. Entsprechend große Werte konnten auch bei einem plötzlichen Abfall der Isolínien gegen 13:40 GMT beobachtet werden. Dieser verursachte allerdings auf W.F.S. 'Planet', wo er gegen 13:15 GMT auftrat,

keine zusätzliche Erhöhung der Cox-Zahlen, die in diesem Zeitraum schon ihre maximalen Werte besaßen.

Insgesamt lagen die meisten Werte der Cox-Zahlen unter 1, größtenteils sogar unter 0.5. Messungen von Joyce (1976) in der Hauptsprungschicht des Nordatlantiks ergaben die gleichen Werte außerhalb der Einflüsse von Fronten. Bei Annäherung an die Golfstromregion registrierte er eine Erhöhung der Cox-Zahlen. Ein systematischer Anstieg der Cox-Zahlen in Frontnähe konnte während des zweiten Multischiff-Experiments nicht beobachtet werden. Allerdings war die Front auch nur schwach ausgeprägt und selten traten Einschübe fremder Wasserkörper auf.

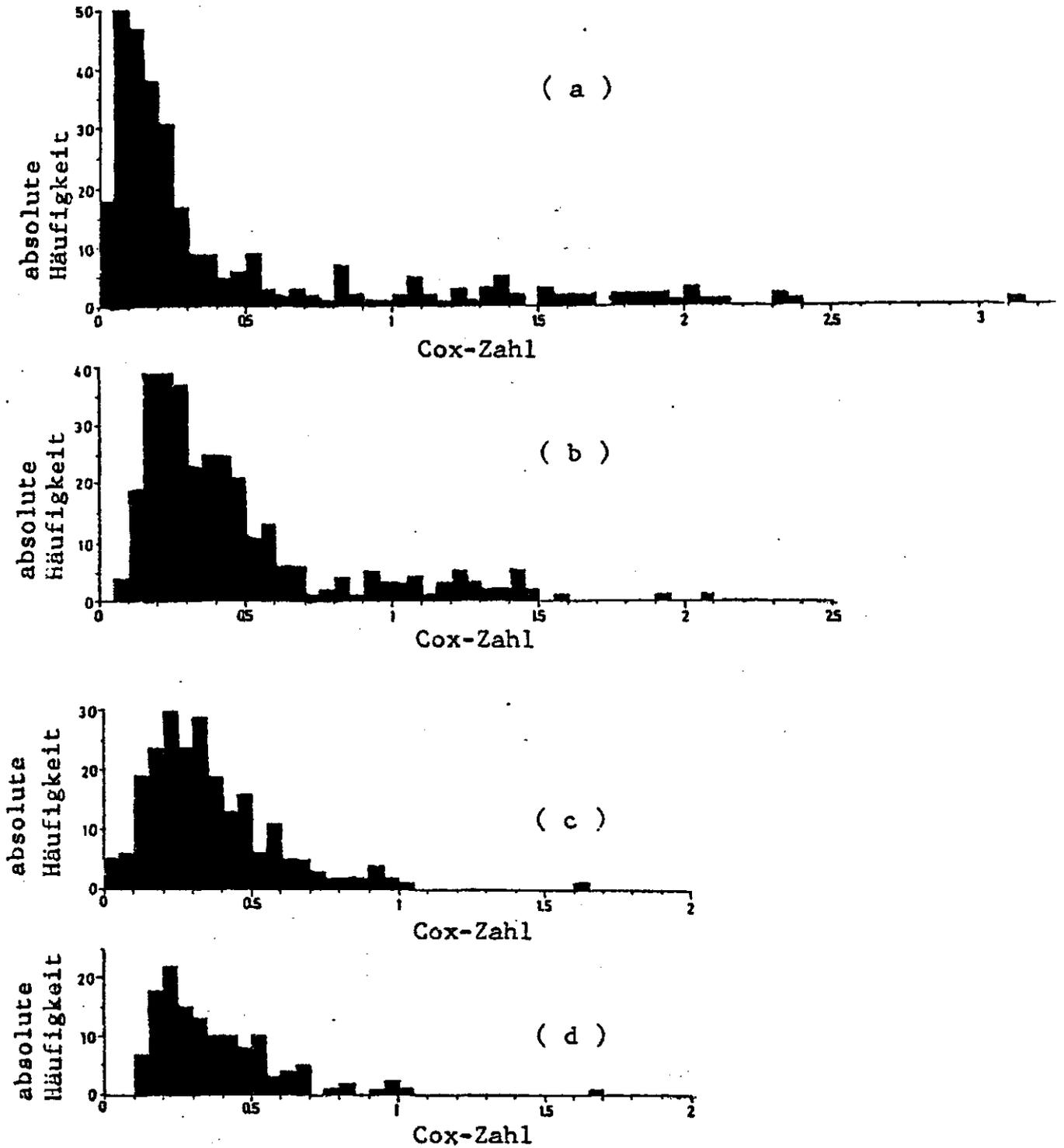


Abb. 5.4.1.

Häufigkeitsverteilungen der Cox-Zahlen

(a) 1. Multischiff-Experiment, W.F.S. 'Planet'

(b) 1. Multischiff-Experiment, F.S. 'Meteor'

(c) 2. Multischiff-Experiment, W.F.S. 'Planet'

(d) 2. Multischiff-Experiment, F.S. 'Meteor'

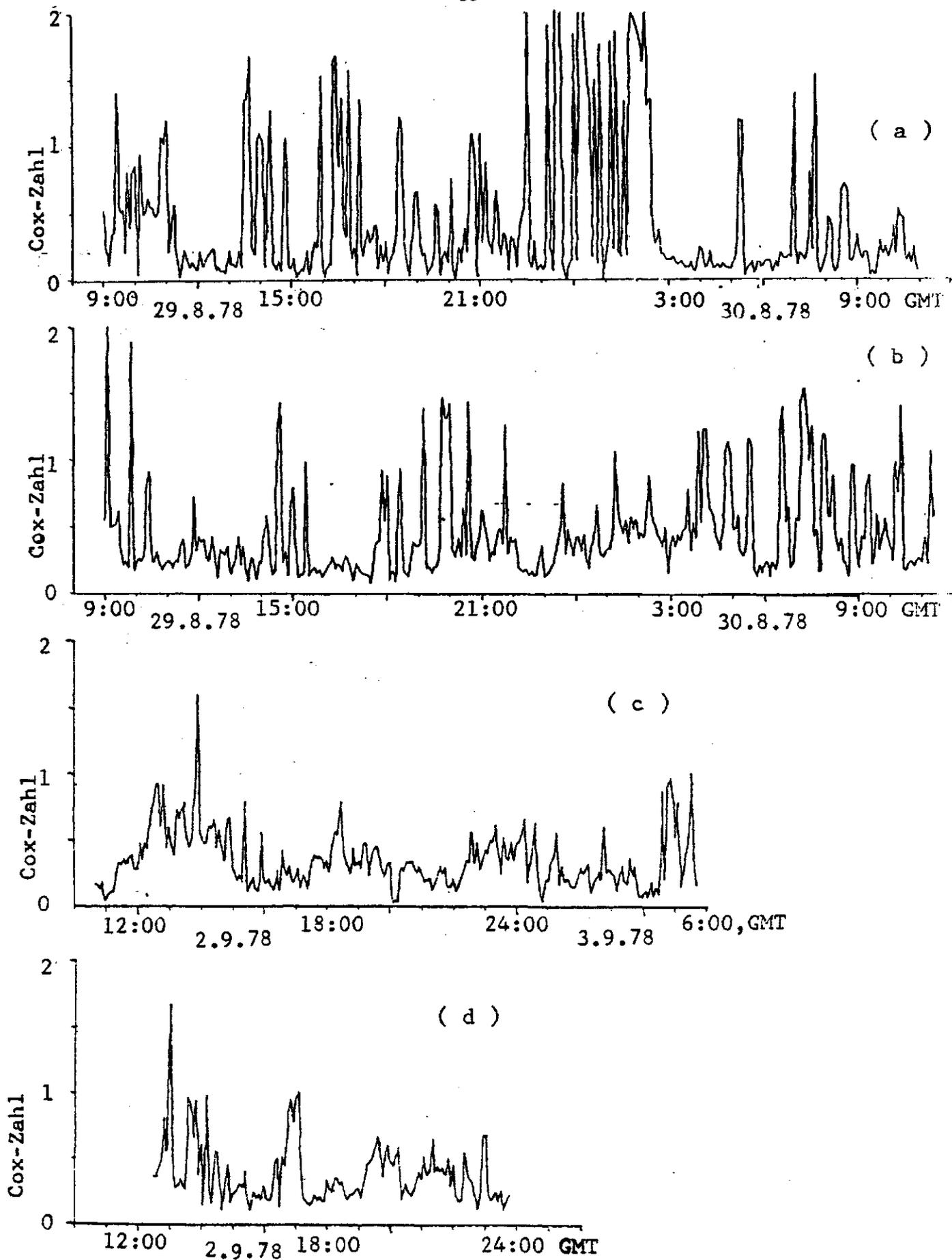


Abb. 5.4.2.

Zeitreihen der Cox-Zahlen ,(a),(b),(c),(d) wie in Abb. 5.4.1.

5.4.2. Irreversible Feinstrukturen

Zur Erzeugung irreversibler Feinstrukturen in einem stabil geschichteten Medium wird kinetische Energie benötigt, die die Schichtung aufbricht. Im Bereich der Sprungschichten stammt sie oftmals aus dem internen Wellenfeld, das eine bereits vorhandene Stromscherung regional verstärken kann. Falls dabei Instabilitäten auftreten, führen sie zu turbulenten Vermischungsprozessen, wobei nur etwa ein Viertel der kinetischen Energie in potentielle überführt wird (Thorpe, 1973; Thompson, 1980).

Richardson-Zahl

Ein Maß für den Übergang aus dem laminaren in den turbulenten Bereich bietet die Richardson-Zahl Ri . Sie ergibt sich aus dem Verhältnis der kinetischen Energien, die auf Grund der Arbeit gegen die Schichtung absorbiert bzw. durch vertikale Stromscherungen $\delta u/\delta z$ erzeugt werden. Unter der Annahme, daß die turbulenten Austauschkoefizienten der verschiedenen Parameter Temperatur, Salzgehalt und Impuls identisch sind, erhält man

$$Ri = \frac{(g/\rho_0) (\delta\rho/\delta z)}{(\delta u/\delta z)^2} \quad (5.4.7.)$$

Labormessungen (Miles und Howard, 1964) zeigten, daß bei stationären, ebenen Scherströmungen Turbulenzen bei $Ri < 0.25$ auftreten. Obwohl dieser Wert nur bedingt auf den Ozean übertragbar ist, bietet er doch einen Anhaltspunkt für die Entstehung von Turbulenzen.

An Hand von Messungen mit Hilfe eines Aanderaa-Profilers im Zusammenhang mit einer Bathysonde wurden Richardson-Zahlen für die oberen 100 m im JASIN-Gebiet berechnet (Knoll, 1983). Im Bereich der jahreszeitlichen Sprungschicht lagen die Größenordnungen zwischen 1 und 10. Allerdings basierten die Berechnungen auf einem vertikalen Intervall von 5 dbar, das zu einer Überschätzung der Richardson-Zahlen führen kann. Möglicherweise können Scherungsinstabilitäten auf kleineren Skalen stattfinden, die mit

Hilfe dieser Messungen nicht aufgelöst werden konnten. Auch Jones und Bruzone (1978) beobachteten im JASIN-Gebiet Richardson-Zahlen der Größenordnung 1. In einem Tankexperiment hat Thorpe (1978) gezeigt, daß bei vertikalen Stromscherungen auch Instabilitäten auftreten können, obwohl die Richardson-Zahl 1 oder größer ist, wenn zusätzlich die Partikelgeschwindigkeit die der Phase übersteigt.

Konvektive Instabilität

Orlanski und Bryan (1969) beschrieben den Vorgang einer brechenden internen Schwerewelle, in der die Partikelgeschwindigkeit u die Phasengeschwindigkeit der Welle c_p überschritt. Dabei war eine ständige Energiezufuhr notwendig, die ein Anwachsen der Wellenamplitude bewirkte, bis die Bedingung $u > c_p$ erfüllt war. Die freigesetzte Energie wirkte entgegen der Schwerkraft, so daß sich die Welle überschlug und Inversionen in der Schichtung auftraten. Diese konvektiven Instabilitäten führten zu einem vollständigen Vermischungsprozess, so daß schließlich eine vertikal homogene Schicht entstand. Bei diesem Prozess mit $u > c_p = \omega / \alpha$ und $\omega = \pm [\alpha N / (\alpha^2 + k^2)]^{1/2}$, ergab sich für die Richardson-Zahl die hinreichende Bedingung

$$Ri = N^2 / (k^2 u^2) < 1 + \alpha^2 / k^2 \quad (5.4.8.),$$

wobei α und k die horizontale bzw. vertikale Wellenzahl war. Konvektive Instabilitäten könnten also auch bei größeren Richardson-Zahlen auftreten.

Während der beiden Multischiff-Experimente wurden sehr selten Temperaturinversionen in der jahreszeitlichen Sprungschicht registriert (Abb. 5.4.5.). Ein verstärktes Auftreten bei F.S. 'Meteor' während des zweiten Multischiff-Experiments beruhte auf dem Einschub eines fremden Wasserkörpers, der in Kapitel 5.3. beschrieben wurde. Somit konnten sich gerade überschlagende, interne Wellen nicht direkt beobachtet werden. Weiterhin zeigte sich, daß zumindest während des zweiten Multischiff-Experiments eine vollständige Vermischung der Schichten nur selten auftrat. Die Zunahme der potentiellen Energie bei einer vollständigen Vermischung über die Dicke H ergibt sich aus

$$\text{MAX}(\Delta PE) = (1/12) g \bar{\rho}_z H^3 \quad (5.4.9.).$$

Dabei ist g die Schwerebeschleunigung und $\bar{\rho}_z$ der mittlere Dichtegradient des anfänglichen Profils. Falls der Vermischungsvorgang bei dem Dichtegradienten ρ_z abbricht und somit nicht vollständig ist, erhält man für das Verhältnis der Zunahme der potentiellen Energie zur maximalen

$$\frac{\Delta PE}{\text{MAX}(\Delta PE)} = \frac{\bar{\rho}_z - \rho_z}{\bar{\rho}_z} \quad (5.4.10.).$$

Dieses Verhältnis ist ein Maß für den Grad der Vermischung (Desaubies und Gregg, 1981). Die Abbildung 5.4.3. zeigt den prozentualen Anteil der Profile im Bereich der jahreszeitlichen Sprungschicht, bei dem ein vorgegebener Vermischungsgrad mindestens erreicht bzw. überschritten wurde. Während des zweiten Multischiff-Experiments waren nur circa 6% der Profile mindestens bis zu 80% vermischt, so daß am Ende der Gradient $\rho_z < 0.2 \bar{\rho}_z$ war. Die Gradienten wurden dabei wiederum über vertikale Intervalle von 1.5 dbar berechnet. Eine vollständige Vermischung mit $\Delta PE/\text{MAX}(\Delta PE) = 1$ konnte nur bei 0.5% der Profile beobachtet werden. Während des ersten Multischiff-Experiments traten häufiger stärkere Vermischungsprozesse auf, so daß circa 20% der Profile bis zu 80% vermischt waren. Eine vollständige Vermischung wurde allerdings bei weniger als 1% der Profile erzielt. Da nur selten Temperaturinversionen und vollständig durchmischte Schichten in der jahreszeitlichen Sprungschicht zu beobachten waren, scheinen die konvektiven Instabilitäten in diesem Bereich keine dominierende Rolle zu spielen.

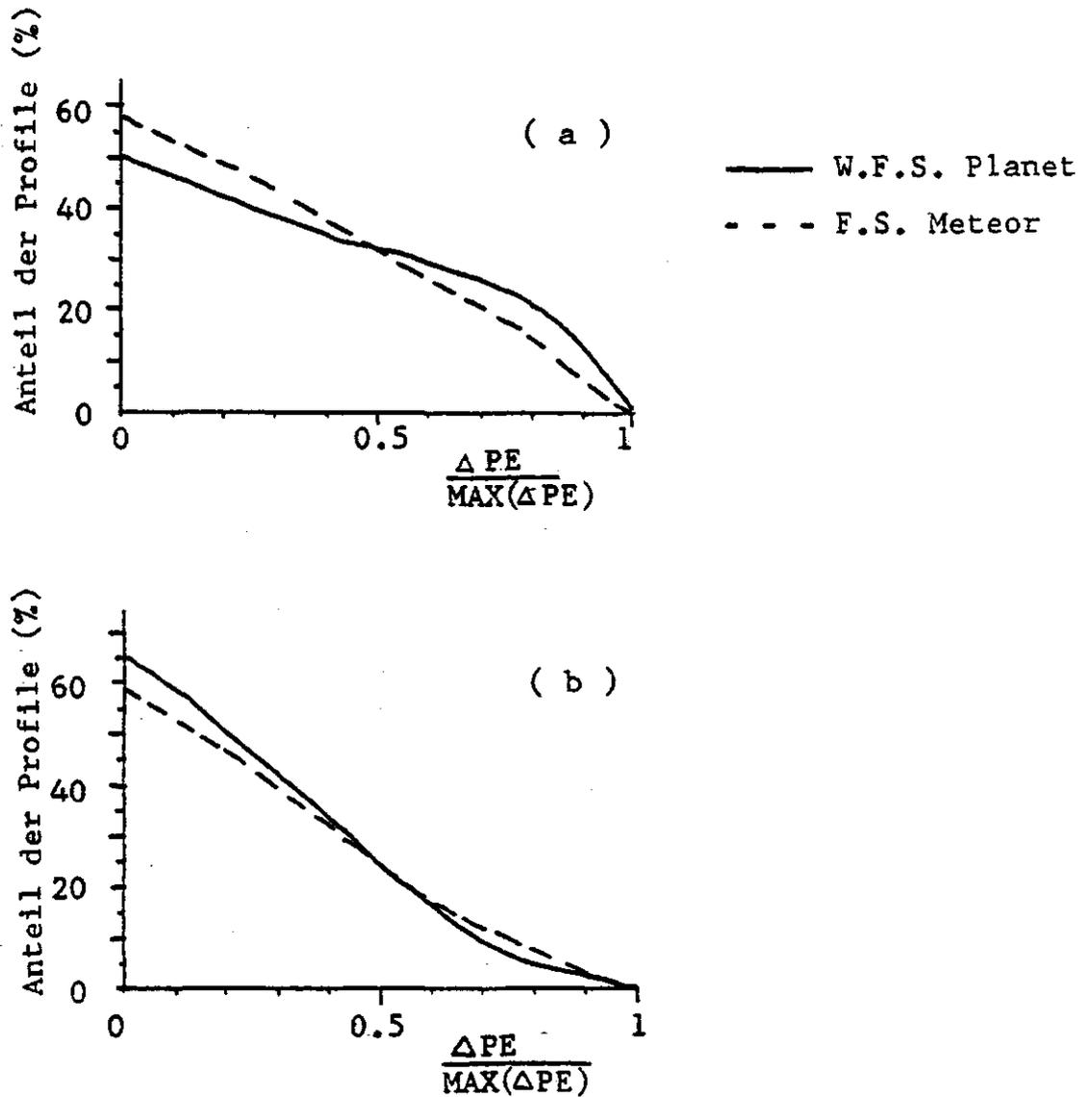


Abb. 5.4.3.

Prozentualer Anteil der Profile im Bereich der jahreszeitlichen Sprungschicht, der einen entsprechenden Vermischungsgrad ($\Delta PE / MAX(\Delta PE)$) mindestens erreicht bzw. überschritten hat.

(a) 1. Multischiff-Experiment

(b) 2. Multischiff-Experiment

Scherunginstabilitäten

Garrett und Munk (1972 b) zeigten, daß eine vertikale Vermischung auf Grund von Scherunginstabilitäten an den Kämmen und Tälern interner Wellen wahrscheinlicher ist als ein direktes Überschlagen der Welle. In diesem Fall mußte die Scherung einen kritischen Wert $s_c = 2(2\pi N)$ übersteigen, so daß die Richardson-Zahl unter 0.25 sank. Damit Vermischungsprozesse einsetzen, mußte die Zeitskala der Instabilitäten in der Größenordnung der lokalen Väisälä-Periode liegen. Die turbulente Vermischung breitete sich schnell bis zu einer Dicke aus, in der die Richardson-Zahl bei 0.4 lag (Thorpe, 1971). War eine Feinstruktur schon vorhanden, so war das Auftreten von Scherunginstabilitäten sogar noch wahrscheinlicher, da der vertikale Geschwindigkeitsgradient dem Dichtegradienten proportional war. Somit kam es an den Stellen mit starken Gradienten immer wieder durch Scherunginstabilitäten zu Vermischungsprozessen, wobei die Feinstrukturen immer kleiner wurden, es sei denn, es wurde gelegentlich wieder eine dickere, homogene Schicht gebildet.

Dieser Vorgang der Verkleinerung der Feinstrukturen konnte an Hand der JASIN-Datensätze nicht beobachtet werden. Auf Grund von Advektionsprozessen und dem beschränkten Auflösungsvermögen der Meßgeräte konnten allerdings auch einzelne Vermischungsvorgänge nicht länger verfolgt werden. Ein Indiz für das Auftreten von Scherunginstabilitäten ergab eine Analyse der Lage der durchmischten Schichten (siehe Kapitel 4). Während der beiden Multischiff-Experimente lagen mindestens 50% im mittleren Teil der jahreszeitlichen Sprungschicht. Dort traten auch die maximalen Dichtegradienten und somit die größte Scherung auf.

5.4.3. Vergleich der gemessenen Temperaturstruktur mit theoretischen Modellen

In zahlreichen Arbeiten wurde die Feinstruktur als eine unregelmäßige Trep-
penstruktur beschrieben, wobei relativ durchmischte Schichten durch
Regionen mit starken, vertikalen Gradienten getrennt waren (Woods, 1968;
Gregg, 1975; Hayes et al., 1975; Joyce und Desaubies, 1977). Die Feinstruk-
tur wurde dabei auf räumlich und zeitlich zufällig verteilte Vermischungs-
prozesse zurückgeführt. Dementsprechend wurde die Temperaturstruktur als
ein vertikaler Poisson-Prozess dargestellt, wobei die vertikale Ausdehnung
der Vermischungsvorgänge einer Zufallsvariablen entsprach. Allgemein wird
die Poisson-Verteilung bei seltenen, unabhängigen Ereignissen eingesetzt
(Taubenheim, 1969). Also entspricht die Wahrscheinlichkeit P , daß n Treppen
über den Abstand y zu finden sind, der Poisson-Verteilung

$$P(n) = e^{-\mu y} (\mu y)^n / n! \quad (5.4.11.)$$

Dabei gibt μ die mittlere Anzahl der dünnen Gradientenschichten pro Meter an.
Somit ist μ^{-1} die mittlere Dicke der durchmischten Schichten.

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Schichtdicken H_1 kann somit
folgendermaßen ausgedrückt werden (Joyce und Desaubies, 1977)

$$p(H_1) = \mu e^{-\mu H_1} \quad (5.4.12.)$$

Durch die beschränkten, vertikalen Auflösungsvermögen der Meßgeräte werden
allerdings keine Schichten mit $H_1 < H_1$ erfaßt. Deswegen wird die
Wahrscheinlichkeitsdichte $p(H_1)$ in $\hat{p}(H_1)$ überführt, so daß gilt

$$\int_0^{\infty} p(H_1) dH_1 = \int_{H_1}^{\infty} \hat{p}(H_1) dH_1 = 1 \quad (5.4.13.)$$

Daraus ergibt sich für die neue Wahrscheinlichkeitsdichte

$$\hat{p}(H_1) = \mu e^{-\mu(H_1 - H_1)} \quad (5.4.14.)$$

Die mittlere Dicke der durchmischten Schichten μ^{-1} läßt sich nun sowohl aus dem Mittelwert als auch aus der Varianz von H_1 bestimmen (Joyce und Desaubies, 1977)

$$\bar{H}_1 = \int_{H_1}^{\infty} H_1 \hat{p}(H_1) dH_1 = H_1 + \mu^{-1} \quad (5.4.15.)$$

$$\text{Var}(H_1) = \int H_1^2 \hat{p}(H_1) dH_1 - (H_1 + \mu^{-1})^2 = \mu^{-2} \quad (5.4.16.)$$

Für die beiden Multischiff-Experimente sind die berechneten, mittleren Schichtdicken in Tabelle 5.4.1. dargestellt, wobei die Datensätze sowohl einzeln als auch zusammengefaßt betrachtet wurden. Dabei konnten die Meßgeräte keine Schichten mit $H_1 < H_1 = 1$ m erfassen. Die Abbildung 5.4.4. zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Schichtdicken H_1 für die zusammengefaßten Datensätze. Es wurde dabei von der beobachteten Häufigkeit h der einzelnen Schichtdicken ausgegangen. Da allerdings die relative Eintrittshäufigkeit, die die Maximum-Likelihood-Schätzung der Wahrscheinlichkeit P darstellt, bei endlich vielen Beobachtungen von der tatsächlichen Wahrscheinlichkeit abweichen kann, werden Vertrauensgrenzen bestimmt. Bei einer beobachteten Eintrittshäufigkeit h bei m unabhängigen Versuchen liegt die Wahrscheinlichkeit P des Ereignisses zwischen den Grenzen $P_1 < P < P_2$ mit

$$P_{1,2} = \frac{h + (q^2/2) \mp q(h(m-h)/m + (q^2/4))^{1/2}}{m + q^2} \quad (5.4.17.)$$

Dabei bezeichnet q die Signifikanzschwelle und entspricht 1.96 bei einer 5%-Irrtumswahrscheinlichkeit. Diese Vertrauensgrenzen wurden auf die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Schichtdicken übertragen und sind in der Abbildung 5.4.4. dargestellt. Die Ergebnisse des theoretischen Modells für $\hat{p}(H_1)$ mit $H_1 = 1$ m und $\mu = 0.5$ m⁻¹ stimmen sehr gut mit den Daten überein. Der Chi-Quadrat-Test ermöglicht einen Vergleich zwischen einer empirischen Häufigkeitsverteilung h_1 und einer hypothetischen Grundver-

teilung e_i . Falls der Wert

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M \frac{(h_i - e_i)^2}{e_i} \quad (5.4.18.)$$

eine vorgegebene Signifikanzschwelle überschreitet, wobei die Beobachtung nur M verschiedene Ergebnisse enthält, dann sind die Abweichungen der beobachteten von den theoretischen Häufigkeiten signifikant und nicht mehr zufällig (Taubenheim, 1969). Im Rahmen einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 1% konnte mit Hilfe des Chi-Quadrat-Tests keine signifikante Abweichung zwischen der empirischen Häufigkeitsverteilung der Schichtdicken und dem theoretischen Modell beobachtet werden. Joyce und Desaubies (1977) ermittelten für ihren Datensatz aus dem IWEX-Experiment ähnliche Werte für μ^{-1} . Dabei wurden die Schichtdicken durch den Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maxima des vertikalen Temperaturgradienten definiert. Abhängig vom Rauschen des Temperatursensors, das von 0 bis $2 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$ reichte, schwankten die Werte von μ^{-1} zwischen 0.44 und 1.92 m. Desaubies und Gregg (1981) berechneten für von 0.5 auf 10 m ansteigende δ eine mittlere Schichtdicke zwischen 2.08 und 31.25 m. Es zeigte sich, daß der Wert von $\mu^{-1} = (3 \text{ bis } 4)\delta$ entsprach und somit eher vom Differenzenintervall als vom Temperaturfeld abhängig war. Im vorliegenden Datensatz von JASIN wurde eine entsprechende Abhängigkeit nicht beobachtet. Dies könnte allerdings auch mit den leicht unterschiedlichen Definitionen der Schichtdicken zusammenhängen.

Experiment	Schiff	μ^{-1} [m] aus Formel		
		5.4.15	5.4.16	5.4.19
1	Meteor	2.0	2.4	1.1
	Planet	1.9	2.9	
2	Meteor	1.8	1.9	0.6
	Planet	2.2	2.3	0.6
1/2	Meteor/Planet	2.0	2.4	

Tab. 5.4.1.

Mittlere Dicke der durchmischten Schichten μ^{-1} in der jahreszeitlichen Sprungschicht.

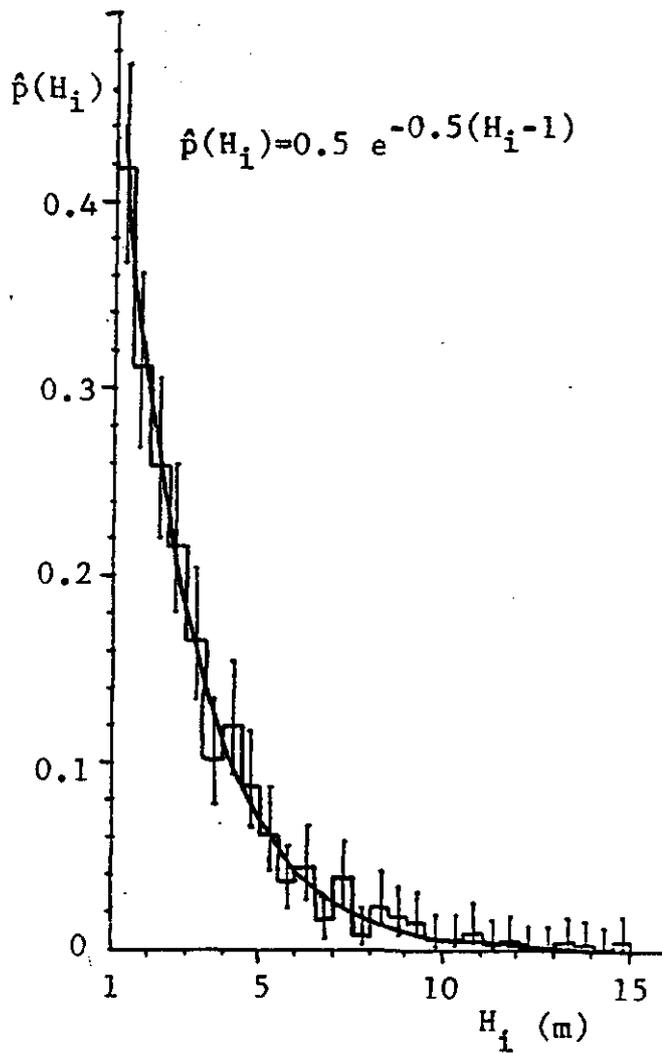


Abb. 5.4.4.

Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung und die 95%-Vertrauensgrenzen der Schichtdicken H_i innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht. Vergleich der Daten mit einem theoretischen Modell, das auf der Poisson-Verteilung der Temperaturstruktur basiert (Joyce und Desaubies, 1977).

Dabei ist $s(y) = Z \{2[1 - \gamma(y)]\}^{1/2}$ die Standardabweichung der Unterschiede in der Auslenkung zweier Isothermen, deren mittlerer Abstand $y = \delta T_p / T_p$ beträgt. $\gamma(y) = \langle \zeta_1 \zeta_2 \rangle / Z^2$ ist die Korrelation der Auslenkungen, wobei ζ die Vertikalkomponente der Auslenkung und $Z^2 = \langle \zeta_1^2 \rangle = \langle \zeta_2^2 \rangle$ ihre Varianz darstellt. Einen analytischen Ausdruck für die Korrelation $\gamma(y)$ erhielten sie mit Hilfe des von Desaubies (1976) weiterentwickelten Garrett-Munk-Spektrums (1975). Dabei lautet das Wellenzahlspektrum der Auslenkung

$$\phi(k) = 2\pi^{-1} k_* Z^2 (k^2 + k_*^2)^{-1} \quad (5.4.21.),$$

wobei k die Wellenzahl ist. Das interne Wellenfeld wird also durch die Varianz Z^2 , die proportional zum Energieniveau ist, und durch die Bandbreite k_* , die der inversen Korrelationslänge entspricht, beschrieben. Die Korrelationsfunktion ist die Kosinus-Transformierte

$$\gamma(y) = Z^{-2} \int_0^\infty \cos(ky) \phi(k) dk = e^{-k_* y} \quad (5.4.22.).$$

Für große δ näherte sich diese Verteilung des Temperaturgradienten einer Gauß-Verteilung, während sie für kleinere δ eine starke Schiefe aufwies. Diese wurde durch die Nichtlinearität des internen Wellenfeldes verursacht. Die Form der Verteilung reagierte sehr empfindlich auf die Wahl von Z und k_* . Für $\delta \approx 2$ m erhielten Desaubies und Gregg (1981) bei der Wahl von $Z = 4$ m und $k_* = 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ eine optimale Anpassung an ihren Datensatz. Allerdings mußten für Prozesse, deren vertikale Skalen größer als zwei Meter waren, andere Größen für die Varianz der vertikalen Auslenkung Z^2 und die Bandbreite k_* gewählt werden, um eine optimale Anpassung des Modells an die Daten zu erhalten. Die Werte von $Z = 6.4$ m und $k_* = 2.88 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ bei einer Väisälä-Frequenz von $N = 3.7$ cph, mit denen eine optimale Anpassung auf größeren Skalen erzielt wurde, lagen am dichtesten an jenen, die sich aus dem internen Wellenmodell von Garrett und Munk (1975) bzw. Desaubies (1976) ergaben. Es zeigte sich, daß für größere Skalen die reversiblen Feinstrukturen dominierten, während auf kleineren Skalen mehr irreversible Feinstrukturen auftraten. Auch in anderen Arbeiten (Joyce und Desaubies, 1977; Gregg, 1977 b) konnten für reversible und irreversible Prozesse unterschiedliche, vertikale Skalen beobachtet werden. Im Rahmen der

Spektralanalyse der Feinstrukturen (Kapitel 6) wird darauf näher eingegangen. Ebenfalls mit $k_* = 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ und $Z = 5 \text{ m}$ wurde die beste Anpassung an die Datensätze des zweiten Multischiff-Experiments erzielt. Im ersten Multischiff-Experiment wurde für die Messungen von F.S. 'Meteor' $Z = 8 \text{ m}$ gewählt, während der Datensatz von W.F.S. 'Planet' wiederum mit diesem Modell nicht beschrieben werden konnte (Abb. 5.4.5.). Die Abweichungen zwischen dem Modell und den Datensätzen sind darauf zurückzuführen, daß keine irreversiblen Prozesse berücksichtigt werden, die gerade im kleinskaligen Bereich oftmals entscheidend sind. Weiterhin wird nur die vertikale Advektion betrachtet, während die horizontalen Terme vernachlässigt werden. Eine weitere Voraussetzung des Modells ist die Unabhängigkeit aufeinander folgender Werte des Temperaturgradienten, wie sie bei seiner Berechnung an Hand der Datensätze nicht gegeben ist. Auch in diesem Fall zeigt der Chi-Quadrat-Test bei einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 1% eine signifikante Abweichung zwischen dem Modell und den Datensätzen der beiden Multischiff-Experimente.

Während das Modell von Hayes et al. (1975) von zufällig verteilten, vertikalen Vermischungsprozessen ausgeht, die irreversible Feinstrukturen mit Poisson-Verteilung erzeugen, werden bei Desaubies und Gregg (1981) allein reversible Feinstrukturen betrachtet, die durch Deformation eines linearen Temperaturprofils infolge eines nichtlinearen, Gauß-verteilten internen Wellenfeldes entstehen. Beide Modelle spiegelten die an Hand der Datensätze gewonnenen Verteilungen des Temperaturgradienten in groben Zügen wieder. Eine Ausnahme bildeten dabei die von W.F.S. 'Planet' während des ersten Multischiff-Experiments gewonnenen Daten, deren Verteilung auf Grund der ungenauen Bestimmung der Lage der jahreszeitlichen Sprungschicht eine leicht bimodale Struktur aufwies. Da in beiden Modellen keine Inversionen berücksichtigt wurden, war die Diskrepanz zwischen den Modellen und den Datensätzen in diesem Bereich am größten. Keines der Modelle mit ihren Vereinfachungen konnte die Datensätze im Rahmen zufälliger Abweichungen exakt widerspiegeln. Es zeigte sich allerdings, daß bei den Messungen von F.S. 'Meteor' die Diskrepanzen zwischen dem Modell von Hayes et al. (1975) und den Datensätzen, die durch die Gleichung 5.4.18. beschrieben wurden, wesentlich geringer waren als im Vergleich zu dem Modell von Desaubies und Gregg (1981). Im Gegensatz dazu waren für absolute Temperaturgradienten größer als $0.02 \text{ }^\circ\text{C dbar}^{-1}$ die Abweichungen zwischen den Messungen von W.F.S. 'Planet' während des zweiten Multischiff-Experiments und dem Modell für reversible Feinstrukturen geringer als für irreversible Strukturen.

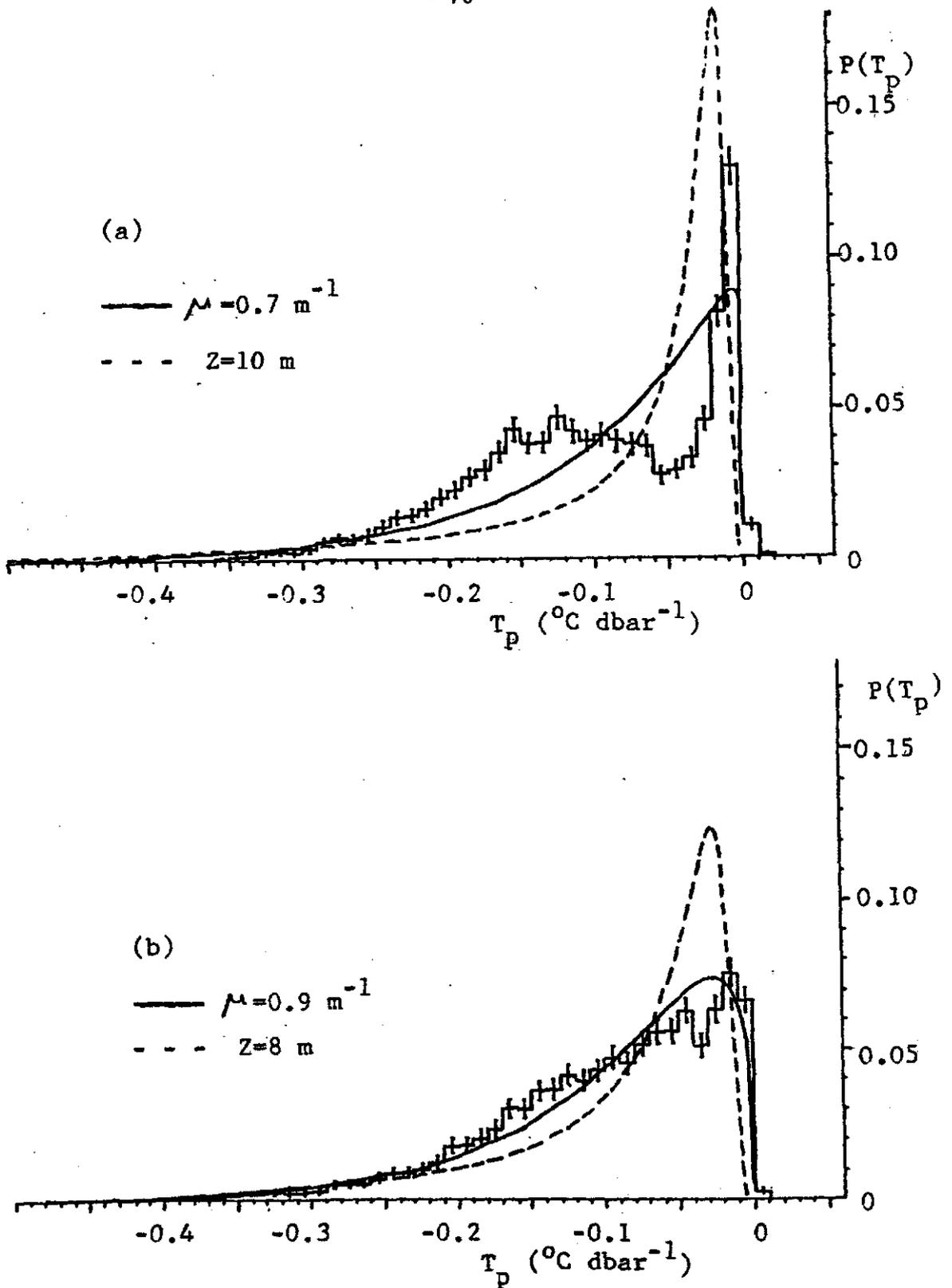


Abb. 5.4.5.

Wahrscheinlichkeitsverteilung des vertikalen Temperaturgradienten in der jahreszeitlichen Sprungschicht, wobei $\delta = 1.5 \text{ dbar}$ gewählt wurde.

Vergleich der Daten mit theoretischen Modellen von Hayes et al. (1975) für irreversible Feinstrukturen (—) und von Desaubies und Gregg (1981) für reversible Feinstrukturen (- - -).

(a) 1. Multishiff-Experiment, W.F.S. 'Planet'

(b) 1. Multishiff-Experiment, F.S. 'Meteor'

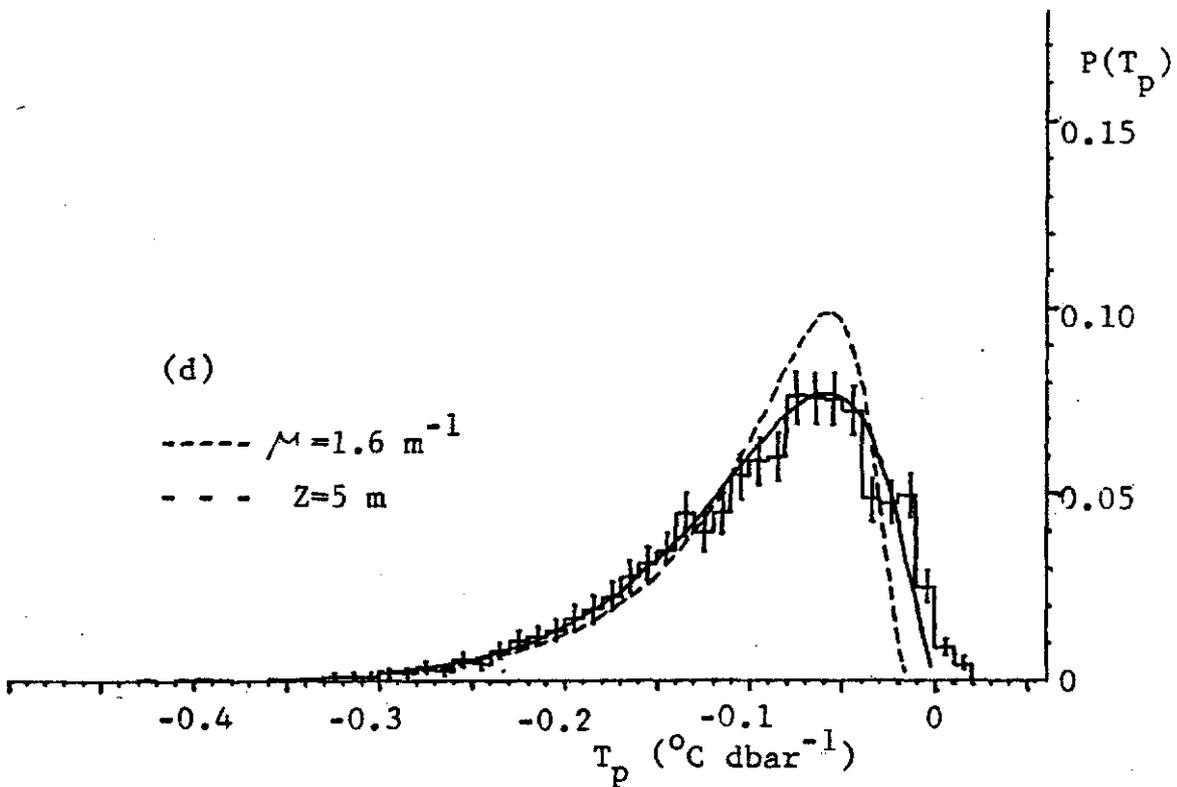
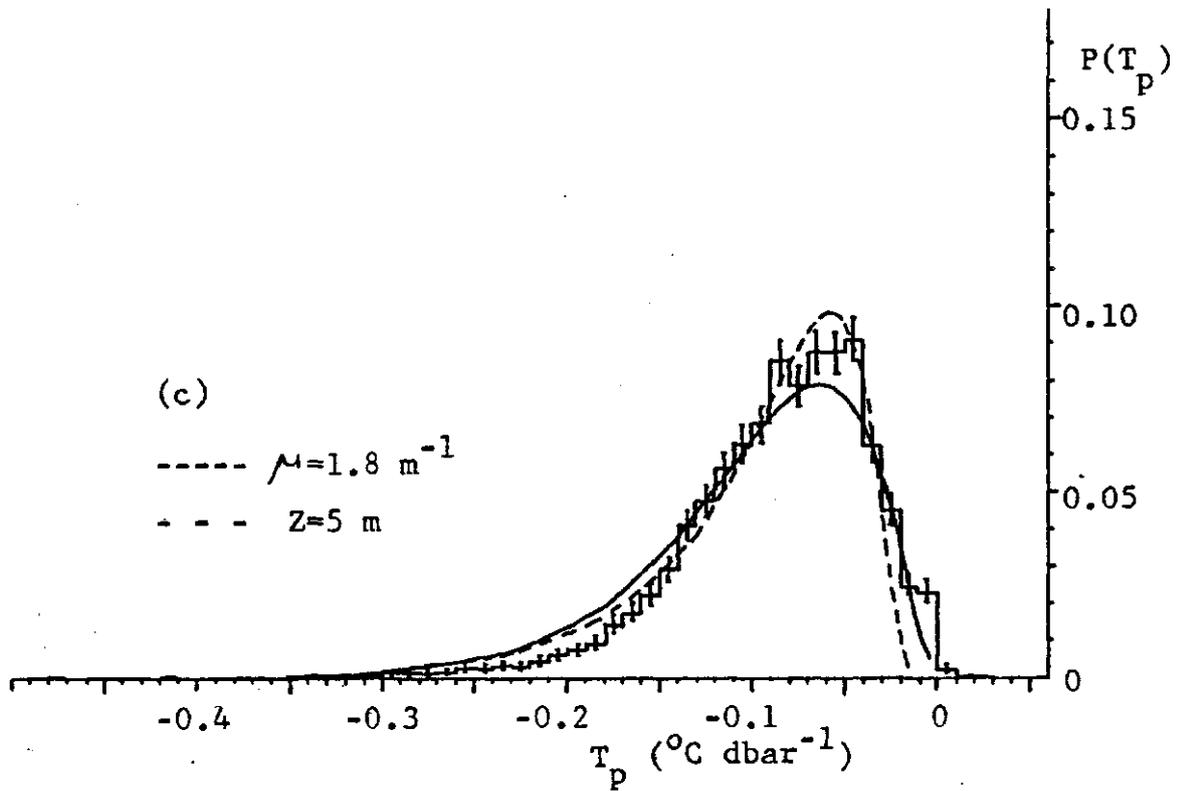


Abb. 5.4.5.

Wahrscheinlichkeitsverteilung des vertikalen Temperaturgradienten in der jahreszeitlichen Sprungschicht, wobei $\delta = 1.5 \text{ dbar}$ gewählt wurde. Vergleich der Daten mit theoretischen Modellen von Hayes et al. (1975) für irreversible Feinstrukturen (—) und von Desaubies und Gregg (1981) für reversible Feinstrukturen (- - -).

(c) 2. Multischiff-Experiment, W.F.S. 'Planet'

(d) 2. Multischiff-Experiment, F.S. 'Meteor'

5.4.4. Abschätzung des turbulenten Diffusionskoeffizienten

Mit Hilfe ihres Modells der Scherungsinstabilitäten bei internen Wellen bestimmten Garrett und Munk (1972 b) den vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten

$$K_T = 1/12 H^2 t^{-1} \quad (5.4.23.)$$

Dabei fanden in mittleren Zeitabständen t vollständige Vermischungsprozesse über die Tiefe H statt. Unter der Annahme, daß nahezu jede interne Welle Instabilitäten aufwies und daß das interne Wellenspektrum (Garrett und Munk, 1975) bei einer vertikalen Wellenzahl von 2 cpm abknickte, erhielten sie $t=2$ h, $H=0.8$ m und $K_T=7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Die Bestimmung der Größen t und H ist allerdings sehr schwierig, so daß eine Abschätzung des turbulenten Diffusionskoeffizienten mit Hilfe der Cox-Zahl durchgeführt wurde, die die Auswirkungen brechender, interner Wellen einschloß. Dabei wurde von der Erhaltungsgleichung der Temperaturvarianz ausgegangen (Osborn und Cox, 1972; Gargett, 1978)

$$\frac{\overline{\delta T'^2}}{\delta t} + \overline{u_1} \frac{\overline{\delta T'^2}}{\delta x_1} + \frac{\overline{\delta(u_1' T'^2)} - k_T (\overline{\delta T'^2} / \delta x_1)}{\delta x_1} = -2 \overline{u_1' T'} \frac{\delta T}{\delta x_1} - 2k_T \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\overline{\delta T'^2}}{\delta x_1} \right)^2 \quad (5.4.24.),$$

wobei die gestrichelten Größen die fluktuierenden Anteile angeben und k_T der molekulare Diffusionskoeffizient ist. Auf der linken Seite der Gleichung 5.4.24. stehen sowohl die zeitlichen und advektiven Transporte der Temperaturvarianz als auch ihre Divergenz durch Turbulenz und molekulare Diffusion. Bei einer ausreichenden räumlichen und zeitlichen Mittelung können diese Terme vernachlässigt werden. Dann erhält man ein Gleichgewicht zwischen der Erzeugung der Temperaturvarianz durch ein turbulentes

Strömungsfeld, das auf die mittleren Temperaturgradienten wirkt, und der Dissipation durch molekulare Diffusion. Falls die vertikale Erzeugung der Temperaturvarianz dominiert und der Wärmefluß durch einen turbulenten Diffusionskoeffizienten dargestellt werden kann mit

$$\overline{w'T'} = -K_T \overline{\delta T / \delta z} \quad (5.4.25.),$$

erhält man

$$K_T = k_T \frac{\sum_{i=1}^3 \overline{(\delta T' / \delta x_i)^2}}{(\overline{\delta T / \delta z})^2} = a \ k_T \ C \quad (5.4.26.),$$

wobei C die Cox-Zahl (siehe Gleichung 5.4.6.) ist. Der Faktor a liegt zwischen 1 und 3 und berücksichtigt dabei entweder den ausschließlich vertikalen Verlauf (1) oder die Isotropie (3) kleinskaliger Prozesse.

Die Voraussetzungen für die Gleichung 5.4.26. sind also geringe, horizontale Temperaturgradienten und keine Advektions- und Doppeldiffusionsprozesse, so daß in Frontnähe die Bedingungen oftmals nicht erfüllt sind. Allerdings waren während der Multischiff-Experimente die Fronten sehr schwach ausgeprägt, so daß der horizontale Temperaturgradient nur circa $0.1 \text{ } ^\circ\text{C km}^{-1}$ betrug. Da die beobachteten Cox-Zahlen klein waren, ergab sich mit Hilfe der Medianwerte für den turbulenten Diffusionskoeffizienten nur $K_T = (0.4-1.3) 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Er lag also in der Größenordnung des molekularen Austauschkoefizienten, der $k_T = 1.4 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ entspricht (Fedorov, 1978). Er war somit deutlich geringer als der für den tiefen Ozean geschätzten Wert von $K_T = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Munk, 1966). Da allerdings die Varianz der Temperatur auf Grund der vertikalen Auflösungsvermögen der Meßgeräte eher unterschätzt wurde, fielen demzufolge auch die Cox-Zahlen und somit der turbulente Diffusionskoeffizient etwas zu niedrig aus. Die Werte der Cox-

Zahlen schwankten zwischen 0.01 und 3.1, so daß der turbulente Austausch-
koeffizient in dem Bereich zwischen 10^{-9} und $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ lag. Ähnliche
Werte beobachteten auch Kiseleva et al. (1983) im JASIN-Gebiet, die ein
Minimum des Austauschkoeffizienten mit $K_T=0.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in der
jahreszeitlichen Sprungschicht registrierten. Im Gegensatz dazu entdeckte
Gregg (1977 b) bei einer Winterfahrt im Nordpazifik die größten Cox-Zahlen
im Bereich der oberen Sprungschicht. Unterschiedliche Messungen in
verschiedenen Regionen des Pazifiks (Gregg, 1977 b; Gargett, 1976) ergaben
für den turbulenten Diffusionskoeffizienten Größenordnungen von
 $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Die gleichen Werte ermittelten Elliot und Oakey (1980) im
Bereich der oberflächennahen Sprungschicht im GATE-Gebiet.

6. Spektralanalyse der Feinstruktur

Die verschiedenen Prozesse im Ozean, die Feinstrukturen hervorrufen können, basieren auf unterschiedlichen Kräften. Somit ist zu erwarten, daß sich auch ihre Spektren unterscheiden. Es soll untersucht werden, welche Prozesse in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet dominieren. Weiterhin wird überprüft, inwieweit sich die Spektren der Haupt- und jahreszeitlichen Sprungschicht unterscheiden. Zunächst wird eine kurze Einführung in den Gebrauch der Spektralanalyse gegeben.

6.1. Spektralanalyse

Fouriertransformation

Bei der physikalischen Interpretation von Datensätzen ist es oftmals empfehlenswert, die Meßreihe durch ihr Spektrum zu ersetzen. Dabei wird die Meßreihe, die entweder vom Raum oder der Zeit abhängig ist, so transformiert, daß man ihre Verteilung über die Wellenzahl bzw. Frequenz erhält. Die Meßreihe wird also in Wellen verschiedener Perioden bzw. Frequenzen zerlegt. Diese Transformation, die von Jean Baptiste Joseph Fourier (1768-1830) entwickelt wurde, ist eindeutig, so daß man jederzeit die Meßreihe an Hand ihres Spektrums rekonstruieren kann. Die Übertragung der Meßgröße $x(z)$ in den Spektralraum lautet,

$$x(z) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} X(k) e^{ikz} dk, \quad X(k) = \int_{-\infty}^{\infty} x(z) e^{-ikz} dz \quad (6.1.1.),$$

wobei z die Tiefe und $X(k)$ die Spektraldichte bei der vertikalen Wellenzahl k angibt. Die Fouriertransformation wird oftmals auch bei nicht-periodischen, deterministischen Vorgängen angewandt.

Für die Analyse von Zufallsprozessen werden Energiespektren berechnet, die der fouriertransformierten Autokovarianzfunktion entsprechen (Jenkins und Watts, 1968). Sie zeigen, wie die Varianz eines stochastischen Prozesses über die Frequenzen bzw. Wellenzahlen verteilt ist. Die beobachtete Meßreihe wird dabei als eine einzelne Realisierung von einer unendlichen

Anzahl möglicher Funktionen angesehen. Die Gesamtheit dieser Funktionen bilden den Zufallsprozess. Bei Einzelercheinungen sollte man also nicht die Fourieranalyse verwenden. Eine Voraussetzung, um einen stochastischen Prozess sinnvoll durch sein Spektrum zu beschreiben, ist die Stationarität. Dies kann durch eine vorherige Filterung der Meßreihe erreicht werden, die die nichtstationären Anteile entfernt. Bei zu kurzen Meßreihen besteht die Gefahr, ein Scheinspektrum zu erhalten, das nicht den zugrunde liegenden physikalischen Prozessen entspricht. Weiterhin muß man bei der Interpretation von Spektren endlicher, diskreter Meßreihen das Abtasttheorem beachten, denn es können nur die Perioden bzw. Wellenlängen erfaßt werden, die mindestens zwei Meßwerte enthalten. Bei einer zu kleinen Abtastrate können 'aliasing'-Effekte auftreten, wobei Energie aus hochfrequenten Bereichen zu niederfrequenten verfrachtet wird. Alle diese Fehlermöglichkeiten müssen bei der Interpretation der Spektren beachtet werden.

Die Einführung der Fast-Fourier-Transformation (FFT) ermöglichte eine schnelle Berechnung der Spektren unter Beibehaltung einer hohen Genauigkeit (Cooley und Tukey, 1965). Dabei werden die Spektren direkt mit Hilfe von FFT-Routinen berechnet und anschließend geglättet. Dies ist schneller, als erst die Autokovarianzfunktion zu berechnen, diese zu glätten und anschließend zu transformieren. Eine ausführliche Beschreibung der FFT findet man bei Cooley et al. (1967).

T/S-Beziehungen

Zur Analyse der Feinstrukturen werden die Energie- und Kreuzspektren der Größen $T'(z)$ und $S'(z)$ berechnet. Diese Größen bezeichnen die Abweichungen der Temperatur bzw. des Salzgehalts von einem mittleren Profil. Das Kreuzspektrum der zwei Größen $T'(z)$ und $S'(z)$ entspricht der fouriertransformierten Kreuzkovarianzfunktion und kann folgendermaßen dargestellt werden

$$\Gamma_{TS}(k) = \langle T^*(k) S(k') \rangle \delta(k-k') \quad (6.1.2.).$$

$T(k)$ bzw. $S(k)$ sind die fouriertransformierten Temperatur- bzw. Salzgehaltsfluktuationen. Der Stern bezeichnet die komplex konjugierte Größe, die spitzen Klammern stehen für stückweise oder Ensemble-Mittelung, und $\delta(k-k')$ ist die Dirac'sche Delta Funktion (Joyce, 1976). Das Kospektrum C_{TS} und Quadraturpektrum Q_{TS} sind mit dem Kreuzspektrum in folgender Weise gekoppelt:

$$\Gamma_{TS} = C_{TS} - iQ_{TS} \quad (6.1.3.)$$

Während das Kospektrum die Kovarianz der Komponenten bezeichnet, die sich in Phase befinden, gibt das Quadraturpektrum die Kovarianz der Komponenten, die nicht in Phase sind, an. Für die Kreuzamplitudenspektren A_{TS} und Phasenspektren Φ_{TS} gelten die folgenden Beziehungen:

$$\Gamma_{TS}(k) = A_{TS}(k) e^{i\Phi_{TS}(k)} \quad (6.1.4.)$$

$$A_{TS}^2(k) = C_{TS}^2(k) + Q_{TS}^2(k) \quad (6.1.5.)$$

$$\Phi_{TS}(k) = \arctan(-Q_{TS}(k)/C_{TS}(k)) \quad (6.1.6.)$$

Das Kohärenzspektrum κ_{TS} ist wie folgt definiert

$$\kappa_{TS}(k) = \left(\frac{|\Gamma_{TS}(k)|^2}{\Gamma_{TT}(k) \Gamma_{SS}(k)} \right)^{1/2} = \left(\frac{C_{TS}^2(k) + Q_{TS}^2(k)}{\Gamma_{TT}(k) \Gamma_{SS}(k)} \right)^{1/2} \quad (6.1.7.),$$

wobei $\Gamma_{TT}(k)$ bzw. $\Gamma_{SS}(k)$ die Wellenzahlspektren der Größen $T'(z)$ und $S'(z)$ sind (Jenkins und Watts, 1968). Alle diese verschiedenen Spektren zeigen die gegenseitige Abhängigkeit der zwei Variablen als eine Funktion der Wellenzahl bzw. Frequenz.

Pingree (1972) bestimmte den Schichtungparameter $m=S'(z)/T'(z)$ in einem Bereich, in dem die Temperatur- und Salzgehaltsfluktuationen linear miteinander korreliert waren. Dabei erzeugen die unterschiedlichen Prozesse, die Feinstrukturen hervorrufen, auch verschiedene Schichtungsparameter.

Falls die Temperatur- und Salzgehaltsstruktur ausschließlich auf das interne Wellenfeld oder vertikale Vermischungsprozesse zurückzuführen ist, dann entspricht das Verhältnis der Salzgehalts- und Temperaturfluktuationen der folgenden Beziehung:

$$\overline{S'(z)/T'(z)} = \overline{(\delta S/\delta z)_z / (\delta T/\delta z)_z} = \overline{S_z/T_z} \quad (6.1.8.)$$

Die Mittelung, angezeigt durch den Querstrich, erfolgt über einen Tiefenbereich in der Umgebung von z.

Für den Fall, daß nur Advektion oder Vermischung entlang einer Isopykne stattfindet, gilt für das Verhältnis:

$$S'(z)/T'(z) = \alpha/\beta \quad (6.1.9.),$$

wobei $\alpha = -(1/\rho)(\delta\rho/\delta T)$ und $\beta = (1/\rho)(\delta\rho/\delta S)$ bedeuten.

Bei Advektions- und Vermischungsprozessen in der horizontalen Ebene, die nicht dem Verlauf der Isopyknen entspricht, erhält man folgendes Verhältnis:

$$\overline{S'(z)/T'(z)} = \overline{(\delta S/\delta x)_z / (\delta T/\delta x)_z} = \overline{S_x/T_x} \neq \alpha/\beta \quad (6.1.10.)$$

Dabei ist x eine beliebige, horizontale Richtung, in der die Advektions- oder Vermischungsprozesse verlaufen. Die Mittelung der horizontalen Gradienten verläuft ebenfalls in dieser Richtung.

Wenn die Feinstrukturen durch Doppeldiffusionsprozesse hervorgerufen werden, so ergibt sich für das Verhältnis:

$$T'(z)/S'(z) = (\beta/\alpha) R_F \quad \text{mit } R_F = (\alpha F_T)/(\beta F_S) \quad (6.1.11.)$$

in dem Bereich der Salzfinger und

$$S'(z)/T'(z) = (\alpha/\beta) R_F \quad \text{mit } R_F = (\beta F_S)/(\alpha F_T) \quad (6.1.12.)$$

für den diffusiven Bereich bei Temperaturinversionen. F_S bzw. F_T bezeichnen die Salz- bzw. Wärmeflüsse.

Für den Fall, daß mehrere Prozesse im Bereich der stabilen, thermohalinen Sprungschicht zusammenwirken, erhält man eine obere und untere Grenze für den Schichtungsparameter:

$$(\alpha/\beta) R_p^{-1} < S'(z)/T'(z) < (\alpha/\beta) R_F^{-1} \quad (6.1.13.)$$

mit $R_p = (\alpha \Delta T) / (\beta \Delta S) \gg 1$ und $R_F = (\alpha F_T) / (\beta F_S)$ (Fedorov, 1978).

Joyce (1976) übertrug den Schichtungsparameter in den Spektralbereich, so daß die folgende Beziehung gilt

$$S(k) = m(k) T(k) \quad (6.1.14.)$$

Somit kann die T/S-Beziehung auf den unterschiedlichen vertikalen Skalen untersucht werden. Mit Hilfe der Gleichungen 6.1.2., 6.1.3. und 6.1.14. kann der Schichtungsparameter auf zwei verschiedene Arten berechnet werden

$$m_1 = C_{TS}(k) / \Gamma_{TT}(k) \quad (6.1.15.)$$

$$m_2 = \text{sign}(C_{TS}(k)) (\Gamma_{SS}(k) / \Gamma_{TT}(k))^{1/2} \quad (6.1.16.)$$

Dabei liegt die Kohärenz bei dem Wert 1, Q_{TS} wird Null, während die Phase den Wert 0° oder 180° hat, abhängig von dem Vorzeichen von m (Joyce, 1976; van Aken, 1981).

Bei der Überlagerung von zwei verschiedenen Prozessen mit unterschiedlichen Schichtungsparametern m_a und m_b ist die Kohärenz gering, und die berechneten Werte m_1 und m_2 werden zwischen den Werten von m_a und m_b liegen. Falls einer der Prozesse dominierend ist, wird die Kohärenz dicht bei dem Wert 1 liegen, und die berechneten Schichtungsparameter entsprechen demjenigen dieses Prozesses. Ein Rauschen im Temperatursignal bewirkt ebenfalls ein Rauschen im Salzgehalt, da dieser über elektrische Leitfähigkeit, Temperatur und Druck berechnet wird. Die elektrische Leitfähigkeit L ist dabei eine Funktion von Druck, Temperatur und Salzgehalt. Die Koppelung des Salzgehalts mit der Temperatur infolge des Rauschens entspricht:

$$m = dS/dT = -(\delta L / \delta T) / (\delta L / \delta S) \approx -1 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (6.1.17.)$$

Bei hohen Wellenzahlen, wo das Rauschen das dominierende Signal ist, nähert sich die Kohärenz wieder dem Wert 1. Für kleinere Wellenzahlen, wo die ozeanischen Fluktuationen überwiegen, liegt der wahre Schichtungsparameter in dem Bereich $|m_2| \gg m_1$ (Joyce, 1976).

6.2. Theoretische Modelle der Feinstrukturspektren

Spektrum der internen Wellen

Zahlreiche Messungen von internen Wellen im tiefen Ozean, die an verschiedenen Orten, zu unterschiedlichen Zeiten und mit verschiedenen Meßgeräten gewonnen wurden, ergaben sehr ähnliche Spektren. Um diese Beobachtungen in einem universellen Spektrum zusammenzufassen, entwickelten Garrett und Munk (1972) ein Modell für die Energieverteilung der internen Wellen im Raum der horizontalen Wellenzahlen α und Frequenzen ω .

$$E(\alpha, \omega) \sim \mu^{-1} \omega^{-p+1} (\omega^2 - \omega_1^2)^{-1/2} \quad (6.2.1.)$$

Dabei reicht α bis zu einer oberen Grenze $\mu \sim \omega^{r-1} (\omega^2 - \omega_1^2)^{1/2}$ und ω liegt in dem Bereich zwischen der Trägheitsfrequenz ω_1 und der lokalen Väisälä-Frequenz. Weiterhin wurde horizontale Isotropie vorausgesetzt. Durch Anpassung des Modells an die Beobachtungen ergab sich $p=2$ und $r=1$, so daß die spektrale Abhängigkeit oberhalb der Trägheitsfrequenz ω^{-2} entspricht. Eine Weiterführung dieses Modells lieferte ein universelles Temperaturspektrum als Funktion der vertikalen Wellenzahl k (Garrett und Munk, 1975).

$$E(k) \sim (\delta T / \delta z)^2 (k_* + k)^{-5/2} \quad (6.2.2.)$$

Dabei ist k_* eine Referenzwellenzahl, die von der Väisälä-Frequenz abhängig ist. Eine Anpassung des Modells an die Datensätze von Millard (1972) und Hayes (1975) ergaben eine $k^{-2.5}$ Abhängigkeit des Spektrums für $k \gg k_*$.

Desaubies (1976) modifizierte das Garrett-Munk-Spektrum, so daß sich der spektrale Abfall auf -2 veränderte und somit den neueren Messungen von Cairns und Williams (1976) entsprach.

$$E(k) \sim (\delta T / \delta z)^2 (k_*^2 + k^2)^{-1} \quad (6.2.3.)$$

Der spektrale Abfall all dieser Modelle beruht also auf experimentellen Ergebnissen und wird nicht mittels theoretischer Überlegungen aus der Dynamik des internen Wellenfeldes hergeleitet.

Turbulenzspektren

Turbulente Bewegungen und Vermischungsprozesse können ebenfalls Feinstrukturen hervorrufen. Dabei erhalten sie ihre Energie aus der Scherung der mittleren Flüsse oder auch durch Auftriebskräfte. Um turbulente Prozesse aufrecht zu erhalten, muß ihnen ständig Energie zugeführt werden, die durch Verformung der Wirbel zu kleineren Skalen hin übertragen wird, bis sie schließlich dissipiert wird. Turbulente Vorgänge werden in verschiedene Wellenzahlbereiche eingeteilt.

Der Bereich, in dem die Wellenzahlen k wesentlich größer sind als diejenigen bei der Entstehung der Turbulenz, aber klein genug sind, so daß die Viskosität vernachlässigt werden kann, heißt 'inertial subrange'. Diesem Bereich wird keine Energie durch die mittleren Flüsse zugeführt und keine durch Dissipation entnommen, so daß der Energiefluß über die Wellenzahlen ϵ_0 konstant ist und der totalen Dissipationsrate der Energie entspricht. Für diesen Bereich entwickelte Kolmogorov (1941) das Spektrum der Geschwindigkeitsfluktuationen bei homogenen, isotropen Turbulenzprozessen.

$$E(k) = A \epsilon_0^{2/3} k^{-5/3} \quad (6.2.4.),$$

wobei A eine Konstante ist. Der spektrale Abfall von $-5/3$ wurde im Ozean durch Messungen von Grant et al. (1962) bestätigt. Betrachtet man die Temperatur als eine dynamisch passive Größe, so daß weder die mittlere Temperatur noch die Temperaturfluktuationen einen Einfluß auf das Geschwindigkeitsfeld haben, so läßt sich das Temperaturspektrum für diesen Wellenzahlbereich folgendermaßen bestimmen:

$$E_T(k) = B D_T \epsilon_0^{-1/3} k^{-5/3} \quad (6.2.5.)$$

(Obukhov, 1949; Corrsin, 1951). Dabei ist B eine dimensionslose Konstante und D_T ist der spektrale Fluß der Temperaturvarianz. In diesem Wellen-

zahlbereich, in dem molekulare Diffusion keine Rolle spielt, 'inertial convective subrange', ist D_T konstant und entspricht der Dissipationsrate der Temperaturvarianz. Die gleiche, spektrale Abhängigkeit ist bei Messungen von Grant et al. (1962, 1968) zu beobachten. Auch das Salzgehaltsspektrum zeigt den gleichen, spektralen Abfall in diesem Wellenzahlbereich (Phillips, 1977).

Da in Wasser, wie in den meisten anderen Flüssigkeiten, die kinematische Viskosität ν größer ist als der molekulare Diffusionskoeffizient der Temperatur, gibt es einen Wellenzahlbereich, in dem die Viskosität zu berücksichtigen ist, aber die molekulare Diffusion der Temperatur keine Rolle spielt. Dieser Bereich wird 'viscous convective subrange' genannt (Tennekes und Lumley, 1972). Das Temperaturspektrum für diesen Bereich wurde zuerst von Batchelor (1959) entwickelt

$$E_T(k) = c D_T (\nu/\epsilon_0)^{1/2} k^{-1} \quad (6.2.6.)$$

und wurde durch Messungen von Gibson und Schwartz (1963) bestätigt.

Der Wellenzahlbereich, in dem die Auftriebskräfte eine wesentliche Rolle spielen, wird 'buoyancy subrange' genannt. Da diese Kräfte nur in der vertikalen Richtung wirken, wird die Bewegung anisotrop. Lumley (1964) übertrug das Spektrum der kinetischen Energie aus dem 'inertial subrange' in einen größeren Wellenzahlbereich

$$E(k) = A \epsilon(k)^{2/3} k^{-5/3} \quad (6.2.7.)$$

Diesmal ist der spektrale Energiefluß ϵ von der Wellenzahl abhängig.

$$\epsilon(k)^{2/3} = \epsilon_0^{2/3} (1 + (k_b/k)^{4/3}) \quad (6.2.8.)$$

$$k_b = C^{3/4} N^{3/2} \epsilon_0^{-1/2} \quad (6.2.9.)$$

Dabei ist C eine positive Konstante und N ist die Väisälä-Frequenz. Für $k \gg k_b$ ergibt sich wiederum das Spektrum aus dem 'inertial subrange',

während für $k \ll k_b$, also dem 'buoyancy subrange', das Spektrum folgende Form hat

$$E(k) = A C N^2 k^{-3} \quad (6.2.10.)$$

Die Wellenzahl k_b trennt also den Einfluß der Auftriebskräfte von dem Bereich, in dem der spektrale Energiefluß konstant ist. Für $k \ll k_b$ ist $\epsilon(k) \gg \epsilon_0$, d.h. der spektrale Energiefluß in dem 'buoyancy subrange' ist größer als die Dissipationsrate der Energie bei hohen Wellenzahlen infolge der Viskosität (Phillips, 1977). Turbulenzmessungen in der Atmosphäre von Shur (1962) bestätigen die Spektralform im 'buoyancy und inertial subrange', wobei $k_b \approx 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ entspricht. Mit Hilfe einer Dimensionsanalyse entwickelten Moseley und Del Balzo (1976) ein horizontales Temperaturspektrum für den Wellenzahlbereich zwischen den internen Wellen und der Dissipation. Dabei ist die Temperatur nicht länger eine passive Größe, sondern beeinflusst die Geschwindigkeitsstruktur.

$$E_T(k) = B D_T \epsilon_0^{-1} \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (6.2.11.)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 6.2.8. erkennt man, daß für $k \gg k_b$ das Temperaturspektrum demjenigen im 'inertial subrange' entspricht. Für $k \ll k_b$, dem 'buoyancy subrange', erhält man unter Verwendung der Gleichung 6.2.9.

$$E_T(k) = B C D_T N^2 \epsilon_0^{-1} k^{-3} \quad (6.2.12.).$$

Messungen mit Hilfe eines Schleppgerätes in der Nähe von Bermuda zeigen die gleichen, spektralen Abfälle in den horizontalen Temperaturspektren (Moseley und Del Balzo, 1976).

6.3. Feinstrukturen in der Hauptsprungschicht

Vertikale Wellenzahlspektren

In zahlreichen Arbeiten, die größtenteils auf Messungen im Bereich der Hauptsprungschicht basieren, wurden vertikale Wellenzahlspektren dargestellt. Dabei kristallisierte sich heraus, daß unabhängig von der Region und Jahreszeit die Spektren sehr ähnlich sind. Weiterhin zeigte sich, daß im wesentlichen die drei folgenden Wellenzahlbereiche unterschieden werden konnten: der Bereich der internen Wellen, der Feinstruktur- und der Mikrostrukturbereich (Gregg, 1977 b). Die Übergänge der einzelnen Bereiche liegen bei einer vertikalen Wellenzahl von circa 0.1 cpm bzw. 2-3 cpm.

Das interne Wellenfeld kann durch Verzerrung des mittleren Profils Temperatur- und Salzgehaltsfeinstrukturen erzeugen, wobei keine Veränderung der T/S-Beziehung stattfindet. Die universellen Spektren von Garrett und Munk (1975) bzw. Desaubies (1976) wurden an die Datensätze von Millard (1972) und Hayes (1975) bzw. Cairns und Williams (1976) angepaßt. Dabei ergab sich für das vertikale Wellenzahlspektrum der Temperatur eine $k^{-2.5}$ bzw. k^{-2} -Abhängigkeit. Bei vielen neueren Messungen, die hauptsächlich in verschiedenen Regionen des Nordpazifik stattfanden (Gregg, 1976, 1977 a,b; Johnson et al., 1978; Hayes, 1978), wurde ebenfalls für vertikale Wellenzahlen $k < 0.1$ cpm ein Abfall im Spektrum von -2 beobachtet. An Hand von Messungen mit einem Mikrostrukturprofiler in den oberen 1000 m des zentralen Pazifiks stellte Gregg et al. (1973) fest, daß im vertikalen Wellenzahlbereich $0.02 \text{ cpm} < k < 0.2 \text{ cpm}$ der spektrale Abfall -2 betrug, aber für kleinere Wellenzahlen steiler verlief. Auch van Aken (1981), der CTD-Daten in einer Tiefe von 200 bis 1800 m im JASIN-Gebiet bearbeitete, beobachtete bei einer Gruppe relativ glatter Temperaturprofile für Wellenzahlen $k > 0.03 \text{ cpdbar}$ einen Abfall im Spektrum von -2.07, der für kleinere Wellenzahlen auf -3.31 anstieg. Während der k^{-2} Bereich im Spektrum auf interne Wellen zurückzuführen war, die ein anfänglich glattes Profil in Treppenstrukturen verformten, deutete der -3.31 Abfall auf ein internes Wellenfeld ohne Treppenstrukturen hin mit vertikalen Wellenlängen größer als 60 dbar (van Aken, 1981).

Messungen in den verschiedensten Regionen (Gregg et al., 1973; Gregg, 1976, 1977 a,b; Hayes et al., 1975; Hayes, 1978; Johnson et al., 1978; Joyce, 1976) zeigten, daß bei einer vertikalen Wellenzahl von etwa 0.1 cpm das Temperaturspektrum abknickt und sein Abfall steiler wird. Ursache dafür könnte sowohl eine Änderung der Dynamik des internen Wellenfeldes sein als auch der Einfluß der wahren Feinstruktur, die z.B. durch Einschübe fremder Wasserkörper oder Vermischungsprozesse entstehen kann. Verschiedene Messungen im Nordpazifik (Gregg et al., 1973; Gregg, 1976, 1977 a,b; Hayes, 1978) ergaben für Wellenzahlen $k > 0.1$ cpm eine k^{-3} -Abhängigkeit des Temperaturspektrums. Den gleichen spektralen Abfall beobachtete Siedler (1974) bei Messungen im NW-Atlantik in 400 bis 600 m Tiefe für einen Wellenzahlbereich von $0.02 \text{ cpm} < k < 0.5 \text{ cpm}$. In einigen Arbeiten wurden auch flachere, spektrale Abfälle von circa -2.5 registriert. Dies ergaben z.B. Messungen im NO-Pazifik von Levine und Irish (1981) für einen Wellenzahlbereich von $0.05 \text{ m}^{-1} < k < 1 \text{ m}^{-1}$. Johnson et al. (1978) beobachteten ebenfalls im NO-Pazifik in den oberen 1000 m einen spektralen Abfall zwischen -2.25 und -2.5 für $k > 0.1$ cpdbar. Für einen Wellenzahlbereich zwischen 0.1 und 1 cpdbar registrierten Hayes et al. (1975) in der MODE-Region eine $k^{-2.5}$ -Abhängigkeit des Spektrums. Messungen von Joyce (1976) in der Hauptsprungschicht des NW-Atlantiks ergaben für den gleichen Wellenzahlbereich einen spektralen Abfall von -2.6. In Untersuchungen der antarktischen Polarfront in der Drake-Passage (Joyce et al., 1978) wurden mit Hilfe von CTD-Profilen zahlreiche Temperaturinversionen gefunden. Diese lagen in einer Tiefe zwischen 250 und 850 dbar und wurden durch den Salzgehalt kompensiert, so daß die Dichte mit der Tiefe zunahm. Die Temperaturspektren zeigten eine $k^{-2.5}$ -Abhängigkeit für einen Wellenzahlbereich von $0.01 \text{ cpdbar} < k < 1 \text{ cpdbar}$. Bei einer Gruppe von Temperaturprofilen im JASIN-Gebiet, die viele Feinstrukturen aufwiesen, registrierte van Aken (1981) für Wellenzahlen $k > 0.03$ cpdbar einen spektralen Abfall von -2.49, der für kleinere Wellenzahlen auf -2.17 absank. Die großskaligen Feinstrukturen waren sowohl auf das interne Wellenfeld als auch auf Advektionsprozesse entlang von Isopyknen in Frontnähe zurückzuführen. Für größere Wellenzahlen dominierte der letztere Prozess, der einen typischen spektralen Abfall von -2.5 aufweist. Dabei wird die Temperaturvarianz von größeren zu kleineren Skalen hin transportiert, bis sie schließlich dissipiert wird (Joyce, 1977).

Im Mikrostrukturbereich, das heißt für vertikale Wellenzahlen $k > 2-3$ cpm, beobachtete Gregg (1976, 1977 b) einen spektralen Abfall von -1 .

Eine Zusammenfassung der bisherigen Meßergebnisse zeigt, daß für vertikale Wellenzahlen $k < 0.1$ cpm das Temperaturspektrum eine k^{-2} -Abhängigkeit aufweist. Für Wellenzahlen $k < 0.02$ cpm können auch steilere Abfälle beobachtet werden. In diesem Bereich werden die Feinstrukturen hauptsächlich durch das interne Wellenfeld verursacht. Für größere Wellenzahlen $k > 0.1$ cpm ändert sich der spektrale Abfall und schwankt zwischen -2.4 und -3 . In diesem Bereich ist sowohl das interne Wellenfeld als auch die wahre Feinstruktur wirksam. In den Fällen, in denen die Feinstruktur auf Advektionsprozesse zurückzuführen war, wurde oftmals eine $k^{-2.5}$ -Abhängigkeit des Temperaturspektrums beobachtet. Im Bereich der Mikrostrukturen, $k > 2-3$ cpm, sinkt der Abfall des Spektrums auf -1 herab.

Schichtungsparameter

In einigen Arbeiten wurden die Schichtungsparameter bestimmt und zur Untersuchung der Feinstrukturen herangezogen. Fedorov (1978) analysierte den Datensatz von Roden (1971), der im Nordpazifik gewonnen worden war. Für eine Wellenzahl von $k=0.01$ cpm erhielt er einen mittleren Wert von $m_2=0.19 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, der für $k=0.03$ cpm auf $m_2=0.29 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ anstieg und somit dicht bei α/β lag. Auch in einem Datensatz vom tropischen Atlantik, der während POLYGON 1970 gewonnen wurde, entdeckte Fedorov (1978) einen Anstieg des Schichtungsparameters für zunehmende Wellenzahlen. Die Messungen ergaben für einen Wellenzahlbereich von $0.03 \text{ cpm} < k < 0.2 \text{ cpm}$ einen Anstieg von $m_2=1.06 \alpha/\beta$ auf $m_2=1.82 \alpha/\beta$. Eine mögliche Erklärung dafür sah Fedorov in dem Einfluß von Doppeldiffusionsprozessen, die die Schichtungsparameter verändern können. Messungen in der antarktischen Polarfront (Joyce et al., 1978) ergaben für kleine Wellenzahlen den Schichtungsparameter $m_2 \approx \alpha/\beta$, der ab $k=0.02 \text{ cpdbar}$ anstieg. Für einen Wellenzahlbereich $0.3 \text{ cpdbar} < k < 1 \text{ cpdbar}$ betrug $m_2 \approx 2 \alpha/\beta$. Dieser Anstieg wurde ebenfalls auf andere physikalische Prozesse neben Advektions- und Vermischungsvorgängen entlang von Isopyknen zurückgeführt. In einer Tiefe von 250 bis 550 dbar waren die Temperatur- und Salzgehaltssignale kohärent für $0.003 \text{ cpdbar} < k < 0.5 \text{ cpdbar}$, während das Phasenspektrum dicht bei 0° lag. Da S_z/T_z in diesem Bereich negativ war, ist auszuschließen, daß die Feinstruktur hauptsächlich durch das interne Wellenfeld verursacht wurde.

An Hand eines Datensatzes aus der Hauptsprungschicht im NW-Atlantik berechnete Joyce (1976) die Schichtungsparameter m_1 und m_2 für zwei verschiedene Wellenlängenbereiche. Der erste umfaßte die Skalen von 10 bis 50 m, während der zweite von 2 bis 10 m reichte. Die Schichtungsparameter lagen größtenteils dicht bei dem Wert von $S_z/T_z \approx 0.14 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, so daß die Feinstruktur hauptsächlich auf vertikale Prozesse zurückzuführen war. Die Unregelmäßigkeit der Treppenstruktur ließ dabei eher auf vertikale Vermischungsvorgänge schließen als auf eine Verformung des mittleren Gradienten infolge des internen Wellenfeldes. Bis zu Skalen von 2 m konnte kein Einfluß von Doppeldiffusionsprozessen beobachtet werden. Für kleinere Skalen konnte auf Grund des Rauschens im Temperatursignal keine Aussage gemacht werden.

Van Aken (1981) konnte seinen Datensatz in drei verschiedene Gruppen einteilen. In der ersten Gruppe, die aus Profilen mit starker Feinstruktur und einer kleinen Väisälä-Frequenz bestand, entsprachen die Schichtungsparameter dem Wert von α/β . Auf Grund des Rauschens im Temperatursignal stiegen sie für $k > 0.1$ cpdbar auf etwa $2 \alpha/\beta$ an. In dieser Gruppe waren die Feinstrukturen hauptsächlich durch Prozesse entlang der Isopyknen verursacht. In der zweiten Gruppe, deren Profile eine hohe Feinstruktur und Väisälä-Frequenz aufwiesen, wuchsen die Schichtungsparameter von S_z/T_z auf α/β an. Hier war zu vermuten, daß zumindest zwei physikalische Prozesse zusammenwirkten. In der dritten Gruppe, die relativ schwache Feinstrukturen zeigte, entsprachen die Schichtungsparameter etwa dem Wert von S_z/T_z für $k < 0.01$ cpdbar. In diesem Bereich dominierten hauptsächlich vertikale Prozesse, während für höhere Wellenzahlen auf Grund des Rauschens keine Aussagen gemacht werden konnten.

6.4. Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht

6.4.1. Bisherige Meßergebnisse

Während der Experimente Tasaday 1 und 11, die im Juni 1973 bzw. Februar/März 1974 im nördlichen, zentralen Pazifik stattfanden, wurden unter anderem Fein- und Mikrostrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht beobachtet (Gregg, 1976, 1977 b). Dabei wurden im Winter in den oberen 200 m etwa 10 mal größere Cox-Zahlen festgestellt als während der Sommerfahrt, bei der die Cox-Zahl ungefähr 5 betrug. Allerdings zeigten Messungen während Tasaday 11, daß der Durchzug eines schwachen Sturms mit Windschwindigkeiten bis zu 18 Knoten keinen Einfluß auf die Fein- und Mikrostruktur in der oberen Sprungschicht ausübte. Maximale Cox-Zahlen wurden in der jahreszeitlichen Sprungschicht und unterhalb der Hauptsprungschicht gemessen. Diese Datensätze stimmen nicht mit der Theorie überein, daß die Turbulenzen mit der Tiefe stark abnehmen, wie von Garrett und Munk (1972) angenommen wurde.

Für einen Wellenzahlbereich $0.1 \text{ cpm} < k < 2 \text{ cpm}$ waren die Spektren des vertikalen Temperaturgradienten für alle analysierten Tiefenbereiche gleich und wiesen einen spektralen Abfall von -1 auf. Für kleinere Wellenzahlen, die nur von den Schichten unterhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht erfaßt werden konnten, war der Abfall nahezu Null. Im Mikrostrukturbereich, also für Wellenzahlen $k > 2-8 \text{ cpm}$, war der Abfall gering. In Tiefenbereichen mit hohen Cox-Zahlen zeigten die Gradientenspektren sogar einen spektralen Anstieg, der über einen ausgedehnten Mikrostrukturbereich von nahezu zwei Wellenzahldekaden reichte. Für kleine Cox-Zahlen ergab sich ein kleiner Wellenzahlbereich, in dem der Abfall des Gradientenspektrums flacher als -1 verlief, bis das Spektrum in Folge von Diffusion abknickte.

6.4.2. Feinstrukturen im JASIN-Gebiet

Datensätze und -analyse

Zur Analyse der Feinstrukturen wurden fünf verschiedene Datensätze aus dem zweiten Multischiff-Experiment herangezogen. Sie bestanden jeweils aus mehreren Profilen, die innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht gewonnen wurden. Während in den ersten drei Gruppen Profile zusammengefaßt wurden, die innerhalb einer Stunde gemessen wurden, stammten die Profile der vierten und fünften Gruppe aus Zeiträumen von zwei bzw. sechs Stunden. Die Profile der ersten Gruppe wurden von F.S. 'Meteor' registriert. Dabei wurde in diesem Zeitraum, in dem eine relativ hohe Cox-Zahl registriert wurde, der Einschub eines fremden Wasserkörpers beobachtet. In dem zweiten Datensatz, dessen Profile von W.F.S. 'Planet' gemessen wurden, entsprach die Cox-Zahl etwa dem mittleren Wert, der dort während des zweiten Multischiff-Experiments registriert wurde. In der dritten Gruppe, die während des Durchzugs einer Oberflächenfront von F.S. 'Meteor' aufgenommen wurde, waren die Cox-Zahlen und somit die Feinstrukturintensität wiederum größer. Die Profile des vierten Datensatzes stammten von der Ostseite der Oberflächenfront und wiesen eine recht geringe Cox-Zahl auf. In der fünften Gruppe wurden 71 Profile zusammengefaßt, die innerhalb von sechs Stunden gemessen wurden. In diesem Zeitraum registrierte W.F.S. 'Planet' die größten Cox-Zahlen. Die verwendeten Datensätze einschließlich einiger Ergebnisse wurden in Tabelle 6.4.1. zusammengefaßt.

Für jeden Datensatz wurden mit Hilfe von FFT-Routinen die mittleren Spektren der Temperatur-, Salzgehalt- und Dichtefluktuationen berechnet. Die Fluktuationen bezeichnen die Abweichungen der Größen von einem über eine Trägheitsperiode gemittelten Profil. Man erhält vertikale Wellenzahlspektren, wenn man den Zeitraum, der zur Messung eines Profils benötigt wird, unberücksichtigt läßt. Da die jahreszeitliche Sprungschicht oftmals nicht dicker als 15 dbar war und die Daten auf 0.5 dbar Abstände interpoliert waren, beschränkte sich der betrachtete, vertikale Wellenzahlbereich auf $0.06 \text{ cpdbar} < k < 1 \text{ cpdbar}$. Für jedes Profil wurde mit Hilfe

der Methode der kleinsten Quadrate der lineare Trend ermittelt und eliminiert. Weiterhin erfolgte eine logarithmische Mittelung im Spektralbereich, so daß eine Zunahme der Freiheitsgrade ab $k=0.5$ cpdbar die 95%-Vertrauensgrenzen verkleinerte.

Zunächst wurde untersucht, welchen Einfluß das Rauschen im Temperatursignal hatte (siehe Kapitel 6.1.). Geht man davon aus, daß die Feinstrukturen durch zwei verschiedene, unabhängige Prozesse a und b bestimmt werden, so erhält man mit Hilfe von 6.1.14. für die Temperatur- und Salzgehaltsspektren

$$\Gamma_{TT}(k) = \langle T_a^*(k) T_a(k) \rangle + \langle T_b^*(k) T_b(k) \rangle \quad (6.4.1.)$$

$$\Gamma_{SS}(k) = m_a^2 \langle T_a^*(k) T_a(k) \rangle + m_b^2 \langle T_b^*(k) T_b(k) \rangle \quad (6.4.2.)$$

Für den Fall, daß die beiden Prozesse durch (a) vertikale Vorgänge und (b) Rauschen bestimmt sind, ergibt sich

$$m_a = S_z / T_z \approx -0.08 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (6.4.3.)$$

$$m_b = -(\delta L / \delta T) / (\delta L / \delta S) \approx -1 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (6.4.4.)$$

Dabei ist m_a ein typischer Wert, der während JASIN in der jahreszeitlichen Sprungschicht beobachtet wurde. Das Verhältnis des Spektrums des elektronischen Rauschsignals in der Temperatur n_T zum Gesamtspektrum Γ_{TT} ist

$$\frac{n_T(k)}{\Gamma_{TT}(k)} = \frac{\langle T_b^*(k) T_b(k) \rangle}{\langle T_a^*(k) T_a(k) \rangle + \langle T_b^*(k) T_b(k) \rangle} = \frac{r_T(k)}{1 + r_T(k)} \quad (6.4.5.)$$

mit

$$r_T = \frac{\langle T_b^*(k) T_b(k) \rangle}{\langle T_a^*(k) T_a(k) \rangle}$$

Bei bekannten Temperatur- und Salzgehaltsspektren und den Schichtungsparametern m_a und m_b läßt sich $r_T(k)$ und somit auch $n_T(k)$ bestimmen. Unter der Voraussetzung, daß ausschließlich zwei Prozesse wirken, die durch 6.4.3. und 6.4.4. beschrieben werden können, wurde $n_T(k)$ für die verschiedenen Datensätze berechnet. Es ergab sich, daß nur für die größte Wellenzahl das Salzgehaltsspektrum nicht mehr doppelt so groß war wie das Spektrum des Rauschsignals in der Temperatur. Die Abbildung 6.4.1. zeigt $r_{TT}(k)$, $r_{SS}(k)$ und $n_T(k)$ für den fünften Datensatz. Wie man später sieht, fielen auch die Schichtungsparameter m_1 und m_2 in diesem Wellenzahlbereich nicht auf den Wert $-1 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ab. Man kann also davon ausgehen, daß das Rauschen im Temperatursignal in diesem Bereich noch nicht berücksichtigt werden muß.

Datensatz	Schiff	Zeitraum	Anzahl der Profile	Cox-Zahl und Standardabweichung	Abfall des vertikalen Wellenzahlspektren		
					T	S	σ_t
1	Meteor	2.9.78	10	0.66 ± 0.29	-2.4	-2.6	-2.6
		16:20-17:05			±0.34	±0.39	±0.36
2	Planet	3.9.78	12	0.38 ± 0.21	-2.7	-2.2	-2.6
		0:05-1:00			±0.42	±0.44	±0.40
3	Meteor	2.9.78	11	0.53 ± 0.41	-2.0	-1.6	-2.0
		12:30-13:25			±0.45	±0.34	±0.66
4	Meteor	2.9.78	24	0.32 ± 0.20	-2.1	-2.4	-2.3
		14:00-15:55			±0.17	±0.18	±0.18
5	Planet	2.9.78	71	0.44 ± 0.27	-2.3	-2.1	-2.3
		11:30-17:25			±0.17	±0.09	±0.14

Tab. 6.4.1.

Die zur Feinstrukturanalyse verwendeten Datensätze einschließlich einiger Ergebnisse

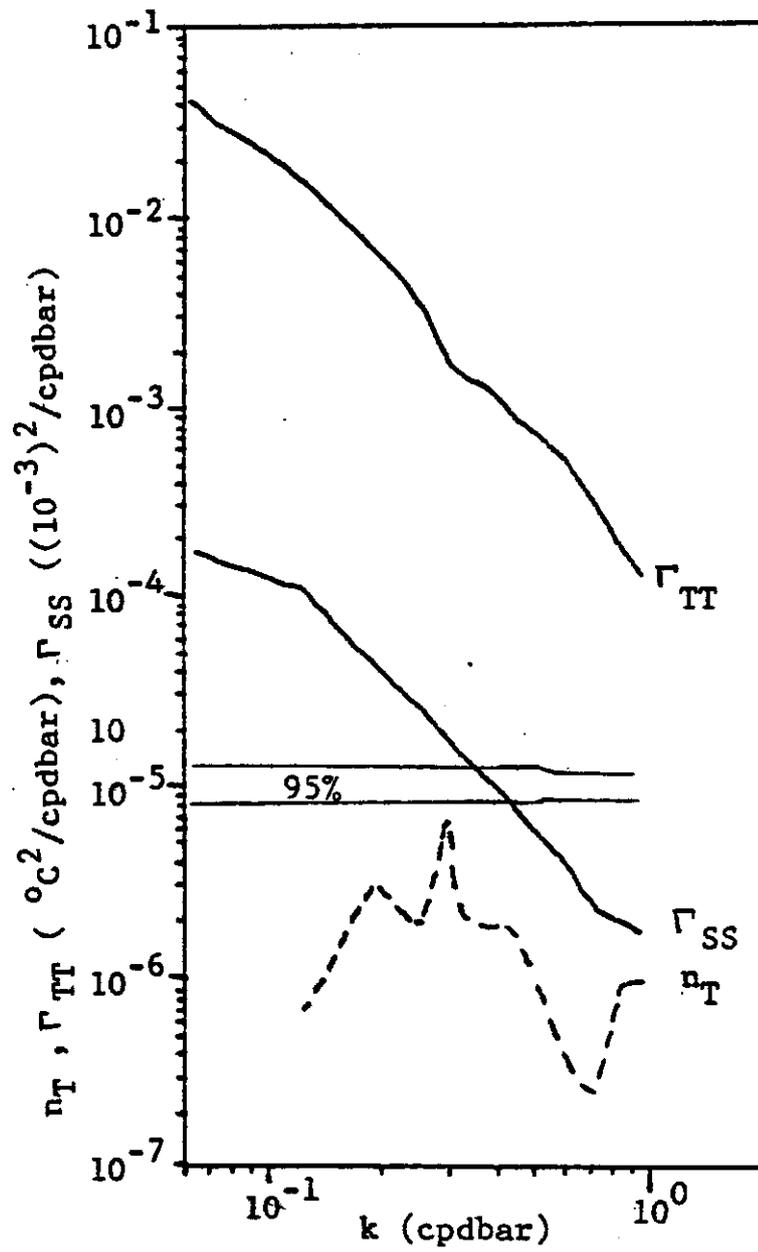


Abb. 6.4.1.

Datensatz 5

Vertikale Wellenzahlspektren der Temperatur Γ_{TT} des Salzgehalts Γ_{SS} und des elektronischen Rauschens im Temperatursignal n_T .

Vertikale Wellenzahlspektren

Die Abbildungen 6.4.2., 6.4.3. und 6.4.4. zeigen die Temperatur-, Salzgehalts- und Dichtespektren der verschiedenen Datensätze. Da die Dichtestruktur hauptsächlich durch die Temperatur beeinflusst wurde, ist die Form der Spektren beider Größen sehr ähnlich. Alle Datensätze zeigen eine sehr hohe Kohärenz zwischen Temperatur und Dichte, wobei die Phase einen Wert von 180° annimmt. Die Abbildung 6.4.5. zeigt das Kohärenz- und Phasenspektrum zwischen Temperatur und Dichte für den fünften Datensatz. Die Temperatur- und Dichtespektren der Datensätze mit den größeren Cox-Zahlen (Gruppe 1 und 3) haben im Vergleich zu den anderen Gruppen ein etwas höheres Niveau. Die Spektren aller Datensätze weisen im Bereich $k=0.3-0.4$ cpdbar eine leichte Schulter auf, die allerdings nicht signifikant ist.

Mit Hilfe der Kurvenanpassung einer Potenzfunktion basierend auf der Methode der kleinsten Quadrate wurde für jeden Datensatz und jede Meßgröße der spektrale Abfall für den vertikalen Wellenzahlbereich $0.1 \text{ cpdbar} < k < 1 \text{ cpdbar}$ bestimmt. Zusätzlich wurden die 95%-Vertrauensgrenzen der Regressionskoeffizienten berechnet, wobei vorausgesetzt wurde, daß die logarithmierten Größen einer zweidimensionalen Normalverteilung entsprechen und somit ihre Beziehung linear ist (Taubenheim, 1969). Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.4.1. wiedergegeben. Für die Temperaturspektren liegen die Abfälle zwischen -2.0 und -2.7 , für die Salzgehaltsspektren zwischen -1.6 und -2.6 und für die Dichtespektren zwischen -2.1 und -2.6 . Die flachsten Abfälle zeigen die Datensätze 3 und 5, während bei den Gruppen 1 und 2 die steilsten Abfälle zu beobachten sind. Im ersten Datensatz, dessen Feinstrukturen teilweise durch Advektionsprozesse verursacht wurden, ist ein Abfall im Temperaturspektrum von -2.4 zu beobachten. Dies entspricht etwa dem Wert, der in verschiedenen Arbeiten (Joyce et al., 1978; Hayes et al., 1975; van Aken, 1981) als charakteristisch für Temperaturinversionen und Advektionsprozesse angesehen wird. Der zweite Datensatz zeigt einen etwas steileren Abfall im Temperaturspektrum von -2.7 . Im Rahmen der Genauigkeit liegt er im Bereich des typischen spektralen Abfalls von -3 , den Gregg (1977 b) in diesem Wellenzahlbereich fand und den er entweder auf eine Änderung der Dynamik des internen Wellenfeldes oder auf den Einfluß der wahren Feinstruktur zurückführte. Die Datensätze 3 und 4 weisen einen flacheren Abfall im Temperaturspektrum von -2.0 bzw. -2.1 auf. Diese entsprechen etwa dem Wert -2 , der bei der Deformation eines mittleren Gradienten in Folge des internen Wellenfeldes beobachtet wird. Für den fünften Datensatz wird ein Abfall des Temperaturspektrums von -2.3 registriert. Einen weiteren Aufschluß über die Feinstrukturen können die Temperatur und Salzgehaltsbeziehungen geben.

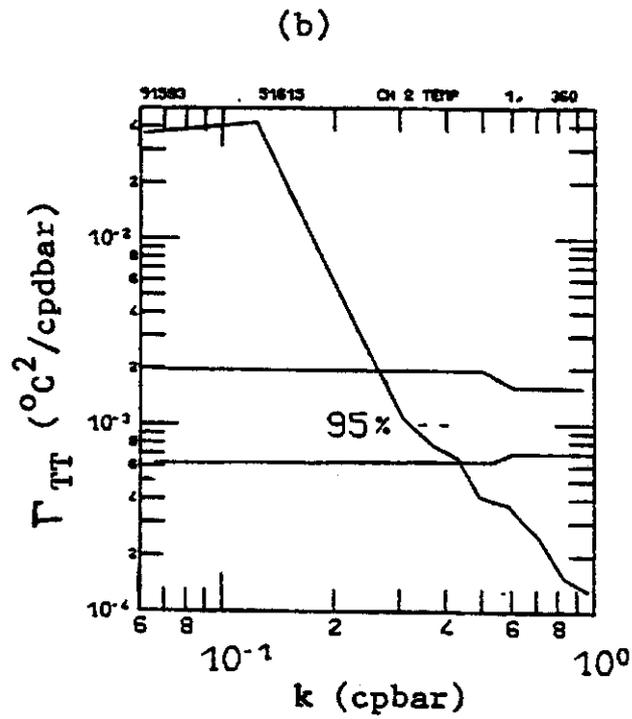
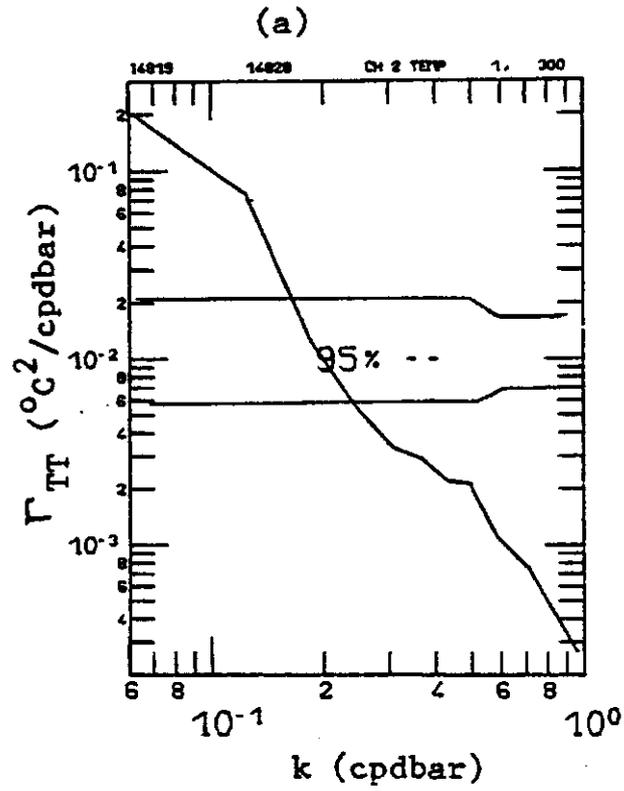


Abb. 6.4.2.

Vertikale Wellenzahlspektren der Temperatur
der Datensätze (a) 1, (b) 2, (c) 3, (d) 4 und (e) 5.

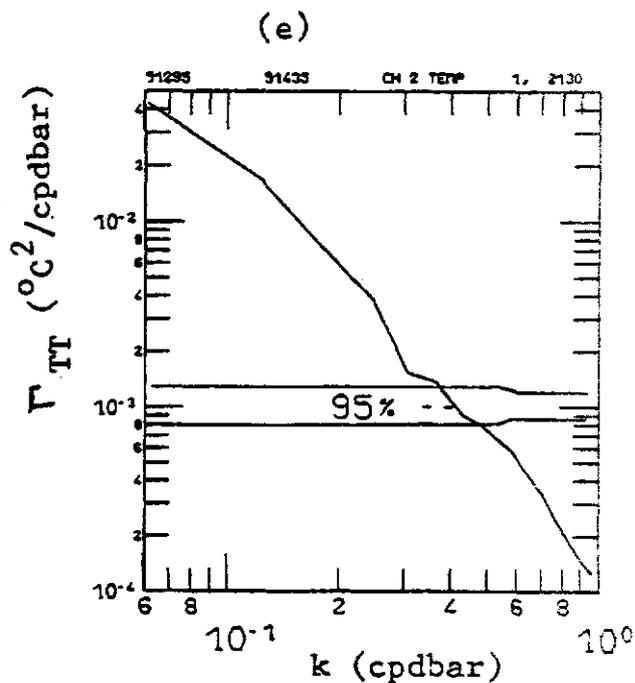
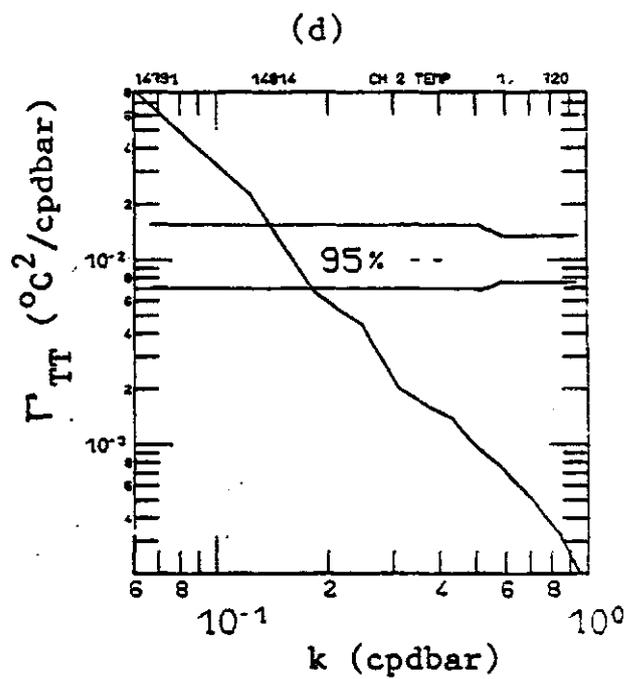
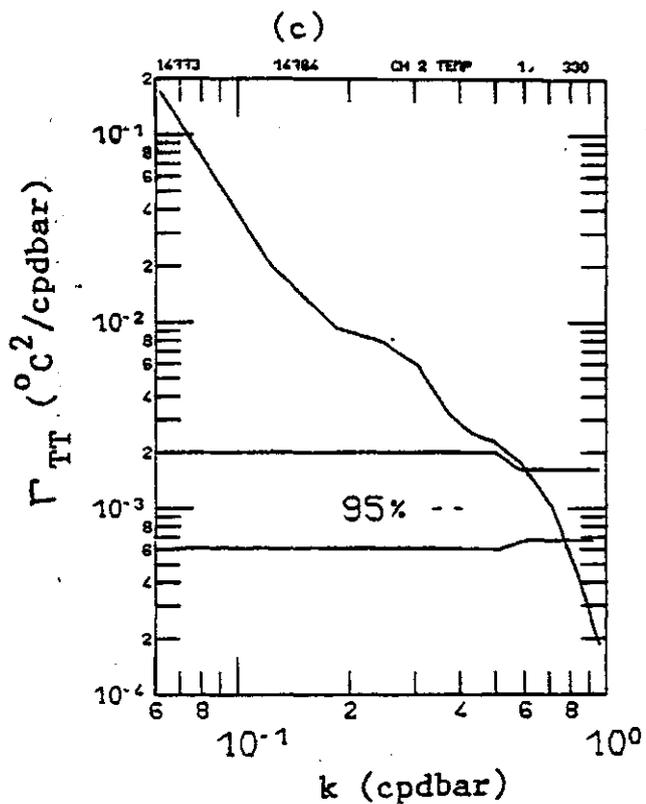


Abb. 6.4.2.

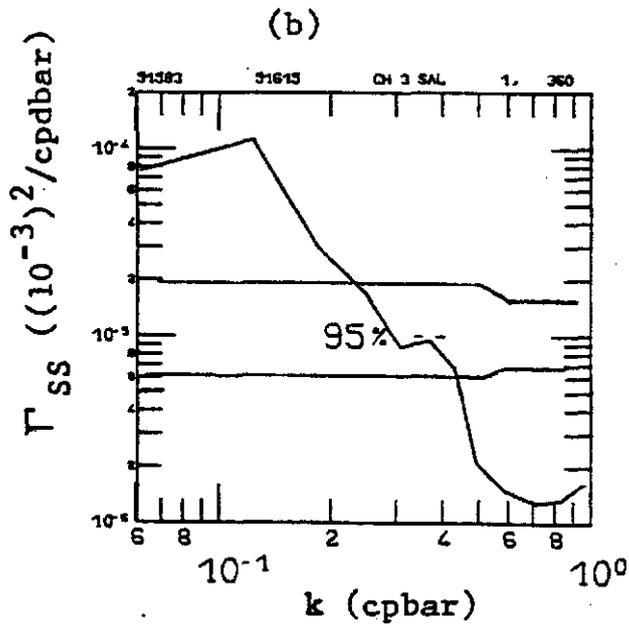
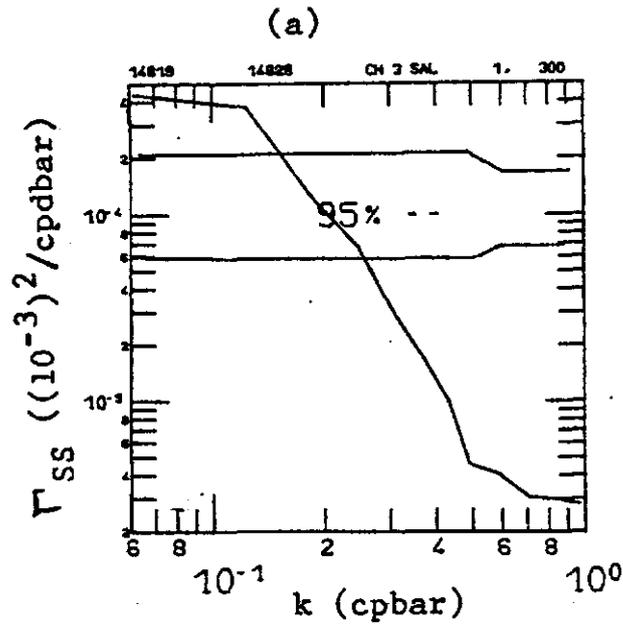


Abb. 6.4.3.

Vertikale Wellenzahlspektren des Salzgehalts

der Datensätze (a) 1, (b) 2, (c) 3, (d) 4 und (e) 5.

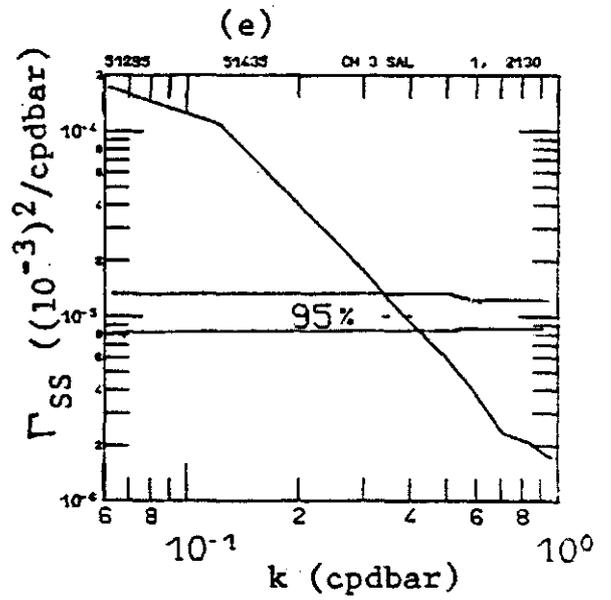
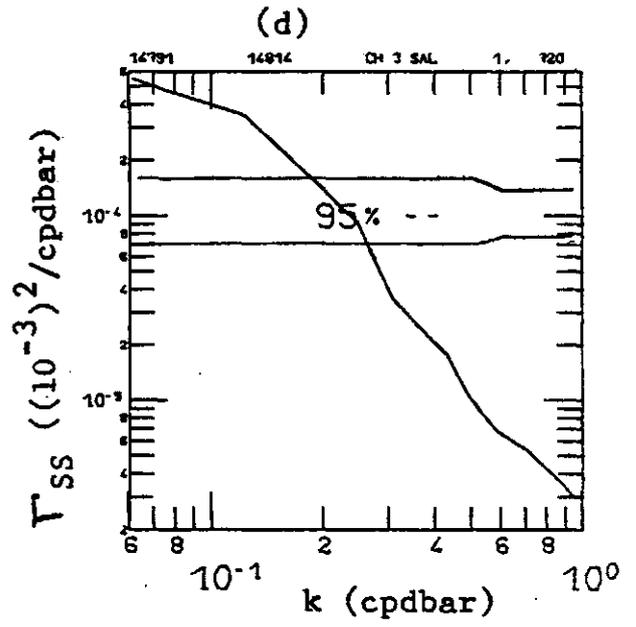
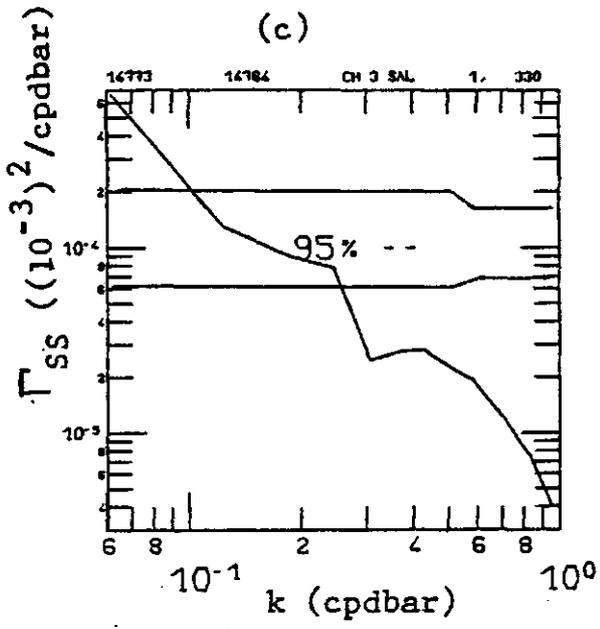


Abb. 6.4.3.

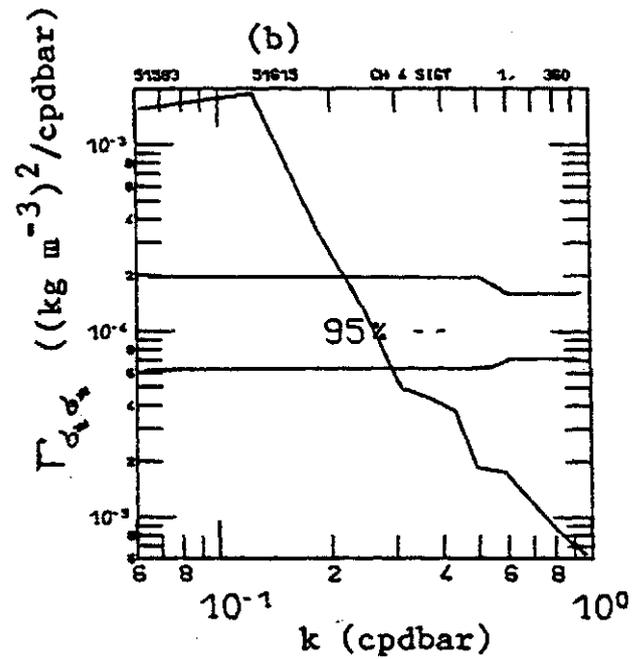
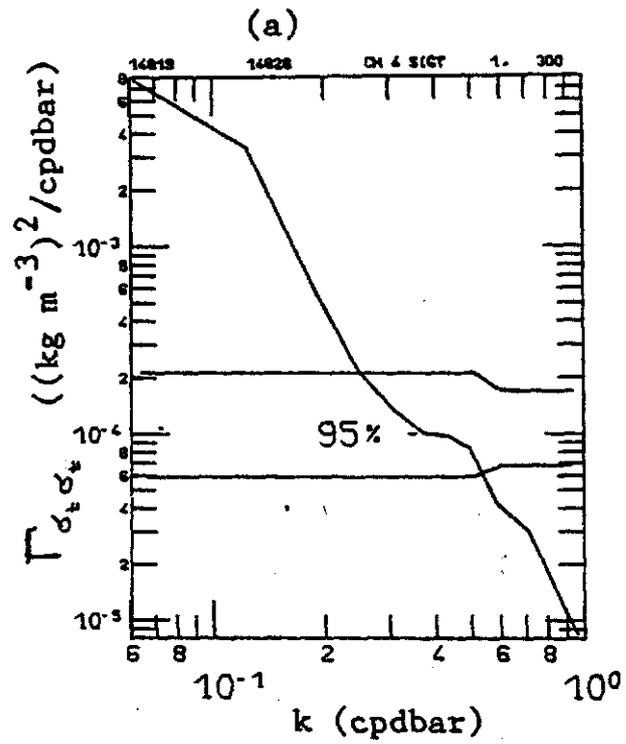


Abb. 6.4.4.

Vertikale Wellenzahlspektren der Dichte

der Datensätze (a) 1, (b) 2, (c) 3, (d) 4 und (e) 5.

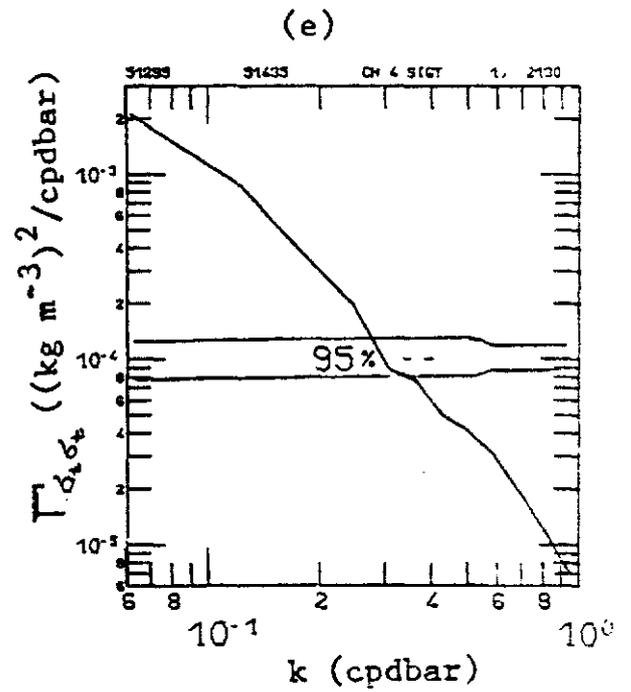
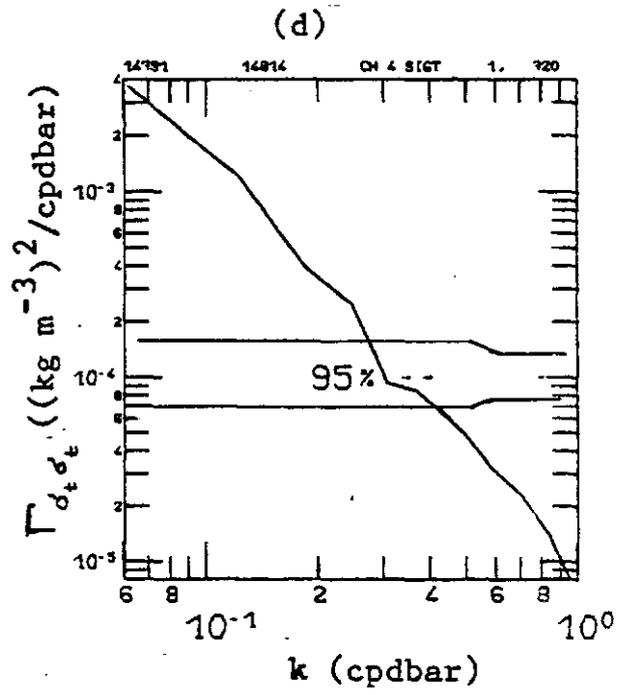
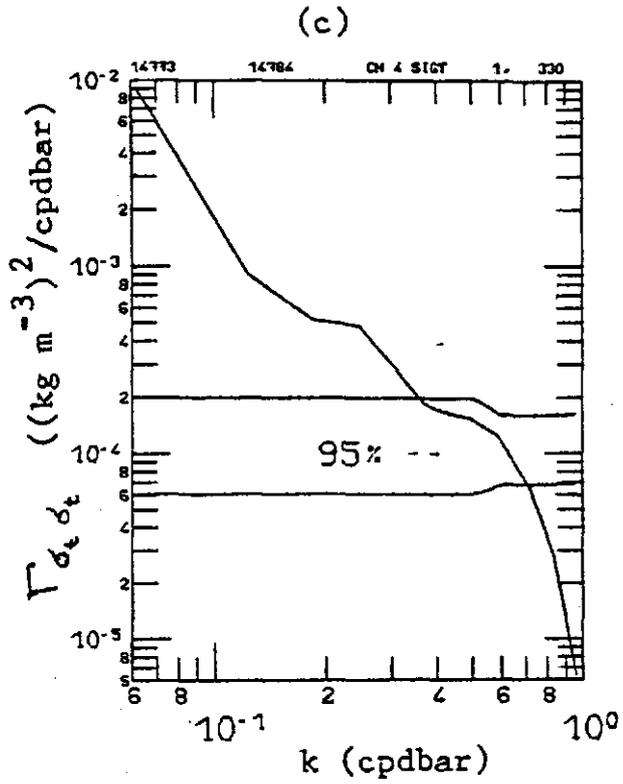


Abb. 6.4.4.

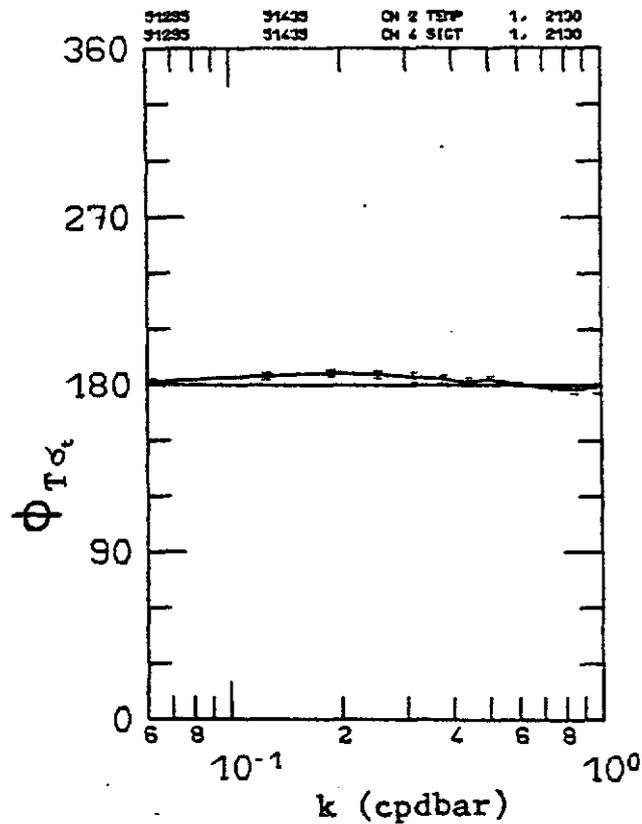
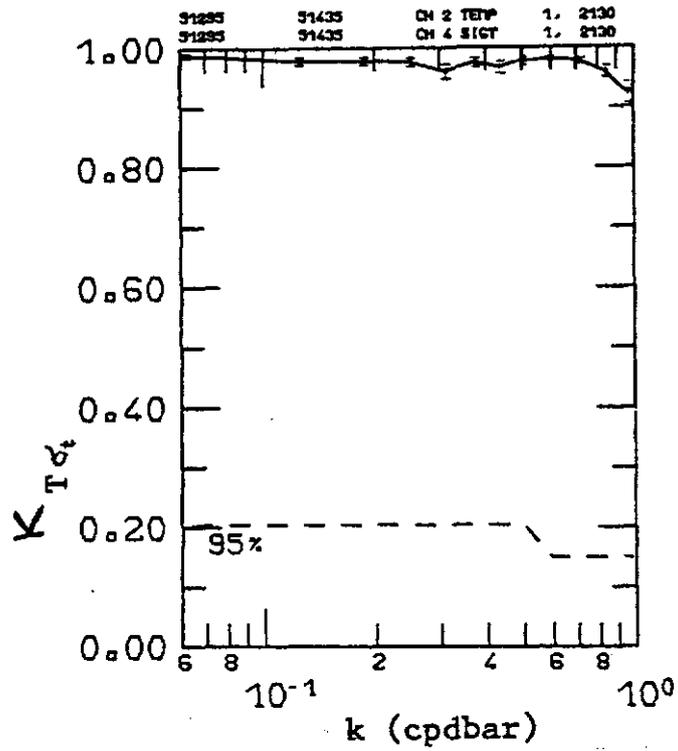


Abb. 6.4.5.

Datensatz 5

Kohärenz- und Phasenspektrum zwischen Temperatur und Dichte

T/S-Beziehungen

Für jeden Datensatz wurden sowohl die Kohärenz- und Phasenspektren zwischen Temperatur und Salzgehalt als auch die Schichtungsparameter m_1 und m_2 berechnet. Sie sind in den Abbildungen 6.4.6. bis 6.4.10. dargestellt. In den Kohärenzspektren sind die 95%-Vertrauensgrenzen und die 95%-Signifikanzschwelle eingezeichnet. Bei den Schichtungsparametern sind die Werte von α/β , S_z/T_z und S_x/T_x mit angegeben. Die Werte von α/β sind positiv und liegen bei $0.24 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, während S_z/T_z immer negativ ist und zwischen -0.05 und $-0.1 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ schwankt. Da während des zweiten Multischiff-Experiments ein mittlerer Transport von circa 20 cm s^{-1} nach Süden stattfand, wurden die zeitlich aufeinander folgenden Profile in einen räumlichen Abstand übertragen. Somit wurden die horizontalen Temperatur- und Salzgehaltsgradienten über die entsprechenden Zeiträume bestimmt. Sie können allerdings nur Größenordnungen widerspiegeln. Die Werte von S_x/T_x schwanken um Null. Für den ersten Datensatz liegen die Kohärenzwerte oftmals unter der 95%-Signifikanzschwelle, während die Phase sich sehr stark ändert. Die Schichtungsparameter, die zu Beginn in der Nähe von S_z/T_z liegen, sind starken Schwankungen unterworfen. Im Gegensatz zu den anderen Datensätzen erreichen sie sogar für Wellenzahlen $k < 0.95 \text{ cpdbar}$ positive Werte, die allerdings unter dem Wert von α/β liegen. Sie entsprechen eher dem Wert von S_x/T_x . Da die Kohärenzwerte für Wellenzahlen $k > 0.2 \text{ cpdbar}$ meist unterhalb der 95%-Signifikanzschwelle liegen, wirken wohl mehrere Prozesse zusammen. Im zweiten Datensatz liegt die Kohärenz größtenteils oberhalb der 95%-Signifikanzschwelle. Sie nimmt für zunehmende Wellenzahlen leicht ab. Die Phase schwankt zwischen den Werten 175° und 240° , während die Schichtungsparameter für den gesamten Wellenzahlbereich in der Nähe von S_z/T_z liegen. In diesem Zeitraum wurden die Feinstrukturen durch vertikale Prozesse verursacht. Im dritten Datensatz fällt die Kohärenz zunächst kurzfristig unter die 95%-Signifikanzschwelle, steigt anschließend wiederum auf Werte von 0.9 an und fällt für $k > 0.7 \text{ cpdbar}$ erneut ab. Die Phase liegt in einem Bereich um 180° , steigt aber für die größte Wellenzahl auf 320° an. Dies ist wohl darauf zurückzuführen, daß das Rauschen im Temperatursignal an Bedeutung zunimmt. Da die Schichtungsparameter wieder in der Nähe von S_z/T_z liegen und der Abfall des Temperaturspektrums -2 entspricht, scheinen die Ursachen der Feinstrukturen in der Deformation eines mittleren Gradienten infolge des internen Wellen-

feldes zu liegen. Für den vierten Datensatz sind die Kohärenzwerte recht gering und sinken für $k > 0.4$ cpdbar unter die 95%-Signifikanzschwelle. Ab dieser Wellenzahl fällt auch die Phase rapide ab, die zuvor Werte um 240° besaß. Die Schichtungsparameter m_1 und m_2 liegen im Vergleich zu den anderen Datensätzen recht weit auseinander. Bis auf die größte Wellenzahl sind ihre Werte aber negativ und umfassen somit den Wert von S_z/T_z . Der Wert von m_1 liegt allerdings in der Nähe von S_x/T_x . Auch in diesem Fall scheinen mehrere Prozesse zusammenzuwirken. Im fünften Datensatz, der die meisten Profile enthält, liegt die Kohärenz im gesamten Wellenzahlbereich eindeutig über der 95%-Signifikanzschwelle. Sie fällt zu höheren Wellenzahlen leicht ab, wie auch im zweiten Datensatz beobachtet wurde. Die Phase liegt in einem Bereich zwischen 175° und 210° . Die Schichtungsparameter weisen kaum Schwankungen auf und liegen in der Nähe von S_z/T_z , so daß die Feinstruktur wiederum auf vertikale Prozesse zurückzuführen sind.

In allen Datensätzen entsprechen die Schichtungsparameter niemals dem Wert von α/β , sondern liegen meistens in der Nähe von S_z/T_z . Somit basieren die Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet nicht auf Advektions- oder Vermischungsprozessen entlang von Isopyknen. Vertikale Vorgänge, wie Vermischung oder Deformation des mittleren Gradienten durch das interne Wellenfeld, sind die dominierenden Prozesse.

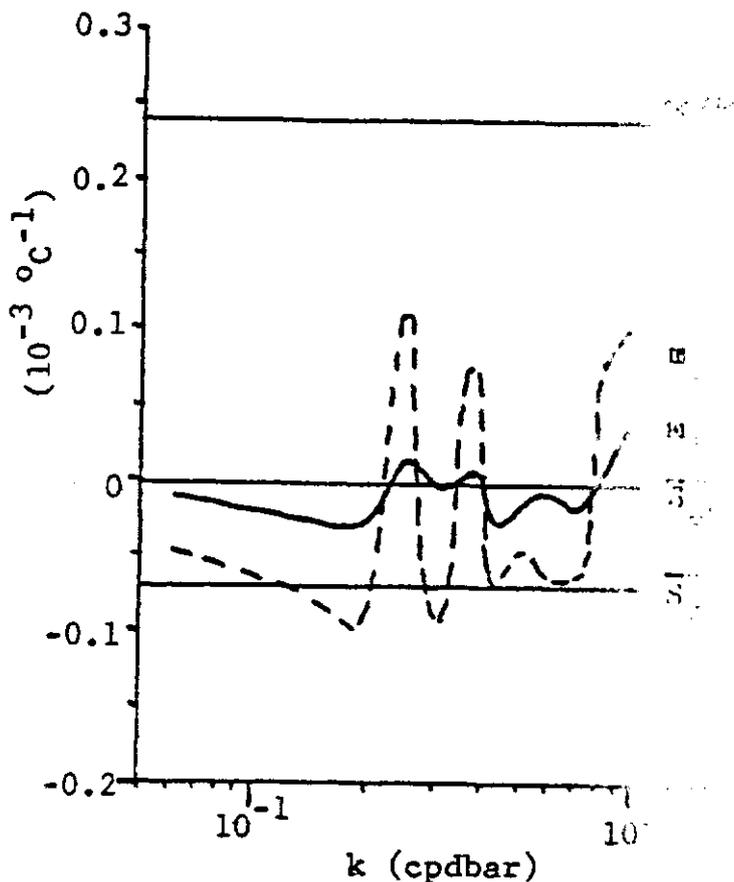
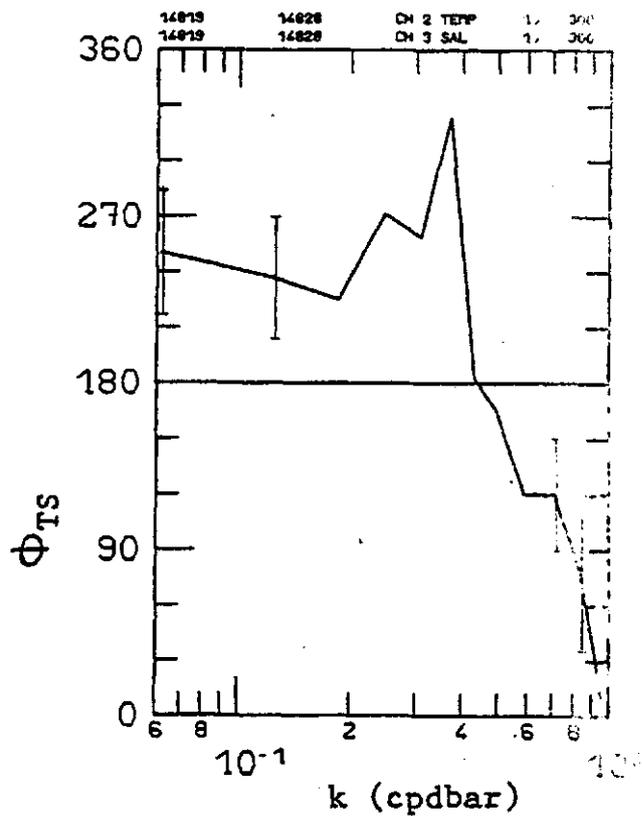
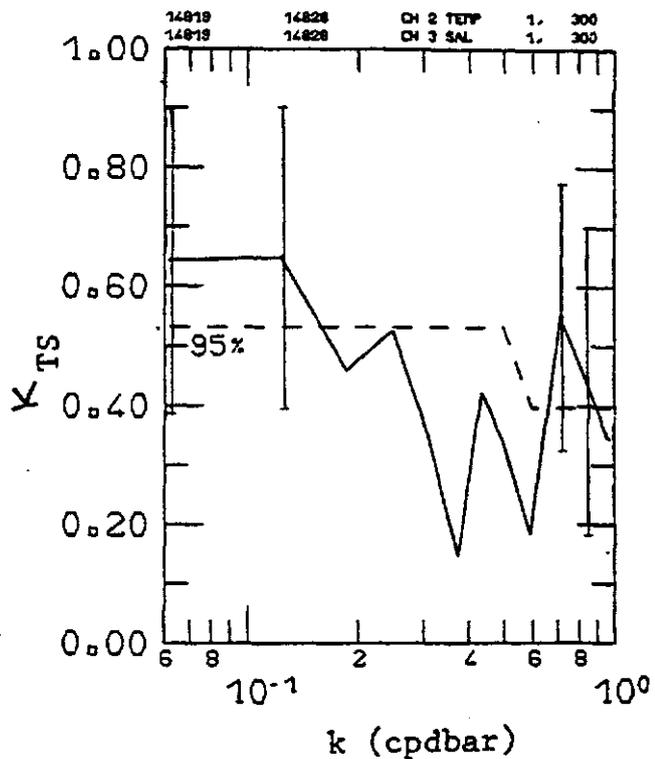


Abb. 6.4.6.
Datensatz 1
Kohärenz- und Phasenspektren
zwischen Temperatur und
Salzgehalt und die
Schichtungparameter

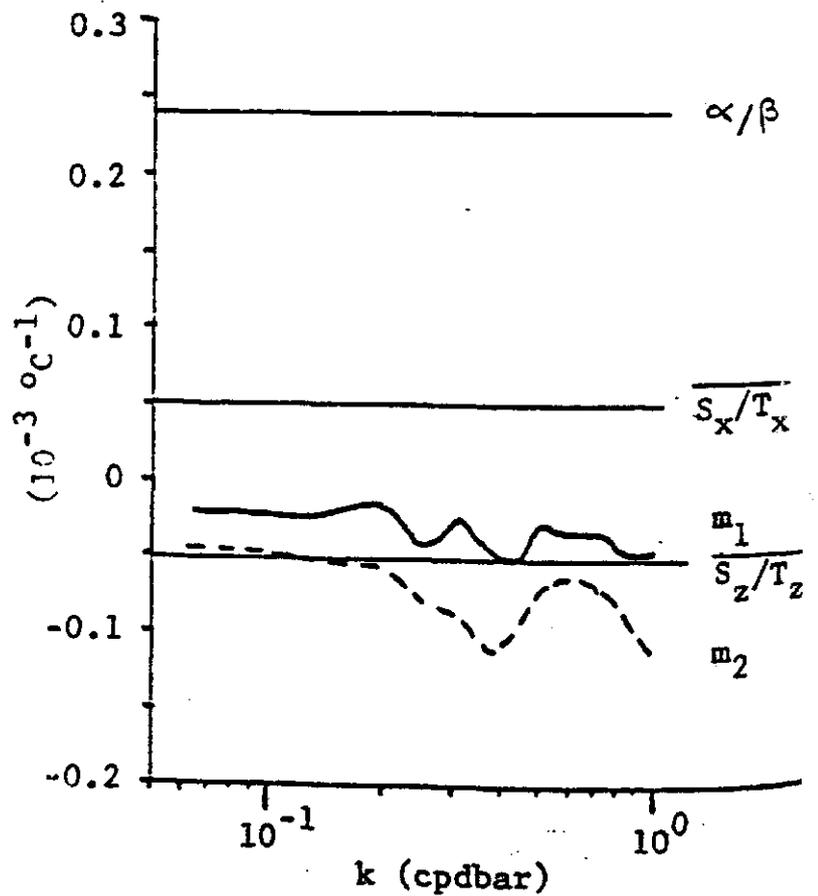
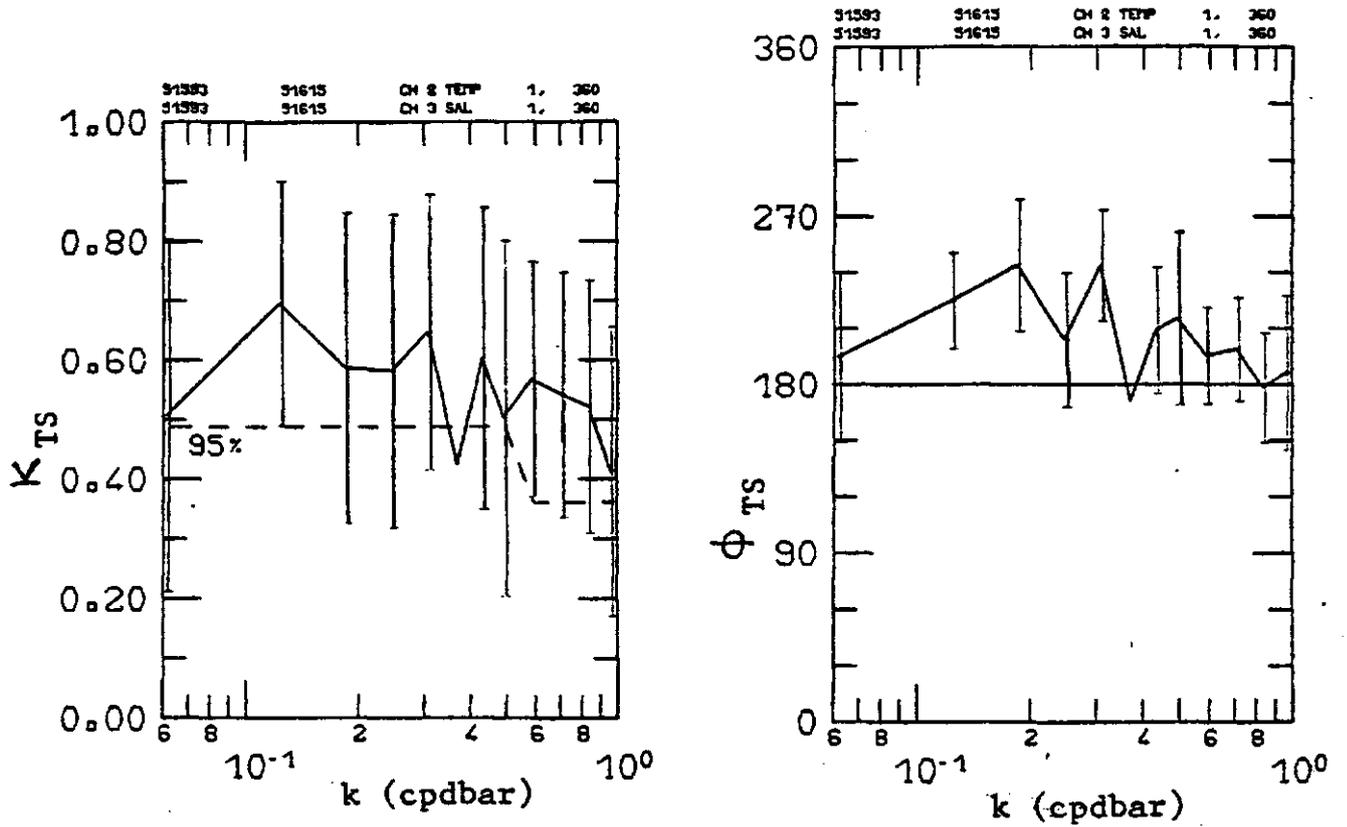


Abb. 6.4.7.
 Datensatz 2
 Kohärenz- und Phasenspektren
 zwischen Temperatur und
 Salzgehalt und die
 Schichtungsparameter

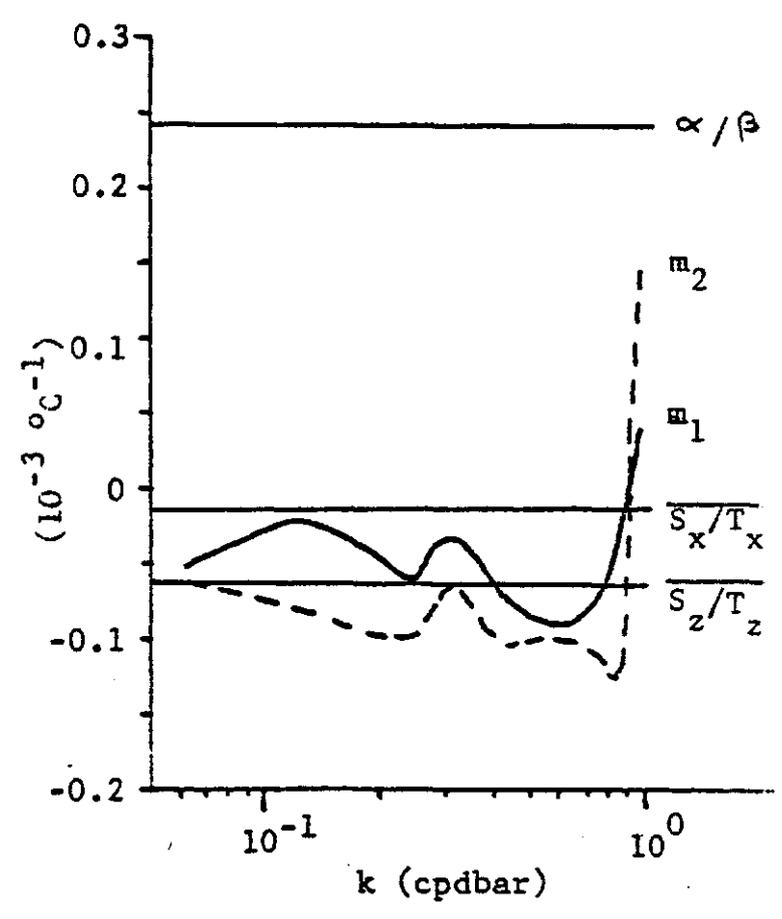
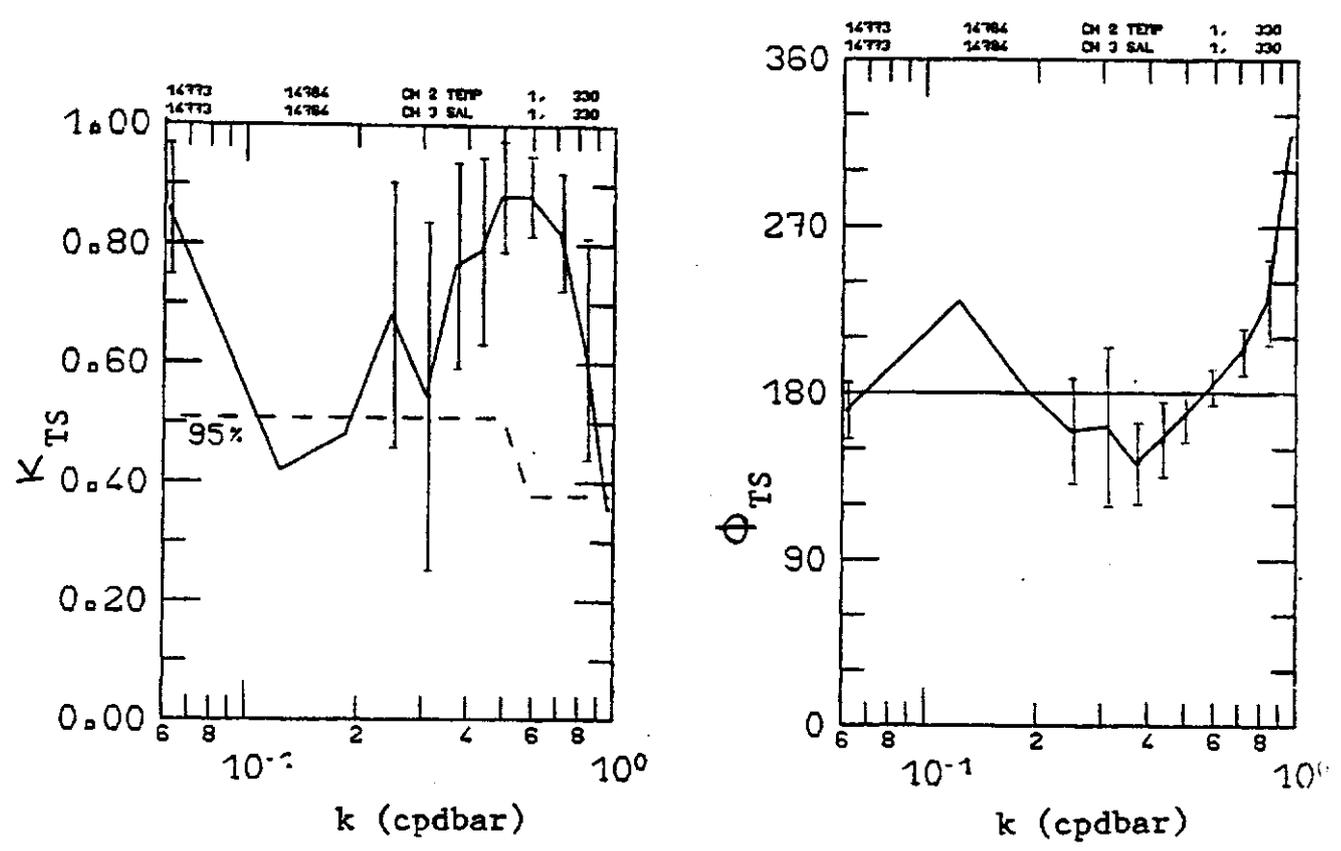


Abb. 6.4.8.
 Datensatz 3
 Kohärenz- und Phasenspektren
 zwischen Temperatur und
 Salzgehalt und die
 Schichtungsparameter

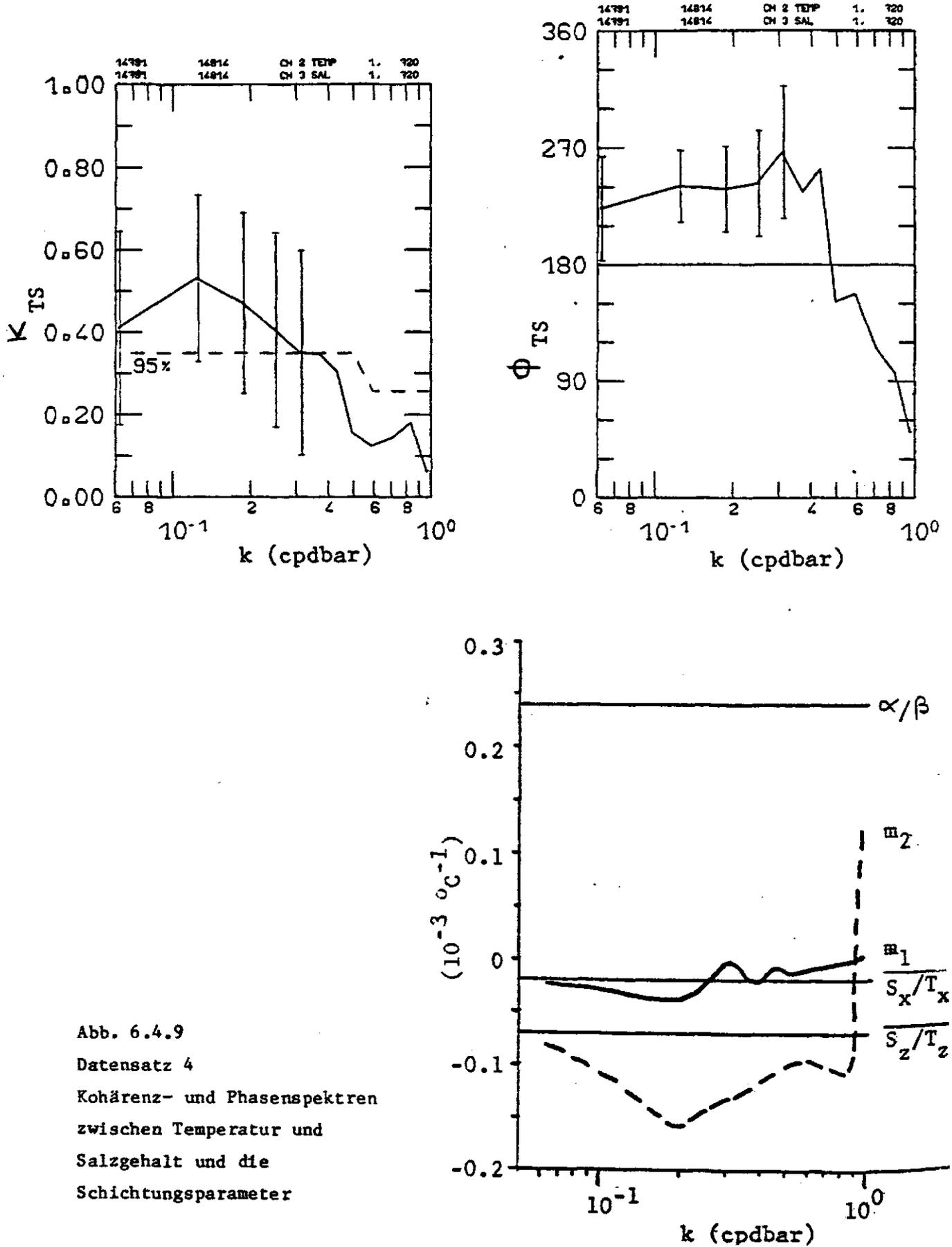


Abb. 6.4.9
 Datensatz 4
 Kohärenz- und Phasenspektren
 zwischen Temperatur und
 Salzgehalt und die
 Schichtungsparameter

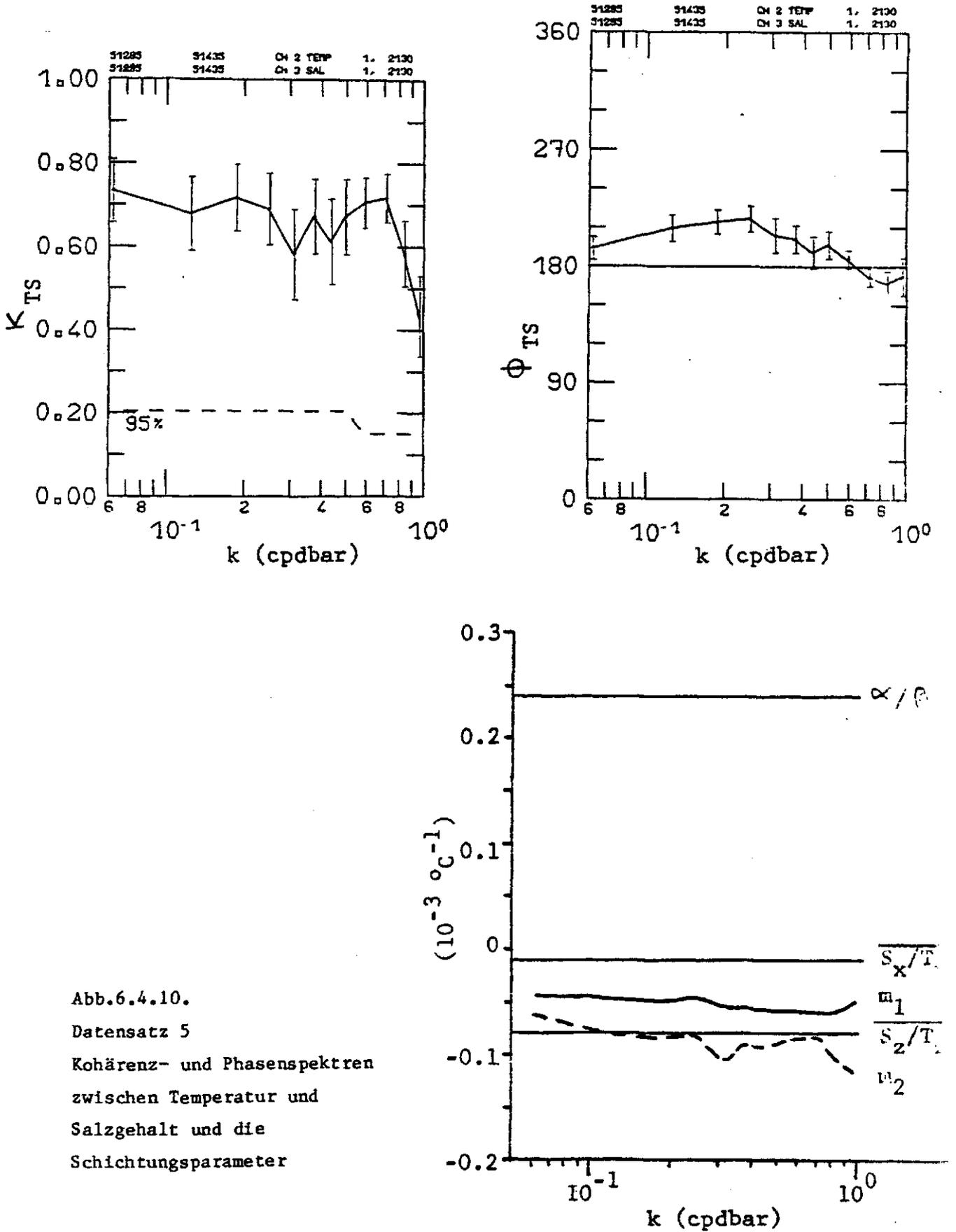


Abb.6.4.10.
 Datensatz 5
 Kohärenz- und Phasenspektren
 zwischen Temperatur und
 Salzgehalt und die
 Schichtungparameter

6.5. Vergleich der Feinstrukturen in der Haupt- und jahreszeitlichen Sprungschicht

Die jahreszeitliche Sprungschicht wird im wesentlichen durch die sommerliche Erwärmung der oberen Wassermassen aufgebaut. Somit ist sie im Gegensatz zur Hauptsprungschicht auch atmosphärischen Einflüssen wie z.B. der Einstrahlung ausgesetzt. Dies bedingt wiederum, daß die Temperatur- und Salzgehaltbeziehungen sich ändern. Während Tasaday II wurde beobachtet (Gregg, 1977 b), daß die T/S-Beziehung ab einer Tiefe von 200 m erhalten blieb, so daß für größere Tiefen die Temperatur- und Salzgehaltsfluktuationen auf Wellenbewegungen zurückzuführen waren. Dabei entsprachen die 200 m der maximalen Deckschichttiefe in dieser Region. Im JASIN-Gebiet reichte die winterliche Konvektion bis zu einer Tiefe von 500 m (Ellett und Martin, 1973). Turbulente Prozesse in der Deckschicht, die mit Hilfe des Windes durchmischt wird und somit relativ homogen ist, können durch Entrainment die darunter liegende jahreszeitliche Sprungschicht vertiefen und verstärken. Das Entrainment kann wiederum durch das interne Wellenfeld beeinflusst werden. Lokal durch Turbulenzen erzeugte interne Wellen können Energie aus der Deckschicht heraustragen und somit das Entrainment reduzieren. Andererseits können aber in einem Gebiet ankommende, interne Wellen zusätzlich Energie, die zur Vertiefung der Deckschicht dienen könnte, zur Verfügung stellen (Kantha, 1977).

In der jahreszeitlichen Sprungschicht werden die größten Väisälä-Frequenzen N gemessen. Garrett und Munk (1972 b) zeigten, daß die mittlere Richardson-Zahl umgekehrt proportional zu N ist. Somit werden Scherungsinstabilitäten hauptsächlich in der jahreszeitlichen Sprungschicht auftreten. An Hand der Dispersionsrelation für Wellen mit der Frequenz ω und dem Wellenzahlvektor $\underline{k}=(k_1, k_2, k_3)$

$$\omega^2 = \frac{k_1^2 + k_2^2}{k^2} N^2 + \frac{k_3^2}{k^2} \omega_1^2 \quad (6.5.1.),$$

wobei ω_1 der Trägheitsfrequenz entspricht, kann man erkennen, daß für konstante ω und $(k_1^2+k_2^2)$ die vertikale Wellenzahl am größten für maximale N wird. Dies bedeutet, daß die vertikalen Skalen in der jahreszeitlichen Sprungschicht sehr klein werden, während die Scherung groß wird (Pollard, 1977).

Wie bereits gezeigt wurde, ist die Form der Spektren im Bereich der Hauptsprungschicht nahezu unabhängig von Ort und Zeit. Abweichungen vom Garrett-Munk-Spektrum (1975) treten auf in Regionen, in denen die Topographie Anisotropie erzeugt, in der Nähe vom Äquator und in Gebieten mit einer hohen mittleren Scherung (Wunsch und Webb, 1979). Während Tasaday 11 (Gregg, 1977 b) entspricht die Form der Spektren in der jahreszeitlichen Sprungschicht denen aus tieferen Bereichen. Somit liegen also ähnliche, physikalische Prozesse zu Grunde. Auch die Daten aus der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet weisen spektrale Abfälle auf, wie sie im Bereich der Hauptsprungschicht beobachtet werden. Das Niveau der Temperaturspektren liegt allerdings um einen Faktor 10 höher. Im Gegensatz zu van Aken (1981), der die Feinstrukturen im JASIN-Gebiet in tieferen Regionen untersuchte, wurden in der jahreszeitlichen Sprungschicht keine Prozesse beobachtet, die entlang von Isopyknen verliefen. Dies könnte auch darauf zurückzuführen sein, daß nur schwache, thermohaline Fronten in der Deckschicht beobachtet wurden, bei denen sich Temperatur- und Salzgehaltseffekte bezüglich der Dichte nahezu kompensierten. Weiterhin waren die vertikalen Skalen der Feinstruktur in der jahreszeitlichen Sprungschicht geringer als in den darunter liegenden Schichten. In größeren Tiefen betragen die mittleren, vertikalen Ausdehnungen der Feinstrukturen, die meist auf Einschüben fremder Wasserkörper beruhten, circa 5 dbar (van Aken, 1981).

7. Zusammenfassung

Während des JASIN-Experiments 1978 wurden mit Hilfe von CTD-Messungen im Rockall-Gebiet zahlreiche Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht beobachtet. Ein umfangreicher Datensatz ermöglichte eine eingehendere Untersuchung dieser Strukturen. Ein Ziel dieser Arbeit war, eine Beschreibung dieser Feinstrukturen zu erstellen und die dominierenden Prozesse zu ermitteln, durch die sie erzeugt worden waren.

Um einen Einblick in die räumliche Struktur und Frontensysteme zu erhalten, in die die kleinskaligen Feinstrukturen eingebettet waren, wurden zunächst die hydrographischen Verhältnisse dargestellt, die in dieser Region herrschten. Durch internationale Zusammenarbeit konnten mesoskalige Wirbel und Fronten erfaßt werden, die einen Einblick in die großräumigere Hydrographie gewährten. Eingebettet in diese größeren Strukturen wurden während der Multischiff-Experimente schwache, thermohaline Oberflächenfronten vermessen, deren Dichteunterschiede sehr gering waren. Während des ersten Multischiff-Experiments konnte von den fahrenden Schiffen aus eine Front beobachtet werden, die kalte, salzarme Wassermassen im Nordosten von wärmeren und salzreicheren im Südwesten trennte. In ihrer Mitte befand sich ein etwas leichter Wasserkörper, der bis circa 15 m Tiefe reichte. Während des zweiten Multischiff-Experiments wurde eine von Norden nach Süden verlaufende Oberflächenfront registriert. Dabei lagen kalte, salzarme Wassermassen im Osten und wärmere und salzreichere im Westen. Die Front oszillierte mit der Gezeiten- bzw. Trägheitsperiode in Ost/West-Richtung, so daß sie zweimal an F.S. 'Meteor' vorbei driftete, während W.F.S. 'Planet' immer westlich von ihr lag.

Anschließend erfolgte eine Beschreibung der beobachteten Feinstrukturen, wobei die zahlreichen CTD-Messungen eine statistische Erfassung der Lage, der Ausdehnungen und der Intensitäten der Feinstrukturen ermöglichten. Dabei zeigte sich, daß circa 50% der durchmischten Schichten in der Mitte der jahreszeitlichen Sprungschicht lagen. In allen Datensätzen wiesen die Verteilungen der Dicke der durchmischten Schichten einen exponentiellen Abfall auf. Die mittlere Dicke lag bei 3 m, wobei die Standardabweichung circa 2 m betrug. Allerdings konnten nur Schichten erfaßt werden, die mindestens 1 m

dick waren. An Hand der Jojo-Profile wurden die horizontalen Ausdehnungen der Feinstruktur mit Hilfe der mittleren Strömungsverhältnisse abgeschätzt. Das Verhältnis zwischen der vertikalen und der horizontalen Ausdehnung dieser Schichten betrug 10^{-2} . Weiterhin zeigte sich, daß während des zweiten Multischiff-Experiments im Vergleich zum ersten eine größere Feinstrukturintensität herrschte, wobei sie westlich der Front am größten war.

Weiterhin sollten die dominierenden Prozesse bestimmt werden, durch die die Feinstrukturen erzeugt worden waren. Dazu wurden verschiedene Erzeugungsmechanismen für Feinstrukturen betrachtet. An Hand ihrer verschiedenen Einflüsse auf die Schichtung war es möglich, einige unterschiedliche Prozesse zu trennen. Dabei ergab sich, daß auf Grund der Schichtung in der jahreszeitlichen Sprungschicht Doppeldiffusionsprozesse nur selten auftraten. Ebenso konnte auch nur einmal ein deutlicher Einschub eines fremden Wasserkörpers in Frontnähe beobachtet werden. Allerdings waren die Fronten auch sehr schwach ausgeprägt. Dabei traten Temperaturinversionen auf, die mit Doppeldiffusionsprozessen verbunden waren und somit eine leichte Dichteänderung des eingeschobenen Wasserkörpers bewirkten. Gleichzeitig zeigten auch die Schichtungsparameter, daß dort mehrere Prozesse zusammenwirkten, die nicht entlang der Isopyknen verliefen. Insgesamt spielten die Doppeldiffusionsprozesse und die Einschübe fremder Wasserkörper im Bereich der jahreszeitlichen Sprungschicht nur eine untergeordnete Rolle.

Weiterhin wurden die Einflüsse des internen Wellenfeldes betrachtet, das sowohl reversible als auch irreversible Feinstrukturen hervorrufen kann. Die reversiblen Feinstrukturen werden durch die Deformation eines mittleren Gradienten in Folge von internen Wellen erzeugt. Falls die beobachtete Feinstruktur ausschließlich reversibel ist, dann entspricht die Varianz der Deformation der Cox-Zahl. Die Cox-Zahlen schwankten zwischen 0 und 2, wobei die Medianwerte circa 0.3 betragen. Somit lagen sie in der Nähe des Wertes von 0.25, der sich an Hand des Internen-Wellen-Modells für die Varianz der Deformation ergibt unter der Annahme, daß das Interne-Wellen-Spektrum bei einer vertikalen Wellenzahl von $2\pi/10 \text{ m}^{-1}$ abknickt.

Durch das interne Wellenfeld können sowohl Scherungs- als auch konvektive Instabilitäten auftreten, die zu turbulenten Vermischungsprozessen führen und irreversible Feinstrukturen entstehen lassen. Da aber kaum Temperaturinversionen auftraten und die Vermischungsprozesse selten vollständig waren, wurden konvektive Instabilitäten als Haupterzeuger ausgeschlossen. Eher schienen Scherungsinstabilitäten von Bedeutung zu sein, da sich circa 50% der durchmischten Schichten im Bereich der maximalen Väisälä-Frequenz und somit der größten Scherung befanden.

Mit Hilfe eines Vergleichs zwischen den Datensätzen und theoretischen Modellen sollte überprüft werden, ob die reversiblen oder irreversiblen Feinstrukturen dominierten. Für die irreversiblen Feinstrukturen wurde dabei von zufällig verteilten, vertikalen Vermischungsprozessen ausgegangen, wobei die Temperaturstruktur durch einen vertikalen Poisson-Prozess dargestellt wurde. Die daraus berechnete Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Schichtdicken zeigte auf Grund eines Chi-Quadrat-Tests keine signifikanten Abweichungen zu den zusammengefaßten Datensätzen. Ebenfalls basierend auf einem Poisson-Prozess wurde weiterhin die Wahrscheinlichkeitsverteilung des vertikalen Temperaturgradienten bestimmt. Obwohl die Verteilungen der Datensätze annähernd wiedergegeben wurde, zeigten sich mit Hilfe des Chi-Quadrat-Tests signifikante Abweichungen zu dem Modell. Speziell in dem Bereich kleiner, absoluter Temperaturgradienten waren die Diskrepanzen recht groß, da dieses Modell keine Temperaturinversionen berücksichtigte und sich dort die Meßungenauigkeiten am stärksten auswirkten. Unter Vernachlässigung dieses Bereichs waren die Abweichungen zwischen dem Modell und dem Datensatz von F.S. 'Meteor' während des zweiten Multischiff-Experiments nur noch zufällig und nicht mehr signifikant.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des vertikalen Temperaturgradienten wurde ebenfalls an Hand eines theoretischen Modells für reversible Feinstrukturen bestimmt. Wiederum zeigten sich signifikante Abweichungen zu den Datensätzen, wobei abermals der grobe Verlauf der Verteilungen wiedergegeben wurde. Keines der Modelle mit ihren Vereinfachungen konnte die Datensätze im Rahmen zufälliger Abweichungen exakt widerspiegeln, so daß wohl oftmals beide Prozesse zusammenwirkten. Allerdings entsprachen die Messungen von W.F.S. 'Planet' während des zweiten Multischiff-Experiments eher dem Modell für reversible Feinstrukturen, während für die

Messungen von F.S. 'Meteor' die Abweichungen zu dem Modell der irreversiblen Feinstrukturen am geringsten waren.

Eine weitere Möglichkeit, die dominierenden Prozesse innerhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht zu bestimmen, bot die Spektralanalyse der Feinstruktur. Dazu wurden vertikale Wellenzahlspektren berechnet. Es konnten Zeiträume beobachtet werden, in denen der spektrale Abfall circa -2 betrug und somit den reversiblen Prozessen des internen Wellenfeldes entsprach. Allerdings gab es auch Zeiträume, in denen der spektrale Abfall größer war und eher dem Wert von -3 entsprach, der oftmals auf den Einfluß der irreversiblen Feinstruktur zurückgeführt wird. Die Schichtungsparameter der verschiedenen Datensätze zeigten in der jahreszeitlichen Sprungschicht eine eindeutige Dominanz der vertikalen Prozesse. Es konnten keine Prozesse beobachtet werden, die entlang der Isopyknen verliefen.

Mit Hilfe der Cox-Zahlen wurden die vertikalen, turbulenten Austauschkoeffizienten abgeschätzt. Dabei ergaben sich Größenordnungen von $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, so daß sie im Bereich des molekularen Diffusionskoeffizienten lagen. Zwar wurden die Cox-Zahlen auf Grund der vertikalen Auflösungsvermögen der Meßgeräte vermutlich etwas unterschätzt, trotzdem schien der vertikale Austausch in der jahreszeitlichen Sprungschicht recht gering zu sein.

Außerdem bot dieser Datensatz die seltene Gelegenheit, die Feinstrukturen in der Haupt- und jahreszeitlichen Sprungschicht zu vergleichen, da die bisherigen Messungen hauptsächlich in größeren Tiefen stattfanden. Dabei sollte untersucht werden, ob unterschiedliche physikalische Prozesse zugrunde liegen und inwieweit sich die Spektren in den verschiedenen Tiefenbereichen unterscheiden. Während in tieferen Regionen des JASIN-Gebietes die Feinstrukturen oftmals auf Einschübe fremder Wasserkörper entlang von Isopyknen zurückzuführen waren, zeigte sich in der jahreszeitlichen Sprungschicht die Dominanz vertikaler Prozesse. Dabei traten in den verschiedenen Datensätzen sowohl reversible als auch irreversible Feinstrukturen auf. Allerdings waren die vertikalen Skalen der Feinstruktur geringer als in den darunter liegenden Schichten. Die Form der vertikalen Wellenzahlspektren entsprach denen, die in verschiedenen Regionen in tieferen Bereichen beobachtet wurden, so daß allgemein wohl ähnliche physikalische Prozesse zugrunde liegen. Allerdings war das Niveau der Spektren um circa einen Faktor 10 größer.

Literaturverzeichnis

- Batchelor, G.K. 1959: Small scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid. *J. Fluid Mech.* 5, 113-133.
- Cairns, J.L. and G.O. Williams 1976: Internal Wave Observations From a Mid-water Float, II. *J. Geophys. Res.* 81, 1943-1950.
- Cooley, J.W. and S.W. Tukey 1965: An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series. *Mathematics of Computation* 19, 297-301.
- Cooley, J.W.; P.A.W. Lewis and P.D. Welch 1967: Application of the Fast Fourier Transform to computation of Fourier integrals, Fourier series and convolution integrals. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, Vol. AU-15, 2, p.79.
- Corrsin, S. 1951: On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in isotropic turbulence. *J. Appl. Phys.* 22, 469.
- Desaubies, Y.J.F. 1976: Analytical Representation of Internal Wave Spectra. *J. Phys. Oceanogr.* 6, 976-981.
- Desaubies, Y.J.F. and M.C. Gregg 1981: Reversible and Irreversible Fine-structure. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 541-556.
- Desaubies, Y.J.F. and W.K. Smith 1982: Statistics of Richardson Number and Instability in Oceanic Internal Waves. *J. Phys. Oceanogr.* 12, 1245-1259.
- Ellett, D.J. and J.H.A. Martin 1973: The physical and chemical oceanography of the Rockall Channel. *Deep-Sea Res.* 20, 585-625.
- Ellett, D.J.; P. Kruseman; G.J. Prangma; R.T. Pollard; H.M. van Aken; A. Edwards; H.D. Dooley and W.J. Gould 1983: Water masses and mesoscale circulation of North Rockall Trough waters during JASIN 1978. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 308, 231-252.
- Elliott, J.A. and N.S. Oakey 1980: Average microstructure levels and vertical diffusion for phase III, GATE. *Deep-Sea Res.* 26, Suppl. 1, GATE Vol. 1, 273-294.
- Fedorov, K.N. 1978: *The Thermohaline Finestructure of the Ocean*. Pergamon Press, Oxford, 170 pp.
- Gargett, A.E. 1976: An Investigation of the Occurrence of Oceanic Turbulence with Respect to Finestructure. *J. Phys. Oceanogr.* 6, 139-156.
- Gargett, A.E. 1978: Microstructure and Fine Structure in an Upper Ocean Frontal Regime. *J. Geophys. Res.* 83, 5123-5134.
- Garrett, C. and W. Munk 1972(a): Space-Time Scales of Internal Waves. *Geophys. Fluid Dyn.* 2, 225-264.

- Garrett, C. and W. Munk 1972(b): Oceanic mixing by breaking internal waves. *Deep-Sea Res.* 19, 823-832.
- Garrett, C. and W. Munk 1975: Space-Time Scales of Internal Waves: A Progress Report. *J. Geophys. Res.* 80, 291-297.
- Georgi, D.T. and R.W. Schmitt 1983: Fine and Microstructure Observations on a Hydrographic Section from the Azores to the Flemish Cap. *J. Phys. Oceanogr.* 13, 632-647.
- Gibson, C.H. and W.H. Schwartz 1963: The universal equilibrium spectra of turbulent velocity and scalar fields. *J. Fluid Mech.* 16, 365-384.
- Grant, H.L.; R.W. Stewart and A. Moilliet 1962: Turbulence spectra from a tidal channel. *J. Fluid Mech.* 12, 241-263.
- Grant, H.L.; B.A. Hughes; W.M. Vogel and A. Moilliet 1968: The spectrum of temperature fluctuations in turbulent flow. *J. Fluid Mech.* 34, 432-442.
- Gregg, M.C. 1975: Microstructure and Intrusions in the California Current. *J. Phys. Oceanogr.* 5, 253-278.
- Gregg, M.C. 1976: Finestructure and Microstructure Observations During the Passage of a Mild Storm. *J. Phys. Oceanogr.* 6, 528-555.
- Gregg, M.C. 1977 a: A Comparison of Finestructure Spectra from the Main Thermocline. *J. Phys. Oceanogr.* 7, 33-40.
- Gregg, M.C. 1977 b: Variations in the Intensity of Small-Scale Mixing in the Main Thermocline. *J. Phys. Oceanogr.* 7, 436-454.
- Gregg, M.C. 1980: The Three-Dimensional Mapping of a Small Thermohaline Intrusion. *J. Phys. Oceanogr.* 10, 1468-1492.
- Gregg, M.C.; C.S. Cox and P.W. Hacker 1973: Vertical Microstructure Measurements in the Central North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.* 3, 458-469.
- Halpern, D. 1979: H2 current and temperature measurements (unpublished manuscript).
- Hansen, B. and J. Meincke 1979: Eddies and meanders in the Iceland Faroe Ridge area. *Deep-Sea Res.* 26, 1067-1082.
- Hayes, S.P. 1975: Preliminary Measurements of the Time-Lagged Coherence of Vertical Temperature Profiles. *J. Geophys. Res.* 80, 307-311.
- Hayes, S.P. 1978: Temperature Fine Structure Observations in the Tropical North Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.* 83, 5099-5104.
- Hayes, S.P.; T.M. Joyce and R.C. Millard 1975: Measurements of Vertical Fine Structure in the Sargasso Sea. *J. Geophys. Res.* 80, 314-319.
- Hinkelmann, H. 1957: Gerät zur Schnellregistrierung in der Ozeanographie. *Z. angew. Phys.* 9, H.10.
- Horne, E.P.W. 1978: Interleaving at the sub-surface front in the slope water off Nova Scotia. *J. Geophys. Res.* 83, 3659-3671.

- Jenkins, G.M. and D.G. Watts 1968: Spectral Analysis and its applications. Holden-Day, San Francisco, 525 pp.
- Johnson, C.L.; C.S. Cox and B. Gallagher 1978: The Separation of Wave-Induced and Intrusive Oceanic Finestructure. *J. Phys. Oceanogr.* 8, 846-860.
- Jones, I.S.F. and F. Bruzzone 1978: Richardson Number profiles through the base of the mixed layer. *JASIN News* 11.
- Joyce, T.M. 1976: Large-scale variations in small-scale temperature/salinity finestructure in the main thermocline of the northwest Atlantic. *Deep-Sea Res.* 23, 1175-1186.
- Joyce, T.M. 1977: A Note on the Lateral Mixing of Water Masses. *J. Phys. Oceanogr.* 7, 626-629.
- Joyce, T.M. and Y.J.F. Desaubies 1977: Discrimination between Internal Waves and Temperature Finestructure. *J. Phys. Oceanogr.* 7, 22-32.
- Joyce, T.M.; W. Zenk and J.M. Toole 1978: the Anatomy of the Antarctic Polar Front in the Drake Passage. *J. Geophys. Res.* 83, 6093-6114.
- Käse, R.H.; M. Knoll; G. Siedler and W. Zenk 1983: Moored current meter data from JASIN 1978. 'Meteor' *Forsch.-Ergebnisse A/B* 24, 5-24.
- Kantha, L.H. 1977: Note on the Role of Internal Waves in the Thermocline Erosion. Modelling and prediction of the upper layers of the ocean, E.B. Kraus, Pergamon Press, 173-177.
- Kiseleva, O.A.; G.A. Moiseev and N.A. Panteleev 1983: Fine structure and vertical exchange in the upper layer of the ocean. *JASIN News* 26.
- Knoll, M. 1983: CTD and current profiler data from JASIN 1978. 'Meteor' *Forsch.-Ergebnisse A/B* 24, 25-40.
- Kolmogorov, A.N. 1941: The local structure of turbulence in an incompressible viscous fluid for very large Reynolds Numbers. *C.R. Acad. Sci., U.R.S.S.* 30, 301.
- Kroebel, W. 1973: Die Kieler Multimeeressonde. Ein Gerät zur in-situ Messung von Temperatur, Leitfähigkeit, Salzgehalt, Schallgeschwindigkeit und lichtoptischer Attenuation mit ersten Ergebnissen der 'Meteor' Fahrt Nr. 23 (1971) westlich von Gibraltar. 'Meteor' *Forsch.-Ergebnisse A*, 12, 53-57.
- Levine, M.D. and J.D. Irish 1981: A Statistical Description of Temperature Finestructure in the Presence of Internal Waves. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 676-691.
- Lumley, J.L. 1964: The spectrum of nearly inertial turbulence in a stratified fluid. *J. Atmosph. Sc.* 21, 99-102.

- MacVean, M.K. and J.D. Woods 1980: Redistribution of scalars during upper ocean frontogenesis: a numerical model. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 106, 293-312.
- Manins, P.C. 1976: Intrusion into a stratified fluid. *J. Fluid Mech.* 74, 547-560.
- Maxworthy, T. 1972: Experimental and theoretical studies of horizontal jets in a stratified fluid. *International Symposium on Stratified Flows, Int. Ass. for Hydraul. Res., Novosibirsk, U.S.S.R., 1972.*
- McDougall, T.J. 1981: Double-diffusive convection with a nonlinear equation of state, Part II: Laboratory experiments and their interpretation. *Prog. Oceanogr.* 10, 91-121.
- McDougall, T.J. and B.R. Ruddick 1982: The Effects on Finestructure Measurements of Correcting for Internal Wave Strain. *J. Phys. Oceanogr.* 12, 495-497.
- McKean, R.S. 1974: Interpretation of Internal Wave Measurements in the Presence of Fine-Structure. *J. Phys. Oceanogr.* 4, 200-213.
- Meincke, J. 1978: On the distribution of low salinity waters around the Faroes. *Dt. Hydrogr. Z.* 31, 50-64.
- Miles, J.W. and L.N. Howard 1964: Note on a heterogeneous shear flow. *J. Fluid Mech.* 20, 331-336.
- Millard, R. 1972: Further comments of vertical temperature spectra in the MODE region. *MODE Hot Line News* 18, 1.
- Minnett, P.J.; R.T. Pollard; D.S. Collins; A. Horch and M. Knoll 1983: The structure of a weak thermohaline front. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* 308, 359-375.
- Moseley, W.B. and D.R. Del Balzo 1976: Horizontal Random Temperature Structure of the Ocean. *J. Phys. Oceanogr.* 6, 267-280.
- Munk, W. 1966: Abyssal recipes. *Deep-Sea Res.* 13, 707-730.
- Obukhov, A.M. 1949: Structure of the temperature field in turbulent flow. *Izv. Akad. Nauk., SSSR, Ser. Geog., Geofiz.*, 13, 58.
- Orlanski, I. and K. Bryan 1969: Formation of the Thermocline Step Structure by Large-Amplitude Internal Gravity Waves. *J. Geophys. Res.* 74, 6975-6983.
- Osborn, T.R. and C.S. Cox 1972: Oceanic Fine Structure. *Geophys. Fluid Dynamics* 3, 321-345.
- Phillips, O.M. 1977: *The dynamics of the upper ocean (second edition).* Cambridge University Press, Cambridge, 261 pp.

- Pingree, R.D. 1972: Mixing in the deep stratified ocean. *Deep-Sea Res.* 19, 549-562.
- Pollard, R.T. 1977: Observations and Models of the Structure of the Upper Ocean. Modelling and prediction of the upper layers of the ocean, E.B. Kraus, Pergamon Press, 102-117.
- Pollard, R.T. 1982: Eddies and fronts in the JASIN area. *JASIN News* 25.
- Pollard, R.T. 1983: Observations of the structure of the upper ocean: wind-driven momentum budget. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lon. A* 308, 407-425.
- Pollard, R.T.; T.H. Guymer and P.K. Taylor 1983: Summary of the JASIN 1978 field experiment. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* 308, 221-230.
- Roden, G.I. 1971: Spectra of North Pacific Temperature and Salinity Perturbations in the Depth Domain. *J. Phys. Oceanogr.* 1, 25-33.
- Royal Society 1977: Air-Sea Interaction Project: scientific plans for the joint air-sea interaction experiments, JASIN 1977 and 1978. The Royal Society, London.
- Royal Society 1978: Air-Sea Interaction Project: operational plans for the joint air-sea interaction experiment, JASIN 1978. The Royal Society, London.
- Royal Society 1979: Air-Sea Interaction Project: summary of the 1978 field experiment, JASIN 1978. The Royal Society, London.
- Royal Society 1983: Results of the Royal Society joint air-sea interaction project. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* 308, 219-449.
- Ruddick, B.R. 1983: A practical indicator of the stability of the water column to double-diffusive activity. *Deep-Sea Res.* 30, 1105-1107.
- Ruddick, B.R. and J.S. Turner 1979: The vertical length scale of double-diffusive intrusions. *Deep-Sea Res.* 26, 903-913.
- Schmitt, R.W. 1981: Form of the Temperature-Salinity Relationship in the Central Water: Evidence for Double-Diffusive Mixing. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 1015-1026.
- Schmitt, R.W. and D.T. Georgi 1982: Finestructure and microstructure in the North Atlantic current. *J. Mar. Res.* 40 (Suppl.), 659-705.
- Schuhmacher, E. 1983: Eine Untersuchung einer Drei-Wassermassen-Front während JASIN 1978. Diplomarbeit, Universität Kiel, 47 pp.
- Shur, G.N. 1962: Experimental investigations of the energy spectrum of atmospheric turbulence. *Trudy T.S., A.O.* 43, 79-90.

- Siedler, G. 1974: The fine-structure contamination of vertical velocity spectra in the deep ocean. *Deep-Sea Res.* 21, 37-46.
- Siedler, G. and W. Zenk 1980: JASIN 1978 Field activities on the research vessels 'Meteor', 'Planet', 'Poseidon' and the research aircraft D-CMET. 'Meteor' Forsch.-Ergebnisse A 21, 25-48.
- Taubenheim, J. 1969: Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Porlig K.-G., Leipzig.
- Tennekes, H. and J.L. Lumley 1972: A first course in turbulence. The MIT Press, Cambridge, Mass.
- Thompson, R.O.R.Y. 1980: Efficiency of Conversion of Kinetic Energy to Potential Energy by a Breaking Internal Gravity Wave. *J. Geophys. Res.* 85, 6631-6635.
- Thorpe, S.A. 1971: Experiments on the instability of stratified shear flows: miscible fluids. *J. Fluid Mech.* 46, 299-319.
- Thorpe, S.A. 1973: Turbulence in stably stratified fluids: a review of laboratory experiments. *Boundary Layer Meteorology* 5, 95-119.
- Thorpe, S.A. 1978: On the shape and breaking of finite amplitude internal gravity waves in a shear flow. *J. Fluid Mech.* 85, 7-31.
- Turner, J.S. 1973: Buoyancy effects in fluids. Cambridge University Press, Cambridge, 367 pp.
- Turner, J.S. 1978: Double-diffusive intrusions into a density gradient. *J. Geophys. Res.* 83, 2887-2901.
- Turner, J.S. 1981: Small-scale mixing processes. In: Warren, B.A. and C. Wunsch (Eds.) *Evolution of Physical Oceanography*, 236-262, The MIT Press, Cambridge, Mass.
- Van Aken, H.M. 1981: The thermohaline fine structure in the North Rockall Trough. Doktorarbeit, Universität Utrecht, Niederlande, 161 pp.
- Weller, R.A. and D. Hapern 1983: The velocity structure of the upper ocean in the presence of surface forcing and mesoscale oceanic eddies. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lon. A* 308, 327-340.
- Weller, R.A.; R.E. Payne; W.G. Large and W. Zenk 1983: Wind Measurements From an Array of Oceanographic Moorings and From F/S Meteor During JASIN 1978. *J. Geophys. Res.* 88, 9689-9705.
- Woods, J.D. 1968: Wave-induced shear instability in the summer thermocline. *J. Fluid Mech.* 32, 791-800.
- Woods, J.D.; R.L. Wiley and M.G. Briscoe 1977: Vertical circulation at fronts in the upper ocean. A voyage of Discovery, Supplement to Deep-Sea Research, M. Angel, Pergamon Press, Oxford, 253-275.
- Wunsch, C. and S. Webb 1979: The Climatology of the Deep Ocean Internal Waves. *J. Phys. Oceanogr.* 9, 235-243.