

B E R I C H T E
AUS DEM
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
AN DER
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT KIEL

NR. 113

DOI 10.3289/IFM_BER_113

TRANSPORTPROZESSE IM ZENTRALEN ÄQUATORIALEN
ATLANTIK UND IHR EINFLUSS AUF DEN WÄRMEINHALT

VON

EBERHARD FAHRBACH

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Theoretische Ozeanographie
23/Kiel
Düsternbrooker Weg 20

ISSN 0341 - 8561

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

INHALT

Seite

SUMMARY

1.	EINLEITUNG	1
1.1.	Die historische Entwicklung der Erforschung des äquatorialen Strömungssystems	1
1.2.	Das ozeanische Wärmebudget und die besondere Rolle des tropischen Ozeans	4
2.	DIE EXPEDITION FGGE-ÄQUATOR '79 - FRAGESTELLUNG UND DATENSATZ	9
2.1.	Die Fragestellung	9
2.2.	Die CTD-Stationen	12
2.3.	Die mit dem geschleppten System gewonnenen Daten	13
2.4.	Die Daten aus Strommesserverankerungen	17
2.5.	Die Driftkörperexperimente	21
3.	MESSUNGEN ZUR FLUKTUATION DES WÄRMEINHALTS DER WASSERSÄULE ENTLANG EINES MERIDIONAL- SCHNITTES AUF 22° W.	24
3.1.	Die vertikale Gliederung der Wassersäule	24
3.2.	Die mittleren Verhältnisse	27
3.3.	Die zeitliche Variation der Schichten	30
3.4.	Die zeitliche Variation des Wärmeinhalts	34
4.	DAS ÄQUATORIALE STROMSYSTEM	40
4.1.	Die meteorologischen Bedingungen	40
4.2.	Die Wassermassen des äquatorialen Atlantik	44
4.3.	Modellvorstellungen zum äquatorialen Strom- system	47
4.4.	Die Strukturen des äquatorialen Stromsystems während "FGGE-Äquator '79"	53

5.	DIE TRANSPORTPROZESSE IN DER DECKSCHICHT	59
5.1.	Die Wärmequellen	59
5.2.	Die Abschätzung des Wärmeverlustes der Deckschicht durch vertikale Vermischung und Auftrieb	61
5.2.1.	Die Bestimmung von vertikalen Austauschkoefizienten	62
5.2.2.	Die Abschätzung der Vertikalgeschwindigkeit	68
5.3.	Die Abschätzung des Wärmetransports durch horizontale Vermischung	72
5.4.	Die Kräftebalance in der Deckschicht	74
5.5.	Die Abhängigkeit der Deckschichttemperatur von der Winddrift	83
5.6.	Die horizontale Advektion	93
6.	DIE TRANSPORTPROZESSE IM INNEREN	104
6.1.	Die meridionalen Zirkulationszellen	105
6.2.	Die meridionale Lage des Äquatorialen Unterstromes	115
6.2.1.	Die meridionale Fluktuation des EUC-Kerns während "FGGE-Äquator '79"	115
6.2.2.	Die Trennung des Strom- und Salzgehaltskerns des EUC	119
7.	SCHLUSSFOLGERUNGEN	123
8.	ZUSAMMENFASSUNG	125
9.	DANKSAGUNG	129
10.	LITERATUR	131
	ANHANG	
	Auswertung der Driftkörperexperimente	A1

Summary

From January to June 1979 R.V. "Meteor" working within the First GARP Global Experiment surveyed the central equatorial Atlantic. On a section along 22° W between 3° N and 2° S current meters were moored, CTD-stations were carried out and an undulating CTD-system was towed. The essential transport processes in the upper 600 m were identified by means of this data set and their dynamics are investigated to explain the time-variation of the heat content.

To do this, the water column is divided into four physical layers: the surface mixed layer; the thermocline; the thermostat; and the lower limit of the "Warmwassersphäre", the main thermocline. The variations in time and space of the heat content of the individual layers are mainly determined by variations of their vertical extent.

The rate of change of heat content within the upper 600 m is one to two orders of magnitude higher than the net heat gain through the sea surface. Therefore internal redistribution of heat seems to be the more important. It is shown that the fluctuations are not restricted to the upper layers, but that notable changes occur in the entire water column under investigation.

The heat content of the surface mixed layer is mainly determined by horizontal advection within the South Equatorial Current, equatorial upwelling and vertical mixing. The relaxation of the SE-trades in March and April leads to a reduction of the South-Equatorial Current and a shoaling of the mixed layer. A minimum in the heat content in April concurs with the highest mixed layer temperatures.

But even during the non-upwelling periods, event-like temperature fluctuations occur. By deducing vertical Austausch coefficients from the vertical current shear and calculating a heat budget, it can be shown that vertical mixing is not sufficient to explain the temperature fluctuations and upwelling has to be taken into account.

Mass transport divergences are calculated from the observed buoy wind measurements with a simple Ekman model and a model using linear friction to avoid the singularity at the equator. By these calculations it can be shown that the temperature fluctuations with a time scale of several days are due to local wind fluctuations.

From theory, a convergence is expected in the thermocline which supplies the divergence in the surface mixed layer and the divergence in the lower part of the Equatorial Undercurrent, which contributes to the downward thermocline spreading. This convergence cannot be shown directly from the velocity measurements because, as seen from hydrographic data, the Undercurrent crosses the equator at an angle of $10^\circ - 20^\circ$. This produces a meridional component which is high enough to conceal the above mentioned convergence.

It is shown that the current and the salinity cores do not necessarily coincide. They can separate vertically and horizontally by turbulent mixing because of the asymmetric distribution of salinity around the core.

Comparing observed temperature gradients with current measurements, the existence of meridional circulation cells which converge in the thermostat is deduced. By hypothesizing these cells, the meridional extent of the thermostat can be explained by advection. However, the meridional heat transport within the cells is not sufficient to explain the heat gain of the North Atlantic across the equator; it is concluded, therefore, that the boundary currents are principally responsible.

1. Einleitung

1.1. Die historische Entwicklung der Erforschung des äquatorialen Stromsystems

Zu Beginn dieser Arbeit möchte ich einen Überblick über die historische Entwicklung zum gegenwärtigen Wissensstand über den äquatorialen Atlantik geben. Dies geschieht weniger aus der Ansicht heraus, daß diese Kenntnis zum Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendig ist, als aus dem Wunsch heraus, meine Hochachtung vor den Leistungen meiner Vorgänger auf diesem Arbeitsgebiet zum Ausdruck zu bringen. Diese Leistungen erscheinen mir umso bemerkenswerter, da ein großer Teil der Feldarbeit ohne den heutigen Komfort von Klimaanlagen und den relativ häufigen Austausch der wissenschaftlichen Fahrtteilnehmer erbracht werden mußte.

Sieht man von dem Karthager Hanno ab, der 465 v. Chr. bis zum Golf von Guinea vorgedrungen sein soll, so erfolgt die Erforschung des tropischen Atlantiks heute in rund 500-jähriger Tradition. Der Portugiese Diego Cão erreichte mit dem Nürnberger Kosmographen Martin Behaim 1482 die Kongomündung und hatte damit erstmalig den in dieser Arbeit behandelten Teil des äquatorialen Atlantiks durchquert (z.B. SCHOTT, 1942). Bis zum Jahre 1500 war der Verlauf der südamerikanischen Ostküste bekannt und wurde von dem Basken Juan de la Cosa, einem Begleiter von Christoph Kolumbus, in einer Karte festgehalten.

Dieser ersten Phase, der Erforschung der Küsten des äquatorialen Ozeans, folgte mit der Besegelung eine lange Phase des Datensammelns, die 1678 nach mehreren beschreibenden Werken, z.B. von Bernhard Varen und Isaac Voss, zur ersten Strömungskarte von Athanasius Kircher führte. Nur 10 Jahre später veröffentlichte der englische Physiker E. Halley eine Karte der Windverteilung zwischen 33° N und 33° S und dokumentierte so den Zusammenhang von Winden und Meeresströmungen.

Das 19. Jahrhundert brachte den Beginn der systematischen Meeresforschung. Der Bretoner Charles-Philippe Kerhallet gab 1852 in seinen "Considérations

Générales sur l'Océan Atlantique" eine ausführliche Darstellung des Äquatorialen Stromsystems (HISARD, 1982a). Bereits 1877 veröffentlichte Otto KRÜMMEL eine Beschreibung mit einer theoretischen Interpretation der Äquatorialen Meeresströmungen sowie der horizontalen und vertikalen Temperaturverteilung (KRÜMMEL, 1877). Er leitete aus den zum Äquator hin ansteigenden Isothermen eine Vertikalzirkulation ab. 1886 geht als das Entdeckungsjahr des Äquatorialen Unterstromes durch J.J. Buchanan an Bord der "Buccaneer" in die Geschichte der Ozeanographie ein, nachdem ihm 1873 an Bord der "Challenger" auf 1°47' N, 24°26' W zwar die rasche Abnahme des Südäquatorialstromes mit der Tiefe auffiel, jedoch der Äquatoriale Unterstrom noch verborgen blieb (MATTHÄUS, 1969). Wenn auch die Messungen Buchanans in der damaligen Fachwelt diskutiert wurden, so gerieten sie doch wieder in Vergessenheit.

Vor dem Ersten Weltkrieg fand eine große Zahl deutscher Forschungsreisen statt, die den tropischen Atlantik miteinbezogen. Da diese Expeditionen auch politische Ziele zu erfüllen hatten, erstreckten sie sich im wesentlichen auf den Bereich des Golfes von Guinea und weniger auf den zentralen Atlantik. Genannt sei hier die Forschungsreise der "Gazelle" 1874-1876, die einen großen Teil des von KRÜMMEL (1877) interpretierten Datenmaterials lieferte. Die wissenschaftlichen Ergebnisse der "Deutschen Tiefsee-Expedition" mit der "Valdivia" 1898-1899 wurden von SCHOTT (1902) veröffentlicht und geben den jahreszeitlichen Gang der Temperatur der Meeresoberfläche in Quartalskarten wieder, ferner Vertikalschnitte und Temperaturkarten in verschiedenen Niveaus. Eine umfassende Bearbeitung des bekannten Datenmaterials, allerdings auf den Golf von Guinea beschränkt, erfolgte 1909 bis 1910 durch JANKE als Dissertation. Seine Ergebnisse wurden aber erst 1920 nach seinem Tod im Ersten Weltkrieg veröffentlicht.

Die "Meteor"-Expedition 1925-1927 führte zu einem beispiellosen Datensatz. Von den 16 Bänden des "Meteor"-Werkes sei hier nur die Beschreibung der Verteilung der Wassermassen in der Troposphäre von DEFANT (1936) zitiert, da dieser Teil der Ergebnisse für die vorliegende Arbeit von direkter Bedeutung ist.

Nach dem Zweiten Weltkrieg erfolgte 1952 die Wiederentdeckung des Äquatorialen Unterstromes durch CROMWELL im Pazifik (CROMWELL, MONTGOMERY

und STROUP, 1954). Im Jahre 1959 gelang VOIGT durch Messungen an Bord des sowjetischen Forschungsschiffes "Michail Lomonossov" der direkte Nachweis eines Unterstromes im Atlantik (VOIGT, 1961). In dieser Zeit war der Schritt von der beschreibenden zur dynamischen Ozeanographie erfolgt, was sich für die äquatoriale Ozeanographie bei der Erscheinung des Deep-Sea Research-Bandes 6, 1960, manifestierte, in dem ARTHUR, CHARNEY, STOMMEL, ROBINSON und VERONIS theoretische Bearbeitungen des äquatorialen Stromsystems vorlegten. Mit dem Beginn der sechziger Jahre nahmen Untersuchungen im äquatorialen Atlantik sprunghaft zu. Als direkte Folge der Wiederentdeckung der Unterströme wurde das International Cooperative Investigations of the Tropical Atlantic (ICITA) Programm von der Intergovernmental Oceanographic Commission (IOC) angeregt. Im Rahmen dieses Programmes wurden 1963 und 1964 drei multinationale Experimente, EQUALANT I-III, durchgeführt. Die Ergebnisse wurden neben Einzelveröffentlichungen, in zwei Atlanten und dem Konferenzband eines 1966 in Abidjan abgehaltenen Symposiums veröffentlicht. Die Bedeutung der Untersuchung lag auf der Erfassung der großskaligen Strukturen und deren jahreszeitlichen Veränderungen mit besonderer Berücksichtigung der meeresbiologischen Faktoren. Eine besondere Bedeutung erhalten diese Daten zur jahreszeitlichen Variation durch die neuere Arbeit von HISARD (1980), der den Sommer 1963 als warme Anomalie im Sinne eines atlantischen "El Niño's" wertet. Zahlreiche sowjetische Expeditionen zwischen 1959 und 1969, darunter zehn Fahrten der "Michail Lomonossov" ermöglichten eine umfassende Beschreibung des äquatorialen Stromsystems, als Bänder ostwärtiger Gegenströme im Südäquatorialstromgebiet (KOLESNIKOV und CHLYSTOV, 1970). Im Jahre 1973 wurde der damalige Kenntnisstand in einem Übersichts-Artikel von PHILANDER zusammengefaßt (PHILANDER, 1973b).

Die zunehmende Erkenntnis der Bedeutung der tropischen Atmosphäre für das gesamte atmosphärische System führte 1974 im Rahmen des Global Atmospheric Research Program (GARP) zum GARP Atlantic Tropical Experiment (GATE). Die Notwendigkeit, die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre zu verstehen, erforderte einen starken ozeanographischen Anteil an diesem Programm. Als ozeanographisches Hauptergebnis von GATE kann die Entdeckung der Fluktuationen des äquatorialen Stromsystems, der Mäander, bezeichnet werden (DÜING et al., 1975). Neben vielen Einzelveröffentlichungen wurden die

Ergebnisse 1980 in einem Atlas und dem Sonderband I und II von Deep-Sea Research Band 26 zusammengefaßt.

Als direkte Konsequenz des atlantischen Experiments GATE wurde das First GARP Global Experiment 1978/1979 mit weltweiten Beobachtungen geplant und durchgeführt. Eine Zusammenfassung von über 50 Beiträgen über die vorläufigen Ergebnisse wurde 1981 von MCCREARY, Jr., MOORE und WITTE editiert. Die Bundesrepublik Deutschland trug unter anderem mit der Entsendung des Forschungsschiffes "Meteor" im Rahmen des Experiments FGGE-Äquator '79 zum Gelingen dieses Programmes bei. Die Ergebnisse der ozeanographischen Arbeiten an Bord von F.S. "Meteor" werden in der vorliegenden Arbeit dargestellt.

1.2. Das ozeanische Wärmebudget und die besondere Rolle des tropischen Ozeans

Die Einstrahlung der Sonne stellt die Hauptquelle der an der Erdoberfläche verfügbaren Wärme dar. Äquatorwärts von etwa 30° N und 30° S übertrifft der Wärmegegewinn durch kurzwellige Einstrahlung den Wärmeverlust durch langwellige Abstrahlung. Umgekehrte Verhältnisse liegen polwärts dieser Breiten vor (z.B. VONDER HAAR und ELLIS, 1974). Dem tropischen Ozean fällt die Rolle zu, sowohl einen Kurzzeitspeicher darzustellen, der seine Wärme wieder unmittelbar an die Atmosphäre zum polwärtigen Transport abgibt, als auch längerfristig Wärme aufzunehmen. Diese Wärme wird dann im Ozean polwärts transportiert.

Zur Untersuchung der Wärmetransporte im Ozean stehen drei prinzipiell unterschiedliche Methoden zur Verfügung, zwei indirekte und die direkte. Bei der ersten indirekten Methode wird das Residuum aus dem Strahlungsbudget am Außenrand der Atmosphäre und dem atmosphärischen Wärmetransport bestimmt. Geht man davon aus, daß die Änderung der Wärmespeicherung im Ozean im Jahresmittel vernachlässigbar ist, was für klimatologische Betrachtungen nicht unbedingt wahr zu sein braucht, so ist der mittlere ozeanische Wärmetransport gleich dem Residuum. Um monatliche Werte zu erhalten, muß die Variation der ozeanischen Wärmespeicherung berücksichtigt werden.

Eine weitere Möglichkeit der indirekten Bestimmung stellt die Berechnung der Differenz aus dem Wärmegewinn bzw. -verlust an der Meeresoberfläche und der zeitlichen Ableitung des Wärmeinhalts der Wassersäule dar. Dieser Betrag muß durch Wärmetransport kompensiert werden. Ist eine polwärtige Berandung mit verschwindendem oder bekanntem Wärmetransport vorhanden, so kann von dort aus meridional integriert werden. Beide Methoden lassen sich kombinieren, um die Zuverlässigkeit der Einzelwerte zu überprüfen. Nach einem derartigen Vergleich äußerte HASTENRATH (1980) Zweifel an der ausreichenden Genauigkeit der Satellitendaten zur Messung der Strahlung am Außenrand der Atmosphäre.

Die direkte Methode, die von HALL und BRYDEN (1982) als die genaueste bezeichnet wurde, geht von der Definition des Wärmetransportes, nämlich der Bewegung eines Wasserkörpers bestimmter Temperatur aus. Um nach dieser Methode Wärmetransporte zu berechnen, müssen Strömungen mit Temperaturen kombiniert werden, die gemessen oder mit Hilfe von Modellen berechnet sein können. Sie hat den entscheidenden Vorteil, daß sie zum physikalischen Verständnis der Transportvorgänge beiträgt. Im folgenden werden die Ergebnisse, die in den letzten Jahren mit diesen Methoden erzielt wurden, dargestellt.

Der Beitrag der Ozeane zum polwärtigen Wärmetransport auf der Nordhalbkugel wurde als Jahresmittel von VONDER HAAR und OORT (1973) bestimmt. 1976 veröffentlichten OORT und VONDER HAAR den jahreszeitlichen Gang der Beiträge von Ozean und Atmosphäre. Aus Strahlungsmessungen durch Satelliten, Radiosondenmessungen und ozeanischen Temperaturmessungen wurde ein komplettes Wärmebudget berechnet. Danach überwiegt der ozeanische Transport in den Tropen deutlich und ist jeweils zur Winterhemisphäre gerichtet. Im März beträgt der Wärmefluß 3.8×10^{15} W nach Norden, im August 8×10^{15} W nach Süden. SCHOPF (1980) bestätigte diese Werte durch die direkte Methode mit einer Modellrechnung, bei der er als Hauptgrund für die Variationen die Ekmandrift identifizierte, die ihrerseits unter dem Einfluß jahreszeitlicher Windschwankungen steht. Ein umfangreicheres numerisches Modell wurde von BRYAN und LEWIS (1979) veröffentlicht, das qualitativ das gleiche Verhalten zeigt, jedoch mit stark reduzierter Intensität (ca. 25 % der Schwankungsbreite, die bei OORT und VONDER HAAR (1976) angegeben ist).

HASTENRATH (1980) gliederte das Gesamtbudget in die Beiträge der einzelnen Ozeane auf. Er fand im Atlantik von 60° S bis in die Arktis nordwärtigen Wärmetransport, der innerhalb des äquatorialen Kaltwassergürtels auf 1.44×10^{15} W ansteigt. Dieser Wert wurde von HASTENRATH (1982) auf 0.98×10^{15} W reduziert. Der über den Äquator nach Norden gerichtete Transport im Atlantik steht im Gegensatz zu Beobachtungen im Pazifik, wo Wärme aus den Tropen nach Norden und Süden transportiert wird. STOMMEL (1980a) begründete diese Beobachtung mit der weiten Ausdehnung des Atlantik nach Norden. Dies führt zu einem Wärmeverlust, der nicht ausschließlich im Nordatlantik ausgeglichen werden kann. Er berechnete Massentransporte aus dem Wärme- und Süßwasserfluß sowie den TS-Beziehungen der betroffenen Wassermassen. Die Methode führte zwischen 40° N und 45° N zu befriedigenden Ergebnissen (STOMMEL und CSANADY, 1980). Aufgrund unzureichender Daten über das Süßwasserbudget ergaben sich aber für den Gesamtatlantik unrealistisch erscheinende Massentransporte.

Die jahreszeitliche Variation des atlantischen Wärmetransportes berechnete LAMB (1981) in Form von zweimonatigen Mittelwerten aus der Differenz zwischen dem Nettowärmegewinn durch die Meeresoberfläche mit Daten von BUNKER (1976) und HASTENRATH und LAMB (1978) und der zeitlichen Variation des Wärmeinhaltes der Wassersäule (LEVITUS und OORT, 1977). Das Jahresmittel des Transportes beträgt am Äquator 1.02×10^{15} W nach Norden im Frühjahr und im Herbst tritt ein jeweils nach Norden gerichtetes Maximum auf.

Die direkte Methode wurde zuerst von MODEL (1950), JUNG (1952) und BRYAN (1962) angewendet. Bei dieser Methode tritt das Problem des Nullpunktes der Temperaturskala auf, wenn der Wärmetransport nicht durch eine Fläche berechnet wird, durch welche kein Nettomassentransport erfolgt. Dies wurde nach Berechnungen über den Wärmetransport des Floridastromes (NILLER und RICHARDSON, 1973) von MONTGOMERY (1974) diskutiert. BRYDEN und HALL (1980) gliederten den Wärmetransport durch den 25. Breitengrad im Nordatlantik in die Beiträge des barotropen, des baroklinen und des windgetriebenen Stromes auf und gaben ihre Summe als 1.1×10^{15} W an. ROEMMICH (1980) untersuchte drei zonale Schnitte im Nordatlantik, indem er den geostrophischen Strom mit Hilfe inverser Methoden berechnete. Er erhielt 1.2×10^{15} W für einen

Schnitt entlang 24° N. Eine neue Untersuchung des 25°-N-Schnittes mit erweiterten Daten wurde von HALL und BRYDEN (1982) veröffentlicht. Das Ergebnis von 1.2×10^{15} W unterscheidet sich nicht wesentlich von früheren Werten. Der wesentliche Beitrag dieser Arbeit besteht in der Charakterisierung der Transportmechanismen und der ausführlichen Fehlerabschätzung, welche die direkte Methode bei entsprechendem Datenmaterial als die genaueste erscheinen läßt. Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, daß das Wärmebudget horizontal nicht geschlossen werden kann, und zeigen die Existenz meridionaler Zirkulation mit vertikalem Absinken. Der Wärmetransport durch Wirbel und durch Strömungen im Bereich des Mittelatlantischen Rückens und der Schelfränder erweist sich als unwesentlich.

Die Wärmetransportmechanismen im tropischen Ozean wurden von NIILER und STEVENSON (1982) untersucht. Sie finden, daß der Wärmeüberschuß aus den tropischen Warmwassergebieten durch vertikale Vermischung exportiert werden muß, da advektiver Transport aus einem Gebiet nicht möglich ist, das von einer geschlossenen Isothermenfläche umgeben wird.

Die Variationen des Wärmeinhalts des tropischen Atlantiks wurden in einer Arbeit von MERLE (1980) anhand von historischen Daten dargestellt.

Während MERLE's Untersuchungen nur die oberen 300 m der Wassersäule umfassen, bearbeiteten LAMB und BUNKER (1982) einen Datensatz, der bis 500 m Tiefe reicht. Sie berechneten den jahreszeitlichen Gang des polwärtigen Wärmetransportes aus der Differenz des Wärmegewinns durch die Oberfläche und der zeitlichen Variation des Wärmeinhalts der Wassersäule.

Der Inhalt der vorliegenden Arbeit wird als Beitrag zur Bestimmung des Wärmetransportes im äquatorialen Atlantik durch die direkte Methode verstanden, indem versucht wird, die beobachteten Variationen des Wärmeinhalts einer Wassersäule auf Transportprozesse zurückzuführen.

Dabei stehen folgende Fragen im Vordergrund:

- In welchem Ausmaß ist die Variation des Wärmeinhalts auf die Deckschicht beschränkt, bzw. in wie weit tragen tiefere Schichten zum Wärmehaushalt bei?

- Besteht ein lokaler, vertikaler Wärmetransport oder kann von einer Überlagerung quasi unabhängiger Schichten ausgegangen werden?
- Welches sind die Transportmechanismen in und zwischen den Schichten (z.B. äquatorialer Auftrieb, horizontale Advektion)?
- Besteht ein Zusammenhang zwischen der Variation des äquatorialen Windsystems und den Transportmechanismen?
- Welche Rolle spielt der Äquatoriale Unterstrom als Steuermechanismus vom Transport durch die Sprungschicht?
- Besteht ein Zusammenhang zwischen den tiefen Gliedern des äquatorialen Stromsystems und der Fluktuation des Wärmeinhalts?
- Können aus Messungen im zentralen äquatorialen Atlantik Schlüsse auf den meridionalen, vertikal und zonal integrierten Wärmefluß gezogen werden?

2. Die Expedition "FGGE-Äquator '79" - Fragestellung und Datensatz

2.1. Die Fragestellung

Die 51. "Meteor"-Forschungsreise "FGGE-Äquator '79" wurde im Rahmen des von der World Meteorological Organisation (WMO) geleiteten "First GARP Global Experiments" (FGGE) durchgeführt. Kurz vor Beginn der Feldarbeiten erfolgte die Umbenennung in "The Global Weather Experiment". Dieses Programm hatte die weltweite Beobachtung der Atmosphäre und des Ozeans zum Ziel, um durch besseres Verständnis der atmosphärischen Bewegungsvorgänge günstigere Voraussetzungen für die Wettervorhersage zu schaffen und die physikalischen Grundlagen zur Untersuchung kürzerfristiger Klimaschwankungen zu erweitern. Einer der Beiträge der Bundesrepublik Deutschland zu diesem Programm war die Entsendung des F.S. "Meteor" vom Januar bis Juni 1979 in den tropischen Atlantik, um dort Radiosondenaufstiege durchzuführen.

Neben diesem Programm der WMO lag ein ozeanographisches Programm der SCOR WG 47 vor, das die Fortführung der bei GATE erfolgten Untersuchungen ermöglichen sollte, indem großskalig (vom Golf von Guinea bis 40° W) über mehrere Monate gemessen werden sollte. In der Bundesrepublik Deutschland lief zu dieser Zeit das von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderte Schwerpunktprogramm "Auftriebsphänomene im Meer". Im Rahmen des Schwerpunktes sollte nach den interdisziplinären Untersuchungen in Küstenauftriebsgebieten der äquatoriale Auftrieb bearbeitet werden. Die Kombination meteorologischer, ozeanographischer, biologischer und chemischer Fragestellungen führte zum durchgeführten Meßprogramm.

Das ozeanographische Meßprogramm wurde mit folgenden Zielen ausgearbeitet:

- Die Erfassung des mittleren Schichtungs- und Strömungsfeldes und den überlagernden Fluktuationen zur Ableitung meridionaler Zirkulationszellen, besonders der Vertikalgeschwindigkeit.
- Die Messung von Zeitreihen ausreichender Länge zur spektralen Erfassung äquatorialer Wellen.

- Die kombinierte Messung von Wind- und Strömungsdaten zur Untersuchung der Koppelung des Stromsystems an meteorologische Felder.
- Die Erfassung turbulenter Impuls-, Wärme- und Massentransporte zur Abschätzung von Budgets.

Ein wesentlicher Punkt bei der Planung des Meßprogramms war die Berücksichtigung der extremen zonalen Advektionsraten. Über die geringe Distanz von horizontal 100 km und vertikal 100 m mußte mit Geschwindigkeitsdifferenzen von bis zu 1.50 m/s gerechnet werden (Abb. 2.1.).

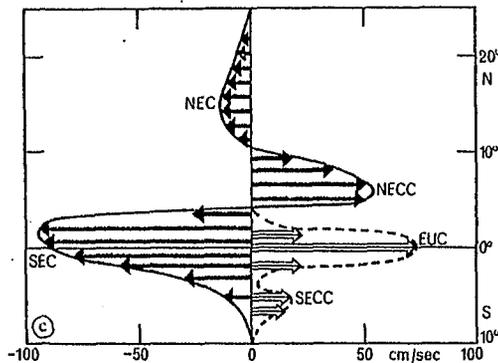


Abb. 2.1. Das äquatoriale Stromsystem nach PHILANDER (1978b).

- c) Zonalströmungen
- Oberflächestrom
 - ⇌ Unterstrom
 - + nach Osten
 - nach Westen
 - SEC S-Äquatorialstrom
 - NEC N-Äquatorialstrom
 - SECC S-Äquator. Gegenstrom
 - NECC N-Äquator. Gegenstrom
 - EUC Äquator. Unterstrom

Aus der Einsicht heraus, daß eine dreidimensionale synoptische Aufnahme bei den gegebenen Verhältnissen nicht möglich ist, wurde die schnelle und häufige Wiederholung eines meridionalen Schnittes angestrebt. Auf dem Schnitt sollte die lokalzeitliche Veränderung mit befriedigender Auflösung erfaßt werden können. Auch dieses Konzept konnte nur in gewissem Ausmaße erfüllt werden, da die interdisziplinären Arbeiten zu einer Stationsdauer führten, die eine Synopsis stark in Frage stellen. Daraus resultierten folgende meßtechnischen Maßnahmen:

- Der Schnitt mußte zeitlich so kurz wie möglich, aber räumlich lang genug sein, um die verschiedenen Glieder des äquatorialen Stromsystems zu erfassen. Als Ergebnis wurde eine Erstreckung des Schnittes entlang 22° W von 3° N bis 2° S beschlossen (Abb. 2.2.).
- Neben den Schnitten mit CTD-Stationen und biologischem Grundprogramm, was eine Schnittdauer von rund fünf Tagen bedeutete, wurde ein geschlepptes undulierendes CTD-System alternierend eingesetzt, mit dem ein Schnitt in 1.5 Tagen abgearbeitet werden konnte.
- Auf dem Schnitt wurden im 1-Grad-Abstand Strömungsmesserverankerungen ausgelegt, um die zeitlichen Variationen auf den Schnitten in kontinuierliche Dauermessungen einhängen zu können.

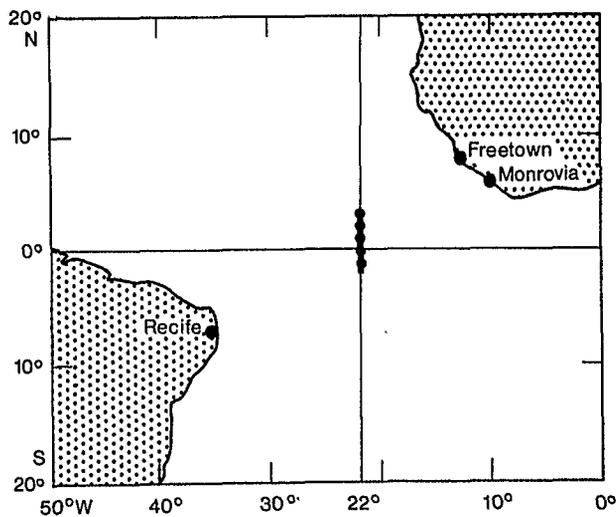


Abb. 2.2. Das Arbeitsgebiet während "FGGE-Äquator '79". Der Strich stellt die Lage des hydrographischen Schnittes, die Punkte Strömungsmesserverankerungen dar.

Durch technische Probleme konnte der erwartete Datensatz nicht vollständig erhalten werden. Daraus resultiert die Abweichung der in der vorliegenden Arbeit dargestellten Ergebnisse von den angestrebten Zielen. Im folgenden sollen nun die Art, die Quantität und die Qualität der einzelnen Datensätze vorgestellt werden.

2.2. Die CTD-Stationen

Vom 26. Januar bis zum 19. Juni 1979 wurden entlang eines Schnittes auf 22° W zwischen 3° N und 2° S 326 CTD-Profile aufgenommen. Abbildung 2.3. gibt den Zeitpunkt und die geographische Breite der einzelnen Stationen wieder.

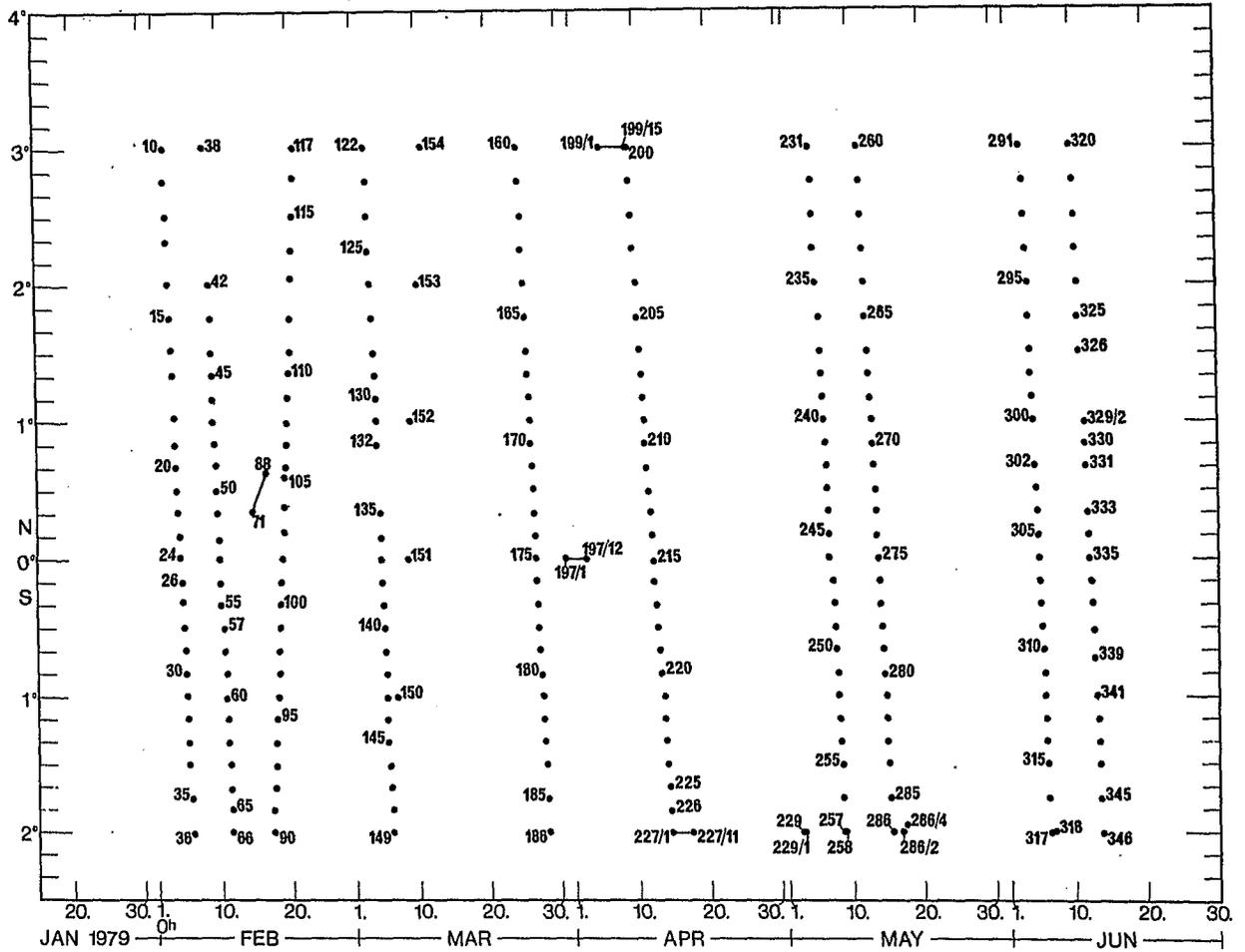


Abb. 2.3. Die Verteilung der CTD-Profile nach Zeit und geographischer Breite.

An 213 Stationen wurden Wasserproben mit einem Kranzwasserschöpfer genommen, um Nährstoffe, Chlorophyll a, Sauerstoff und Salzgehalt zur in situ-Kalibration zu bestimmen. Die Notwendigkeit des Einsatzes eines Kranzwasserschöpfers führte zur Benutzung der "Howaldt-Bathysonde", deren Datenqualität zwar nicht mehr dem neuesten Stand entspricht, deren Zuver-

lässigkeit aber eine große Erleichterung der Arbeiten auf See darstellte. Besondere Probleme bereitete das starke Rauschen (Spikes) auf den Daten, das bei der Aufbereitung der Daten durch A. Sy mit großem Aufwand eliminiert wurde. Alle weiteren Informationen zur Qualität und Quantität der Bathysonden-Daten sind in einem Datenband zusammengefaßt (BAUERFEIND et al., in Vorbereitung). Als Überblick sei hier zitiert:

Anzahl der Schnitte:	10
Anzahl der Stationen:	326
Stationsabstand:	10-15 nm
Profiltiefe:	600 m
Dauer des Schnittes:	3-6 d
Vertikalauflösung der bearbeiteten Daten:	2 m
Temperaturgenauigkeit:	± 0.01 K
Salzgehaltsgenauigkeit:	± 0.03 ‰

2.3. Die mit dem geschleppten System gewonnenen Daten

Nach den Erfahrungen von GATE mußte mit einer energiereichen Zeitskala von 14 Tagen gerechnet werden (PHILANDER und DÜING, 1980). Bei einer Dauer von fünf Tagen für einen hydrographischen Schnitt konnte dies nur beschränkt als synoptische Aufnahme betrachtet werden. Um dennoch eine quasi-synoptische Information zu erhalten, wurde das im Deutschen Hydrographischen Institut entwickelte geschleppte, undulierende CTD-System "Delphin" für die Dauer der Expedition ausgeliehen. Der Vorteil dieses Systems lag in der kurzen Zeit, etwa 1.5 Tage, die zur Aufnahme eines Schnittes nötig war, und in der hohen horizontalen Auflösung. Ein Nachteil bestand in der geringen Profiltiefe von maximal 90 m. In Abbildung 2.4. ist der zeitliche Verlauf der Delphin-Schnitte wiedergegeben.

Der hohe Datenanfall, etwa 120 Mio. Einzeldaten, stellte ein besonderes Problem für die Datenaufbereitung dar, das von C. Brockmann und A. Sy gelöst wurde (BAUERFEIND et al., in Vorbereitung).

Anzahl der Schnitte:	11
Gesamtstrecke über die geschleppt wurde:	5245 nm
Anzahl der Profile:	6691
Mittlere Schleppgeschwindigkeit:	9 kn
Profilabstand:	1.5 nm
Dauer eines Schnittes:	34 h
Vertikale Profilerstreckung:	10-90 m
Vertikalauflösung der bearbeiteten Daten:	1 m
Temperaturgenauigkeit:	±0.05 K
Salzgehaltsgenauigkeit:	±0.05 ‰

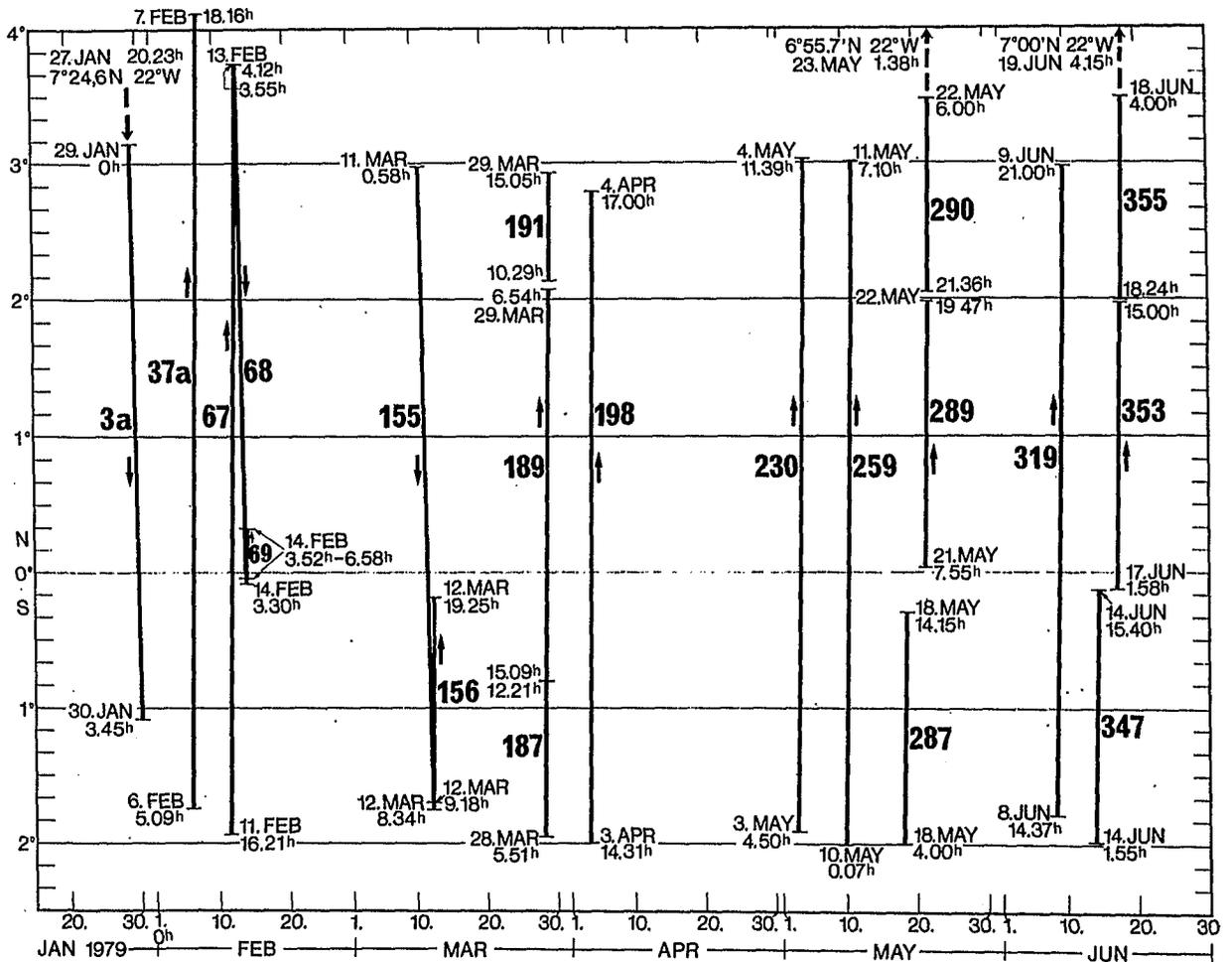


Abb. 2.4. Der zeitliche Verlauf und die geographische Erstreckung der Delphinschnitte.

Zur Abschätzung der Auswirkung unterschiedlicher horizontaler Auflösung und Schnittdauer wurden zwei Bathysondenschnitte und die dazwischen erfolgte

Aufnahme mit dem Delphin verglichen (SY und MEINCKE, 1981). Die drei Schnitte überdecken den Zeitraum vom 4. bis 15. Mai 1979. Der Wärmeinhalt des Tiefenintervalles von 10 m bis 90 m ist in Abb. 2.5. dargestellt. Es ergaben sich zwei wichtige Beobachtungen bei diesem Vergleich: Die Stationsdaten sind durch Anwesenheit kurzweiliger Fluktuationen räumlich stark verfremdet und die Zweifel an der Synopsis eines Schnittes werden bestätigt.

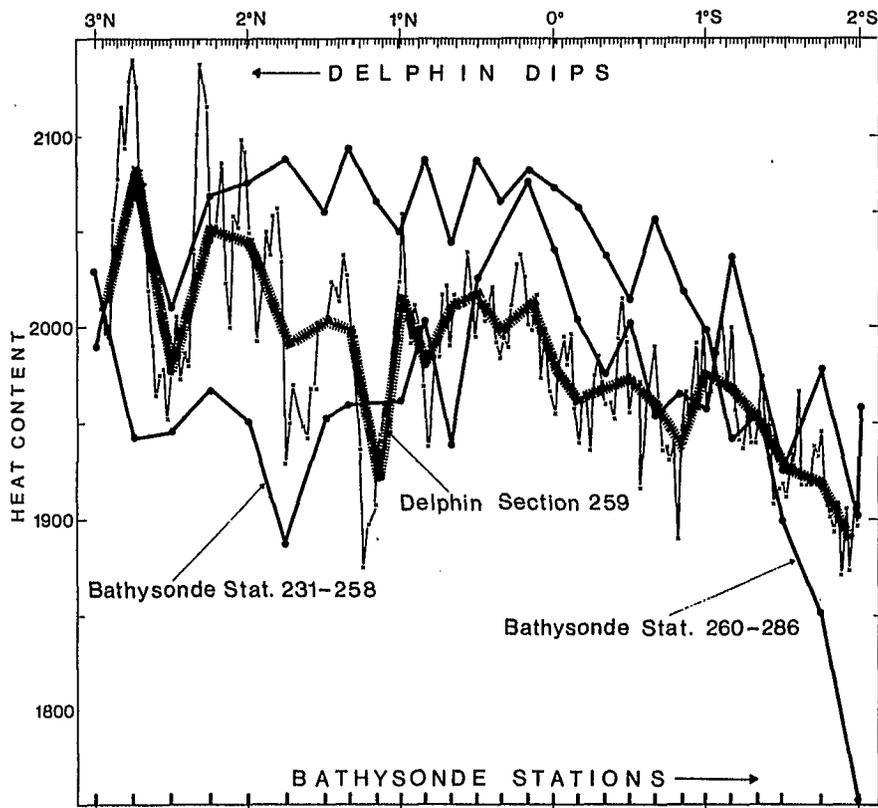


Abb. 2.5. Der Wärmeinhalt einer Schicht von 10 m bis 90 m in willkürlichen Einheiten berechnet für die Bathysondenstationen 231 - 258 vom 4. bis 9. Mai und 260 - 286 vom 11. bis 15. Mai sowie den Delphin-Schnitt 259 vom 10. bis 11. Mai. Die quergestrichelte Kurve zeigt die Delphinwerte, nachdem sie auf ein horizontales Intervall von 10 nm gemittelt wurden.

Während die Bedeutung des ersten Punktes durch horizontale Mittelung stark reduziert werden kann, so kann der zweite Punkt nur bei der Interpretation der Daten berücksichtigt werden, um Fehlschlüsse zu vermeiden. Alle quantitativen Ableitungen aus den CTD-Stationen erfolgten zur Vermeidung

von Fehlern durch räumliches Aliasing aus einem Datensatz, der über 30 nm horizontal gemittelt wurde.

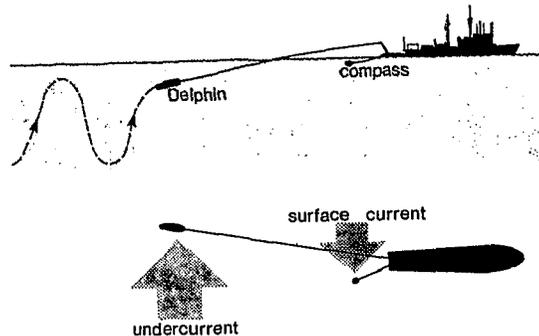


Abb. 2.6. Schematische Darstellung des Schleppfischsystems zur Messung der vertikalen Stromscherung.

Die Korrelation zwischen Schichtungs- und Strömungsfeld stellte ein wichtiges Untersuchungsziel dar. Um den Delphindatensatz auf Strömungsinformation zu erweitern, wurde im Delphin ein Kompaß eingebaut. Ein weiterer Kompaß wurde in wenigen Metern Tiefe geschleppt. Die Abweichung der Richtungsanzeigen der beiden Kompaße hängt von der vertikalen Stromscherung ab (Abb. 2.6.). Zur Überprüfung dieser Abhängigkeit wurden die mit dem Delphin gemessenen Winkeldifferenzen mit den Stromscherungen verglichen, die zum Zeitpunkt des Passierens der Verankerungen dort von den Strömungsmessern registriert wurden (Abb. 2.7.). Die berechnete Korrelation von 0.87 ist bei 22 unabhängigen Meßwerten im 95%-Niveau statistisch signifikant. Bei diesen Messungen mußten die Auswirkungen eines Fertigungsproblems des Delphins berücksichtigt werden. Der Tauchkörper des Delphins war nicht gleichmäßig kompressibel. Dies führte zu einer ungleichmäßigen Verformung unter Druck und folglich zu einer Richtungs- und Druckabhängigkeit der Anströmeigenschaften. Es resultierten unterschiedliche Ergebnisse bei Hieven und Fieren, bei Nord- und Südkursen und Instabilitäten bei starker seitlicher Anströmung im Kern des Unterstromes. Da keine Entscheidungsgrundlage besteht, Hiev- oder Fierprofile zu bevorzugen, wurde der jeweilige Mittelwert aus beiden verwendet. Die Korrektur der Abweichungen bei unterschiedlichen Anströmrichtung wurde mit Hilfe einer Regression durchgeführt, die aus Schnitt 67 und 68 berechnet wurde.

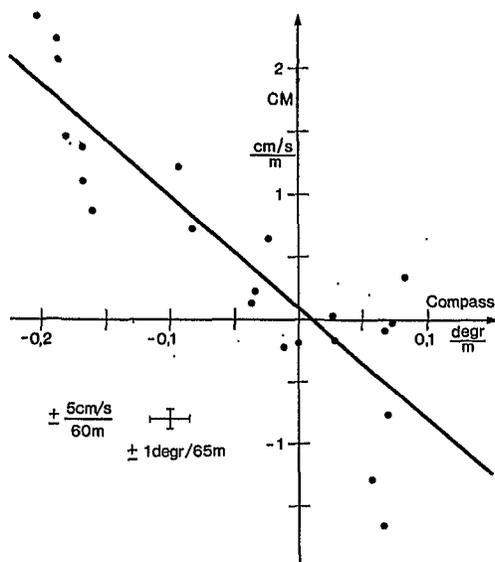


Abb. 2.7. Regression zwischen den Stromscherungen aus verankerten Strömungsmessern (CM) und der Abweichung der Richtungsanzeige eines im Delphin eingebauten und eines an der Oberfläche geschleppten Kompasses (Compass).

Diese Schnitte wurden nacheinander von Süden nach Norden und Norden nach Süden gefahren. Ferner wurden tiefere Registrierungen als 80 m eliminiert, wenn die Daten auf eine Instabilität des Delphins schließen ließen. Da die Genauigkeit der Daten geringer war als die Variation innerhalb der erreichten räumlichen Auflösung, konnte eine starke Datenreduzierung erfolgen. Ferner mußte eine strenge Kontrolle der Daten nach subjektiven Kriterien erfolgen, da die Kombination von Systemeigenschaften und ozeanographischen Bedingungen variable Fehlermöglichkeiten erzeugte, die nicht objektiv formulierbar waren. Aus diesen Gründen wurde eine Handaufbereitung der Daten durchgeführt. Dazu wurden in 10-m-Tiefenintervallen alle 10 nm vier Hieven- und Fierenprofile aus dem Analogschrieb digitalisiert und gemittelt. Die in Absatz 6.2. behandelten Schnitte der Winkeldifferenz wurden aus diesen Werten mit Hand gezeichnet und dabei subjektiv geglättet.

2.4. Die Daten aus den Strommesserverankerungen

Die hohen Stromgeschwindigkeiten stellten das Hauptproblem der Messungen mit verankerten Strömungsmessern dar. Die Stabilität der Verankerungen und die wissenschaftliche Fragestellung erforderte Verankerungen mit Oberflächenbojen. Die daraus resultierenden Störungen durch den Seegang sollten durch ein neu entwickeltes Dämpfungssystem reduziert werden. Dies

hielt den auftretenden Belastungen nicht Stand, was zu erheblichen Verlusten an Datenqualität und -quantität, wie auch an Material führte. Es ergaben sich folgende Konsequenzen:

- Starkes Verrauschen der mit Aanderaa-Strömungsmesser registrierten Daten durch Seegangseinfluß.
- Verkürzung der Meßdauer bei sechs Geräten nach Verlust des Rotors durch das Pumpen der Verankerung im Seegang.
- Vorzeitige Aufnahme aller Verankerungen nach korrosionsbedingtem Verlust der Verankerung bei 1° S. Dadurch trotz späterer Neuauslegung starke Reduktion der räumlichen Verteilung der Messungen und Unterbrechung der Zeitreihen.

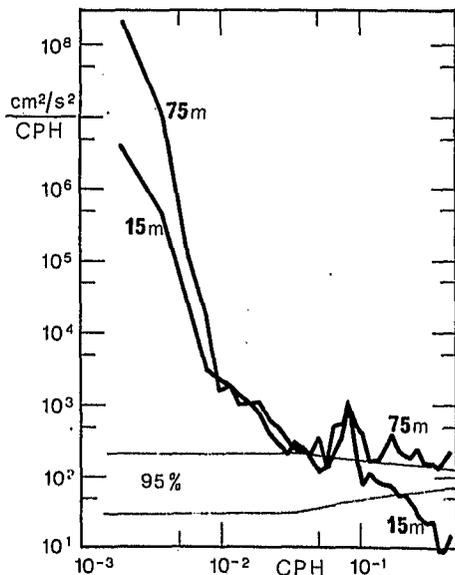


Abb. 2.8. Energiespektren der Nordkomponente in 15 m und 75 m am Äquator.

Das starke Verrauschen beeinträchtigt die Qualität der Daten wesentlich stärker als die Meßgenauigkeit der Geräte. Es wird daher auf diesbezügliche Zahlenangaben verzichtet. Um das Ausmaß des Rauschens abzuschätzen, wird in Abb. 2.8. das Energiespektrum der Nordkomponente am Äquator in 15 m und 75 m Tiefe gezeigt. In 15 m wurden vektoriell mittelnde Strömungsmesser der Firma AMF (VACM) eingesetzt, in den tieferen Niveaus Aanderaa-Strömungs-

messer. Es ist eine Verfälschung der Aandera-Daten bis in den Periodenbereich von einem Tage zu erkennen. Die Verteilung der Strömungsmesser und Thermistorketten sowie deren Registrierdauer ist für die beiden Verankerungszeiträume in Abb. 2.9. dargestellt. Genaue Information über die Meßzeiten gibt Tabelle 2.1.

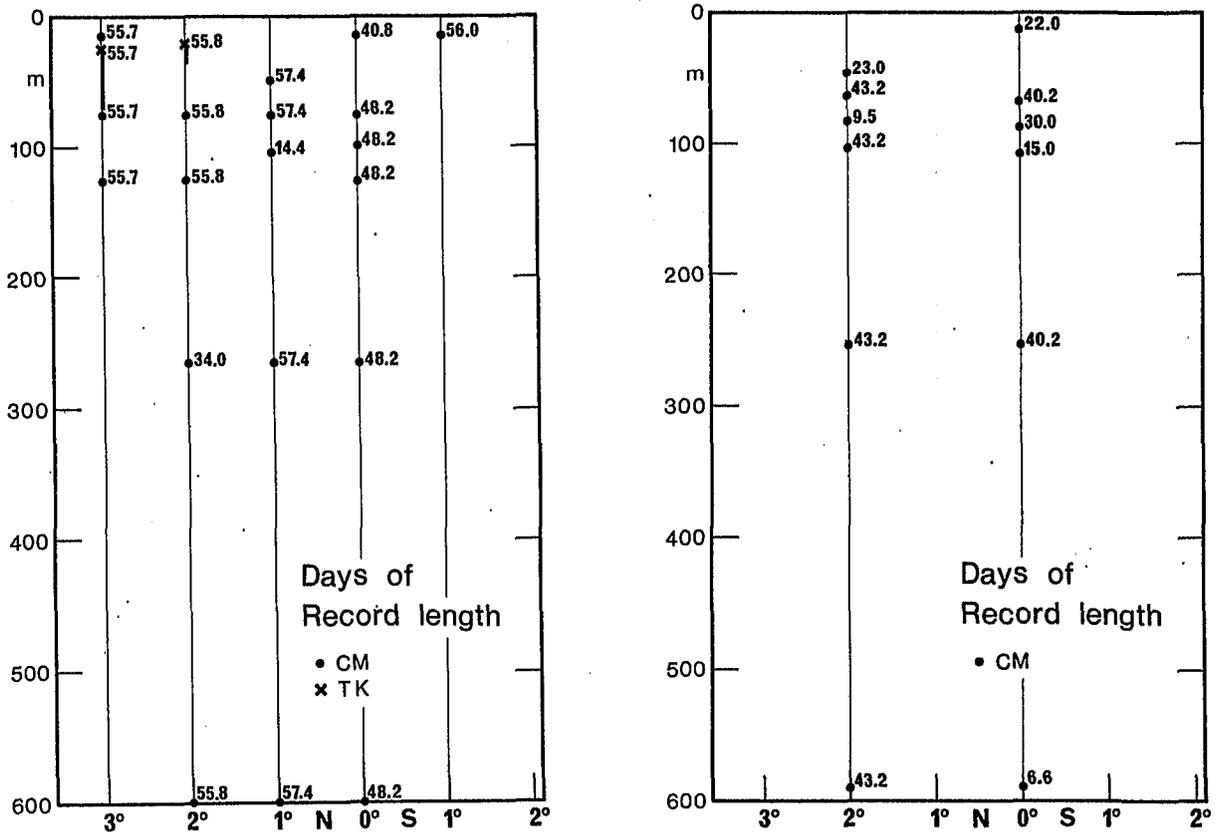


Abb. 2.9. Die Verteilung der Strommesser (CM) und Thermistorketten (TK) während der beiden Verankerungsabschnitte sowie die Dauer der verwertbaren Registrierungen.

Auf den Oberflächenbojen der Verankerungen waren meteorologische Pakete zur Messung von Windgeschwindigkeit und -richtung installiert. Diese Daten wurden von der Gruppe SPETH in Köln aufbereitet (GARZOLI et al., 1982).

Tabelle 2.1. Meßzeiten der Strommesser während "FGGE-Äquator '79"

Verankerung	Erster Wert	Letzter Wert	Geräte mit abweichender Registrierdauer	Registrierdauer
1S	30.1.79 10 ³⁰	27.3.79 9 ^{52.5}		1343.38h 55.97d
EQ1	31.1.79 12 ⁰⁰	4.2.79 12 ³⁰		96.5h 4.02d
EQ2	10.2.79 11 ³⁰	23.3.79 7 ^{37.5}	15 m	980.13h 40.84d
	10.2.79 11 ³⁰	30.3.79 16 ³⁰		1157h 48.21d
EQ3	7.5.79 11 ³⁰	16.6.79 17 ⁰⁰	15 m nach 22 d Rotor verloren	965.5h 40.23d
			90 m nach 30 d Rotor verloren	
			110 m nach 15.5 d Rotor verloren	
	7.5.79 11 ³⁰	14.5.79 3 ⁰⁰	590 m	159.5h 6.65d
1N	31.1.79 22 ⁰⁰	30.3.79 8 ³⁰	15 m Fahne verklemmt	1378.5h 57.44d
	31.1.79 22 ⁰⁰	15.2.79 8 ³⁰	105 m	346.5h 14.44d
2N1	1.2.79 11 ⁰⁰	29.3.79 7 ⁰⁰	265 m nach 34d Rotor verloren	1340h 55.83d
2N2	5.5.79 11 ³⁰	17.6.79 15 ³⁰	45 m nach 23d Rotor verloren	1036h 43.17d
			65 m Rotor ganz am Ende verloren	
	5.5.79 11 ³⁰	15.5.79 0 ³⁰	85 m	229h 9.45d
3N	1.2.79 22 ⁰⁰	29.3.79 15 ⁰⁰		1337h 55.71d

2.5 Die Driftkörperexperimente

Zur Quantifizierung der horizontalen Vermischungsvorgänge wurden während "FGGE-Äquator '79" drei Driftkörperexperimente durchgeführt, bei denen aus der Dispersion einer Gruppe von fünf bis zehn Driftkörpern horizontale Vermischungskoeffizienten abgeleitet werden sollten. Ein Vorexperiment wurde 1978 an Bord des französischen Forschungsschiffes "Le Suroît" im Golf von Guinea ausgeführt. Die Driftkörper (Abb. 2.10.) wurden mit Radar vom Schiff aus geortet und hatten ein Segel in 70 m - 90 m Tiefe entsprechend dem Kern des Äquatorialen Unterstromes.

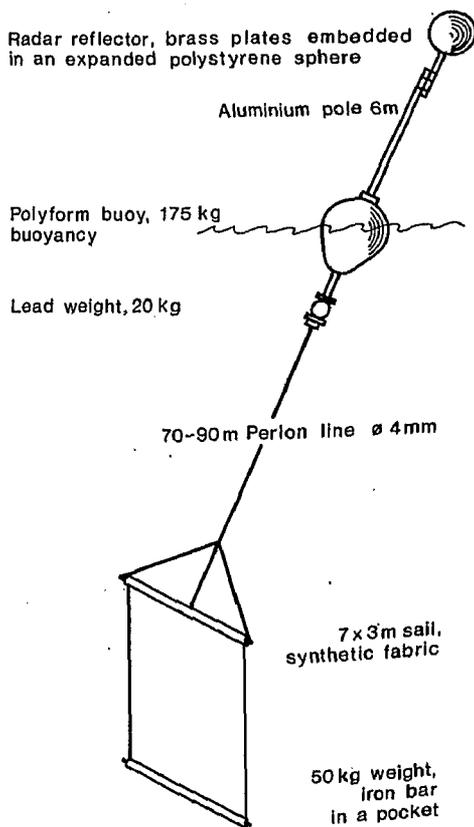


Abb. 2.10. Schematische Darstellung der im äquatorialen Atlantik eingesetzten Driftkörper.

Die Größe des Segels von 21 m^2 war so berechnet, daß die Störung der Geschwindigkeitsmessung des Unterstromes durch den Zug an der Oberflächenboje und dem Draht kleiner als 15 % bleiben sollte. Diese Forderung wurde vom System erfüllt, wie der Vergleich mit den verankerten Strömungsmessungen zeigt (Abb. 2.11.). Da für das einzelne

Driftkörperexperiment nur etwa zwei Tage zur Verfügung standen, wurden die Experimente mit unterschiedlichen Anfangsdistanzen begonnen, um unterschiedliche Horizontalskalen zu erfassen. Die maximale mit diesem System erfaßbare Horizontalskala war durch die Radarreichweite von etwa 10 km gegeben. In Tabelle 2.2. sind die Daten der einzelnen Driftexperimente zusammengefaßt.

Vergleicht man die auf den Schwerpunkt der Gruppe bezogenen Trajektorien der Driftkörper während der verschiedenen Experimente (für CIPREA und D2 in Abb. 2.12.), so wird das Hauptproblem bei der Auswertung dieser Daten sichtbar.

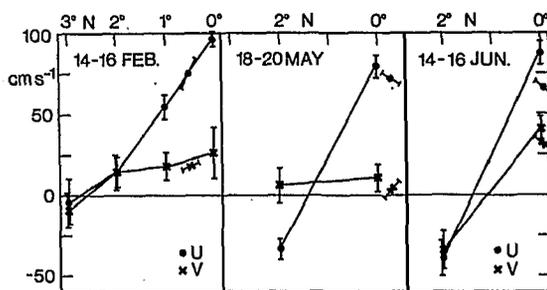


Abb. 2.11. Der Vergleich der mittleren Strömungen, die mit verankerten Strömungsmessern und mit Driftkörpern bestimmt wurden. Die Verankerungsmessungen sind durch Linien verbunden, und die Standardabweichung ist angegeben. Die einzelstehenden Symbole stehen für die Driftkörpermessungen. Die Linie durch das jeweilige Driftkörpersymbol entspricht der meridionalen Ableitung der Strömungskomponente über die Erstreckung der Driftkörpergruppe.

Experiment	Anzahl der Bojen	Beginn des Experiments	Dauer	Mittlere Position
CIPREA	6	15 August 1978 17.00	1.83 d	00°36' S 03°43' W
D1	9	14 Februar 1979 10.30	2.08 d	00°30' N 21°25' W
D2	8	18 Mai 1979 17.30	1.88 d	00°16' S 20°59' W
D3	5	14 Juni 1979 18.00	1.60 d	00°01' S 21°38' W

Tabelle 2.2. Driftkörperexperimente

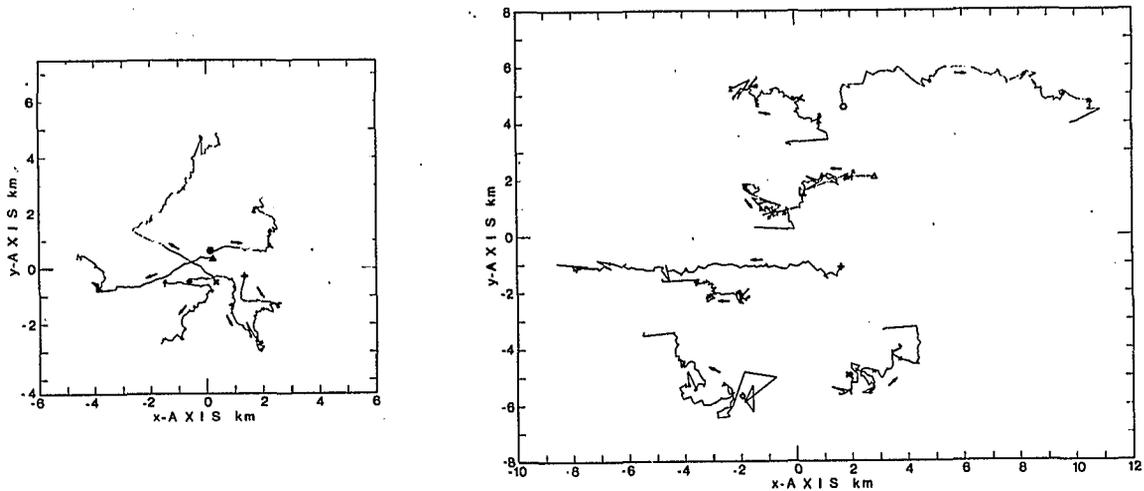


Abb. 2.12. Die auf den Schwerpunkt der Gruppe bezogenen Trajektorien der Driftkörper während CIPREA (links) und D2 (rechts).

Während bei CIPREA eine nahezu isotrope Ausbreitung der Drifter erfolgt, wie sie bei horizontaler Vermischung zu erwarten ist, wird bei D2 eine kräftige Verzerrung der Gruppe deutlich, die auf die Überlagerung einer horizontal gescherten mittleren Strömung hinweist. Die Trennung zwischen der Dispersion durch Scherung des mittleren Feldes und durch subskalige Prozesse, die mit Austauschkoefizienten zu parametrisieren sind, erfolgte nach einer Methode, die etwa gleichzeitig von MOLINARI und KIRWAN (1975) und OKUBO und EBBESMEYER (1976) veröffentlicht wurde. Ferner wurde die horizontale Divergenz auf der Grundlage einer von SAUCIER (1955) beschriebene Methode bestimmt. Die Anwendung dieser Methoden auf den vorliegenden Datensatz wird im Anhang beschrieben.

3. Messungen zur Fluktuation des Wärmeinhalts der Wassersäule entlang eines Meridionalschnittes auf 22° W

3.1. Die vertikale Gliederung der Wassersäule

Zur Untersuchung der Fluktuationen des Wärmeinhalts der Wassersäule wird diese in vier Schichten aufgeteilt, die jeweils durch Isothermen voneinander getrennt sind.

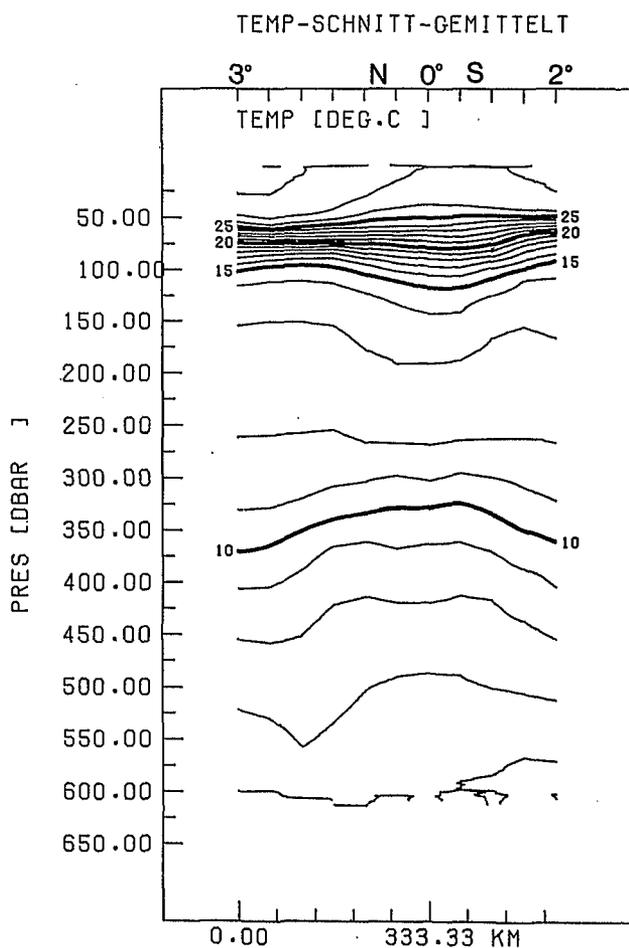


Abb. 3.1. Die Vertikalverteilung der Temperatur auf einem Schnitt entlang 22° W als Mittel über 10 Schnitte, die zwischen Januar und Juni 1979 ausgeführt wurden.

Es werden folgende Isothermen ausgewählt:

- Deckschicht (M) $t > 25^{\circ} \text{C}$
- Sprungschicht (T) $25^{\circ} \text{C} > t > 16^{\circ} \text{C}$
- Thermostad (TD) $16^{\circ} \text{C} > t > 11^{\circ} \text{C}$
- Hauptsprungschicht (MT) $11^{\circ} \text{C} > t > 9^{\circ} \text{C}$

Die Aufteilung in Schichten soll die Unterscheidung verschiedener Prozesse ermöglichen, die an einzelne Schichten gebunden sind. Dabei stellt die Trennung der Schichten durch bestimmte Isothermen eine Vergrößerung der natürlichen Verhältnisse dar, deren Zulässigkeit erst geprüft werden muß.

Die relevante Größe für die Dynamik der ablaufenden Prozesse ist nicht die Temperatur, sondern die Dichte. Diese entspricht jedoch innerhalb der Schichten direkt der Temperatur, da dort eine weitgehende lineare Approximation der TS-Relation möglich ist (Abb. 4.4.). Daher stellt der Salzgehalt keinen unabhängigen Parameter dar und ist implizit in der Temperaturinformation enthalten.

Ein Schichtenmodell soll die Abweichung vom homogenen Ozean beschreiben, der durch Gradientenfreiheit definiert ist. Somit erfolgt die Definition von Schichten gemeinhin über Gradienten und nicht über absolute Werte der beobachteten Parameter. Es muß daher gezeigt werden, daß im vorliegenden Arbeitsgebiet wesentliche Änderungen des Gradienten mit bestimmten Temperaturen zusammenfallen.

Bei der Definition der Deckschicht liegt die Beobachtung zugrunde, daß sie nahezu homogen ist und eine merkliche vertikale Temperaturabnahme den oberen Rand der Sprungschicht anzeigt. Dementsprechend wird sie häufig durch eine feste Temperaturdifferenz (ΔT) zwischen der Oberfläche und der entsprechenden Tiefe definiert (z.B. MOLINARI et al., 1983, $\Delta T = 0.5$ K). Diese Definition ist für ausreichend gemittelte Werte verwendbar. Im Einzelfall können durch den Tagesgang der Temperatur Fehleinschätzungen auftreten, da dieser zu intermediären Temperatursprüngen in der Deckschicht führen kann. Dies gilt auch für die Verwendung von Definitionen durch den lokalen Gradienten. Zur Vermeidung des Einflusses lokaler Sprünge müssen die Profile so stark geglättet bzw. die Gradienten über ein so großes Tiefenintervall berechnet werden, daß keine befriedigende vertikale Auflösung mehr erreicht wird. Aus diesen Gründen wird der Gebrauch einer Isothermendefinition vorgezogen.

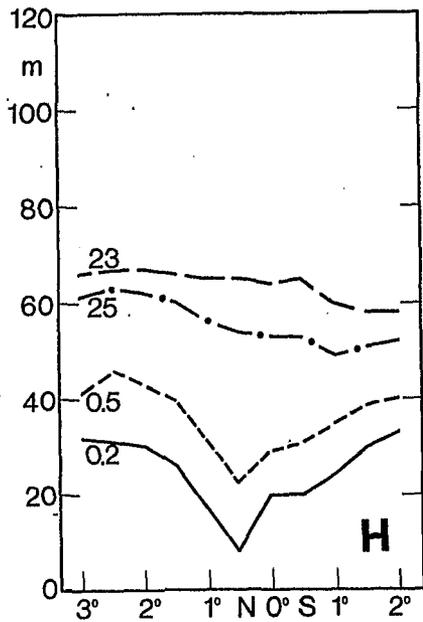


Abb. 3.2. Die Tiefe der Deckschicht als Mittel über 10 Schnitte, die zwischen Januar und Juni 1979 ausgeführt wurden. Die mit 23 und 25 bezeichneten Kurven zeigen die Tiefe der 23° C bzw. 25° C Isotherme. Die mit 0.2 und 0.5 bezeichneten Kurven zeigen die Tiefe, in der eine Differenz von 0.2 K bzw. 0.5 K zur Temperatur in 5 m Tiefe beobachtet wird.

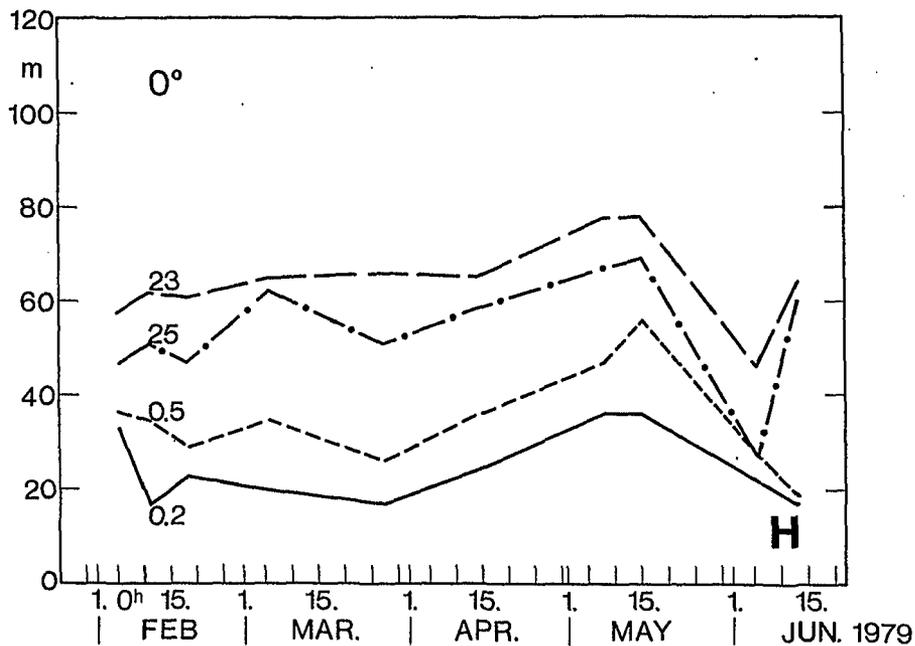


Abb. 3.3. Die zeitliche Variation der Deckschichttiefe am Äquator. Bezeichnung der Kurven wie in Abb. 3.2.

Um einen Eindruck über die Einflüsse der Definitionsart auf das Ergebnis zu vermitteln, sind in Abbildung 3.2. die mittlere Meridionalverteilung und in Abbildung 3.3. die zeitliche Veränderung der Deckschichttiefe am Äquator abgebildet, wobei zwei Temperaturdifferenzen ($\Delta T = 0.2 \text{ K}$ und 0.5 K) und die

25°-C-Isotherme als Untergrenze verwendet werden. Die Deckschichttiefe nach Temperaturdifferenzen ergibt im Vergleich zur 25°-C-Isotherme flachere Werte und ein deutliches Minimum bei 0°30' N. Der Vergleich mit Abbildung 3.1. zeigt, daß der Beginn der hohen Gradienten innerhalb der Sprungschicht durch die 25°-C-Isotherme besser lokalisiert wird als durch die Temperaturdifferenzen. Die Wahl der 25°-C-Isotherme ist notwendig, da im Juni (Abbildung 3.4.) die Oberflächentemperaturen bis auf 25.2° C sinken. Die zeitliche Veränderung der Deckschichttiefe wird im wesentlichen durch beide Definition gleich wiedergegeben. Für die tieferen Schichten werden die Isothermendefinitionen beibehalten, um sowohl die angesprochenen Glättungsprobleme zu vermeiden, als auch um mit gleichartigen Definitionen zu arbeiten.

In Abbildung 3.2. und 3.3. sind zusätzlich die Tiefen der 23°-C-Isotherme eingetragen. Diese Isotherme wird von MERLE (1980) als Sprungschichttiefe gewertet. Sie entspricht bei der vorliegenden Nomenklatur eher der Deckschichttiefe.

Zur Berechnung des Wärmehalts werden die in 1-m-Intervallen vorliegenden Temperaturwerte für jede Schicht an jeder Station aufsummiert und mit der mittleren Dichte und der spezifischen Wärme multipliziert.

3.2. Die mittleren Verhältnisse

Die mittleren Verhältnisse, die als Mittel über den vorliegenden Beobachtungszeitraum bestimmt werden, schließen mehrere Jahreszeiten zum Teil ein. In Abbildung 3.4. ist der Verlauf der Temperatur in 15 m Tiefe gegeben. Demnach beginnt der Beobachtungszeitraum mit einer kühleren Periode im Februar, es folgt eine warme Periode von März bis Mai. Die Messungen enden mit dem Beginn der sommerlichen Abkühlung im Juni. Dies entspricht dem jahreszeitlichen Gang nach (MERLE, FIEUX und HISARD, 1980), der durch das Nachlassen der Passate im Januar und deren Wiedereinsetzen im Mai induziert wird (KATZ und GARZOLI, 1982). Dem jahreszeitlichen Gang sind Fluktuationen mit Perioden von Tagen bis Monaten überlagert. Zur Eliminierung der Störung durch diese Fluktuationen wird ein Mittel über den

gesamten Beobachtungszeitraum berechnet und diskutiert.

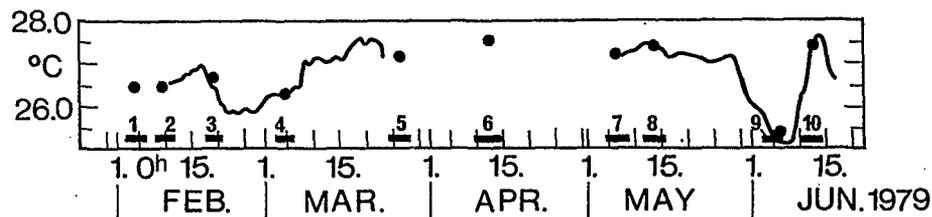


Abb. 3.4. Die zeitliche Verteilung der zehn hydrographischen Schnitte (horizontale Balken), die von Januar bis Juni 1979 im äquatorialen Atlantik ausgeführt wurden. Die Kurve gibt die Temperaturmessung eines verankerten Strömungsmesser in 15 m Tiefe am Äquator wieder, die Punkte die entsprechende Messungen mit dem CTD.

In Abbildung 3.5. ist die Vertikalerstreckung der einzelnen Schichten gezeigt. Die Deckschicht (M) nimmt von Norden nach Süden um etwa 10 m ab. Die Sprungschicht (T) ist in der Nähe des Äquators um etwa 30 m aufgespreizt. Die Thermostad (TD) verengt sich um mehr als 40 m. Dies bringt zum Ausdruck, daß die Thermostad nicht nur durch die Sprungschichtspreizung, sondern auch durch eine Aufwölbung der Hauptsprungschicht von unten verengt wird. Die Hauptsprungschicht (MT) nimmt ebenfalls in der Nähe des Äquators ab.

Betrachtet man den Wärmehalt der einzelnen Schichten (Abb. 3.5.), so fällt die starke Korrelation zwischen Schichtdicke und Wärmehalt auf. Dies wird durch die Berechnung von Regressionen bestätigt, deren Korrelationskoeffizienten in allen Schichten über 0.98 liegen. Es muß gefolgert werden, daß die Änderung der Schichtdicken den dominanten Einfluß bei der Veränderung des Wärmehalts darstellt.

Berechnet man die Summe über die vier Einzelschichten (S1), so ergibt sich eine starke Ähnlichkeit mit der Hauptsprungschicht, nämlich Abnahme nördlich und südlich des Äquators und ein intermediäres Maximum bei 0°30' N. Die Summe Q_{S1} entspricht dem Wärmehalt der Warmwassersphäre.

Betrachtet man den Wärmehalt innerhalb Wassersäulen konstanter Tiefe, z.B. Q_{300} von 0 bis 300 m und Q_{S2} von 0 bis 600 m, so zeigt sich eine weit

geringere Veränderlichkeit als bei den meisten Einzelschichten. Dies entspricht der Beobachtung, daß Veränderungen im Wärmehalt weitgehend durch Veränderungen der Schichtdicke bedingt sind. Es erscheint bemerkenswert, daß der Nord-Süd-Trend von Q_{S2} dem der Deckschicht voll entspricht und durch diesen voll erklärt werden könnte, wenn er nicht in Q_{300} wesentlich schwächer ausgebildet wäre. In Q_{300} wird das äquatoriale Maximum, das als Folge der asymmetrischen Sprungschichtspreizung (stärker nach unten, als nach oben) entsteht, besonders deutlich.

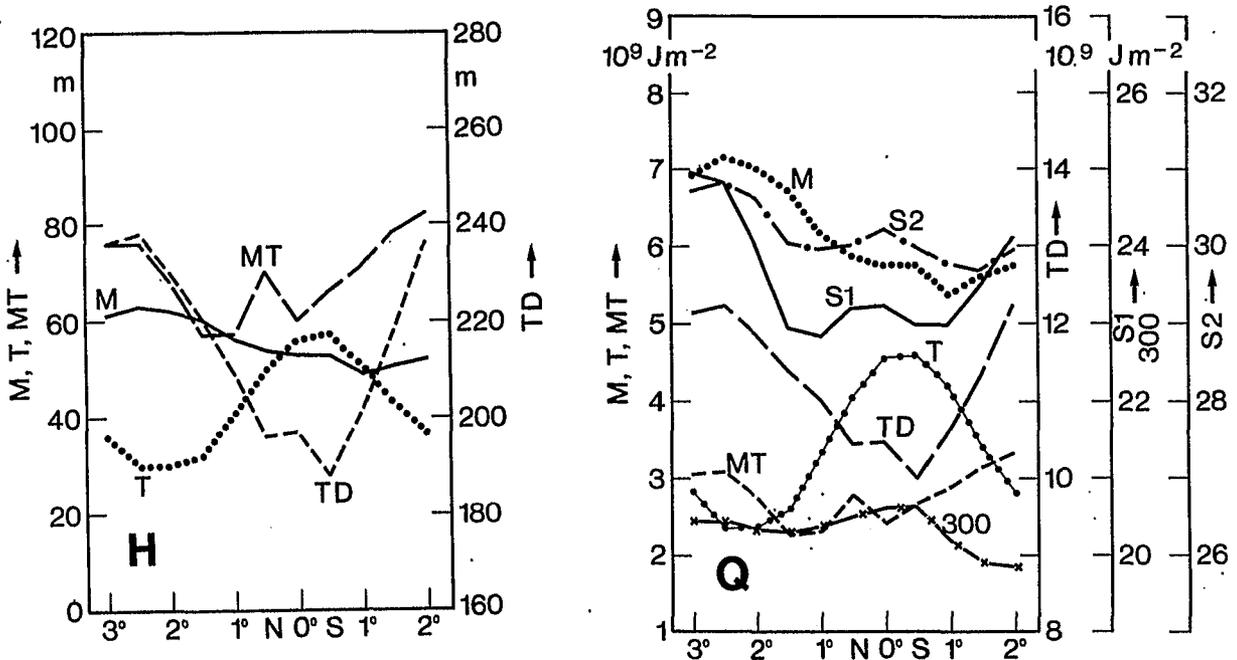


Abb. 3.5. Die Schichtdicke (H) und der Wärmehalt (Q) der verschiedenen Schichten als Mittel über 10 Schnitte, die von Januar bis Juni 1979 ausgeführt wurden. Die Symbole an den Kurven haben folgende Bedeutung:

- | | | | |
|-----|--|----|----------------------|
| M | - Deckschicht | T | - Sprungschicht |
| TD | - Thermostad | MT | - Hauptsprungschicht |
| S1 | - Die Summe der oberen vier Schichten | | |
| S2 | - Die Summe über die gesamte Wassersäule von 0 m bis 600 m Tiefe | | |
| 300 | - Die Summe über die Wassersäule von 0 m bis 300 m Tiefe | | |

3.3. Die zeitliche Variation der Schichten

Aus dem Vergleich der meridionalen Verteilung der mittleren Schichtdicken und deren Wärmeinhalt war im vorhergehenden Absatz qualitativ deutlich geworden, daß der Wärmeinhalt überwiegend durch die Schichtdicke bestimmt ist. Dies soll im Folgenden quantitativ betrachtet werden.

Der Wärmeinhalt Q einer Schicht läßt sich als Produkt einer vertikal gemittelten Temperatur T und der Schichtdicke H ausdrücken. Für die Veränderung des Wärmeinhalts gilt dann:

$$dQ = \rho c_p (HdT + TdH)$$

Um den Einfluß der beiden Terme gegeneinander abzuschätzen, wurde der Quotient $R = H\sigma_T/T\sigma_H \cdot 100$ berechnet, wobei σ_T und σ_H die Standardabweichungen von T und H bedeuten. Die zugrunde liegenden Werte und das Ergebnis sind in Tabelle 3.1. aufgeführt. Der Quotient R wird in Prozent ausgedrückt.

	T (° C)	H (m)	σ_T (K)	σ_H (m)	R (%)	K
Deckschicht	26.83	57	0.52	7	15	00.9
Sprungschicht	19.37	38	0.22	5	9	0.18
Thermostad	12.73	217	0.24	12	36	0.68*
Hauptsprungschicht	9.74	64	0.11	14	5	0.83*

Tabelle 3.1. Statistische Angaben der meridional gemittelten Schichten zur Abschätzung der Beiträge von Schichtdicke und vertikal gemittelter Temperatur zur Variation des Wärmeinhalts. Zur Bedeutung der Symbole siehe Text.* Der Korrelationskoeffizient K ist statistisch signifikant im 95%-Niveau.

Der Quotient R stellt den prozentualen Beitrag der Variation des Wärmeinhalts durch Temperaturveränderung dar. Dieser Beitrag liegt für die Deckschicht und die Thermostad über 10 %.

Betrachtet man ein ideales Temperaturprofil, bei dem die Schichtgrenzen als konstante Temperaturen erhalten bleiben und bei dem innerhalb der Schichten

eine lineare Temperaturabnahme vorliegt, so bleibt bei einer Veränderung der Schichtdicke der vertikale Mittelwert der Temperatur konstant bzw. $R = 0$. Somit gibt R einen Eindruck davon, wie sehr das betrachtete Profil von einer Folge linearer Temperaturprofile abweicht. Die Abnahme der mittleren Temperatur bedeutet, daß der Gradient im oberen Teil der Schicht größer wird als im unteren. Entsprechendes gilt für das Gegenteil.

Diese Eigenschaft des Temperaturprofiles wird durch die zweite Ableitung $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ beschrieben. In Abbildung 3.6 wird die Abnahme des Wärmehaltes bzw. der vertikal gemittelten Temperatur bei unterschiedlichen Temperaturprofilen innerhalb einer konstanter Schichtdicke gezeigt. Die entsprechenden Zahlenwerte sind in Tabelle 3.2. zusammengefaßt. $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ wurde als Steigungsänderung zwischen der oberen und unteren Schichthälfte berechnet.

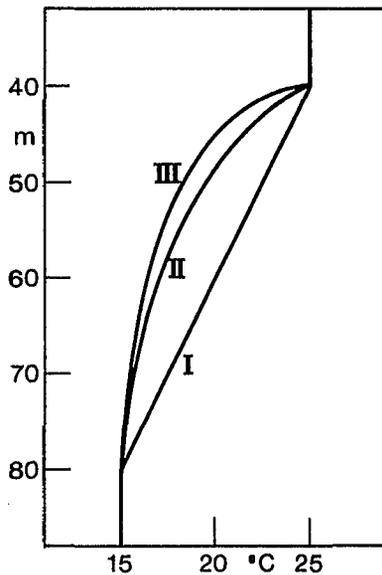


Abb. 3.6. Drei theoretische Temperaturprofile, welche die Veränderung des Wärmehaltes bei konstanter Schichtdicke verdeutlichen sollen.

Da die vorliegenden Schichten eine vertikale Folge von Zonen mit schwachen und starken Gradienten darstellen, ist R meist als Einbeziehung eines Teiles der Nachbarschicht zu verstehen. Dies tritt besonders klar in der Thermostad auf, da die Obergrenze mit 16°C zum Teil noch durch die starken Gradienten der Sprungschicht beeinflusst wird.

Temperatur- profil	\bar{T} (° C)	Q (10 ⁹ J/m ²)	$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ (K/m ²)
I	20.0	3.29	0
II	18.04	2.97	0.014
III	17.34	2.85	0.018

Tabelle 3.2. Die Abhängigkeit des Wärmehaltes bei konstanter Schichtdicke von der Krümmung des Temperaturprofils für die drei in Abb. 3.6 dargestellten Profile.

Die Deckschicht stellt einen Sonderfall dar, da für sie keine feste Temperatur an der Obergrenze gegeben werden kann. In den meisten Fällen wird hier eine Abnahme der Deckschichttiefe bei Abnahme der mittleren Temperatur beobachtet. Dies ist deutlicher bei 3° N als am Äquator (Abb. 3.7), wenn sich auch für den Äquator eine positive statistisch signifikante Korrelation von 0.77 ergibt. Es entspricht entweder einem unterschiedlichen Vertikaltransport von kaltem Wasser nach oben oder verstärkter Advektion von warmem, modifizierten Südäquatorialstromwasser. Das gegenteilige Verhalten, nämlich eine Vertiefung der Deckschicht bei Abnahme der Temperatur, kann durch winderzeugte Erosion der Sprungschicht erklärt werden. Für das meridionale Mittel der Deckschicht ergibt sich keine signifikante Korrelation zwischen der Variation der Schichtdicke und der Temperatur (Tab. 3.1).

Die Sprungschicht reagiert bei 3° N und am Äquator unterschiedlich. Bei 3° N ist eine Abnahme der Sprungschichtmächtigkeit mit einer Temperaturzunahme korreliert, was sowohl auf eine Gradientabschwächung von oben oder eine Verstärkung von unten zurückgeführt werden kann. Am Äquator treten wesentlich stärkere Variationen auf. Dies ist die Auswirkung der äquatorialen Sprungschichtspreizung, die sowohl meridional fluktuieren kann, als auch Variationen in ihrer Intensität unterliegt. Starke Aufspreizung nach oben erzeugt eine Zunahme der vertikal gemittelten Temperatur, nach unten eine Abnahme. Beide Fälle werden mit ähnlicher Häufigkeit beobachtet.

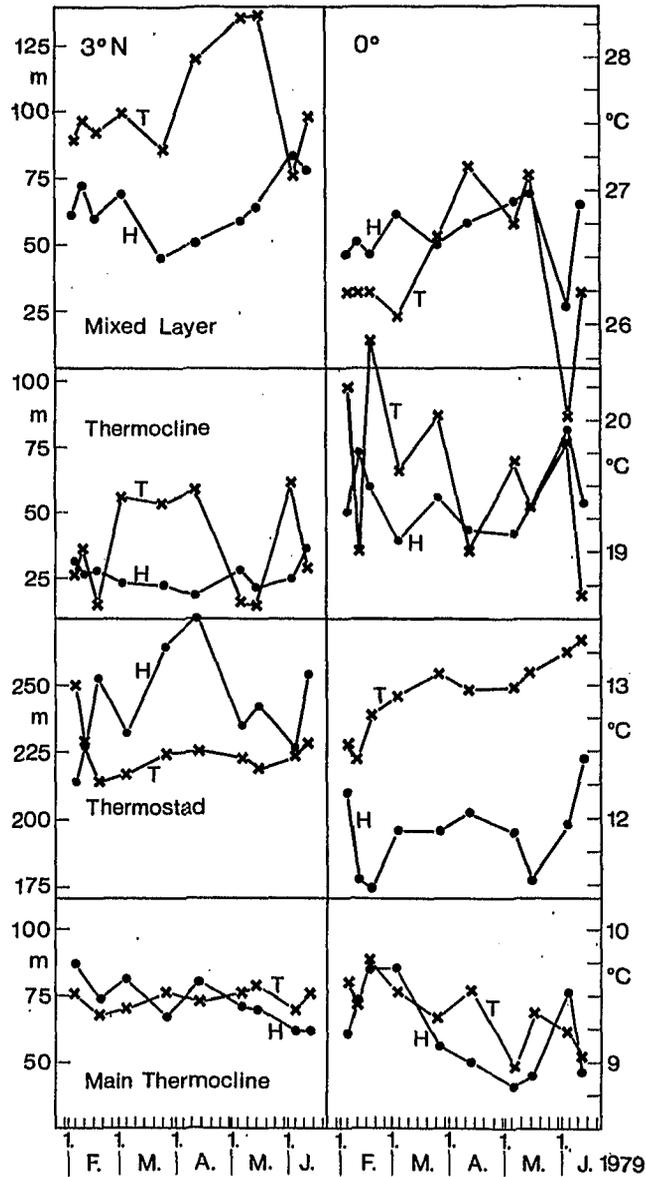


Abb. 3.7. Schichtdicke und vertikales Mittel der Temperatur der Deckschicht, Sprungschicht, Thermostat und der Hauptsprungschicht bei 3° N und am Äquator.

In der Thermostat kann für die Einzelpositionen keine statistisch signifikante Korrelation angegeben werden. Für die meridional gemittelte Schicht wird eine positive Korrelation berechnet (Tab. 3.1.), die einer Abnahme des Gradienten im oberen Teil der Thermostat zusammen mit einer Zunahme der Schichtdicke entspricht. Sie ist durch die üblichen Annahmen (z.B. JONES, 1973; HALPERN, 1980a) zur Thermostatbildung erklärbar. Danach

wird die Thermostad durch vertikale Vermischung im Bereich des Äquatorialen Unterstromes gebildet. Verstärkte Vermischung führt zur Zunahme der Thermostad und zur Abnahme des Gradienten im Sprungschichtbereich. Es resultiert eine positive Korrelation zwischen der Schichtdicke und der vertikal gemittelten Temperatur.

An den Einzelpositionen wird mit gleicher Häufigkeit das Gegenteil beobachtet, besonders deutlich bei 3° N im Februar und Mai. Die Zunahme der Thermostad bei abnehmender Temperatur erfolgt während der Abnahme der Hauptsprungschicht bei ebenfalls abnehmender Temperatur. Dies widerspricht der Zunahme der Thermostad durch Erosion der Hauptsprungschicht und deutet auf den Einfluß horizontaler Advektion hin. Für den Pazifik zeigte TSUCHIYA (1981), daß horizontale Advektion ausschlaggebend für die Existenz der Thermostad ist. Im allgemeinen ist jedoch die Korrelation zwischen den Schichtdicken von Thermostad und Hauptsprungschicht negativ. Die Korrelation zwischen den Temperaturen dieser Schichten ist mit -0.69 statistisch signifikant.

In der Hauptsprungschicht wird eine klare positive Korrelation zwischen Temperatur und Schichtdicke beobachtet (Tab. 3.1.).

3.4. Die zeitliche Variation des Wärmeinhalts

Die Registrierung der Wassertemperatur in 15 m Tiefe zeigt drei wesentliche Phasen (Abb. 3.4.). Betrachtet man die Variationen des Wärmeinhalts der Wassersäule als meridionales Mittel zwischen 3° N und 2° S (Abb. 3.8.), so läßt sich diesen Phasen in gewissem Maße ein einheitlicher Trend zuordnen, der am deutlichsten in der Warmwassersphäre wird und am schwächsten in den oberen 300 m ausgebildet ist.

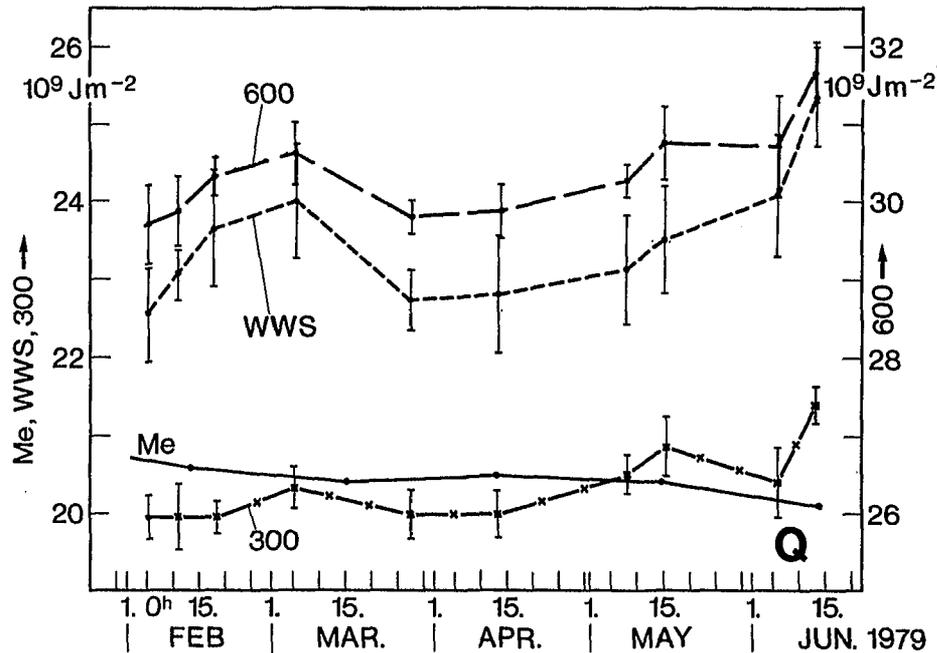


Abb. 3.8. Die zeitliche Variation des Wärmeinhaltes vertikaler Wassersäulen, welche die oberen 300 m, 600 m und die Warmwassersphäre umfassen als meridionales Mittel von 3° N bis 2° S. Der Wärmeinhalt der oberen 300 m, der von MERLE (1980) aus historischen Daten berechnet wurde, ist mit Me bezeichnet. Die Fehlergrenzen sind aus der Standardabweichung der Einzeldaten als 95-%-Konfidenzintervall des Mittelwertes berechnet.

Überraschenderweise nimmt der Wärmeinhalt nur im März während des Übergangs von kalter zu warmer Deckschicht ab. Sowohl im Februar als auch im Juni wird bei abnehmender Deckschichttemperatur eine starke Zunahme des Wärmeinhalts beobachtet.

Vergleicht man den Verlauf mit dem aus historischen Daten bekannten jahreszeitlichen Gang (MERLE, 1980), so wird deutlich, daß die Differenz zwischen kalter und warmer Jahreszeit in der Größenordnung derjenigen entspricht, die im langjährigen Mittel gefunden wird. Es besteht aber ein wesentlicher Unterschied in der Phase (in Abb. 3.8. nicht zu erkennen): Das im April beobachtete Minimum des Wärmeinhalts mit dem raschen Anstieg im Mai tritt nach MERLE auf dieser geographischen Länge erst im Juli ein. Seiner Arbeit ist zu entnehmen, daß eine frühere Eintrittszeit weiter westlich zu erwarten ist. Dort ist die kurze Dauer des Minimums südlich des Äquators deutlicher. Das Maximum im Wärmeinhalt, das in den vorliegenden

Daten im März beobachtet wird, ist nach MERLE eine charakteristische Erscheinung des östlichen äquatorialen Atlantik. Besonders deutlich ist es südlich des Äquators ausgeprägt.

Es läßt sich mit den vorliegenden Daten nicht abschätzen, ob die beobachteten Abweichungen im Bereich der natürlichen Varianz liegen oder ob das Jahr 1979 als anormales Jahr im Sinne von HISARD (1982b) gewertet werden muß. Eine weitere Diskussion dieses Gesichtspunktes findet in Absatz 4.1. bei der Betrachtung der meteorologischen Bedingungen statt.

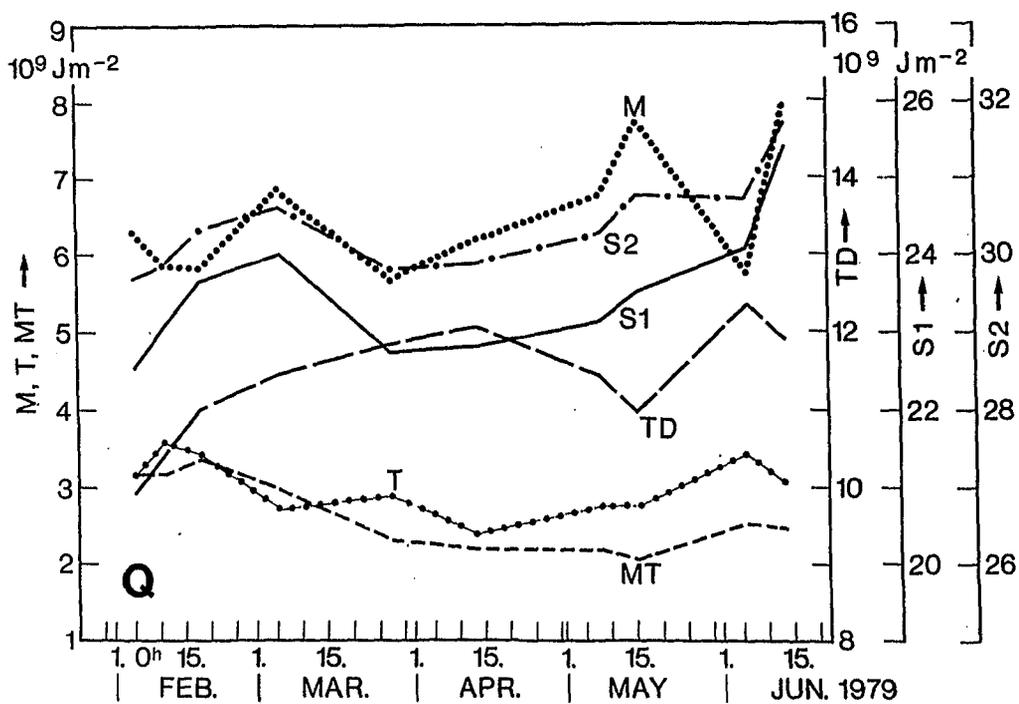


Abb. 3.9. Die zeitliche Variation des Wärmeinhalts der einzelnen Schichten als meridionales Mittel zwischen 3° N und 2° S . Symbole wie bei Abb. 3.5.

Um den Beitrag der einzelnen Schichten zur Variation des Wärmeinhalts zu untersuchen, wurde das meridionale Mittel für jede einzelne Schicht berechnet und in Abb. 3.9. abgebildet. Scheinbar besteht eine intensive Wechselwirkung von Deckschicht und Thermocline, während die Sprungschicht nur sehr geringen Schwankungen unterliegt. Dieser Eindruck verbirgt jedoch die Tatsache, daß die Sprungschicht im äquatorialen Bereich sehr intensiven Schwankungen unterliegt, wie in Abb. 3.11b. gezeigt wird. Betrachtet man

das Zusammenwirken aller Schichten beim Einsetzen des März-Maximums, so erkennt man eine aufeinanderfolgende Zunahme des Wärmeinhalts der Thermostad und der Deckschicht. Das April-Minimum ist in allen Schichten außer der Thermostad zu finden, während der Anstieg im Mai wieder durch die Folge des Anstieges der Thermostad und der Deckschicht bewirkt wird. Zur weiteren Diskussion der Beiträge der einzelnen Schichten muß auf die meridionalen Unterschiede im Verhalten der einzelnen Schichten eingegangen werden. Es bleibt festzuhalten, daß die Thermostad einen wesentlichen Beitrag zur Gesamtvariation erbringt.

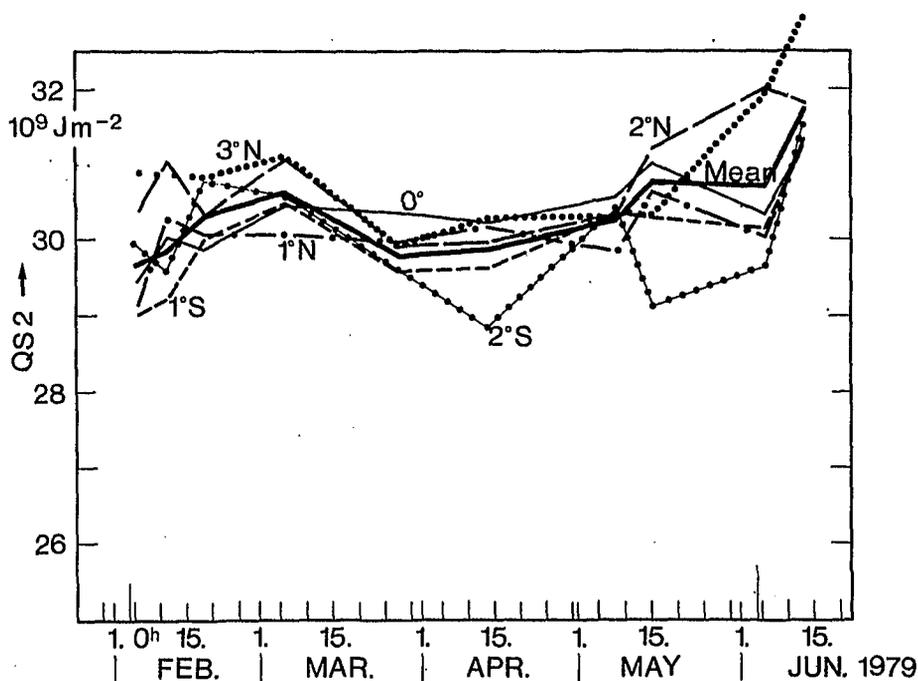


Abb. 3.10. Die zeitliche Variation des Wärmeinhalts einer Wassersäule von 0 bis 600 m an festen Positionen zwischen 3° N und 2° S.

Der Wärmeinhalt der Wassersäule von 0 bis 600 m (Q_{S2}), Abb. 3.10 zeigt eine geringere meridionale Streuung als derjenige der einzelnen Schichten. Es fällt auf, daß das März-Maximum durch den Anstieg des Wärmeinhalts der südlichen Stationen entsteht. Die nördlichen Stationen besitzen von Beginn des Untersuchungszeitraumes an einen höheren Wärmeinhalt als die südlichen. Während es sich im Norden nur wenig verändert, nimmt er im Süden deutlich zu. Der Anstieg im Mai und Juni erfolgt gestaffelt von Nord nach Süd. Vom 15. Mai bis 4. Juni erfolgt noch eine Abnahme des Wärmeinhalts südlich von

2° N, während bei 2° N und 3° N schon eine kräftige Zunahme zu beobachten ist.

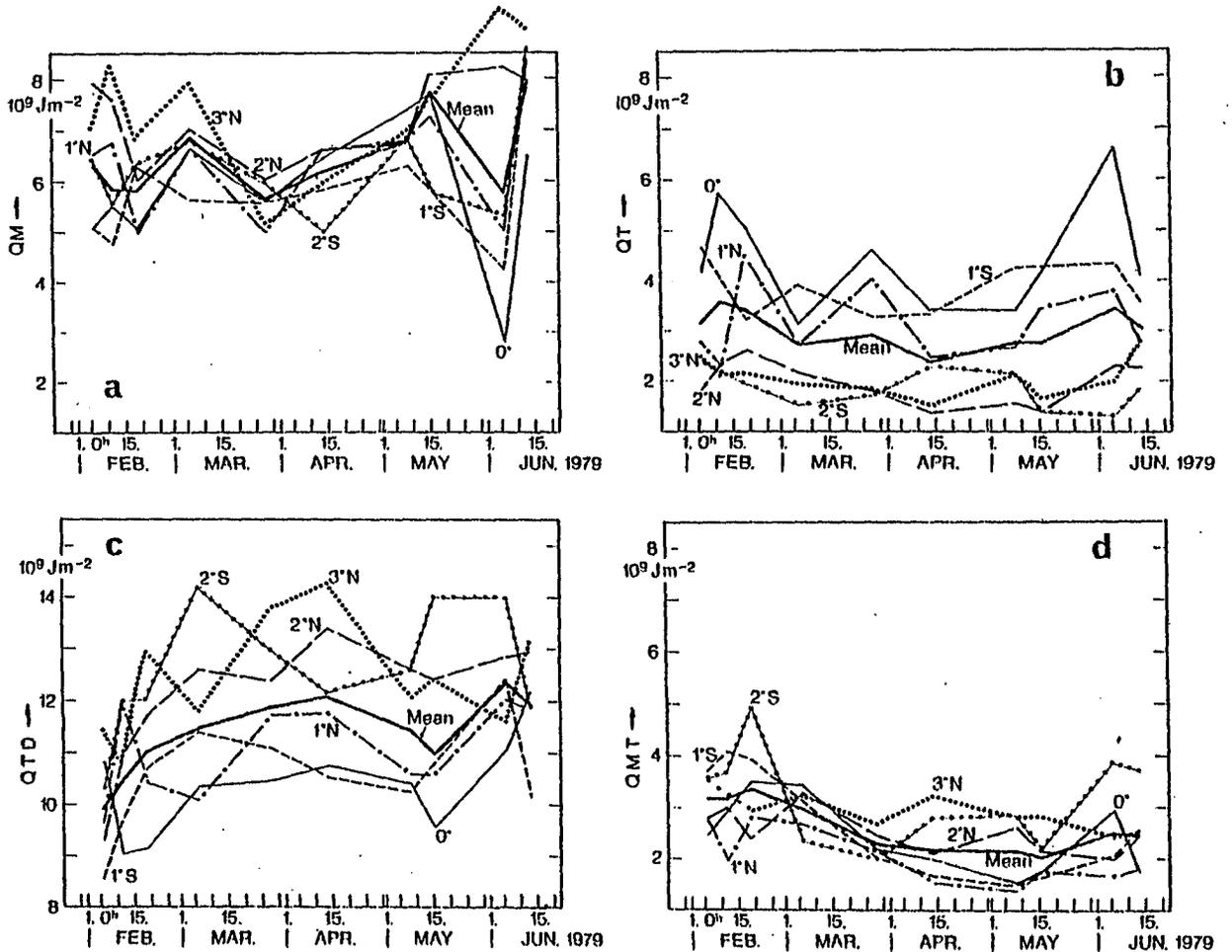


Abb. 3.11. Die zeitliche Variationen des Wärmehalts der Deckschicht (a), der Sprungschicht (b), der Thermostad (c) und der Hauptsprungschicht (d) an festen Positionen zwischen 3° N und 2° S.

Betrachtet man die meridionale Streuung des Wärmehalts, (Abb. 3.11.), so ergibt sich ein unterschiedliches Verhalten der vier Schichten. Die Deckschicht (Abb. 3.11a.) zeigt zum Zeitpunkt des minimalen mittleren Wärmehalts im April eine sehr kleine Streuung. Im Februar und Juni dagegen wird durch eine Abnahme der Deckschicht von Norden nach Süden eine Streuung von bis zu $\pm 50\%$ bewirkt. Das Bild der Sprungschicht (Abb. 3.11b.) ist durch die Variation der Sprungschichtspreizung geprägt, die im

Februar und Juni zu den stärksten Abweichungen vom Mittelwert führt. Das meridionale Pendeln der maximalen Spreizung sorgt bis April für eine gegenläufige Fluktuation bei 1° S und 1° N.

Die stärkste meridionale Streuung ist in der Thermostad zu erkennen (Abb. 3.11c.). Das Minimum im Bereich des Äquators bleibt nahezu ständig erhalten. Starke Schwankungen (etwa 40 %) unterliegt der extraäquatoriale Bereich. Im März und April wird ein gegenläufiges Verhalten bei 2° S und 3° N beobachtet. Die Hauptsprungschicht (Abb. 3.11d.) zeigt die geringste meridionale Streuung.

Zusammenfassend gilt:

- Es sind drei Hauptphasen für die Variation der Wärmeinhalts zu beobachten: Eine Zunahme bis März mit anschließender Abnahme und weiterer Zunahme ab April.
- Der Wärmeinhalt der Einzelschicht entspricht weitgehend der Schichtdicke.
- Es treten folgende Variationstypen auf: Die Schichtdicke variiert von Norden nach Süden. Es treten Minima und Maxima im Bereich des Äquators auf, und die Schichtdicke insgesamt nimmt zu oder ab.

In den folgenden Kapiteln soll nun die Variation des Wärmeinhalts der verschiedenen Schichten im einzelnen diskutiert werden, indem die dynamischen Prozesse, die zur Erweiterung oder Verengung der Schichten führen, als Kausalketten über vorhandene Modellvorstellungen erklärt werden.

4. Das Äquatoriale Stromsystem

4.1. Die meteorologischen Bedingungen

Die meteorologischen Bedingungen im zentralen äquatorialen Atlantik sind durch die Konvergenz der Nordost- und Südostpassate geprägt, die zu einem System zonaler Bänder mit abwechselnd schwachen und starken Winden führt. Die Intertropische Konvergenzzone (ITCZ) liegt im Jahresmittel, bedingt durch die stärkere atmosphärische Zirkulation der Südhalbkugel, bei etwa 5° N. Sie verlagert sich im Nordwinter bis zum Äquator und im Nordsommer bis nach 10° N (z.B. FLOHN, 1971).

Im Untersuchungsgebiet von "FGGE-Äquator '79" resultieren aus dem globalen Windsystem anhaltende Südostpassate, die sich im Nordwinter nach Norden zunehmend abschwächen. Um diese Bedingungen quantitativ zu betrachten, wird der BUNKER'sche Datensatz (1976) verwendet.¹ Von diesem Datensatz, der in sogenannte "Gerrymander" (Gebiete ähnlicher Bedingungen) aufgeteilt ist, liegen monatliche Mittelwerte über zwei Flächen vor, die zonal zwischen 20° W und 24° W liegen und meridional von 0° bis 2° N bzw. 2° N bis 4° N reichen. Die Geschwindigkeiten der zonalen und meridionalen Windkomponente und die Wasseroberflächentemperatur sind in Abbildung 4.1. dargestellt. Für das gesamte betrachtete Gebiet übertrifft der Jahresgang der meridionalen Windkomponente den der zonalen beträchtlich. Das Minimum des Windes ist im März, das Maximum im Juli zu finden. Zwar wächst der meridionale Wind bis in den September an, gleichzeitig fällt die zonale Komponente jedoch zu einem intermediären Minimum ab. Die Amplitude der Windvariation nimmt nach Norden zu.

Die Temperatur an der Meeresoberfläche verhält sich invers zum Wind. Die Schwankungsbreite nimmt nach Norden ab, und starker Wind ist mit niedrigen Temperaturen korreliert. Maximale Temperaturen werden im März, minimale im Juli bzw. im August beobachtet. Dies entspricht dem Bild von lokalem, winderzeugtem, äquatorialem Auftrieb.

¹ Diese Daten wurden mir von H.J. ISEMER aus der Abt. Maritime Meteorologie zur Verfügung gestellt.

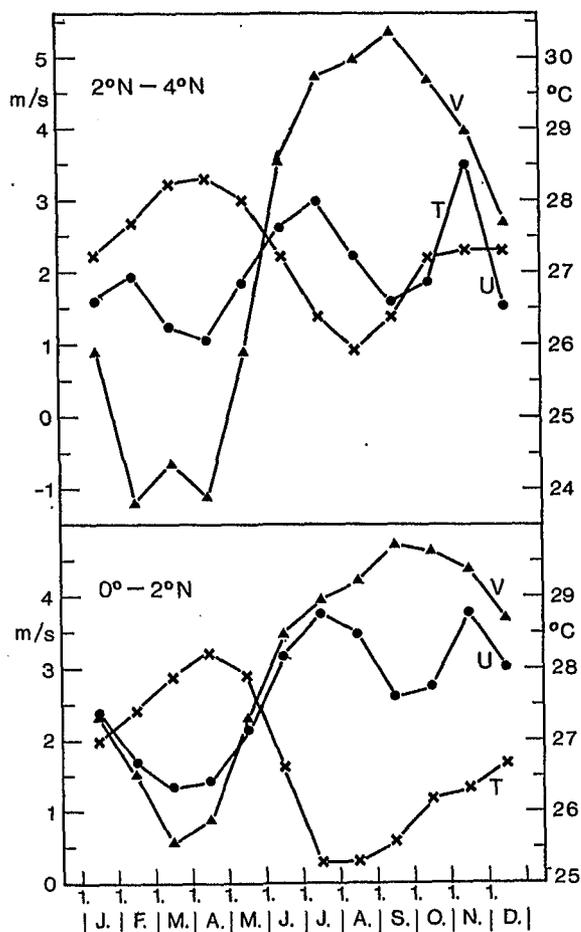


Abb. 4.1. Der Jahresgang des Windes und der Wasseroberflächentemperatur (T) zwischen 20° W und 24° W nach BUNKER (1976). (U positiv nach Westen, V positiv nach Norden.)

Der folgende Vergleich der langjährigen Mittel mit den Bedingungen, die bei "FGGE-Äquator '79" angetroffen wurden, soll kein Beitrag zur Diskussion über anormale Bedingungen vom Typ "El Niño" sein, wie sie von HISARD (1982b) beschrieben werden. Sein Sinn liegt darin, einerseits Abweichungen von Modellvorstellungen zu begründen, die meist von mittleren Bedingungen ausgehen, andererseits kann aber die entsprechende Abweichung mehrerer Parameter als Hinweis auf einen kausalen Zusammenhang gewertet werden.

Zum Vergleich wurden Monatsmittelwerte aus Daten verankerter Meßgeräte berechnet. Der Gesamtdatensatz wird als Tagesmittelwerte in Abb. 4.2. gezeigt. Die Windmessungen an Bord des Schiffes wurden nicht in die Betrachtung einbezogen, da die Gefahr von Fehlinterpretationen der wenigen Schiffsmessungen auf den einzelnen Positionen groß ist. Die Ursache liegt sowohl in der Problematik einer Einzelmessung, als auch im systematischen Unterschied zwischen einer Windmessung auf einer Boje und der auf einem Schiff. Die Bojendaten sind unter der Annahme einer logarithmischen

Beziehung mit dem Rauigkeitsparameter $r = 3.9 \text{ cm/s}$ für geringen Seegang (HANN-SÜRING, 1951) von 2 m Sensorhöhe auf 10 m Standardhöhe umgerechnet worden.

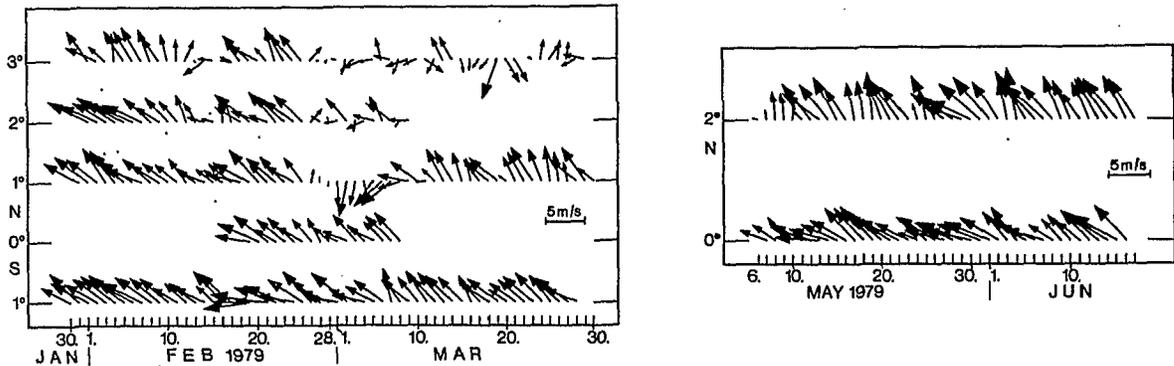


Abb. 4.2. Tagesmittelwerte des Windes aus Messungen auf verankerten Bojen bei 22° W.

Die resultierenden Monatsmittelwerte sind in Abbildung 4.3. dargestellt. Es konnte keine den BUNKER'schen Werten entsprechende meridionale Mittelung durchgeführt werden, da die überlappenden Zeiträume durch die kurze Funktionsdauer des Gerätes am Äquator dies nicht erlauben. Nördlich von 2° N war nur eine Verankerung ausgelegt.

Der Vergleich der Windkomponenten zeigt, daß die Werte im Februar 1979 höher sind als das langjährige Mittel. Dies entspricht der Beobachtung von HISARD (1982b), der für 1978/79 ein überdurchschnittlich stark ausgebildetes subtropisches Hochdruckgebiet auf der Südhalbkugel verzeichnet. Im äquatorialen Bereich erfolgt in den aktuellen Messungen nur ein ganz schwaches, kurzfristiges Nachlassen des Windes (Abb. 4.2.), während der Verlauf des Minimums bei 2° N dem BUNKER'schen Mittelwert aus dem "Gerrymander" zwischen dem Äquator und 2° N entspricht. Im nördlichen Bereich tritt das Minimum später als im Mittel ein und ist schwächer ausgebildet. Der Anstieg der Windstärke zum Sommer erfolgt schneller und zu höheren Werten als im Mittel. Zusammenfassend kann die Situation folgendermaßen beschrieben werden: Die ITCZ drang nur für einen relativ kurzen Zeitraum im März und April bis etwa 2° N nach Süden vor. Darauf erfolgte eine Periode mit schwachem Wind, die kürzer war als im langjährigen Mittel. Bei 1° S sind keine wesentlichen Variationen des Windes zu erkennen (Abb. 4.2.). Die Südostpassate sind stärker ausgebildet als im langjährigen Mittel.

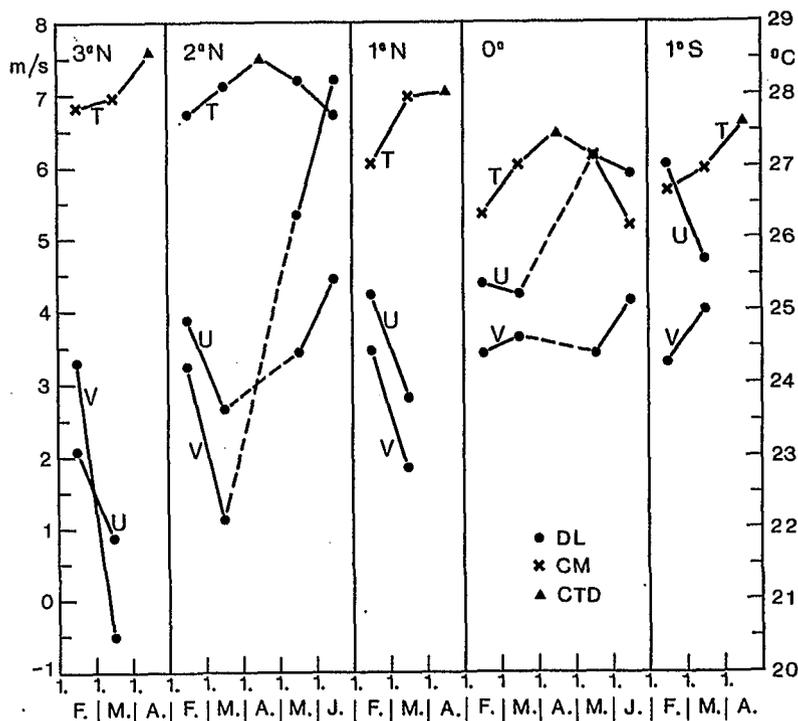


Abb. 4.3. Monatsmittelwerte des Windes (U positiv nach Westen, V positiv nach Norden) und der Wasseroberflächentemperatur (T) auf 22° W während "FGGE-Äquator 79" gemessen. Temperaturdaten, die mit DL gekennzeichnet sind, stammen aus 2 m Tiefe, mit CM aus 15 m; beides aus Verankerungen. Daten aus CTD-Messungen wurden in 5 m Tiefe gemessen.

Die stärkere Ausbildung der Passate wird auch von GARZOLI et al. (1982) für 1979 berichtet. Diese Autoren vergleichen die Daten vom Sankt-Paul-Felsen bei 29° W mit entsprechenden Mittelwerten von HASTENRATH und LAMB (1977). Sie äußern jedoch Zweifel an der Signifikanz ihrer Abweichung aufgrund der starken räumlichen Mittelung der Daten von HASTENRATH und LAMB. Ferner wird auch bei 29° W ein früheres Einsetzen der Passate beobachtet. Dagegen erkennen SPETH und PANITZ (im Druck) im Frühjahr 1979 kein Anzeichen für eine nördlichere Lage der ITCZ als der im langjährigen Mittel. Sie bestimmen die Lage der ITCZ aus Satellitendaten der Bewölkung und geben Monatsmittelwerte an.

Betrachtet man die Wassertemperaturen an der Oberfläche, so ist im nördlichen Bereich keine Abweichung vom langjährigen Mittel festzustellen. Der Vergleich im südlichen Bereich gestaltet sich schwieriger, da am Äquator und bei 2° N unterschiedliche ozeanographische Bedingungen zu erwarten sind. Durch eine ungleichmäßige Werteverteilung kann der Einfluß der äquatorialen Kaltwasserzunge auf den meridionalen Mittelwert verfälschend wirken. Geht man davon aus, daß in den BUNKER'schen Werten das Kaltwassergebiet repräsentativ erfaßt wurde und vergleicht sie mit dem Mittelwert zwischen 2° N und dem Äquator, so ergibt sich, daß im Frühjahr

1979 am Äquator etwas kältere Temperaturen als im langjährigen Mittel beobachtet wurden. Geht man von der Vorstellung des windgetriebenen Auftriebs aus, so entspricht dies den stärkeren Südostpassaten.

4.2. Die Wassermassen des Äquatorialen Atlantik

Bei der Untersuchung von Transportvorgängen im Meer stellt die Charakterisierung von Wassermassen eine große Hilfe dar, wenn deren Herkunft bekannt ist. Quantitative Ergebnisse wie z.B. bei STOMMEL (1980b) sind zwar im allgemeinen nicht zu erzielen, doch auch qualitative Hinweise können von großem Nutzen sein. In Abbildung 4.4. ist eine Schar von TS-Diagrammen dargestellt, welche die Variation der TS-Beziehung entlang des Schnittes auf 22° W zwischen 3° N und 2° S als Mittelwert über fünf Monate aufzeigt.

Da die Schnitte nur bis in 600 m Tiefe reichen, wird das Subantarktische Zwischenwasser (SIW), das durch ein Salzgehaltsminimum von 34.6 ‰ bei 5° C (DIETRICH et al., 1975) zu erkennen ist, nicht mehr erreicht. Damit ist die tiefste vorgefundene Wassermasse das Südatlantische Zentralwasser (SACW). Die von SVERDRUP et al. (1942) für diese Wassermasse angegebenen Eigenschaften sind in Abbildung 4.4. eingetragen. Das SACW erfüllt den Bereich der Thermostad und der Hauptsprungschicht.

Im Bereich der Sprungschicht findet sich in der Nähe des Äquators und am nördlichen Ende des Schnittes ein deutliches Salzgehaltsmaximum. Das äquatoriale Maximum ist auf den Äquatorialen Unterstrom zurückzuführen, der aus dem salzreichen Nordbrasilianischen Küstenstrom gespeist wird (METCALF und STALCUP, 1967). Der Wert von 36.88 ‰ bei 23.25 °C im Quellgebiet vor der brasilianischen Küste ist mit M+S bezeichnet im TS-Diagramm eingetragen.

Das nördliche Salzgehaltsmaximum ist dem Nordäquatorialen Gegenstrom zuzuordnen. Es entsteht nach DEFANT (1936) als Mischwasser aus dem Südhemisphärischen Unterstrom und dem Nordäquatorialstrom im westlichen tropischen Atlantik. Der Südhemisphärische Unterstrom greift zwischen Kap São Roque und der Amazonasmündung nach METCALF und STALCUP (1967) bis

an die Oberfläche durch und wird von diesen Autoren als Nordbrasilianischer Küstenstrom bezeichnet. Sein Salzgehaltskern kann von 23° S bis 13.5° N in 100 bis 120 m Tiefe verfolgt werden. Bei etwa 30° W ist der Nordäquatoriale Gegenstrom erstmalig durch ein intermediäres Salzgehaltsmaximum mit 36.2 ‰ bei 22 °C im "Meteor"-Schnitt zu erkennen. Dies ist als TS-Wert mit D in Abbildung 4.4 eingetragen.

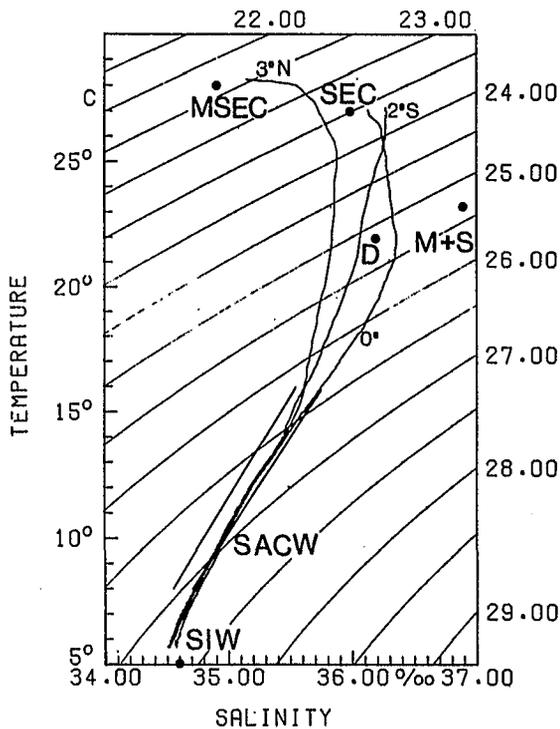


Abb. 4.4. Die TS-Diagramme entlang eines Schnittes auf 22° W zwischen 3° N und 2° S als Mittelwert über 10 Aufnahmen zwischen Februar und Juni 1979. Zum Verständnis der eingezeichneten Symbole siehe Text.

Die Eigenschaften der Wassermassen der Deckschicht sind am nördlichen und südlichen Rand des Schnittes deutlich durch ihren Salzgehalt unterschieden. Trotzdem müssen beide dem Südäquatorialstrom (SEC) zugesprochen werden. Die Erklärung ist in der Oberflächenströmungs- und Salzgehaltsverteilung (Abb. 4.5.) zu finden. Der SEC liegt mit seiner Ostflanke am Rande des Golfes von Guinea, dessen Oberflächenwasser extrem niedrige Salzgehalte aufweist. Somit führt die Vermischung mit Wasser aus dem Golf von Guinea zur Reduktion des Salzgehaltes des SEC-Wassers. Im Bereich des Guineadomes, dessen Zentrum bei etwa 10° N und 15° W zu suchen ist, erfährt der SEC eine leichte Ablenkung nach Süden. Diese schwache Südkomponente ist die Ursache für das Eindringen von salzarmem modifiziertem SEC-Wasser von Norden in das vorliegende Untersuchungsgebiet. Dieses Wasser ist im Zentrum der nach Westen vordringenden Zunge bei 4° N und 18° W mit 28 °C und 34.9 ‰ gekennzeichnet und wird mit MSEC in Abb. 4.4. markiert.

Dem modifizierten SEC-Wasser tritt von Süden das ursprüngliche SEC-Wasser entgegen. Die 36- $^{\circ}$ /oo-Isohaline kann als Grenze des Einflusses des Golf-von-Guinea-Wassers in Richtung zum subtropischen Wirbel hin betrachtet werden. Sie deckt sich weitgehend mit der 27- $^{\circ}$ C-Isotherme. Das SEC-Wasser wird daher mit 27 $^{\circ}$ C und 36 $^{\circ}$ /oo in Abb. 4.4. eingetragen und mit SEC gekennzeichnet. Die beiden beschriebenen Oberflächenwassermassen oder ihr Mischprodukt erhalten im Bereich des Äquatorialen Unterstromes (EUC) noch durch vertikale Vermischung oder Auftrieb Zufuhr von salzreichem EUC-Wasser, was zu einer Zunahme des Oberflächensalzgehaltes führt, die mit einer Temperaturabnahme gekoppelt ist.

Zusammenfassend sei bemerkt, daß alle beschriebenen Wassermassen südhemisphärischen Ursprungs sind. Das führt zu dem Schluß, daß im Bereich der Äquatorialen Warmwassersphäre ein erheblicher Massentransport nach Norden erfolgt.

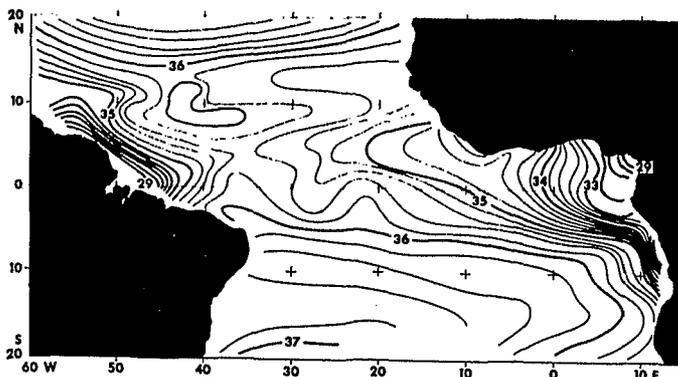
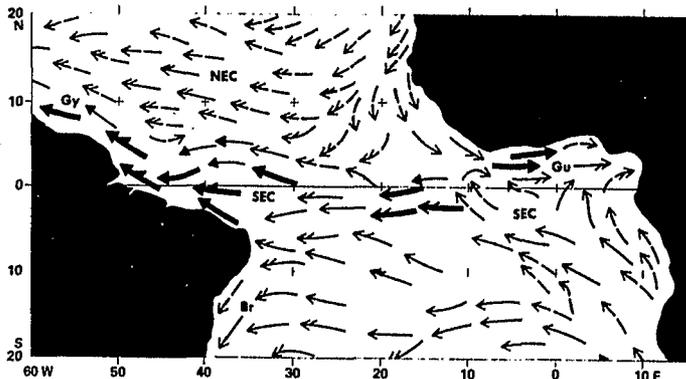


Abb. 4.5. Die Oberflächenströmungen nach einer Karte des DEUTSCHEN HYDROGRAPHISCHEN INSTITUTES und der Oberflächensalzgehalt nach MERLE (1978). Beide Karten wurden dem GATE-Atlas (DÜING et al., (1980) entnommen.

4.3. Modellvorstellungen zum Äquatorialen Stromsystem

Im nächsten Abschnitt wird der Versuch unternommen, die Eigenschaften des Äquatorialen Stromsystems, so wie sie in den Messungen während "FGGE-Äquator '79" erkennbar geworden sind, durch Heranziehen von Modellvorstellungen auf ihre Ursachen zurückzuführen. Da bisher in keinem Modell die Vielfalt des Äquatorialen Stromsystems befriedigend erfaßt wird, ist der Bezug auf eine dieser Vielfalt entsprechenden Anzahl Modelle notwendig. Um das einzelne Modell im Zusammenhang zu sehen, soll vorher eine Beschreibung der Entwicklung dieser Modelle erfolgen.

Die Geschichte der Modelle zum Äquatorialen Strömungssystem beginnt mit SVERDRUP (1947). Er zeigte, daß die zonale Komponente der Windschubspannung mit einem Druckfeld gekoppelt ist, das dem Äquatorialen Stromsystem entspricht. Bereits 1960 erschien der erste Übersichts-Artikel von ARTHUR zur Berechnung von Strömungen am Äquator. Das Hauptziel dieser frühen Modelle war das Verständnis der Kräftebalance in einem stationären, homogenen Ozean bei Verschwinden der Corioliskraft. STOMMEL (1960) veröffentlichte ein windgetriebenes Modell, bei dem sich der zonale Druckgradient und die vertikale Reibung am Äquator balancieren. In diesem Modell erzeugt zwar ein Westwind den ostwärtigen Äquatorialen Unterstrom (EUC), doch lassen sich Geschwindigkeit und Breite des Stromes, die beide von dem vertikalen Austauschkoefizienten abhängen, nicht in Einklang bringen. CHARNEY (1960) rechnete ein nichtlineares Modell, das einen realistischen Unterstrom mit meridionalen Zirkulationszellen erzeugt. Diese Zellen bewirken eine Konvergenz im Kern des EUC und eine Divergenz darüber und darunter. 1971 erschien das Modell in erweiterter Form von CHARNEY und SPIEGEL. Nachdem geklärt war, daß der EUC durch zonale Winde erzeugt wird, sollte der Einfluß meridionaler Winde untersucht werden. Sind nur meridionale Winde vorhanden, so entsteht kein EUC, aber bei 3° N ein ostwärtiger Nordäquatorialer Gegenstrom. Bei Überlagerung von zonalem und meridionalen Wind wird der Kern des EUC vom Äquator weg, entgegen der Windrichtung verlagert. PHILANDER (1973a) löste das aus Beobachtungen resultierende Problem der Permanenz des EUC. Die Beobachtungen zeigen, daß der EUC bei verschwindendem Wind weiterbesteht, ja sogar stärker

ausgebildet ist. Dies kann nur mit einem baroklinen Modell erklärt werden. In diesem Modell (PHILANDER, 1973a) erzeugt der Wind eine nach Westen ansteigende Oberflächenneigung. Diese wiederum bewirkt eine nach Osten gerichtete Druckgradientkraft, die im Bereich unterhalb der direkten Windeinwirkung den EUC antreibt. Läßt der Wind nach, so besteht die Oberflächenneigung weiter, und der EUC kann bis zur Oberfläche durchgreifen. Unterhalb des EUC tritt in PHILANDERs Modell erstmalig der Äquatoriale Zwischenstrom (IEC, Intermediate Equatorial Current) auf, der Wärme abführen muß, die im EUC durch "downwelling" nach unten gelangt. Diese Strömung wurde erstmalig von HISARD und RUAL (1970) im Pazifik gefunden.

MOORE (1968) legte mit einer Arbeit über die Theorie äquatorialer Wellen die Grundlage zur Untersuchung der instationären Bewegungen. 1977 erschien ein Übersichts-Artikel zur Modellierung des äquatorialen Ozeans von MOORE und PHILANDER.

CANE und SARACHIK begannen 1976 eine Serie von Veröffentlichungen, die sich mit dem linearen Response eines baroklinen, reibungsfreien Ozeans befaßt, der in vertikale Eigenfunktionen zerlegt wird. Der Response des unbegrenzten Ozeans (CANE und SARACHIK, 1976) auf das Einsetzen eines zonalen Windes ist durch die Anregung von Trägheits-Schwere-Wellen, Rossby- und Kelvinwellen gegeben. Der Response wächst linear mit der Zeit an. Bei Anwesenheit einer meridionalen Berandung (CANE und SARACHIK, 1977) werden am westlichen Rand ostwärts propagierende Kelvinwellen und am östlichen Rand westwärts propagierende Rossbywellen erzeugt. Der lineare Anstieg des Response wird durch das Eintreffen des ersten Modes dieser Wellen beendet. Daraus ergibt sich für den Atlantik das Ende des linearen Anstiegs nach 34 Tagen bzw. nach 333 Tagen, je nachdem, ob Kelvinwellen, die schneller sind als Rossbywellen, angeregt werden können oder nicht. Dies hängt von der meridionalen Struktur der Windverteilung ab. Der zonale Wind muß symmetrisch und der meridionale Wind muß antisymmetrisch zum Äquator sein. Ein vollständig geschlossenes Becken wurde von (CANE und SARACHIK, 1979) betrachtet. Dieses Modell war vorwiegend dazu gedacht, den analytisch berechneten Response mit dem aus numerischen Modellen anderer Autoren vergleichen zu können. Der Unterschied im Response auf eine Sprungfunktion

oder auf eine periodische Anregung wurde von CANE und SARACHIK (1981a,b) bearbeitet. Es stellt sich heraus, daß stehende Wellen, die nur im periodischen Fall entstehen können, je nach meridionaler Struktur der Anregung und der Breite des Beckens her unterschiedliche Strukturen der Response, z.B. Brennpunkte entstehen lassen können. Für den zentralen Atlantik ergibt sich bei einer zonalen Anregung über 10 Breitengrade, daß die Absenkung der Sprungschicht dem Windstreß um 1.5 Monate vorausläuft. Am Ostrand des Beckens sind sie in Phase, am Westrand in Gegenphase. Dies entspricht einer Phasengeschwindigkeit von 30 cm/s nach Osten. MERLE (1980) fand diesen Wert im Jahrgang der Sprungschichtneigung und des Wärmeinhalts. CANE (1979a, 1979b) untersuchte mit einem Dreischichtenmodell den Response des Ozeans auf unterschiedlichen Windstress. Er vergleicht den linearen Fall, den er analytisch löst, mit dem nichtlinearen, den er numerisch behandelt. Dabei wird sichtbar, daß nichtlineare Effekte nach zwei Wochen zu signifikanten Unterschieden führen.

Ergebnisse mit dem umfangreichsten numerischen Modell wurden von PHILANDER und PACANOWSKI veröffentlicht. Es ist nichtlinear, reibungsbehaftet und enthält 16 vertikale Schichten, deren Abstand nach unten zunimmt. Die erste Arbeit (1980) behandelt den Response auf einen sprungfunktionsartig einsetzenden Wind. Das Strömungssystem zeigt einen realistischen EUC, der nach 150 Tagen stationär wird. Es folgte die Untersuchung des Response auf einen aussetzenden Wind PHILANDER (1981). Periodische Winde wurden in PHILANDER und PACANOWSKI (1981a) berücksichtigt. Die Berücksichtigung meridionaler Windfelder erfolgte in PHILANDER und PACANOWSKI (1981b). Das Modell von PHILANDER und PACANOWSKI wurde 1982 von KATZ und GARZOLI auf den FGGE-Zeitraum angewendet. Diese Ergebnisse sind in der vorliegenden Arbeit besonders intensiv berücksichtigt worden, da bei der Darstellung durch die Autoren besonders auf den Datenvergleich geachtet wurde.

Mit der Entdeckung der Mäander des EUC (DÜING et al., 1975) wurde das Interesse auf die Instabilitäten des äquatorialen Stromsystems gelenkt. PHILANDER (1976) zeigte, daß mit barokliner Instabilität im äquatorialen Atlantik nicht gerechnet werden kann. Dagegen ist das System der Oberflächenströme, Südäquatorialstrom und Nordäquatorialer Gegenstrom auf Grund der hohen horizontalen Stromscherung scherungsinstabil. In einem

zweiten Artikel 1978 gibt er auf Grund neuer Daten über die Scherung eine Periode von etwa einem Monat bei einer Wellenlänge von 1100 km an. Dies entspricht den von CANE (1979b) gefundenen Werten von 29 Tagen und 940 km. HALLOCK (1980) zeigte die Anregung von Strömungsfluktationen durch den Wind. Diese breiten sich als äquatoriale Wellen aus und sind an einem entfernten Beobachtungsort nicht mehr mit dem lokalen Wind korreliert.

Diese Aufzählung der Modelle erhebt nicht den Anspruch auf Vollzähligkeit, vielmehr ist sie auf die Arbeiten beschränkt, die wesentlich zur Interpretation des vorliegenden Datensatzes beigetragen haben. Die unterschiedlichen Aspekte verschiedener Modelle sind in Abb. 4.6. noch einmal schematisch zusammengefaßt. Dabei wurden auch Modelle berücksichtigt, die nicht im Text enthalten sind.

Abbildung 4.6. (Literatur)

YMH = YOSHIDA, MAO, HORRER (1953)	C79a = CANE (1979a)
Y = YOSHIDA (1959)	C79b = CANE (1979b)
S = STOMMEL (1960)	P73 = PHILANDER (1973a)
Ch = CHARNEY (1960)	P81 = PHILANDER (1981)
M = MOORE (1968)	PP80 = PHILANDER und PACANOWSKI (1980)
ChS = CHARNEY und SPIEGEL (1971)	PP81a = PHILANDER und PACANOWSKI (1981a)
CS76 = CANE und SARACHIK (1976)	PP81b = PHILANDER und PACANOWSKI (1981b)
CS77 = CANE und SARACHIK (1977)	SH = SEMTNER und HOLLAND (1980)
CS79 = CANE und SARACHIK (1979)	MC = McCREARY (1981)
CS81 = CANE und SARACHIK (1981)	MP = McPHADEN (1981)
	B = BUSALACCHI JR. (1982)
	KG = KATZ und GARZOLI (1982)

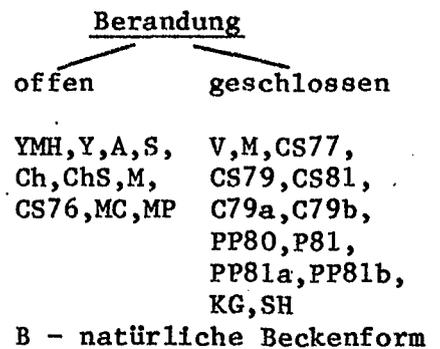
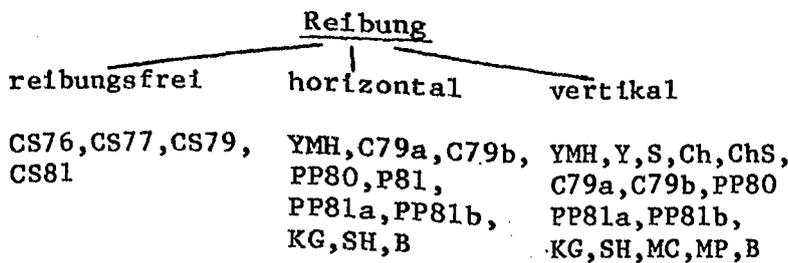
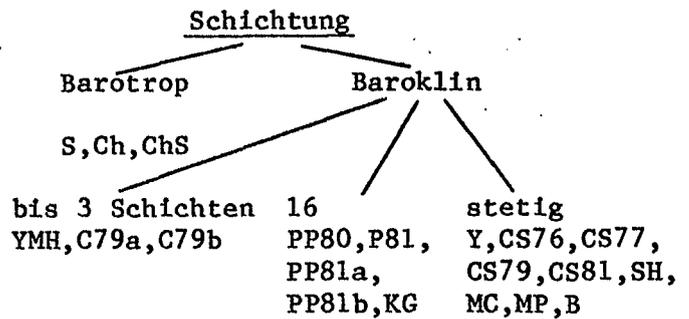
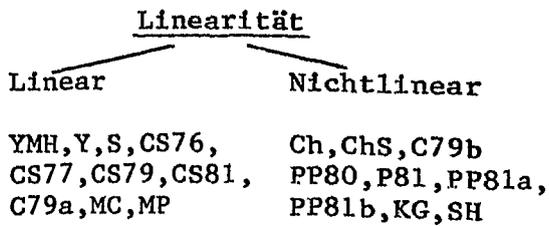
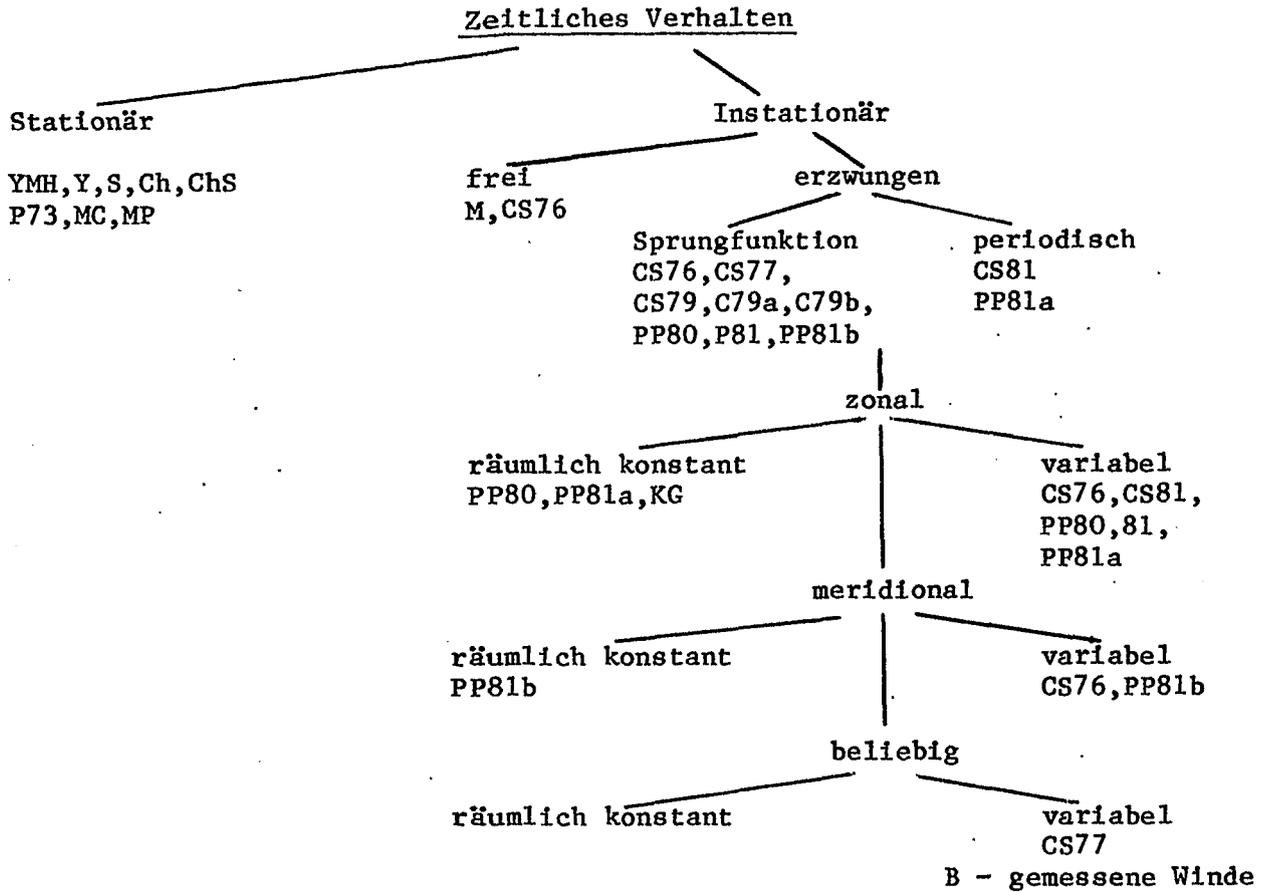


Abb. 4.6. Ein Überblick über die Berücksichtigung von unterschiedlichen Aspekten in Modellen zum äquatorialen Stromsystem.

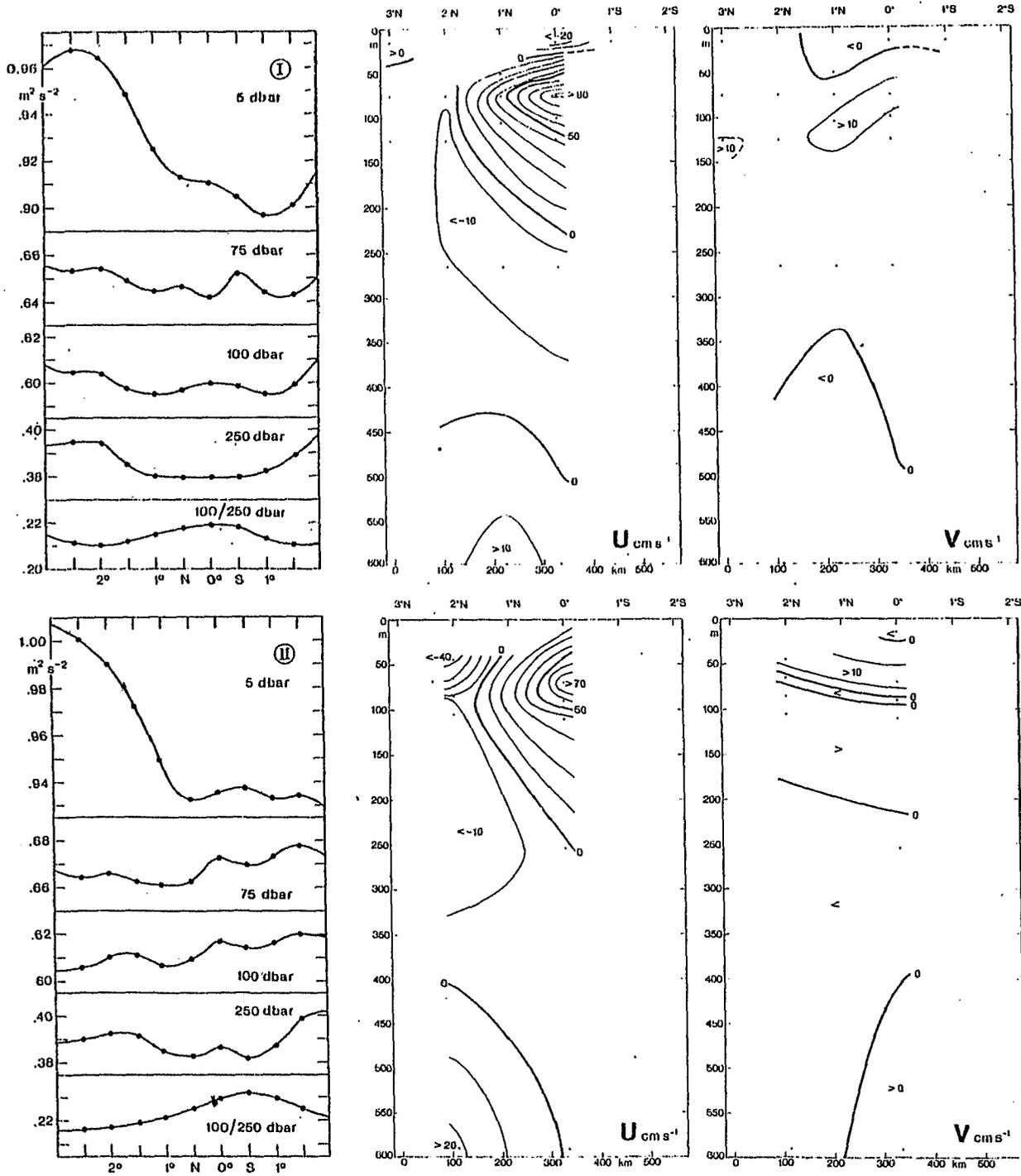


Abb. 4.7. Die zeitlichen Mittelwerte der Strömungsmessungen und der Anomalie des Geopotentials (U positiv nach Osten, V positiv nach Norden). Oben ist der Verankerungsabschnitt vom 31.1.79 bis nach 30.3.79, unten der vom 5.5.79 bis 17.6.79 dargestellt. Die Anomalie des Geopotential ist auf 600 dbar bezogen, sofern kein anderes Bezugsniveau angegeben ist.

4.4. Die Strukturen des äquatorialen Stromsystems während "FGGE-Äquator'79"

Im folgenden sollen anhand der mittleren Verhältnisse während "FGGE-Äquator '79" die Glieder des äquatorialen Stromsystems identifiziert werden. Im Laufe der Absätze 5 und 6 soll mit Hilfe der Messungen und Modellrechnungen anderer Autoren die Dynamik und der Zusammenhang der einzelnen Glieder diskutiert werden.

In Abbildung 4.7. sind die Strömungsverhältnisse als Mittelwerte der beiden Verankerungsperioden dargestellt. Eine Berechnung des Gesamtmittels erscheint nicht sinnvoll, da eine unterschiedliche Breiten- und Tiefenverteilung der Geräte vorliegt. Da die Strömungsmessungen räumliche Lücken aufweisen, wird die dynamische Topographie zu Hilfe gezogen, um die Fortsetzung der direkt gemessenen Strukturen in Bereiche ohne Strömungsmessung zu erkennen (Abb. 4.7.).

Die Strömungsmessungen in 15 m Tiefe lassen im ersten Abschnitt den Südäquatorialstrom (SEC) erkennen. Er ist am Äquator im Vergleich zu Abbildung 2.1. mit $\bar{u} = -24.1$ cm/s relativ schwach. Dies erklärt sich durch die zeitliche Lage der Meßperiode, die in den Zeitraum des Abflauens der Passate (Abschnitt 4.1.) fällt. Sowohl aus Messungen anderer Autoren (z.B. KATZ et al., 1981), wie auch aus Modellrechnungen (z.B. PHILANDER, 1981) ist zu erwarten, daß in diesem Zeitraum der westwärtige SEC nachläßt und der ostwärtige Äquatoriale Unterstrom (EUC) bis an die Oberfläche durchgreifen kann. Der Verlauf der dynamischen Topographie deutet auf die Erstreckung des SEC bis $2^{\circ}30'$ N hin.

Die Umkehrung des Druckgradienten bei 3° N steht in Übereinstimmung mit dem gemessenen Oststrom. Dies ist der südliche Rand des Nordäquatorialen Gegenstromes (NECC). Auch dessen Geschwindigkeit von $\bar{u} = 6.9$ cm/s ist wesentlich geringer als das Jahresmittel. Dies ist ebenfalls durch das Abflauen der Passate zu verstehen, da der NECC aus den nach Norden abnehmenden Passaten zu erklären ist. Ferner wird der bei 3° N gemessene Mittelwert sehr stark durch die Lage der Messung an der Südflanke des NECC bestimmt. Die Scherungszone zwischen NECC und SEC ist Instabilitäten unterworfen (z.B. PHILANDER, 1976). Diese führen zur meridionalen

Fluktuation der Stromgrenze. Dadurch kommt der Strommesser noch häufig in den Bereich des SEC, wodurch der Mittelwert stark herabgesetzt wird.

Die starken meridionalen Dichtegradienten zwischen 0° und 2° N, welche durch den Gegensatz zwischen dem warmen und salzarmen modifizierten SEC-Wasser (Absatz 4.2.) und dem kühleren und salzreicheren Wasser im Bereich des EUC entstehen, lassen ein Maximum des SEC zwischen 1° N und 2° N vermuten. Im 2. Verankerungsabschnitt, der mit dem Wiedereinsetzen der Passate beginnt, wird sowohl eine Verstärkung der Steigung der dynamischen Topographie, als auch ein kräftiger Weststrom bei 2° N in 50 m Tiefe sichtbar (Abb. 4.7. unten).

Die meridionale Strömung in 15 m Tiefe ist sowohl am Äquator als auch bei 1° S nach Süden gerichtet. Wenn auch die Ekmanbalance in der Nähe des Äquators nicht erfüllt sein kann, so zeigt sich doch ein qualitativer Zusammenhang zwischen dem Wind und dem Oberflächenströmungssystem (Absatz 5.4.). Infolge der nach Norden abnehmenden Winde ist der polwärtige Transport südlich des Äquators stärker als der im Norden. Daraus kann einerseits eine verstärkte Vertikalbewegung südlich des Äquators, und andererseits südwärtiger Transport über den Äquator hinweg resultieren. Die erste Annahme wird bestätigt durch die Verlagerung des Zentrums der äquatorialen Kaltwasserzone nach $0^\circ 30'$ S (Abb. 3.1.).

Für die zweite Annahme spricht die Beobachtung des Südstromes am Äquator. Dieser wird auch im langjährigen Mittel beobachtet (Abb. 4.5.) und führt zum Auftreten des modifizierten SEC-Wassers im Beobachtungsgebiet. Da die meridionale Abnahme des Windes im Osten weiter nördlich erfolgt (DÜING et al., 1980), wird durch diesen Effekt eine zonale Struktur im Druckfeld des zentralen äquatorialen Atlantik geschaffen. Dies ist für das Frühjahr 1979 durch eine Karte der Wasseroberflächentemperatur (Abb. 4.8.) (MOLINARI et al., im Druck) bestätigt.

Danach verlaufen die Isothermen unter einem Winkel von 72° von ONO nach WSW. Geht man davon aus, daß das geostrophische Gleichgewicht bis sehr nahe an den Äquator die Kräftebalance bestimmt, so verlaufen die Strömungen weitgehend entlang der Isothermen. Diese weichen in dem vorliegenden Gebiet nur geringfügig von den Isohalinen ab. Der Vergleich der Strömungsvektoren

mit der Richtung der Isothermen führt zu dem Ergebnis, daß die Summe einer NNW-Komponente und der Komponente in Richtung der Isothermen zum beobachteten Vektor des SEC führt. Dies entspricht einer Divergenz südlich des Äquators.

Zum Einfluß der zonalen Veränderlichkeit der meridionalen Variation der Passate bestehen noch keine Modellrechnungen. CANE (1979b) zeigt die Möglichkeit stationärer zonaler Variabilität des Stromsystems durch Mäander, die am Westrand des Beckens durch Südwinde erzeugt werden. Diese Mäander wandern nach Osten ins Innere des Beckens und werden nach 175 Tagen stationär. Allerdings ergibt sich bei CANE eine Wellenlänge von 650 km, was mit den Beobachtungen (Abb. 4.8.) nicht in Einklang steht.

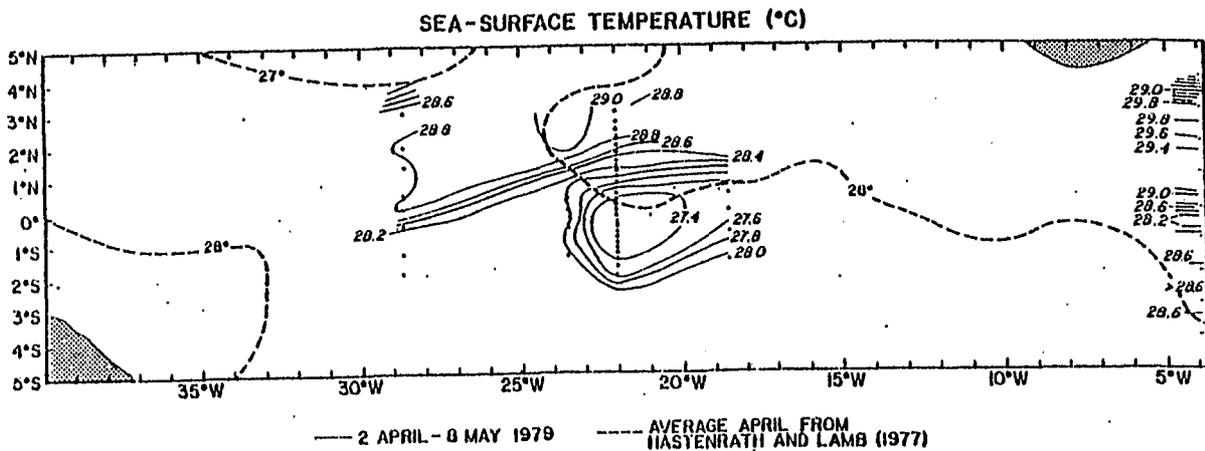


Abb. 4.8. Die Oberflächentemperatur des zentralen äquatorialen Atlantik, die aus Messungen mehrerer Forschungsschiffe während des FGGE-Jahres ausgeführt wurde (MOLINARI et al., im Druck).

Der EUC wird mit seinem Strömungsmaximum in 75 m bzw. 70 m Tiefe beobachtet. Die Beobachtungen bestätigen die modellmäßigen Erwartungen (z.B. PHILANDER, 1981), nachdem bei schwachem Westwind höhere Geschwindigkeiten als bei stärkerem auftreten. Die wichtige Fragestellung der meridionalen Verlagerung des Stromkernes kann mit den verankerten Strömungsmessungen aufgrund mangelnder räumlicher Auflösung nicht behandelt werden. HAYES (1982) zeigt durch den Vergleich von direkten Strömungsmessungen und Schichtungsmessungen, daß der EUC im Pazifik an eine Aufwölbung der dynamischen Topographie gebunden ist. Diese Aufwölbung wird

durch die Sprungschichtspreizung erzeugt und ist durch ihre Entstehungsmechanismen an den EUC gebunden (Absatz 6.1.). Im vorliegenden Datensatz wird das Maximum der dynamischen Topographie bei $0^{\circ}30' S$ gefunden, doch ist die Abnahme zum Äquator nicht signifikant. In Abbildung 4.7. wird die dynamische Topographie im allgemeinen relativ zu 600 dbar dargestellt. Für den Unterstrom wurde das Niveau 100 dbar zu 250 dbar ausgewählt, da im Niveau der Hauptsprungschicht eine Senke der dynamischen Topographie besteht, welche die Lokalisierung des Maximums in 100 dbar stört. Bei 250 dbar liegt ein weitgehend horizontaler Verlauf der Isolinien von (Abb. 3.1.), deshalb wurde dieses Niveau ausgewählt.

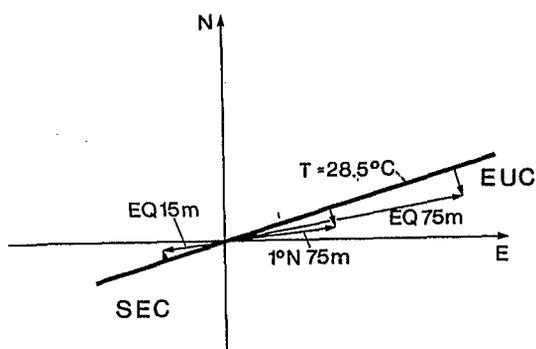


Abb. 4.9. Die Lage der Strömungsvektoren des SEC und NEC und der Richtungsverlauf der $28.5^{\circ}C$ Isotherme aus Abb. 4.8.

Die Meridional Komponente des EUC weist nach Norden. Dies steht im Gegensatz zu allen Modellvorstellungen (z.B. PHILANDER, 1973), welche meridionale Zirkulationszellen mit einer Konvergenz im Bereich des Kernes und einer Divergenz darüber und darunter erwarten lassen. Die Sicherheit, daß es sich nicht um einen Meßfehler handelt, wird durch die Übereinstimmung mit den Driftkörpermessungen (Abb. 2.11.) gegeben. Auch in diesem Fall kann die Erklärung in der zonalen Struktur des Dichtefeldes gefunden werden. Im isothermenparallelen System ist sowohl am Äquator als auch bei $1^{\circ} N$ eine Strömung nach Süden zu finden (Abb. 4.9.). Dies entspricht einer Konvergenz im Stromkern, welcher dann leicht südlich des Äquators liegen muß.

Der Antrieb der meridionalen Zirkulationszellen kann, außer für die direkt vom Wind getriebene Schicht, in den extraäquatorialen zonalen Druckgradienten gesehen werden. In der Deckschicht besteht nach KATZ (1981) ein Druckgradient nach Osten. Dieser erzeugt unterhalb der direkt vom Wind getriebenen Schicht eine Konvergenz. Die Sprungschicht ist von Osten nach

Westen geneigt (Abb. 4.10.) und kann damit den Oberflächendruckgradienten ausgleichen bzw. einen nach Westen gerichteten Gradienten aufbauen. Dadurch entsteht eine Divergenz unterhalb des Kerns des EUC. Sie ist in Abb. 4.7. als Nordstrom zu erkennen.

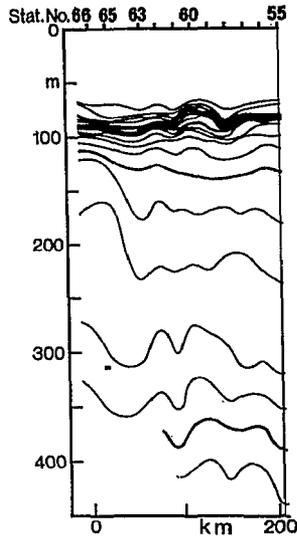


Abb. 4.10.: Ein XBT-Schnitt von 20° W nach 22° W entlang 3° N, der am 2. Juni 1979 ausgeführt wurde.

In der Nähe des Äquators ist der ostwärtige EUC an den zonalen Druckgradienten gekoppelt (KATZ et al., 1977). Die Neigung der Sprungschicht von Osten nach Westen bewirkt eine Umkehrung des Druckgradienten und führt zu westwärtigem Strom unterhalb des EUC. Diese Strömung wurde erstmalig von HISARD und RUAL (1970) im Pazifik beobachtet und Äquatorialer Zwischenstrom (IEC) benannt. In der dynamischen Topographie der 250 db Fläche (Abb. 4.7.) wird der IEC als Trog sichtbar. Bei 2° N erfolgt eine Umkehrung des Druckgradienten, was als Hinweis auf den ostwärtigen Nordäquatorialen Unterstrom (NEUC) zu verstehen ist.

Zwischen 265 m und 600 m Tiefe erfolgt eine weitere Richtungsumkehrung der zonalen Strömung. Der Nulldurchgang ist in Abb. 4.7. durch lineare Interpolation festgelegt worden, was nicht unbedingt den wirklichen Verhältnissen entspricht. Dieser tiefe ostwärtige Strom, der bisher noch keinen Namen besitzt, wird in dieser Arbeit als Tiefer Äquatorialer Unterstrom (DEUC) bezeichnet. Er ist an die Neigung der Hauptsprungschicht von Westen nach Osten gekoppelt (Abb. 4.10.).

Die Neigung der Hauptsprungschicht kann extraäquatorial einen äquatorwärtigen geostrophischen Strom balancieren, der in Abb. 4.7. in

600 m Tiefe zu erkennen ist. Die Konvergenz dieser Strömung wird in der Aufwölbung der Hauptsprungschicht sichtbar (Abb. 3.1.). Sie stellt den unteren Teil eines Systems tiefer meridionaler Zirkulationszellen dar, deren divergente Zweige in der Thermocline zu finden sind.

Auf den Südäquatorialen Unterstrom (SEUC) kann nur durch die Neigung der dynamischen Topographie geschlossen werden, da direkte Strömungsmessungen in diesem Bereich nicht vorliegen. Doch ist die Existenz der ostwärtigen Unterströme sowohl durch geostrophische Berechnungen (COCHRANE et al., 1979) als auch direkte Strommessungen im SEUC (MOLINARI et al., 1981) als gesichert anzunehmen. Die von BUBNOV und EGORIKHIN (1980) während des GATE-Zeitraumes ausgeführten Messungen zeigen keinen IEC und eine nördlichere Lage des NECC, der vertikal in den NEUC übergeht. Der SEUC ist als tiefer Stromkern des südäquatorialen Gegenstromes (SECC) zu erkennen. Die Unterschiede zu den vorliegenden Beobachtungen können sowohl durch jahreszeitliche Variationen als auch durch Gerätefehler begründet sein. Der vergleichsweise schwache IEC ($\bar{u} = -17.9$ cm/s) kann infolge von Verankerungsbewegungen durch das starke Signal des EUC verdeckt werden.

Die Ergebnisse der direkten Strömungsmessung und der Interpretation der dynamischen Topographie können wie folgt zusammengefaßt werden:

- Das Strömungsfeld der Deckschicht unterliegt am Äquator dem direkten Windantrieb. Die zonale Struktur des Druckfeldes modifiziert die äquatoriale Ekmandivergenz.
- Die Umkehrung der zonalen Druckgradienten mit zunehmender Tiefe durch die Neigung der Sprungschicht und der Hauptsprungschicht führt am Äquator zu einer vertikalen Bänderstruktur von SEC, EUC, IEC und DEUC.
- Extraäquatorial bewirken die zonalen Druckgradienten eine Folge von Zirkulationszellen mit Konvergenz im Niveau des EUC-Kernes und Divergenz im unteren Teil des EUC und im IEC. Im DEUC folgt eine weitere Konvergenz.
- Die Zirkulationszellen verursachen durch Auf- bzw. Abwölbung der Dichteflächen am Äquator meridionale Druckgradienten. An diese Druckgradienten sind NEUC und SEUC gekoppelt.

5. Die Transportprozesse in der Deckschicht

5.1. Die Wärmequellen

Die Deckschicht stellt unter den betrachteten Schichten einen Sonderfall dar, da sie als einzige Schicht Wärmequellen und -senken ausgesetzt ist.

Die Wärme wird dem Ozean in Form kurzwelliger Sonnenstrahlung und sensibler Wärme zugeführt und als langwellige Strahlung, sensible Wärme und latente Wärme abgegeben. Es liegt nahe, die Variationen des Wärmeinhalts der Wassersäule durch unterschiedliche Aufnahme und Abgabe von Wärme zu erklären.

Während der Forschungsreise "FGGE-Äquator '79" wurden keine Messungen zur direkten Bestimmung der Wärmeflüsse durch die Wasseroberfläche gemacht. Daher muß die Bedeutung des Wärmegewinnes aus historischen Daten abgeleitet werden. Dies erscheint zulässig, da die Beobachtungen der anderen meteorologischen Parameter keinen Hinweis auf anormal hohe Wärmegewinne geben (siehe Absatz 4.1.). Der Netto-Wärmegewinn des tropischen Atlantiks liegt in Atlasform (HASTENRATH und LAMB, 1978) und von BUNKER (1976) als Datensatz (siehe auch Abschnitt 4.1.) vor. Bei beiden Datensätzen wurden langjährige Schiffsmessungen von Windgeschwindigkeit, Wasseroberflächentemperatur, Lufttemperatur, Taupunkt und Wolkenbedeckungsgrad verwendet, um die monatlichen Mittelwerte der Wärmeflüsse durch Strahlung, sensible und latente Wärme zu bestimmen. Der Netto-Wärmefluß ins Meer wurde als Restglied des Wärmebudgets berechnet. Bei HASTENRATH und LAMB (1978) wurden Mittelwerte für 1°-Felder mit 40-W/m²-Isolinienabstand dargestellt. Die Werte von BUNKER (1976) liegen für den vorliegenden Untersuchungsbereich als Mittelwerte über 2° Breite und 4° Länge vor.

Die Beobachtungen während GATE ermöglichen eine Kontrolle der Reproduzierbarkeit dieser Daten für die Sommermonate, da bei diesem Experiment Wärmeflüsse direkt gemessen werden. Die aktuellen während GATE gemessenen Netto-Wärmeflüsse sind im GATE-Atlas (DÜING et al., 1980) veröffentlicht. Eine Übereinstimmung der beiden Datensätze kann nur in äußerst beschränktem Maße festgestellt werden, was bei der

unterschiedlichen Qualität und Quantität der Daten nicht überraschend ist. Als wesentliches Ergebnis des Vergleichs ergibt sich, die Beobachtung, daß die aktuellen Wärmeflüsse nicht wesentlich größer als die langjährigen Mittel sind.

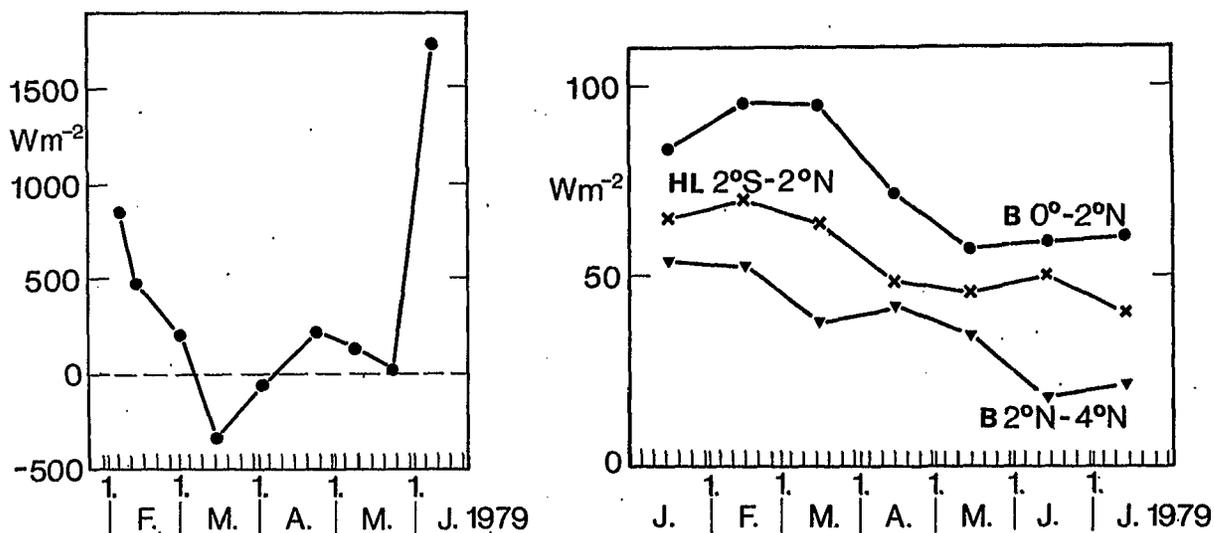


Abb. 5.1. Der Netto-Wärmegewinn nach HASTENRATH und LAMB (1978) (HL), BUNKER (1976) (B) (rechts) und der zeitliche Variation des Wärmeinhaltes in Q_{S2} im meridionalen Mittel zwischen 2° N und 2° S (links).

Der Vergleich der mittleren Wärmegewinne und der zeitlichen Variation des Wärmeinhaltes der Wassersäule von 0 bis 600 m ist in Abbildung 5.1. dargestellt. Es ergibt sich eine Diskrepanz von einer bis zwei Größenordnungen zwischen den mittleren und den aktuellen Daten. Daraus folgt, daß nicht der lokale Wärmefluß durch die Oberfläche die wesentliche Rolle für den Wärmeinhalt des tropischen Atlantik spielt, sondern daß horizontale Verteilungsprozesse den Gesamtwärmeinhalt der oberen 600 m bestimmen. Dies ist konform mit MERLE (1980), der die Wassersäule von 0 bis 300 m untersuchte und eine ähnliche Diskrepanz feststellte.

Der Vergleich der Variation des Wärmeinhaltes, wie er in Abb. 5.1. (links) dargestellt ist, mit den Werten von LAMB und BUNKER (1982) (keine Abbildung), bestätigen die Beobachtungen über Abweichungen im zeitlichen Verlauf gegenüber dem langjährigen Mittel. LAMB und BUNKER (1982) geben die

Variationen der zonal gemittelten zeitlichen Mittelwerte des Wärmeinhalts über zwei Monate für Felder zwischen 0° und 5° N sowie 0° und 5° S an. Es tritt eine deutliche Diskrepanz in der Größenordnung dieser Werte auf, die aber auf die lange zeitliche Mittelung zurückzuführen ist. Eine entsprechende Mittelung der vorliegenden Daten führt zu Ergebnissen von der Größenordnung der von LAMB und BUNKER (1982) angegebenen Werte. Dieser Effekt wird noch verstärkt, da 1979 die Periode geringen Wärmeinhalts besonders kurz war (Absatz 3.4.). Der starke südhemisphärische Einfluß, der sowohl bei der Betrachtung der meteorologischen Daten (Absatz 3.1.) und auch des Wärmeinhalts (Absatz 3.4.) aufgefallen war, wird hier bestätigt. LAMB und BUNKER (1982) finden für März-April ein Minimum im Süden und für Mai-Juni im Norden. In den vorliegenden Daten ist nur das südliche März-April-Minimum zu erkennen. In Übereinstimmung mit dem verhältnismäßig frühen Einsatz der Passate (Absatz 4.1.) steht auch die Zunahme des Wärmeinhalts bereits im Juni, die bei LAMB und BUNKER (1982) erst für September-Oktober gezeigt wird.

5.2. Die Abschätzung des Wärmeverlustes aus der Deckschicht durch vertikale Vermischung und Auftrieb

Die Deckschicht ist als direktes Bindeglied zwischen Ozean und Atmosphäre von besonderem Interesse. Die Prozesse, die zur Aufnahme und Abgabe von Wärme an die Atmosphäre führen sind komplex und mit den vorliegenden Daten nicht zu bearbeiten (Absatz 5.1.). Innerhalb der Deckschicht wird die Wärme durch Turbulenz und Advektion vertikal und horizontal umverteilt. An der Untergrenze der Deckschicht wird Wärme ins Innere des Ozeans abgegeben. Im extraäquatorialen Bereich wird die Energetik der Wärme transportierenden Vorgänge durch eine Vielzahl von Prozessen wie Konvektion, Trägheitsbewegungen, Windschub, Seegang, interne Wellen und Stromscherung der langsam veränderlichen Strömung bestimmt (z.B. SIEDLER, 1980). Im Vergleich dazu liegt im äquatorialen Bereich eine Vereinfachung der Bedingungen vor, da der jetartige Äquatoriale Unterstrom (EUC) mit seinen starken vertikalen Stromscherungen die überwiegende Quelle turbulenter Energie an der Untergrenze der Deckschicht darstellt (CRAWFORD und OSBORN, 1980b).

Als zusätzlicher Transportmechanismus ist der äquatoriale Auftrieb in die Betrachtung mit einzubeziehen. Er wird durch die Umkehrung des Vorzeichens der Corioliskraft am Äquator in Form der Ekmandivergenz (CROMWELL, 1953) oder durch meridionale Zirkulationszellen erzeugt, welche von den zonalen Druckgradienten im extraäquatorialen Bereich als geostrophische Ströme balanciert werden (PHILANDER und PACANOWSKI, 1980). Im folgenden sollen die Beiträge von vertikaler Vermischung und Auftrieb am Beispiel des "FGGE-Äquator '79"-Datensatzes abgeschätzt werden.

5.2.1. Die Bestimmung von vertikalen Austauschkoeffizienten

Als Grundproblem der Turbulenz kann die Schließung der Erhaltungsgleichungen bezeichnet werden. In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch unternommen, durch Austauschkoeffizienten die Störungsgrößen in Abhängigkeit des mittleren Feldes auszudrücken. Diese Notwendigkeit ergibt sich aus dem meßtechnischen Problem, über größere Distanz hinweg mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu messen (SIEDLER, 1980), um sowohl die Störungsgrößen als auch deren Einfluß auf die mittleren Felder zu erfassen.

Bei der Berechnung von Austauschkoeffizienten wird von der Erhaltungsgleichung der mittleren kinetischen Energie ausgegangen, wie sie z.B. von MONIN und YAGLOM (1971) formuliert wurde. Nimmt man die Stationarität der mittleren kinetischen Energie der Turbulenz an, so muß der Energiegewinn aus dem mittleren Scherungsfeld von dem Verlust durch Dissipation, Abbau der Schichtung und turbulente Diffusion ausgeglichen werden. Nach MONIN und YAGLOM (1971) gilt dann:

$$\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} (1 - \sigma R_{if}) = \epsilon$$

mit u', w' die Geschwindigkeitskomponente der turbulenten Bewegungen
 \bar{u} die Geschwindigkeitskomponente der mittleren Bewegungen
 z die Vertikalkomponente
 R_{if} Flux-Richardson-Zahl

und den Annahmen:

- Die erzeugte kinetische Energie ist gegeben durch

$$\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

- Die an die Schichtung abgegebene Energie ist der erzeugten proportional

$$\frac{g}{\bar{\rho}} \overline{u'w'} = Rf \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

mit g Schwerebeschleunigung
 $\bar{\rho}$ mittlere Dichte

- Der Energieverlust durch turbulente Diffusion ist proportional der Abgabe an die Schichtung mit dem Proportionalitätsfaktor $\sigma - 1$, wobei $\sigma = 5$ von MONIN und YAGLOM (1971) angegeben wird.
- Die Dissipation ϵ wird für den Bereich des EUC aus den Messungen von CRAWFORD und OSBORN (1980a) entnommen.

Mit der Schließungshypothese $\overline{u'w'} = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$, wobei K_m der vertikale Austauschkoefizient für den Impuls ist, läßt sich die Gleichung umformen:

$$K_m = \frac{\epsilon}{(1 - \sigma Rf) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2}$$

Die Flux-Richardsonzahl Rf ist proportional der Gradient-Richardsonzahl Ri

$$Rf = \alpha Ri = \frac{K_b}{K_m} Ri$$

mit K_b als vertikalen Austauschkoefizienten für gelöste Substanzen. ELLISON und TURNER (1960) bestimmten α durch Tankexperimente. JONES (1973) bestimmte Austauschkoefizienten im pazifischen Äquatorialen Unterstrom. Er ging dabei von der Annahme konstanter Schubspannung aus (logarithmische Grenzschicht), was in den vorliegenden Daten nicht zutrifft. JONES formte den von ELLISON und TURNER gegebenen Ausdruck um in

$$\alpha = \frac{(1 + 5 Ri)}{(1 + 5.77 Ri)^2}$$

Mit $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \gg \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$, was im Bereich des Äquatorialen Unterstromes (EUC) sehr gut erfüllt ist, ergibt sich als Mittel über 40 Tage am Äquator aus Messungen mit verankerten Strömungsmessern in 15 m und 75 m Tiefe und CTD-Profilen:

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2} = \frac{3.25 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}}{(1.9 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1})^2} = 0.9$$

und damit $\alpha = 0.14$.

Dies gilt für den Bereich über dem Kern des EUC's. Unterhalb des Kerns berechnet sich als Differenz zwischen 75 m und 125 m:

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2} = \frac{2.1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}}{(1.0 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1})^2} = 2.1$$

und damit $\alpha = 0.06$.

Dissipationsraten können aus den vorliegenden Daten nicht bestimmt werden, da sie kleinskalige und hochfrequente Messungen erfordern. Als Ausweg wurde auf die von CRAWFORD und OSBORN (1980a) gemachten Messungen zurückgegriffen. Diese Autoren bestimmten ebenfalls Austauschkoefizienten im Äquatorialen Atlantik. Sie gehen bei ihren Berechnungen davon aus, daß die Turbulenzerzeugung ausschließlich durch Dissipation kompensiert wird. Dies stellt eine noch stärkere Vereinfachung als der Ansatz von MONIN und YAGLOM (1971) dar und wird deshalb hier nicht in Betracht gezogen.

CRAWFORD (1982) zeigte an Daten, die überwiegend aus dem Äquatorialen Pazifik stammen, daß die Dissipation sehr stark von der vertikalen Scherung des mittleren Stromes abhängt. Die Daten ermöglichen jedoch nicht, einen quantitativen Zusammenhang abzuleiten. Um dennoch die Variabilität der Dissipation zu berücksichtigen, wurde der von CRAWFORD und OSBORN (1980a) gegebene Bereich zeitlicher Variation der Dissipation als Auswirkung

unterschiedlicher Scherung interpretiert. Aus ihrer Tabelle 2 wurden die in Tabelle 5.1. dargestellten Werte für den Bereich über dem Stromkern und unter dem Stromkern für starke und schwache Scherung und der Mittelwert entnommen.

	Über dem Stromkern	Unter dem Stromkern
Mittelwert	4	0.5
starke Scherung	7	2
schwache Scherung	2	0.1

Tabelle 5.1. Dissipationswerte in $10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ nach CRAWFORD und OSBORN (1980a)

Zur Abschätzung der Wirkung unterschiedlicher Scherungen wurde neben den Berechnungen der mittleren Verhältnisse für den Zeitraum von 10. Februar bis 30. März 1979 jeweils ein Beispiel starker Scherung (Schnitt 3) von 17. bis 20. Februar 1979 und schwacher Scherung (Schnitt 4) vom 2. bis 6. März 1979 (Abb. 5.2.) bearbeitet.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Untersuchungen muß auf dem ersten Verankerungszeitraum vom 10. Februar bis 30. März 1979 gelegt werden, da während des zweiten Abschnittes eine wesentlich geringere Anzahl von Strommessern eingesetzt wurde.

Um die Bedeutung der berechneten Austauschkoefizienten zu beurteilen, wird mit Hilfe von CTD-Messungen der Beitrag des vertikalen Vermischungsgliedes in der Wärmeerhaltungsgleichung bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2. zusammengefaßt.

Bei der Bewertung der in Tabelle 5.2. angegebenen Werte müssen die gravierenden Vereinfachungen berücksichtigt werden, die zur Ableitung der verwendeten Formeln notwendig sind. Diese nicht abschätzbare Fehlerquelle kann das Ergebnis wesentlich stärker verfälschen als Meßfehler oder das Signal zu Rauschen-Verhältnis. Eine Fehlerabschätzung wird durchgeführt unter der Annahme der Gültigkeit des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes. Es ergibt sich, daß der Fehler ΔK_p am stärksten von

$\Delta\epsilon$, $\Delta\sigma$ und ΔR_{if} abhängt. ΔR_{if} seinerseits hängt von $\Delta\alpha$ ab. Daher wurde zuerst ein Fehler $\Delta\alpha = \pm 0.05$ bestimmt, indem R_i über den in den Messungen auftretenden Bereich variiert wird. Damit ergibt sich $\Delta R_i/R_i = 37\%$. Aus CRAWFORD und OSBORN (1980a) ergibt sich die Streuung $\Delta\epsilon = \pm 1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ a}^{-3}$. Die obere Fehlergrenze $\Delta\sigma = +2$ ist willkürlich angesetzt, da keine Informationen über die wahre Größe bestehen, 40 % aber ein realistischer Wert zur Abschätzung der Abhängigkeit des Ergebnisses von diesem Parameter erscheint. Da eine Gaußsche Verteilung von σ zweifelhaft erscheint, wird die Untergrenze von ΔK mit der Annahme $\sigma = 1$ berechnet. Dies entspricht der Annahme, daß kein turbulenter Transport von mittlerer kinetischer Energie stattfindet. Mit den gegebenen Fehlerannahmen ergibt sich $\Delta K_D/K_D = +98\%/-47\%$. In Tabelle 5.3. wird der so berechnete Bereich mit den Ergebnissen anderer Autoren verglichen.

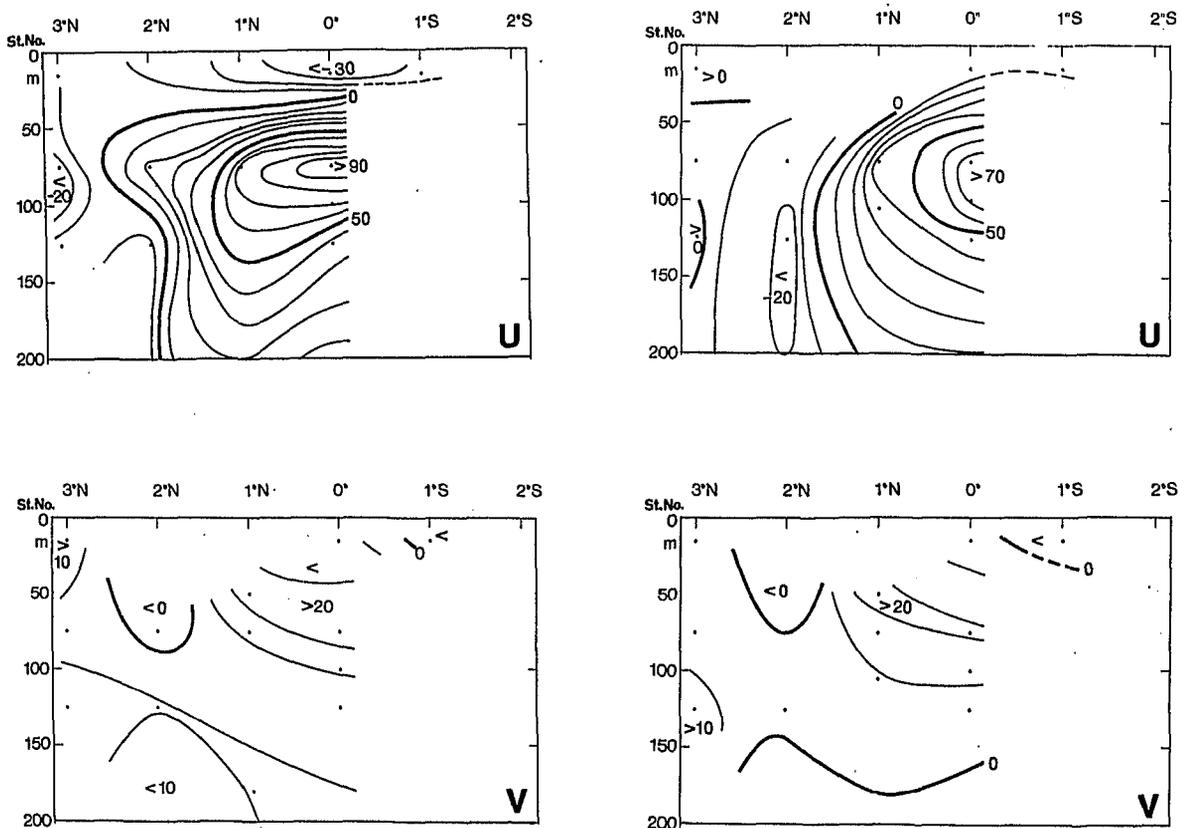


Abb. 5.2. Mittelwerte der zonalen (U positiv nach Osten) und meridionalen (V positiv nach Norden) Strömung für die hydrographischen Schnitte 3 vom 17. bis 20. Februar 1979 und 4 von 2. bis 6. März 1979, berechnet aus den Messungen verankerter Strömungsmesser.

		Mittel 10. Feb.-30.März	Schnitt 3 17.-20.Feb.	Schnitt 4 2.-6.März
45 m	K_b (cm ² /s)	4.3	7.5	2.1
	$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ (K/cm ²)	$-0.4 \cdot 10^{-6}$	$-0.2 \cdot 10^{-6}$	$-0.4 \cdot 10^{-6}$
	$K_b \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ (K/d)	-0.14	-0.13	-0.08
100 m	K_b (cm ² /s)	0.9	3.6	0.2
	$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ (K/cm ²)	$0.3 \cdot 10^{-6}$	$0.3 \cdot 10^{-6}$	$0.7 \cdot 10^{-6}$
	$K_b \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ (K/d)	0.02	0.09	0.02

Tabelle 5.2. Abschätzung vertikaler Austauschkoeffizienten und der vertikalen Vermischungsterme in der Wärmeerhaltungsgleichung für den äquatorialen Bereich über und unter dem Maximum des EUC (45 m und 100 m).

	K_m (cm ² s ⁻¹)			K_b (cm ² s ⁻¹)		
	F.	C. & O.	J.	F.	K. et al.	J.
Über dem EUC Kern	15-60	0.5-100	210	2-9	1.5	1
Unter dem EUC Kern	3-12	0.2- 10	2-100	0-2	1	1-50

Tabelle 5.3. Bereich der turbulenten Austauschkoeffizienten. (K_m für Impuls, K_b für gelöste Substanzen) im Vergleich mit den Werten anderer Autoren.

- F. = Die in dieser Arbeit berechneten Werte.
- C. & O. = CRAWFORD und OSBORN (1980b).
- K. et al. = KATZ et al., 1980.
- J. = JONES, 1973.

Die Übereinstimmung mit den Ergebnissen von CRAWFORD und OSBORN (1980b) und KATZ et al. (1980), die unter unterschiedlichsten Annahmen mit den verschiedensten Methoden erhalten wurden, legt nahe, daß die Resultate nicht sehr kritisch von den gemachten Annahmen abhängen. Die Diskrepanz zu den Werten von JONES (1973) könnte dadurch erklärt werden, daß auch in seinen Daten die Annahme der konstanten Schubspannung nicht erfüllt ist.

Die Auswirkung der vertikalen Vermischung auf die Temperatur ist mit dem entsprechenden Glied der Wärmeerhaltungsgleichung berechnet und in Tabelle 5.2. wiedergegeben. Dabei werden die zweiten Ableitungen der Temperatur aus den am Äquator gemessenen CTD-Profilen berechnet. Es ergibt sich, daß im Mittel eine Abkühlung der Deckschicht von 0.14 K pro Tag durch vertikale Vermischung zu erwarten ist. Es ist kein wesentlicher Unterschied dieser Rate bei starker und schwacher Scherung festzustellen, da die Zunahme des Austauschkoeffizienten durch die Abnahme der zweiten vertikalen Ableitung der Temperatur ausgeglichen wird. Diese Berechnung steht im Gegensatz zur Beobachtung, daß während des Schnittes 3 eine Abkühlung und während des Schnittes 4 eine Erwärmung stattfindet (Abb. 3.4.). Der Schluß liegt nahe, für dieses unterschiedliche Verhalten das Auftreten von äquatorialem Auftrieb verantwortlich zu machen.

5.2.2. Die Abschätzung der Vertikalgeschwindigkeit

Für die Abschätzung der Vertikalgeschwindigkeit müssen Messungen der horizontalen Divergenz mit ausreichender Genauigkeit vorliegen. Auf Grund technischer Probleme (siehe Absatz 2.4.) macht bereits die Strommesserverteilung die Berechnung der Divergenz unmöglich.

- Über dem Kern des EUC sind nur in 15 m bei 3° N, am Äquator und bei 1° S Messungen vorhanden.
- Im Kern des EUC und darunter nur bei 1° N und am Äquator.
- Alle Strommesserverankerungen liegen nur auf einem Schnitt entlang 22° W.

Zur Umgehung der meßtechnischen Probleme werden die verschiedenen Terme der Wärmeerhaltungsgleichung ermittelt, um aus ihr eine Vertikalgeschwindigkeit zur Schließung der Balance zu berechnen.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = K_H \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + K_b \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + Q \quad (5.1)$$

Die Abschätzung der einzelnen Terme ist in Tabelle 5.4. zusammengefaßt. Sie erfolgte auf der Basis folgender Daten:

- $\frac{\partial T}{\partial t}$: verankerter Strömungsmesser in 15 m am Äquator
- $u \frac{\partial T}{\partial x}$: u verankerter Strömungsmesser in 15 m am Äquator
 $\frac{\partial T}{\partial x} = \text{const}$ historische Daten, PHILANDER und DÜING (1980)
- $v \frac{\partial T}{\partial y}$: v verankerter Strömungsmesser in 15 m am Äquator
 $\frac{\partial T}{\partial y}$ hydrographische Schnitte während "FGGE-Äquator '79"
- $\frac{\partial T}{\partial z}$: verankerte Strömungsmesser in 15 m und 75 m am Äquator
- $K_H \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$: $K_H = 2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ Absatz 5.3.
 $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ historische Daten, PHILANDER und DÜING (1980)
- $K_H \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$: $K_H = 2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ Absatz 5.3.
 $\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$ hydrographische Schnitte während "FGGE-Äquator '79"
- $K_b \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ Tabelle 5.3.
- Q HASTENRATH und LAMB (1978), es wird angenommen, daß der Netto-Wärmegewinn gleichmäßig über die 45 m tiefe Deckschicht verteilt wird.

Es ergibt sich für Schnitt 3 ein signifikant von Null verschiedener Auftrieb von 3.3 ± 2.1 m/d.

Zur Berechnung der Fehler, die in Tabelle 5.4. angegeben sind, wird der Fehler der Ausgangsgrößen geschätzt und unter der Annahme Gaußscher Fehlerfortpflanzung auf die abgeleiteten Größen übertragen.

Um die berechneten Vertikalgeschwindigkeiten zu überprüfen, die aus Temperatur und Strömungsdaten abgeleitet wurden, können die Messung von radioaktiven Isotopen herangezogen werden. BROECKER, PENG und STUIVER (1978) leiten aus dem Defizit an ^{14}C , das im äquatorialen Atlantik zwischen 15° N und 15° S beobachtet wird, eine mittlere Auftriebsrate von $W_c = 17 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ab.

Nimmt man an, daß sich das Gebiet mit wesentlicher Vertikalbewegung über 1° Breite und 50° Länge erstreckt und der Auftrieb 8 Monate pro Jahr anhält, so ergibt sich mit den berechneten Wert $w = 3.3$ m/d eine mittlere jährliche Auftriebsrate von $W_T = 16 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

Aus der Übereinstimmung der Werte kann geschlossen werden, daß die berechneten Vertikalgeschwindigkeit auch für die Hauptauftriebsperiode repräsentativ ist, obwohl sie nur aus einem Einzelereignis abgeleitet wurde.

Ein Vergleich mit Beobachtungen aus dem äquatorialen Pazifik, zeigt eine Übereinstimmung mit den beobachteten Auftriebsgeschwindigkeiten. So leitet HALPERN (1980b) aus Strömungsmessungen mit Verankerungen 2.5 m/d ab und BURKOV (1980) findet 2 - 3 m/d.

Abweichungen werden beim Vergleich mit den Ergebnissen von WYRTKI (1981) gefunden, der ein Box-Modell für den äquatorialen Pazifik erstellt hat. Er findet Vertikalgeschwindigkeiten von nur 1 m/d. Dies ist jedoch ein Mittelwert über einen Gürtel von 400 km Nord-Süderstreckung, so daß im Bereich des Äquators mit wesentlich höheren Geschwindigkeiten gerechnet werden kann. Ein wesentlicher Unterschied liegt in der Beurteilung der Bedeutung der vertikalen Vermischung, die bei WYRTKI (1981) vernachlässigt

wird, in den vorliegenden Daten aber wesentlich zum mittleren Wärmebudget beiträgt (Tabelle 5.4.).

	Mittelwert 10.Feb.-30.März	Schnitt 3 17.-20.Feb.	Schnitt 4 2.-6.März	Fehler
$-\frac{\partial T}{\partial t}$	-0.02	0.25	-0.18	±0.08
$-u \frac{\partial T}{\partial x}$	0.01	0.01	0.01	±0.01
$-v \frac{\partial T}{\partial y}$	+0.02	0.10	0.03	±0.02
$K_H \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$	<0.01	<0.01	<0.01	±0.01
$K_H \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$	<0.01	<0.01	0.01	±0.08
$K_b \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$	-0.14	-0.13	-0.08	±0.10
Q	0.04	0.04	0.04	±0.01
$\frac{\partial T}{\partial z}$ (K/m)	-5.6/60	-4.9/60	-5.6/60	±0.002
w (m/d)	+1.0	-3.3	+2.0	±2.1

Tabelle 5.4. Abschätzung der Beiträge der einzelnen Terme der Wärmeerhaltungsgleichung in K/d. Die Fehler wurden nur für die Mittelwerte berechnet und angegeben, da die Unsicherheit bei den notwendigen Annahmen größere Streuungen erzeugt als die Variation der eingehenden Werte.

Das kurzzeitige Auftreten von Auftrieb in Form von Ereignissen wird ebenfalls im äquatorialen Pazifik beobachtet. WYRTKI und ELDIN (1982) berichten von fünf windgetriebenen Auftriebsereignissen von 10 - 20 Tagen

Dauer und einer Vertikalgeschwindigkeit von über 3 m/d während des 18 monatigen Hawaii-Tahiti-Shuttle-Experiments.

Zusammenfassend kann zu diesem Absatz gesagt werden:

- Während des gesamten Beobachtungszeitraums besteht durch vertikale Vermischung ein gleichmäßiger Wärmetransport von der Deckschicht nach unten, der durch andere Prozesse kompensiert wird.
- Zu Zeiten von beobachteter Deckschichtabkühlung läßt sich die gemessenen Abkühlungsrate nur durch Auftrieb erklären.

5.3. Die Abschätzung des Wärmetransports durch horizontale Vermischung

Zur Untersuchung des Beitrages der horizontalen Vermischung zum Wärme- und Partialmassenhaushalt des äquatorialen Atlantik wurden während "FGGE-Äquator '79" Driftexperimente ausgeführt (Absatz 2.5.). Bei diesen Experimenten sollen aus der Dispersion von Driftkörpergruppen horizontale Austauschkoeffizienten berechnet werden. Die Bedeutung der Austauschkoeffizienten liegt in der Parametrisierung kleinerskaliger Vorgänge durch größerskalige. Die Abhängigkeit besteht in der Proportionalität zur ersten Ableitung der größerskaligen Veränderlichkeit. Folglich muß zur Bestimmung des horizontalen turbulenten Wärmetransportes die Horizontalskala des Austauschkoeffizienten derjenigen der ersten Ableitung der mittleren Temperaturverteilung entsprechen. In Abbildung 3.1. ist zu erkennen, daß sich der horizontale Temperaturgradient über eine Skala von etwa 100 km ändert. Zu dieser Skala müssen daher die entsprechenden Austauschkoeffizienten bestimmt werden.

Da die Driftkörper während "FGGE-Äquator '79" mit Radar geortet wurden, war die Horizontalskala für die direkte Messung der Vermischungskoeffizienten auf 10 km beschränkt. Trotzdem können diese Messungen zu einer Aussage herangezogen werden, da eine Extrapolation auf eine größere Skala im vorliegenden Fall aus den folgenden Gründen zulässig erscheint.

Die beobachteten Austauschkoeffizienten (Anhang) fallen sehr gut mit den Werten zusammen, die OKUBO (1971) zur Anpassung einer $l^{4/3}$ -Beziehung verwendet hat (Abb. A.1.). Die theoretische Gültigkeit dieser Beziehung ist zwar nur auf kleinere Horizontalskalen beschränkt, als in der vorliegenden Arbeit behandelt werden, doch zeigte OKUBO (1971) an umfangreichen Daten, daß diese Beziehung abschnittsweise bis zu den Skalen der großräumigen Zirkulation gültig ist. Er begründete diese Beobachtung nicht mit der Unzulänglichkeit der Daten, sondern dem Fehlen einer umfassenden Theorie. Die Extrapolation mittels eines $l^{4/3}$ -Ansatz sollte folglich im Rahmen der bekannten Daten zu realistischen Austauschkoeffizienten führen. Für die Horizontalskala von 100 km ergibt sich $K_H = 2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$. Dieser Wert entspricht den Beobachtungen in anderen Seegebieten (OKUBO, 1971), er ist aber wesentlich geringer als der von KATZ et al. (1980) für den äquatorialen Atlantik bestimmten Wert von $K_H = 2 \cdot 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$. Da die Ableitung von KATZ et al. (1980) ausschließlich auf einer Balance zwischen meridionaler Konvergenz und horizontaler Vermischung im Bereich des Salzgehaltsmaximums beruht, erscheint der vorliegende Wert realistischer. Es kann geschlossen werden, daß im äquatorialen Atlantik keine außergewöhnlich hohe horizontale Vermischung vorliegt.

Eine Abschätzung des Fehlers des extrapolierten Koeffizienten kann keine sinnvolle Ergebnisse bringen, da die Hauptunsicherheit in der Gültigkeit des $l^{4/3}$ -Extrapolation liegt. Die Anpassung von OKUBO (1971) zeigt einen Sprung bei 100 km zu einer tieferliegenden Geraden, daher kann eher mit einer Überschätzung als mit einer Unterschätzung gerechnet werden. Ferner befanden sich die Driftkörpersegel im Niveau des EUC also unterhalb der Deckschicht. Die horizontale Stromscherung in der Deckschicht ist aber eher geringer als in der Sprungschicht ist (Abb. 4.7.). So ist auch durch diesen Effekt eher noch mit geringeren Koeffizienten zu rechnen.

Mit den extrapolierten Austauschkoeffizienten und der mittleren horizontalen Temperaturverteilung in der Deckschicht kann der Beitrag der horizontale Vermischung zur Temperaturerhöhung des äquatorialen Temperaturminimums mit

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K_H \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0.002 \text{ K/d}$$

abgeschätzt wurden. Dieser Wert zeigt, daß die horizontale Vermischung im Vergleich zu den anderen Termen der Wärmeerhaltungsgleichung (Tabelle 5.4.) vernachlässigt werden kann.

5.4. Die Kräftebalance in der Deckschicht

Eine der möglichen Erklärungen der äquatorialen Kaltwassergebiete besteht im Auftrieb, der durch den lokalen Wind bedingt ist. Deshalb soll im folgenden der Einfluß des lokalen Windes auf die Vorgänge in der Deckschicht untersucht werden.

Die Wirkung des Windes auf die oberflächennahen Wasserschichten wird durch die Ekmantheorie (EKMAN, 1905) beschrieben. In dieser Theorie führt die verschwindende Corioliskraft am Äquator zu einer Singularität, da sich ausschließlich Coriolis- und Reibungskraft balancieren. Im Meer wird diese Singularität verhindert, da weitere Kräfte zur Erfüllung des Gleichgewichts zur Verfügung stehen. YOSHIDA, MAO und HORRER (1953) zeigten, daß die Einführung eines horizontalen Reibungstermes eine nichtsinguläre Lösung der Bewegungsgleichungen am Äquator ermöglicht. Ferner werden die Druckterme miteinbezogen, was die Berücksichtigung nicht-lokaler Effekte ermöglicht. Im folgenden wird der Ansatz dieser Autoren modifiziert und überprüft, ob das Ergebnis mit den vorliegenden Daten in Einklang zu bringen ist.

Die horizontalen Bewegungsgleichungen lauten nach der Boussinesq-Approximation in einem Koordinatensystem mit x nach Osten, y nach Norden und z nach unten:

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} - ku \quad (5.2)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} - kv \quad (5.3)$$

mit:

u, v	: Ost- und Nordkomponente der Strömung	f	: Coriolisparameter
ρ_0	: mittlere Dichte	p	: Druck
τ_x, τ_y	: Ost- und Nordkomponente der Schubspannung	k	: Reibungsparameter

Der Reibungsparameter k ermöglicht eine einfache Approximation der horizontalen Reibung. Wenn die Strömungen einen horizontal-sinusoidalen Verlauf besitzen, läßt sich ein direkter Zusammenhang zwischen dem üblichen Austauschkoeffizienten A_H und dem Proportionalitätsfaktor k angeben:

$$k = \frac{4\pi^2}{L^2} A_H \approx 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$$

Mit der Längenskala der Strömung $L = 400 \text{ km}$ und dem horizontalen Austauschkoeffizienten $A_H = 10^8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Im folgenden wird die Strömung in der quasi-homogenen Deckschicht d betrachtet. Da die vertikale Verteilung der Schubspannung in dieser Schicht nicht bekannt ist, wird nur der Massentransport untersucht. Bei den Berechnungen wird von einer konstanten Deckschichttiefe $d = 50 \text{ m}$ ausgegangen, da sie für einen Zeitraum durchgeführt werden, während dessen im Mittel kein Auftrieb stattgefunden hat (Abb. 3.1.).
Mit:

$$M_x = \int_{-\zeta}^d u \rho_0 dz$$

$$M_y = \int_{-\zeta}^d v \rho_0 dz$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = - \int_{-\zeta}^d \frac{\partial p}{\partial x} dz$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = - \int_{-\zeta}^d \frac{\partial p}{\partial y} dz$$

$$NL_x = \int_{-\zeta}^d \rho_0 \frac{du}{dt} dz$$

$$NL_y = \int_{-\zeta}^d \rho_0 \frac{dv}{dt} dz$$

mit $p = 0$ für $z = -\zeta$

und den Randbedingungen für die Schubspannung:

$\tau_{x,-\zeta}$ und $\tau_{y,-\zeta} =$ Windschubspannung an der Meeresoberfläche $-\zeta$
(der Index $-\zeta$ wird im Folgenden weggelassen)

$\tau_{x,d}$ und $\tau_{y,d} = 0$ an der Untergrenze der Deckschicht d

folgt aus (5.2) und (5.3)

$$NL_x - fM_y = - \frac{\partial P}{\partial x} + \tau_x - kM_x \quad (5.4)$$

$$NL_y + fM_x = - \frac{\partial P}{\partial y} + \tau_y - kM_y \quad (5.5)$$

mit $a = \tau_x - \frac{\partial P}{\partial x} - NL_x$

$b = \tau_y - \frac{\partial P}{\partial y} - NL_y$

ergibt sich aus (5.4) und (5.5)

$$M_x = \frac{ak + bf}{k^2 + f^2}$$

$$(5.6) \quad M_y = \frac{bk - af}{k^2 + f^2}$$

(5.7)

Für den Fall $\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial y} = NL_x = NL_y = 0$

und $k^2 \ll f^2$ reduzieren sich (5.6) und (5.7) zum Ekmantransport.

$$M_x = \frac{\tau_y}{\rho_0 f}$$

$$(5.8) \quad \text{und} \quad M_y = -\frac{\tau_x}{\rho_0 f}$$

(5.9)

Am Äquator folgt für $f = 0$ aus (5.6) und (5.7)

$$M_x = \frac{1}{k} \left(\tau_x - \frac{\partial P}{\partial x} - NL_x \right)$$

$$(5.10) \quad M_y = \frac{1}{k} \left(\tau_y - \frac{\partial P}{\partial y} - NL_y \right)$$

(5.11)

Da alle Terme der Gleichungen (5.10) und (5.11) mit gemessenen Daten abgeschätzt werden können, läßt sich k am Äquator berechnen. Mit dem berechneten k werden bei 1° S und 3° N nach Gleichungen (5.6) und (5.7) Massentransporte M_x und M_y berechnet. Diese werden mit den Massentransporten M'_x und M'_y verglichen, welche aus den Strömungsmessungen bestimmt werden.

Die Windschubspannung $\vec{\tau}$ kann aus Bojenmessungen berechnet werden:

$$\vec{\tau} = \rho_a C_D |\vec{W}| \vec{W}$$

mit:

$\rho_a = 1.3 \text{ kg m}^{-3}$ Dichte der Luft

$C_D = 1.4 \cdot 10^{-3}$ Reibungskoeffizient (POND und PICKARD, 1978)

\vec{W} Vektor der Windgeschwindigkeit

$\frac{\partial P}{\partial x}$ kann aus dem vorliegenden Datensatz nicht abgeschätzt werden. Es liegt jedoch eine Arbeit von LASS et al. (1983) vor, aus der diese Werte für das

FGGE-Jahr entnommen werden können. $\frac{\partial P}{\partial y}$ wird aus den hydrographischen Schnitten berechnet. Es wird angenommen, daß $\frac{\partial p}{\partial x} \neq f(z)$ und $\frac{\partial p}{\partial y} \neq f(z)$ für die Deckschicht gilt. Alle Druckgradienten werden relativ zu 500 dbar bestimmt. Die Berechnungen erfolgen getrennt für den ersten und zweiten Verankerungsabschnitt. Eine höhere zeitliche Auflösung ist nicht möglich, da für den gesamten Zeitraum nur vier Werte für $\frac{\partial P}{\partial x}$ vorliegen: zwei während der ersten Verankerungsphase, einer während der Unterbrechung der Strömungsmessungen und einer während der zweiten Verankerungsphase.

Da die beiden Berechnungszeiträume jeweils auf das Nachlassen und das Wiedereinsetzen der Passate folgten, kann nicht mit stationären Verhältnissen gerechnet werden. Deshalb werden die lokal-zeitlichen Ableitungen der Strömungskomponenten als Trend aus den Zeitreihen bestimmt und, soweit notwendig, berücksichtigt.

Die nichtlinearen Terme werden aus den Daten abgeschätzt. Nur für die U-komponente am Äquator während des 2. Abschnittes ergibt sich ein wesentlicher Beitrag.

Zur Abschätzung des Massentransports wird jeweils mit einem konstanten Strom innerhalb der Deckschicht gerechnet, da aus den Daten keine Aussage über das Vertikalprofil abgeleitet werden kann. Nur während des 2. Abschnittes am Äquator, als der Unterstrom bis zur Oberfläche durchgriff, ist mit einer starken Zunahme des Stromes nach unten zu rechnen. Daher wird ein vertikaler Mittelwert von 40 cm/s angesetzt.

Um die Qualität der vorliegenden Abschätzungen beurteilen zu können, wird eine Fehlerbetrachtung durchgeführt. Dabei geht vor allem die Gültigkeit der verschiedenen Annahmen ein, welche notwendig sind, um die Meßergebnisse in Terme der Bewegungsgleichung umzurechnen.

1. Die Windschubspannung.

Hier treten Fehler überwiegend durch den Koeffizienten C_D auf, der von der Windgeschwindigkeit und der Stabilität der Schichtung abhängig ist. Ferner erfolgt die Umrechnung von der Bojenhöhe auf das 10-m-Niveau mit

einem Rauheitsparameter, der vom Seegang abhängt. Schließlich führt die Bojenbewegung zu einer Verfälschung der Messungen. Die Summe aller Störfaktoren wird mit $\Delta\tau = 1 \cdot 10^{-2} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ angesetzt.

2. Die Druckgradienten.

Für die Druckgradienten liegt der Hauptfehler in der Annahme des ebenen Referenzniveaus von 500 dbar. Aufgrund der Strömungsbeobachtungen ist dies aber unwahrscheinlich. Für die zonalen Druckgradienten spielt die mangelnde Synopsis der Werte eine Rolle, da die hydrographischen Daten von verschiedenen Schiffen nicht unbedingt gleichzeitig aufgenommen wurden. Ferner unterliegen die Gradienten zwischen 3° N und 1° S einer meridionalen Variation (KATZ, 1981), die bei LASS et al. (1983) nicht erfaßt wurde. Als Fehler wird der bei LASS et al. (1983) angegebene Fehler der Einzelwerte gemittelt. Es ergibt sich $\Delta\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right) = 0.5 \cdot 10^{-2} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$. Für die meridionale Komponente wird aus der Streuung der Anomalie des Geopotentials ein Fehler von $\Delta\left(\frac{\partial P}{\partial y}\right) = 1.0 \cdot 10^{-2} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ abgeleitet.

3. Die Vernachlässigung von NL_x und NL_y .

Bei der Beurteilung des Fehlers durch die Vernachlässigung der Instationarität und der nichtlinearen Terme wird von der Annahme ausgegangen, daß diese Terme nicht größer werden können, als die zonale Komponente des Druckgradienten. Wenn dies doch der Fall ist, so verändern sich die Modellbedingungen in einem Ausmaße, daß diese Terme berücksichtigt werden müssen. Zur Abschätzung wurde

$$\Delta NL_x = \Delta NL_y = 1.0 \cdot 10^{-2} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2} \text{ angenommen.}$$

4. Der Massentransport.

Bei der Berechnung des Massentransports aus der Messung im 15-m-Niveau geht sowohl der Fehler der unbekanntenen Vertikalverteilung innerhalb der Schicht, als auch die Variabilität der Schichtdicke ein. Aus einem Geschwindigkeitsfehler von $\Delta v = 5 \text{ cm/s}$ und einen Fehler der Schichttiefe von $\Delta d = 10 \text{ m}$ resultiert ein Fehler des Massentransports von $\Delta M' = 0.25 \cdot 10^4 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Unter der Annahme einer Gaußschen Fehlerfortpflanzung wird für die

Bestimmung von k als Mittelwert der vier Einzelwerte am Äquator ein Fehler von $\Delta k = 3.8 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ abgeschätzt. Mit den Mittelwerten von a und b wird für eine mittlere Breite (2°) ein Fehler für die abgeleitete Massentransporte $\Delta M = 0.44 \cdot 10^4 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ berechnet. Eine detailliertere Berechnung ist nicht sinnvoll, da die vereinfachenden Annahmen 1 bis 4 ohnehin nur die Abschätzung der Größenordnung der Fehler zulassen.

Die Berechnungen sind in Tabelle (5.5) zusammengefaßt.

Die Berechnungen ergeben einen Reibungsfaktor k zwischen $0.6 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ und $7.7 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, der Mittelwert beträgt $\bar{k} = 2.6 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Diese Werte liegen in einer vernünftigen Größenordnung. YOSHIDA et al. (1953) gibt $k = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ an.

Außer in der u -Komponente bei 1° S stimmen die berechneten und gemessenen Massentransporte innerhalb der Fehlergrenzen überein, wobei kein Vorzeichenfehler auftritt. Die Erklärung für die Diskrepanz bei 1° S liegt eher beim gemessenen als beim berechneten Massentransport, da der gemessene Wert durch ein kurzes aber kräftiges Ereignis mit Oststrom (bis 60 cm/s) gedrückt wird. Der berechnete Wert entspricht wesentlich besser der Erwartung als der gemessene, da in diesem Gebiet der Südäquatorialstrom vorherrscht.

Vergleicht man die Bedeutung des Reibungs- und des Coriolisterms in den Gleichungen (5.6) und (5.7.), so zeigt sich, daß bei 1° S in der x -Komponente der Reibungsterm und in der y -Komponente der Einfluß der Coriolisterms überwiegt. Bei 3° N sind die Verhältnisse umgekehrt. Dies erklärt sich durch die Beobachtung, daß bei 1° S die zonale Windschubspannung und bei 3° N der meridionale Druckgradient die überwiegenden Terme der Kräftebalance sind (Tabelle 5.5.).

Die bei 1° S und 3° N erzielte Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Massentransport lassen die Berechnung der Massentransporte bei 1° N und 2° N als sinnvoll erscheinen. Die Berechnungen sind in Tabelle 5.6 zusammengefaßt.

		Äquator		1° S	3° N
		1.Abschnitt	2.Abschnitt		
U_w	$m s^{-1}$	-4.3	-6.0	-5.3	-1.4
τ_x	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-4.67	-8.17	-6.66	-1.31
$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}$	$10^{-7} N kg^{-1}$	-2.2	-5.0	-2.2	-2.2
$\frac{\partial P}{\partial x}$	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-1.12	-2.56	-1.12	-1.12
NL_x	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-	-6.71	-	-
a	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-3.55	1.10	-5.54	-0.19
k	$10^{-6} s^{-1}$	7.72	0.55	2.6	2.6
f	$10^{-6} s^{-1}$	0	0	-2.5	7.6
ak	$10^{-8} kg m^{-1} s^{-3}$	-	-	-14.40	-0.49
bf	$10^{-8} kg m^{-1} s^{-3}$	0	0	-5.48	45.22
$k^2 + f^2$	$10^{-10} s^{-2}$	0.07	0.07	0.13	0.65
M_x	$10^4 kg m^{-1} s^{-1}$	-	-	-1.53	0.69
U_s	$m s^{-1}$	-0.09	0.25	-0.07	0.07
M'_x	$10^4 kg m^{-1} s^{-1}$	-0.46	2.00	-0.36	0.36
V_w	$m s^{-1}$	3.4	3.5	3.6	1.3
τ_y	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	3.59	4.75	4.49	1.34
$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial y}$	$m^2 s^{-2} / km$	0.06/111	0.10/111	0.05/111	-0.05/55
$\frac{\partial P}{\partial y}$	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	2.76	4.61	2.30	-4.61
NL_y	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-	-	-	-
b	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	0.83	-0.14	2.19	5.95
k	$10^{-6} s^{-1}$	1.63	0.70	2.6	2.6
bk	$10^{-8} kg m^{-1} s^{-3}$	-	-	5.69	15.47
$-af$	$10^{-8} kg m^{-1} s^{-3}$	0	0	-13.85	-1.44
M_y	$10^4 kg m^{-1} s^{-1}$	-	-	-0.63	0.26
V_s	$m s^{-1}$	0.10	-0.04	-0.07	0.03
M'_y	$10^4 kg m^{-1} s^{-1}$	0.51	-0.20	-0.31	0.15

Tabelle 5.5. Abschätzung zur Kräftebalance in der Deckschicht. Symbole siehe Text. (U_w, V_w Windgeschwindigkeit; U_s, V_s Strömungsgeschwindigkeit)

		1° N	2° N	
			1. Abschnitt	2. Abschnitt
U_w	$m s^{-1}$	-3.57	-3.7	-3.8
τ_x	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-4.07	-4.15	-5.68
$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}$	$10^{-7} N kg^{-1}$	-2.2	-2.2	-5.0
$\frac{\partial P}{\partial x}$	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-1.12	-1.12	-2.56
NL_x	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	4.95	-	-
a	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-7.90	-3.03	-3.12
f	$10^{-6} s^{-1}$	2.5	5.1	5.1
$a\bar{k}$	$10^{-8} kg m^{-1} s^{-3}$	-20.54	-7.88	-8.11
bf	$10^{-8} kg m^{-1} s^{-3}$	-23.30	-34.22	-26.26
$k^2 + f^2$	$10^{-10} s^{-2}$	0.13	0.33	0.33
M_x	$10^4 kg m^{-1} s^{-1}$	-3.37	-1.28	-1.04
V_w	$m s^{-1}$	2.6	2.6	6.1
τ_y	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	3.03	2.97	8.68
$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial y}$	$m^2 s^{-2} / km$	0.32/111	0.21/111	0.30/111
$\frac{\partial P}{\partial y}$	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	14.75	9.68	13.83
NL_y	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-2.40	-	-
b	$10^{-2} kg m^{-1} s^{-2}$	-9.32	-6.71	-5.15
$b\bar{k}$	$10^{-8} kg m^{-1} s^{-2}$	-24.23	-17.44	-13.39
$-af$	$10^{-8} kg m^{-1} s^{-2}$	19.75	15.45	15.91
M_y	$10^4 kg m^{-1} s^{-1}$	-0.34	-0.06	-0.08

Tabelle 5.6. Abschätzung des Massentransportes bei 1° N und 2° N (Symbole siehe Text).

Eine erste Berechnung (nicht in Tabelle 5.6 aufgeführt) erfolgte ohne Berücksichtigung der nichtlinearen Terme. Danach ergab sich eine v -Komponente bei 1° N von etwa 60 cm/s nach Süden als Folge des starken meridionalen Druckgradienten, der nicht durch die Windschubspannung balanciert werden kann. Ferner führt der starke meridionale Druckgradient über die Dominanz des Coriolisterms in der u -Komponente zu einem Südäquatorialstrom von 50 cm/s. Mit diesen Werten sind die nichtlinearen Terme nicht mehr vernachlässigbar. Die Einführung der nichtlinearen Terme führt zur Reduktion der v -Komponente und zur Verstärkung der u -Komponente, was wiederum zu einer Veränderung der nichtlinearen Terme beiträgt. In einer schrittweisen Anpassung wurden konsistente Werte für die nichtlinearen Terme und die Massentransporte bestimmt. Diese Werte sind in Tabelle 5.6 wiedergegeben. Die u -Komponente erreicht 66 cm/s, während die v -Komponente auf 17 cm/s zurückgeht.

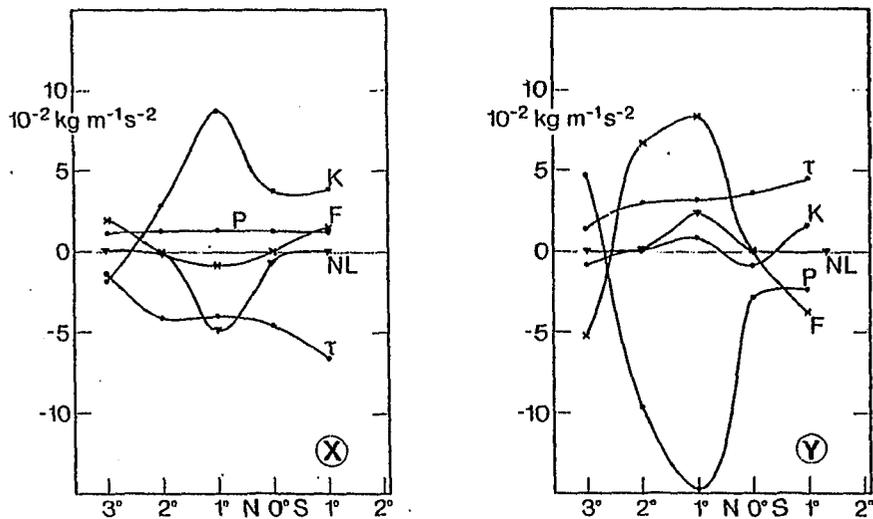


Abb. 5.3. Die Kräftebalance während des ersten Verankerungsschnitts auf einem Schnitt entlang 22° W nach Tabelle 5.5. und 5.6. für die Ostkomponente links und die Nordkomponente rechts.

NL = Nichtlineare Terme und lokalzeitliche Beschleunigung
 F = Corioliskraft
 τ = Windschubspannung
 P = Druckgradientkraft
 K = Reibungskraft.

Bei 2° N geben die berechneten Werte keinen Anlaß die nichtlinearen Terme zu berücksichtigen. Die dominierenden Terme bei 1° und 2° N stellen die meridionalen Druckgradienten dar, die in der u -Komponente von der Corioliskraft und in der v -Komponente durch die Reibungskraft balanciert

werden. Dies führt an beiden Positionen zu westsüdwestwärts gerichtetem Strom, was der Erwartung entsprechend nach Absatz 4.4. (Abb. 4.9.) entspricht. Es liegt im Bereich der Fehlergrenzen, daß der Winkel gegen Ost sich nur etwa halb so groß ergibt, wie er aus der Hydrographie abgeleitet wurde.

Für den ersten Verankerungsabschnitt ist die Datendichte ausreichend, um eine Verteilung der Kräftebalance mit der Breite nach den Gleichungen 5.4. und 5.5. darzustellen. Sie kann wie folgt zusammengefaßt werden:

- In der Ostkomponente dominieren Windschubspannung und horizontale Reibung.
- In der Nordkomponente dominieren an allen nichtäquatorialen Positionen die Druckgradientkraft und die Corioliskraft.
- Bei 1° Abstand vom Äquator kann die Corioliskraft nicht mehr vernachlässigt werden. Sie trägt in der Ostkomponente 10 % - 20 % und in der Nordkomponente etwa 60 % zur Kräftebalance bei. Der Beitrag ist im Rahmen der Meßgenauigkeit symmetrisch zum Äquator.
- Die nichtlinearen Kräfte sind nur im Bereich des Maximums des Südäquatorialstromes von Bedeutung. Bei 1° N tragen sie mit etwa 50 % in der Ostkomponente und 15 % in der Nordkomponente zur Balance bei.
- Am Äquator wird die Windschubspannung zu jeweils 75 % von der Reibung (Ostkomponente) und Druckgradient (Nordkomponente) balanciert.

5.5. Die Abhängigkeit der Deckschichttemperatur von der Winddrift

Als Ursache des äquatorialen Auftriebs wird die Divergenz der Massentransporte aufgrund des Vorzeichenwechsels der Corioliskraft bei einer östlichen Windkomponente betrachtet (z.B. CROMWELL, 1953). Im vorhergehenden Absatz wurde ein quantitativer Zusammenhang zwischen der Windschubspannung und dem Massentransport abgeleitet. In diesem Absatz soll

nun die Wassertemperatur mit der Divergenz der Massentransporte in Verbindung gebracht werden. Durch die zonale Struktur des Äquatorialen Stromsystems ist

$$\frac{\partial M_x}{\partial y} \gg \frac{\partial M_y}{\partial x}$$

anzunehmen, ohne daß dies mit den vorliegenden Daten überprüft werden könnte.

Als erstes wird die Zeitskala von einem bis mehreren Monaten betrachtet. Für diesen Periodenbereich sind die Werte für den Massentransport aus Tabellen 5.5. und 5.6. zu entnehmen. Aus der Massenerhaltung läßt sich die Vertikalgeschwindigkeit w_k ableiten. Alle Werte, die aus dem in Absatz 5.4 beschriebenen Ansatz stammen, werden im folgenden mit k indiziert. Dies steht für k-Modell.

$$w_k = - (M_{y, 1^\circ N} - M_{y, 1^\circ S}) / (\Delta y \cdot \rho_0) = - 1.1 \text{ m/d} \quad (5.12)$$

Diese Vertikalgeschwindigkeit ist innerhalb der für den Massentransport angegebenen Fehlergrenzen nicht von Null verschieden. Sie entspricht damit dem Wert von $w = + 1.1 \text{ m/d}$, der aus dem Wärmebudget in Absatz 5.2.2. berechnet wurde. Auch dieser Wert war nicht signifikant von Null verschieden. Daraus wird geschlossen, daß im ersten Verankerungszeitraum (Februar, März) im Mittel kein Auftrieb geherrscht hat.

Berechnet man zum Vergleich die Divergenz des Ekmantransports (Gleichung 5.8. und 5.9.) an diesen Positionen so ergibt sich

$$w_E = - \frac{1}{\Delta y \rho_0} \left(\left(- \frac{\tau_x}{f} \right)_{1^\circ N} - \left(- \frac{\tau_x}{f} \right)_{1^\circ S} \right) = - 16.3 \text{ m/d.} \quad (5.13)$$

Dieser Wert ist unrealistisch hoch und zeigt, daß die im k-Modell wiedergegebene Kräftebalance (Abb. 5.3.) für den längerperiodischen Anteil eine bessere Beschreibung als das Ekmanmodell darstellt.

	\bar{u}_E cm/s	\bar{u}_k cm/s	\bar{u} cm/s	\bar{v}_E cm/s	\bar{v}_k cm/s	\bar{v} cm/s
3° N	3.6	13.5	6.6	3.3	5.3	3.4
1° S	-35.5	-30.3	-6.5	-52.6	-12.6	-6.2

Tabelle 5.7.: Die zeitlichen Mittelwerte des berechneten Ekmanstromes (\bar{v}_E), und des mit dem k-Modells berechneten Stromes (\bar{v}_k) und der gemessenen Strömungen (\bar{v}) in 15 m Tiefe.

Ein entsprechendes Ergebnis bringt auch der Vergleich der Strömungsberechnungen mit den Strömungsmessungen (Tab. 5.7.). Hier wird eine befriedigende Übereinstimmung zwischen allen Werten bei 3° N gefunden.

Bei 1° S dagegen weichen beide berechneten Ströme in der u-Komponente stark von der Messung ab. In der v-Komponente bringt das k-Modell eine wesentliche Verbesserung. Die Abweichungen in der u-Komponente waren schon in Absatz 5.4. diskutiert worden, wo Zweifel an der Stabilität des gemessenen Mittelwertes als Erklärung geäußert wurden.

Im folgenden soll nun die Zeitskala von mehreren Tagen betrachtet werden, da in Absatz 5.2. gezeigt werden konnte, daß Auftriebsereignisse dieser Zeitskala mit Vertikalgeschwindigkeiten verbunden sind, die dem "mittleren" Auftrieb im Sommer entsprechen.

Hierbei tritt das Problem auf, daß die Anomalie des Geopotentials nicht mit der entsprechenden zeitlichen Auflösung bekannt ist. Somit müssen die untersuchten Variationen der Massentransportdivergenz ausschließlich auf Windfluktuationen zurückgeführt werden, was dem rein lokal erzeugten Auftrieb entspricht. Daher wird auch hier ein Vergleich mit der Ekmandivergenz durchgeführt.

Ferner kann in diesem Periodenbereich noch nicht mit der Einstellung stationärer Bedingungen gerechnet werden. Daher ist durch die Vernachlässigung der lokalzeitlichen Beschleunigungen ein Fehler in den berechneten Massentransporten zu erwarten. Eine Abschätzung mit den Daten

der Strömungszeitreihe bei 1° S ergibt:

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = \frac{30 \text{ cm/s}}{4 \text{ d}} \cdot \rho_0 d = 4.4 \cdot 10^{-2} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2} \text{ gegenüber } \tau_x = -6.66 \cdot 10^{-2} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = \frac{10 \text{ cm/s}}{4 \text{ d}} \cdot \rho_0 d = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2} \text{ gegenüber } \tau_y = 4.49 \cdot 10^{-2} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$$

Dies bedeutet für die x-Komponente einen Fehler von der Größenordnung der Windschubspannung, wogegen der Betrag für die y-Komponente wesentlich kleiner als die Windschubspannung bleibt.

Um die Ergebnisse zu beurteilen wurden Korrelationsfunktionen zwischen den berechneten ($M_{x,k}$; $M_{y,k}$; $M_{x,E}$; $M_{y,E}$) und den gemessenen (M_x' , M_y') Strömungswerten berechnet. Das Ergebnis der mit Tagesmittelwerten ausgeführten Berechnungen ist in Tabelle 5.8. zusammengefaßt.

Der Ekmanstrom und die gemessenen Strömungen sind für die beiden Verankerungszeiträume in Abb. 5.4. und 5.5. dargestellt.

	3° N		1° S	
	C	ΔT	C	ΔT
$\tau_x - \tau_y$	- 0.47	0	0.17	2
$M_{x,k} - M_x'$	0.16	5	0.19	0
$M_{y,k} - M_y'$	0.55*	4	- 0.45	3
$M_{x,E} - M_x'$	- 0.16	0	- 0.09	0
$M_{y,E} - M_y'$	0.47	4	- 0.55*	3

Tabelle 5.8. Maximale Korrelation C zur Zeitverschiebung ΔT zwischen den Komponenten der Windschubspannung und zwischen berechneten und den gemessenen Strömungen. *Signifikant im 95%-Niveau.

Dabei ergibt sich, daß die Korrelationen in der v-Komponente hoch, z.T. statistisch signifikant sind, in der u-Komponente dagegen nicht signifikant von Null verschieden sind. Dies kann durch den Einfluß der vernachlässigten Beschleunigungsterme erklärt werden. In der v-Komponente wird eine Zeitverschiebung von 3 - 5 Tage zwischen berechneten und gemessenen Strom

gefunden. Die Korrelation mit den Werten des k-Modells ist nicht wesentlich höher als die mit den Ekmanstrom. Bei 3° N ist das nicht erstaunlich, da die beiden Komponenten der Windschubspannung korreliert sind. Die Berücksichtigung der anderen Kräfte trägt nicht zur Korrelation bei, da sie als konstant angenommen werden.

Bei 1° S wird eine negative Korrelation gefunden. Dies kann durch die winderzeugte Fluktuationen des Druckfeldes verstanden werden. Bei 1° S liegt ein Trog der Anomalie des Geopotentials (Abb. 4.7.). Liegt dessen Achse nicht parallel zum Äquator, so kann bei einer Verstärkung des Ostwindes dieses Minimum nach Westen advektiv verschoben werden. Ist die Zunahme der Ostkomponente mit einer Zunahme der Südkomponente verbunden, so erfolgt zusätzlich einer Verschiebung nach Norden. Dadurch ändert sich das Vorzeichen der Druckgradientkraft. Nimmt man die Druckverteilung als symmetrisch zum Minimum an, was den wirklichen Verhältnissen sehr gut entspricht (Abb. 4.7.), so zeigt sich, daß die Richtungsumkehrung der Druckgradientkraft mit den Werten aus Tabelle 5.5. ausreicht, um eine Vorzeichenumkehrung des meridionalen Massentransports von Süden nach Norden zu bewirken. Dies entspricht einer negativen Korrelation mit dem Wind.

Im weiteren sollen die aus der Massendivergenz abgeleiteten Vertikalgeschwindigkeiten mit den Temperaturzeitreihen verglichen werden. Dazu wurden in Gleichung 5.12 und 5.13 Tagesmittelwerte eingesetzt. Für den zweiten Verankerungsabschnitt existieren nur bei 2° N und am Äquator Messungen, deshalb wurde die Divergenz zwischen diesen Positionen ausgerechnet. Für den Ekmantransport wurde $M_E = 0$ am Äquator angesetzt. Die berechneten Vertikalgeschwindigkeiten wurden zuerst mit den Temperaturregistrierungen am Äquator in 15 m Tiefe korreliert (Tabelle 5.9.). Es ergeben sich maximale Korrelationen bei einer Zeitverschiebung von 2 bis 6 Tagen. Sie liegen knapp unter den Signifikanzgrenzen. Der Vergleich der Messungen mit dem Auge läßt jedoch die Reaktion der Wassertemperatur auf die Fluktuationen des Ekmantransportes erkennen (Abb. 5.4. und 5.5.), wenn auch die Schwankungsbreite der Deckschichttemperatur gering ist. Das Temperaturmaximum im Februar fällt mit einem Minimum von w_E zusammen. Das anschließende Minimum der Temperatur erfolgt nach der Verstärkung der

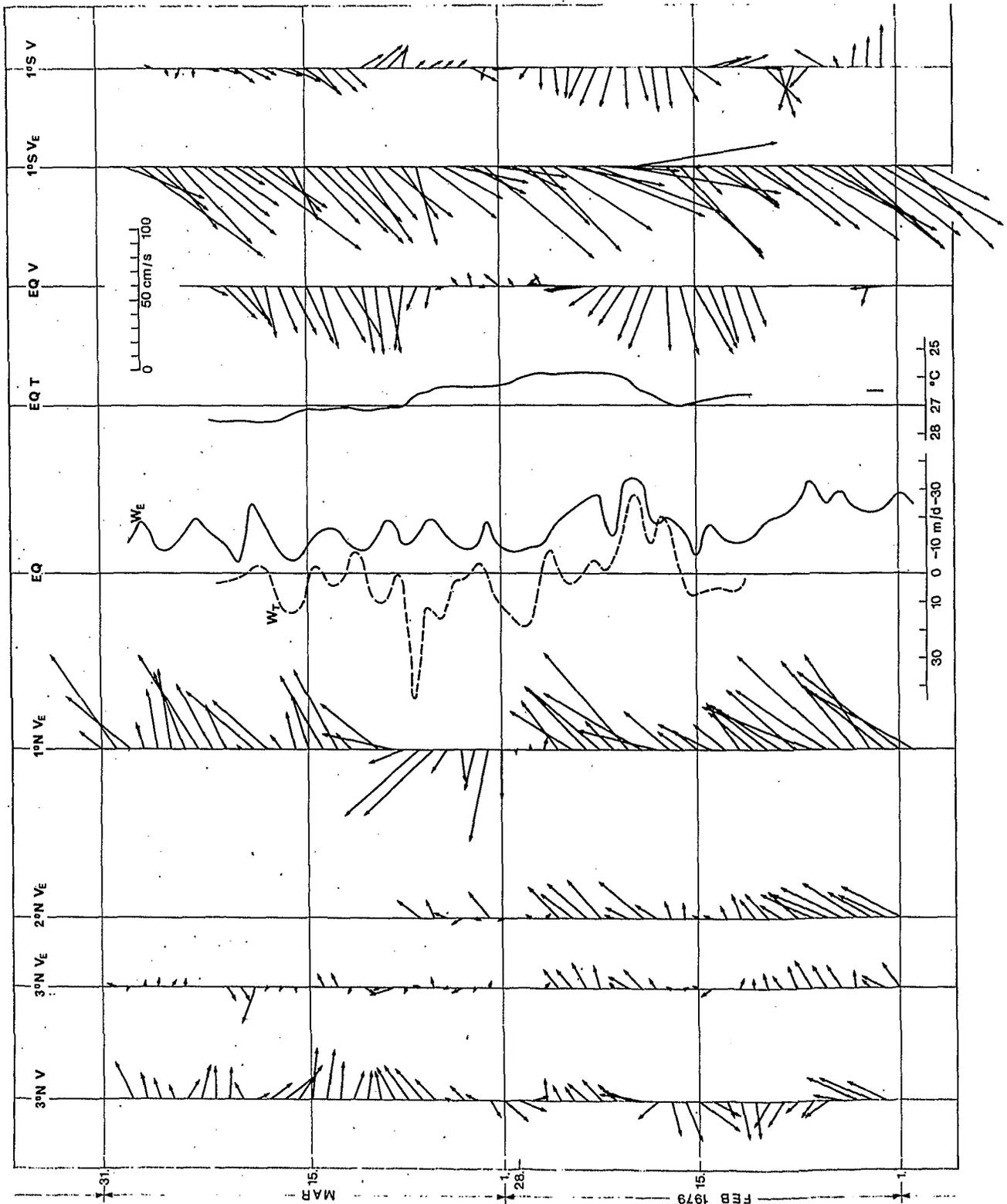


Abb. 5.4. Die Stromvektoren des Ekmanstromes (\vec{v}_E) und der in 15 m Tiefe direkt gemessenen Strömung (\vec{v}). Der Ekmanauftrieb (w_E) und die Wassertemperatur (T) am Äquator in 15 m Tiefe. Die aus der zeitlichen Ableitung der Temperatur gemessene Vertikalgeschwindigkeit ist mit (w_T) bezeichnet. Die Daten stellen Tagesmittelwerte für den Zeitraum von 31.3.79 bis 30.3.79 dar.

Passate, die dann endgültig abflauen, was zum unmittelbaren Anstieg der Temperatur führt. Das Wiedereinsetzen der Passate im Mai bringt Abkühlung mit sich, das kurzfristige Aussetzen im Juni Erwärmung.

Bild

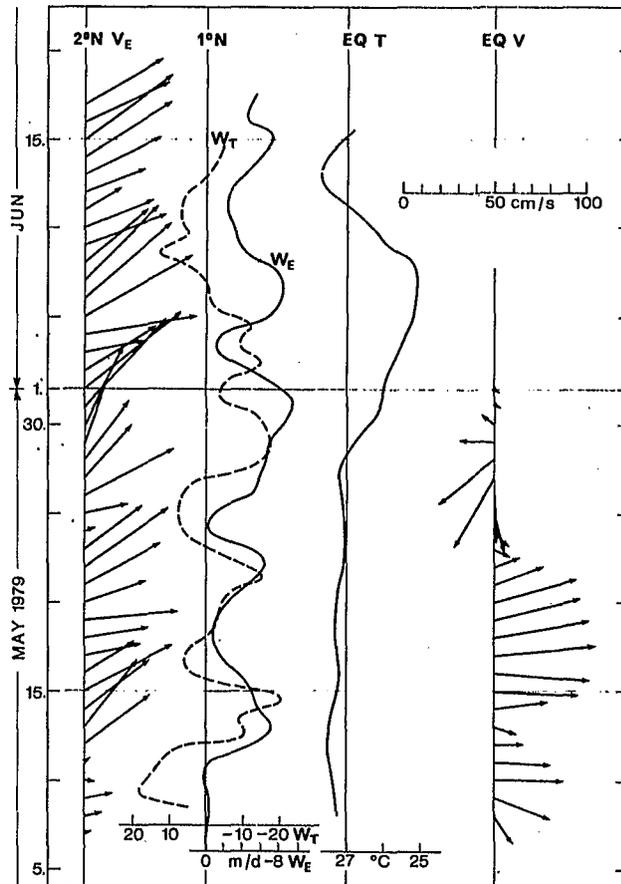


Abb. 5.5. Die Stromvektoren des Ekmanstromes (\vec{v}_E) und der in 15 m Tiefe direkt gemessenen Strömung (\vec{v}). Der Ekmanauftrieb (w_E) und die Wassertemperatur (T) am Äquator in 15 m Tiefe. Die aus der zeitlichen Ableitung der Temperatur abgeleitete Vertikalgeschwindigkeit wird mit w_T bezeichnet. Die Daten stellen Tagesmittelwerte für den Zeitraum von 5.5.79 bis 17.6.79 dar.

Die Deckschichttemperatur reagiert im reibungs- und quellenfreien Fall ohne horizontale Advektion nach

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -w \frac{\partial T}{\partial z} \quad \bar{T} \quad \text{niederfrequenter Anteil}$$

auf die Vertikalgeschwindigkeit w . Da $\frac{\partial T}{\partial z}$ vertikal zur Sprungschicht hin zunimmt, wird es im 15-m-Niveau durch langandauernden Auftrieb verstärkt. Daraus folgt eine Modulation des direkten Zusammenhanges von T und w_E , was zur Abnahme der berechneten Korrelationen führen kann.

	w_k		w_E	
	C	ΔT	C	ΔT
1N/1S - T	-0.48	6	-0.46	2
1N/1S - w_T	0.58*	0	0.47	0
2N1/EQ - T	-0.27	2	-0.46	1
2N1/EQ - w_T	0.54*	1	0.35	0
2N2/EQ - T	-0.51	5	-0.57*	2
2N2/EQ - w_T	0.35	0	0.50	0

Tabelle 5.9. Korrelationsberechnung zwischen den Divergenzen des Massentransportes und abgeleiteten Vertikalgeschwindigkeiten aus den Wassertemperaturen am Äquator bzw. einer daraus abgeleiteten Vertikalgeschwindigkeit w_T . 1N/1S bedeutet, daß die Vertikalgeschwindigkeit aus Massentransporten bei 1° N und 1° S ausgerechnet wurde. 2N1 bzw. 2N2 bedeutet Massentransport bei 2° N während des 1. bzw. 2. Verankerungsabschnitts. * Statistisch signifikant im 95%-Niveau.

Besonders deutlich wird dies im zweiten Abschnitt. Kurz nach dem Einsetzen des Windes am 12. Mai beginnt eine Abkühlung, die sich am 29. Mai drastisch verstärkt, ohne daß eine wesentliche Zunahme des Windes zu erkennen ist.

Schätzt man aus Schnitt 8 (11. - 15. Mai 1979) den vertikalen Temperaturgradienten in der Deckschicht ab und entnimmt $\frac{\partial T}{\partial t}$ aus der Temperaturregistrierung der Verankerung, so läßt sich:

$$w_T = - \frac{\partial T}{\partial t} / \frac{\partial T}{\partial z}$$

berechnen. Mit den in Tabelle 5.10. angegebenen Werten muß die Sprungschicht nach 22.5 Tagen die Strommesser in 15 m Tiefe erreicht haben. Da sie zu diesem Zeitpunkt schon stark aufgespreizt ist, werden ab diesem Zeitpunkt die Temperaturgradienten von Schnitt 9 (2. Juni - 6. Juni 1979) zur Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit herangezogen. Es ergibt sich im Bereich der Genauigkeit dieser Abschätzung dieselbe Vertikalgeschwindigkeit. Dies bestätigt die Interpretation, daß gleiche Vertikalgeschwindigkeiten bei unterschiedlichem vertikalen Temperaturgradienten zur Modulation der Temperaturregistrierungen führen. w_T ist in Abb. 5.4. und 5.5. dargestellt.

Am 6. Juni erfolgt ein Abflauen des Windes, was zur sofortigen Erwärmung führt, da Advektion vom älteren Auftriebswasser über den lokalen Auftrieb dominieren kann.

Eine ausführliche Abschätzung der Vertikalgeschwindigkeit unter Berücksichtigung der Wärmeerhaltungsgleichung wie in Absatz 5.2.2. für Schnitt 3 und 4 durchgeführt wurde, ist in diesem Fall nicht möglich, da zu dieser Zeit keine Strömungsmesserdaten mehr in 15 m Tiefe vorliegen.

	vom 12. Mai bis 27. Mai	vom 27. Mai bis 7. Juni
$\frac{\partial T}{\partial t}$	0.2 K	2.4 K
	10 d	10 d
$\frac{\partial T}{\partial z}$	0.1 K	0.67 K
	10 m	10 m
w	$- 2.0 \text{ m/d}$	$- 3.6 \text{ m/d}$

Tabelle 5.10. Abschätzung der Vertikalgeschwindigkeiten während der Abkühlungsphase von 12. Mai bis 7. Juni 1979.

Korrelationsberechnungen, welche zwischen w_T , w_E und w_k ausgeführt wurden, zeigen während des 1. Verankerungsabschnitts signifikante Ergebnisse für w_k mit w_T (Tabelle 5.9). Im 2. Abschnitt ist die Korrelation mit T höher. Die Verbesserung der Korrelation von w_k im Vergleich zu w_E ist nur unwesentlich. Deshalb wird in Abb. 5.4. und 5.5. nur w_E dargestellt. Doch muß bei der Betrachtung der Geschwindigkeitsbeträge von w_E berücksichtigt werden, daß sie entsprechend der Ekmanströme bei 1° S (Tabelle 5.7.) um nahezu eine Größenordnung zu groß berechnet werden.

Zusammenfassend gilt:

- Der zentrale äquatoriale Atlantik zeigt mit seiner Temperatur einen unmittelbaren Response (Verzögerung von 2-4 Tagen) auf die Variation des lokalen Windes.
- Bei 3° N ist die meridionale Komponente des gemessenen Stromes mit dem aus der Windschubspannung berechneten Strom signifikant korreliert.
- Vertikalgeschwindigkeiten, die aus Temperaturzeitreihen abgeleitet werden, sind mit denjenigen, die aus Windschubspannungen berechnet werden, korreliert.
- Bei der Berechnung der Geschwindigkeitsbeträge liefert das Modell mit dem horizontalen Reibungsansatz realistischere Werte als der Ekmanansatz.

5.6. Die horizontale Advektion

Die Abschätzungen der vorhergehenden Absätze haben ergeben, daß der Wärmeverlust der Deckschicht durch windbedingte Vertikalbewegungen, dem Jahrgang des Windes folgend im Februar und Juni maximal sein muß. Diesem Gang folgt der Wärmeinhalt der Deckschicht am Äquator (Abb. 3.11a). Im Gegensatz dazu wird polwärts von etwa $1^{\circ}30' S$ und $1^{\circ}30' N$ im Februar und im Juni der maximale Wärmeinhalt beobachtet (Abb. 3.11a). Da die Wärmequellen (Absatz 5.1.) diesen Gegensatz nicht erklären können, ist die horizontale Advektion als wesentlicher Prozeß zur Variation des Wärmeinhalts anzunehmen. Dies soll im folgenden untersucht werden.

In Absatz 3.2. wurde der enge Zusammenhang zwischen der Schichtdicke und dem Wärmeinhalt gezeigt. Somit können die Variationen des Wärmeinhaltes direkt durch diejenigen der Deckschichttiefe erklärt werden. In Abbildung 5.6. ist die Variation der Deckschichttiefe in Abhängigkeit der geographischen Breite und der Zeit aufgetragen. Dazu wurden sowohl die Bathysonden- als auch die Delphindaten verwendet.

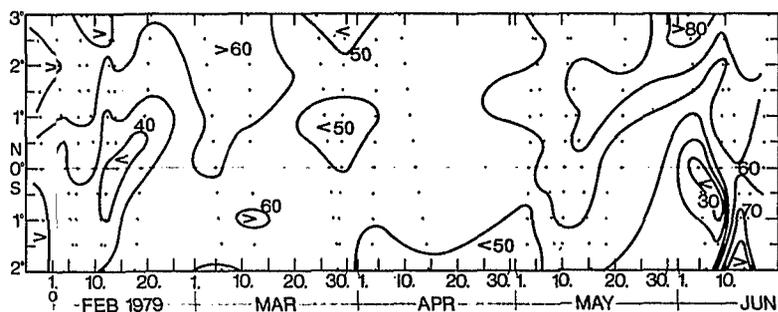


Abb. 5.6. Die Deckschichttiefe in Abhängigkeit der geographischen Breite und der Zeit aus Bathysonden- und Delphindaten (in Metern).

Zwei gegensätzliche Variationstypen fallen auf:

- Das durch Sprungschichtspreizung bedingte Minimum der Deckschicht in der Nähe des Äquators ist im Februar und Juni am stärksten ausgeprägt.
- Die gesamte Deckschichttiefe und damit die Lage der Sprungschicht variiert im Gegenteil dazu und erreicht ihr Minimum im April.

Die Sprungschichtspreizung nach oben wird durch den äquatorialen Auftrieb bewirkt, der in den vorhergehenden Absätzen bearbeitet wurde. Die Verlagerung der gesamten Sprungschicht wird im folgenden als Reaktion des äquatorialen Stromsystems auf das Nachlassen und Wiedereinsetzen der Passate erklärt. In Absatz 4.4. wurde die Korrelation des SEC an den äquatorialen Trog der dynamischen Topographie gezeigt. Daher stellt die Differenz der Anomalie des Geopotentials zwischen 3° N und dem Äquator ein Maß für die Intensität des SEC dar. In Abbildung 5.7. wird dieser Zusammenhang verdeutlicht.

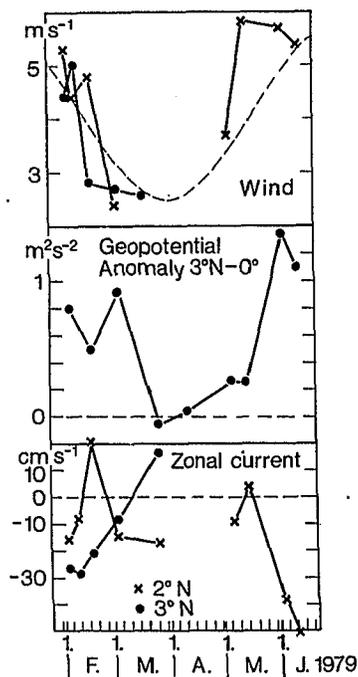


Abb. 5.7.

(a) Tagemittelwerte des Windvektors zum Zeitpunkt der hydrographischen Schnitte gemessen auf Bojen bei 2° und 3° N. (Die Werte sind auf das Bojenniveau bezogen.) Gestrichelt ist eine Anpassung durch einen Cosinus eingezeichnet.

(b) Die Differenz der Anomalie des Geopotentials in 5 dbar relativ zu 500 dbar zwischen 3° N und dem Äquator. (Beim zweiten hydrographischen Schnitt wurde bei 3° N das 500 dbar Niveau nicht erreicht.)

(c) Mittelwerte über 4 Tage der zonalen Strömung (positiv nach Osten), in 75 m Tiefe aus den Registrierungen verankerter Strömungsmesser bestimmt. Der Mittelwert über 4 Tage wurde gewählt, da dies etwa der Ausführung eines hydrographischen Schnittes entspricht.

Es zeigt sich, daß die Neigung der dynamischen Topographie mit einer Verzögerung von weniger als 22 Tagen auf das Nachlassen der Passate reagiert. Mit dem Zerfall des meridionalen Druckgradienten ist die Umkehrung des Stromes bei 3° N verbunden. Das 75-m-Niveau zur Darstellung der Strömungsdaten wurde ausgewählt, um einerseits unterhalb der direkt vom Wind getriebenen Schicht zu sein, andererseits ist während des ersten Abschnittes bei 2° N kein flacherer Strommesser vorhanden. Der Oststrom bei 2° N im Februar ist auf den EUC zurückzuführen, der nach Norden

durchgreift. Bei 3° N wird im März durch den NECC Oststrom bewirkt, der nun weiter nach Süden vordringt. Diese Aussage wird durch die Verteilung der Wassermassen bestätigt.

Der Response der dynamischen Topographie und der zonalen Strömung auf das Wiedereinsetzen der Passate im Mai erfolgt mit einer Verzögerung von weniger als 21 Tagen.

Im Auflösungsbereich der hydrographischen Schnitte erklärt sich die Variation der Deckschichttiefe damit wie folgt: Durch starke Passate wird ein meridionaler Druckgradient aufgebaut, der ab etwa 60 nm polwärts des Äquators durch den Südäquatorialstrom zu 60 % (Absatz 5.4.) geostrophisch balanciert ist. In der Nähe des Äquators treibt der Wind direkt den Weststrom. Der Windschubspannung entsprechend erstreckt er sich in eine Tiefe, in welcher der zonale Druckgradient nach Osten den Windschub nach Westen übertrifft. Damit hängt der Transport von SEC- und modifiziertem SEC-Wasser nach Westen und somit die Deckschichttiefe direkt vom Windschub ab.

Im folgenden soll der Response des Ozeans auf variablen Wind in höherer zeitlicher Auflösung untersucht werden, um den Übergang zwischen Phasen mit unterschiedlichem Wind zu verstehen. Zum Verständnis des Response des Ozeans auf den variablen Windstress müssen zwei prinzipiellen Fälle unterschieden werden: ist die Variation als periodisch oder als eine Sprungfunktion anzusehen (Absatz 4.3., CANE und SARACHIK, 1981a und 1981b).

Im periodischen Fall können durch die Reflektion der unterschiedlichen Wellen am Rande des Beckens stehende Wellen entstehen. Erfolgt die Anregung durch einzelne Sprungfunktionen, so sollte die Ausbreitung von Wellenfronten zu erkennen sein.

In den vorliegenden Daten widerspricht der Entstehung stehender Wellen die Beobachtung, daß der Zeitraum mit starkem Wind auf ein Jahr bezogen etwa dreimal so lang ist als der mit schwachem. Aus der Abweichung der Lage der entsprechenden Zeiträume vom Jahresmittel läßt sich weiter schließen, daß die Jahreszeiten von Jahr zu Jahr eine unterschiedliche Dauer besitzen. Es

erscheint daher realistischer, die Variation des Windes als ein mehr oder weniger unregelmäßiges sprungfunktionsartiges Ein- und Aussetzen zu interpretieren.

Die Beschreibung durch eine Sprungfunktion erscheint auch geeigneter, wenn man die maximale zeitliche Ableitung einer Cosinus-Anpassung mit den direkt gemessenen Werten vergleicht. Beschreibt man diese Variation durch eine Cosinusfunktion mit der Periode von 6 Monaten und einer Amplitude von 1.5 m/s (Abb. 5.7.), so kann man die maximale zeitliche Veränderung berechnen und mit der beobachteten Variation vergleichen.

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_b = \frac{2.2 \text{ ms}^{-1}}{11 \text{ d}} = 0.2 \text{ ms}^{-1}/\text{d} \quad \text{Beobachtung}$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_{\text{max}} = \frac{1.5 \text{ ms}^{-1} \cdot 2\pi}{365 \text{ d}/2} = 0.013 \text{ ms}^{-1}/\text{d} \quad \text{Approximation}$$

Das Verhältnis von mehr als 15 zeigt, daß die Sprungfunktion eine bessere Näherung als der Cosinus darstellt. Als beobachtete Ableitung wurde der Mittelwert aus der Abnahme des Windes bei 2° N und 3° N und der Zunahme bei 2° N gebildet.

Betrachtet man die Reaktion des Ozeans auf das Nachlassen und das Wiedereinsetzen des Windes im Form einer Sprungfunktion, so ist die Zeitskala durch eine Folge von Kelvin- und Rossbywellen bestimmt (CANE und SARACHIK, 1977). Abbildung 5.8. zeigt den Response des Ozeans auf eine Unterbrechung des zonalen Windes nach einer Rechnung von KATZ und GARZOLI (1982), die mit dem Modell von PHILANDER und PACANOWSKI (1980) durchgeführt wurde.

Die Deckschicht reagiert mit einer Tiefenabnahme auf das Nachlassen des Windes im westlichen Teil des Ozeans. Die flachste Lage ist nach etwa einem Monat erreicht. Gleichzeitig setzt ein Oststrom in der Deckschicht ein, der langsam gegen Null geht. Beim Einsetzen der Passate vertieft sich die Deckschicht wieder, nachdem die anfängliche Abflachung durch Auftrieb abgeschlossen ist. Gleichzeitig wird ein Weststrom beobachtet.

PHILANDER (1981) hat den Response des Ozeans auf das Nachlassen der Passate simuliert und diskutiert. Mit dem Ausbleiben der zonalen Passate fällt nach seinem Modell die Oberflächenkompensierung des ostwärtigen Druckgradienten weg. Dadurch erfolgt ein lineares Anwachsen des Oststroms mit der Zeit. Das hat eine Zunahme der Oberflächentemperatur zur Folge, da diese nach Westen höher wird. Der Anstieg ist nach dem Eintreffen einer Kelvinwelle oder einer Rossbywelle beendet, die am Westrande bzw. am Ostrand des Beckens oder des Gebietes mit variablem Wind entsteht.

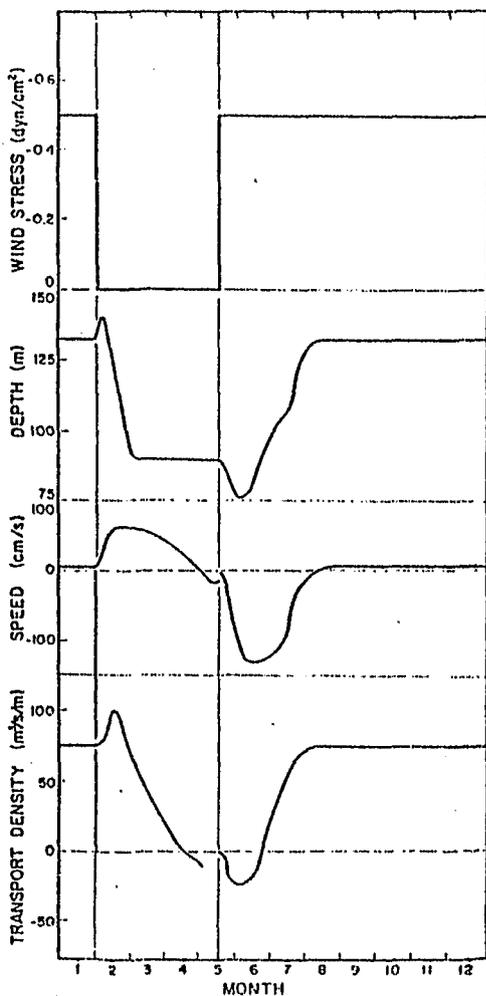


Abb. 5.8. Der Response des zentralen äquatorialen Atlantik auf eine Unterbrechung des zonalen Windes. Die Deckschichttiefe ist für den westlichen Teil, die Strömung für die Mitte des Ozeans angegeben (nach Katz und GARZOLI, 1982).

Wenn die Kelvinwelle am Ostrand des Beckens eintrifft, wird sie als Rossbywelle einer niedrigen horizontalen Ordnung mit geringerer Phasengeschwindigkeit reflektiert. $C_R = 1/3 C_K$ für die schnellste Rossbywelle. Mit dem Eintreffen dieser Wellen ist der stationäre, bewegungsfreie Zustand erreicht.

Das Wiedereinsetzen der Passate löst den Response im umgekehrten Sinne aus. Die Windschubspannung bewirkt einen linearen Anstieg der Westströmung, bis die am westlichen Rand angeregte Kelvinwelle oder die am östlichen Rand angeregte Rossbywelle das Gebiet erreicht hat. Zu diesem Zeitpunkt endet die Beschleunigung, bis der umgekehrte Wellentyp vom gegenüberliegenden Rand eintrifft. Dies führt zu einer Beschleunigung in umgekehrter Richtung bis diejenigen Wellen eintreffen, welche durch Reflexion an den Rändern des Beckens ausgelöst wurden. Sie führen zum stationären Zustand des äquatorialen Stromsystems. Dies gilt nur, wenn mehrfache Reflexionen, z.B. durch Reibung, ausgeschlossen werden, die sonst ein ständiges Hin- und Herlaufen der entsprechenden Wellentypen ermöglichen würden, was den stationären Zustand verhindert.

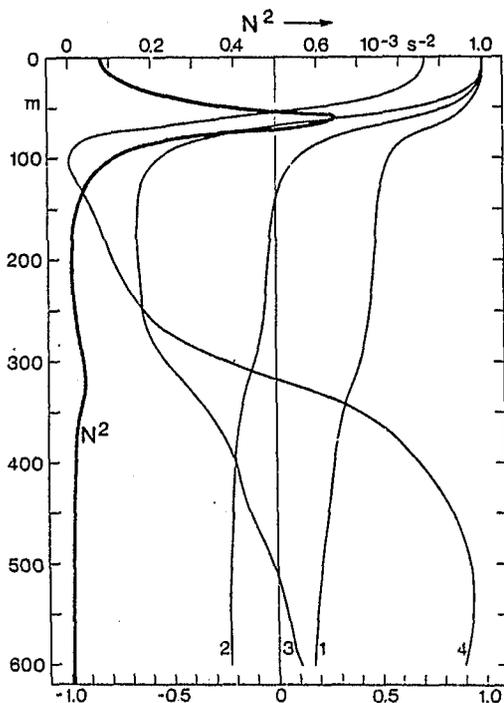


Abb. 5.9. Die Vertikalverteilung von N^2 und den ersten vier Moden am Äquator.

Die Phasengeschwindigkeit der Kelvinwelle hängt von der Schichtung ab. Sie läßt sich für jede Mode durch numerische Integration der Differentialgleichung für die abseparierte Vertikalverteilung bestimmen. Die Berechnung wurde von C. Wübbler nach KRAUSS und WÜBBER (1982) ausgeführt. Die Vertikalverteilung der ersten vier Moden und die N^2 -Verteilung am Äquator sind in Abbildung 5.9. dargestellt. Nach PHILANDER und PACANOWSKI (1980) ist die zweite Mode für die Strömungsvariation in und über der Sprungschicht wesentlich. Einerseits ist sie ihrer Struktur

entsprechend im Deckschichtbereich, wo die Anregung durch den Wind erfolgt, sehr intensiv, andererseits ist die Reflexivität der Sprungschicht bei der vertikalen Wellenzahl der zweiten Mode maximal. Dadurch kann die Energie nicht durch die Sprungschicht abwandern. Die N^2 -Verteilung, welche PHILANDERS Berechnung zugrunde liegt, weicht nicht wesentlich von der vorliegenden ab, so daß auch in dieser Arbeit die zweite barokline Mode als wesentlich betrachtet wird. Für sie ergibt sich eine Phasengeschwindigkeit von 130 cm/s.

Als westliche Begrenzung des Windfeldes kann nach den Beobachtungen von LASS et al. (1983) nicht der Westrand des Beckens angenommen werden. Dies geht aus Beobachtungen auf 29° W hervor, die auf eine Abschwächung der Passate im Frühjahr 1979 nur bis etwa 30° W schließen lassen. Unter dieser Annahme ergibt sich folgender zeitlicher Ablauf des Response. Das Aussetzen der Passate ist mit dem 26. Februar zu datieren (Abb. 4.2.), da zu diesem Zeitpunkt die stärkste Abnahme erfolgt. Von diesem Zeitpunkt an ist eine lineare Abnahme des Weststromes und eine Abnahme der Deckschichttiefe zu erwarten. Dies wird in den Zeitreihen der verankerten Strommesser bei 3° N (Abb. 5.10.) erkennbar. Die Kelvinwelle vom Westrand des Windgebietes bei etwa 30° W benötigt $T = 480 \text{ nm} / 1.30 \text{ m/s} = 8 \text{ d}$ bis nach 22° W. Demnach müßte das Abflachen der Deckschicht und der Aufbau des Oststromes am 6. März nahezu abgeschlossen sein. Dies ist aber offensichtlich nicht der Fall. Die Erklärung kann im späteren Nachlassen des Windes weiter im Westen liegen. So kann bei GARZOLI et al. (1982) auf 29° W ein deutlicher Sprung im Wind erst am 20. März beobachtet werden. Dies hätte den Abschluß der linearen Phase bei 22° W am 26. März zur Folge, was ebenfalls nicht mit vorliegenden Beobachtungen übereinstimmt (Abb. 5.10.). Hier wird das Ende der linearen Phase etwa am 19. März erreicht.

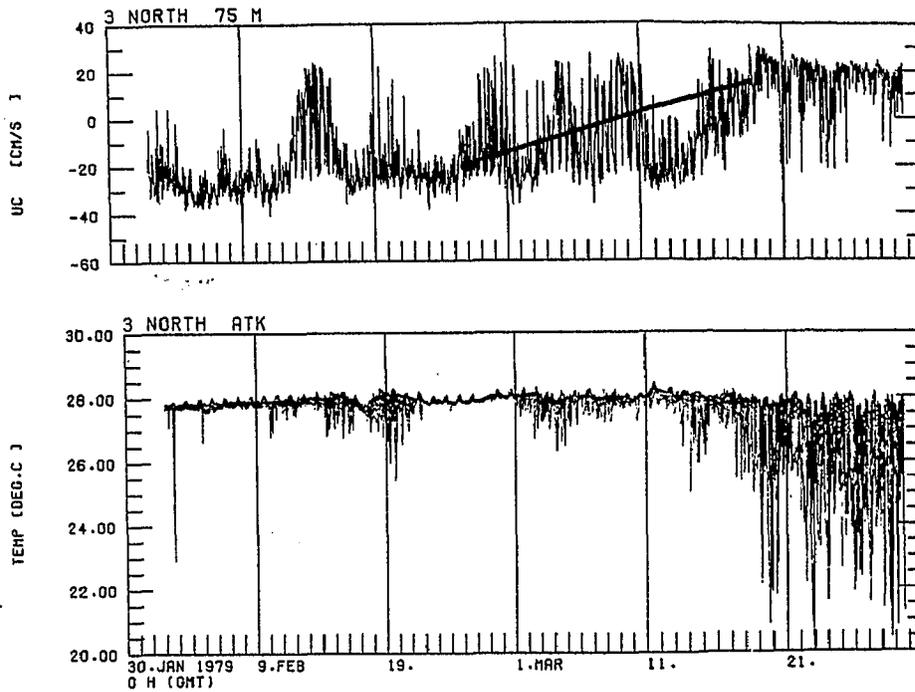


Abb. 5.10. Die Registrierung der zonalen Stromgeschwindigkeit in 75 m Tiefe und einer Thermistorkette zwischen 20 m und 70 m Tiefe bei 3° N. Die nach Modellvorstellungen erwartete lineare Strömungszunahme ist schematisch eingezeichnet.

Eine, wenn auch spekulative, Erklärung kann folgendermaßen gegeben werden. Die Windmessungen bei 29° W erfolgten auf den Sankt-Paul-Felsen bei 0°55' N. Nach den Windmessungen auf 22° W (Abb. 4.2.) ist die Unterbrechung der SE-Passate bei 1° N nur auf 10 Tagen beschränkt. Gleichzeitig setzt weiter im Norden die anhaltende Schwachwindperiode ein. Das kurzfristige Nachlassen der Passate ist auch bei 29° W zu erkennen. Nach SPETH und PANITZ (im Druck) liegt die ITCZ zu dieser Zeit von 45° W bis 17° W bei etwa 3° N nahezu parallel zum Äquator. Danach erscheint das Aussetzen der Passate nördlich von 1° N über das gesamte Becken möglich. Legt man die Beckengrenze auf 45° W, als Mittelwert für die von NW nach SE verlaufende Küste zwischen 3° N und 3° S, so ergibt sich eine Laufzeit der Kelvinwelle von etwa $T = 23^{\circ} \cdot 60 \text{ nm} / 1.30 \text{ m/s} \approx 23 \text{ d}$. Danach müßte der lineare Anstieg am 21. März beendet sein. Dies entspricht den Beobachtungen und stellt damit eine gewisse Bestätigung des spekulativen Ansatzes dar.

Die Haltbarkeit dieser Erklärung hängt hauptsächlich von der Genauigkeit der benutzten Phasengeschwindigkeit ab. Hier kann einerseits die Auswahl der zweiten Mode oder das Modenkonzent überhaupt in Frage gestellt werden, andererseits kann die zeitliche und räumliche Variation der Schichtung zu

unterschiedlichen Werten führen. Der erste Punkt kann durch die Modellrechnungen von PHILANDER und PACANOWSKI (1980) entkräftet werden. Sie beobachteten ähnliche Phasengeschwindigkeiten in einem Modell, dessen Dynamik auf einer an der Sprungschicht geführten Mode beruht. Diese Mode entspricht zwar der zweiten baroklinen, sie ist aber nicht als stehende Welle zu interpretieren. Dem zweiten Punkt widerspricht, daß sich die Phasengeschwindigkeiten aus aktuellen N^2 -Berechnungen und die von PHILANDER und PACANOWSKI angegebenen Werte nur um 0.15 m/s unterscheiden, was auf die geringe Streuung dieses Parameters hinweist.

Das Wiedereinsetzen der Passate erfolgt bei 29° W am 13. März 1979 und bei 22° W am 12. Mai 1979 etwa gleichzeitig. Es ist bei 29° W wesentlich sprunghaftiger ausgeprägt als das Aussetzen im Februar. In der Strömungsmeßreihe bei 2° N (Abb. 5.11., links) läßt sich der lineare Anstieg des Weststromes erkennen. Der Anstieg ist am 2. Juni abgeschlossen, seine Dauer entspricht damit derjenigen beim Nachlassen der Passate. Die Vertiefung der Deckschicht bis zum 3. Juni läßt sich in der Temperaturregistrierung in 105 m Tiefe erkennen.

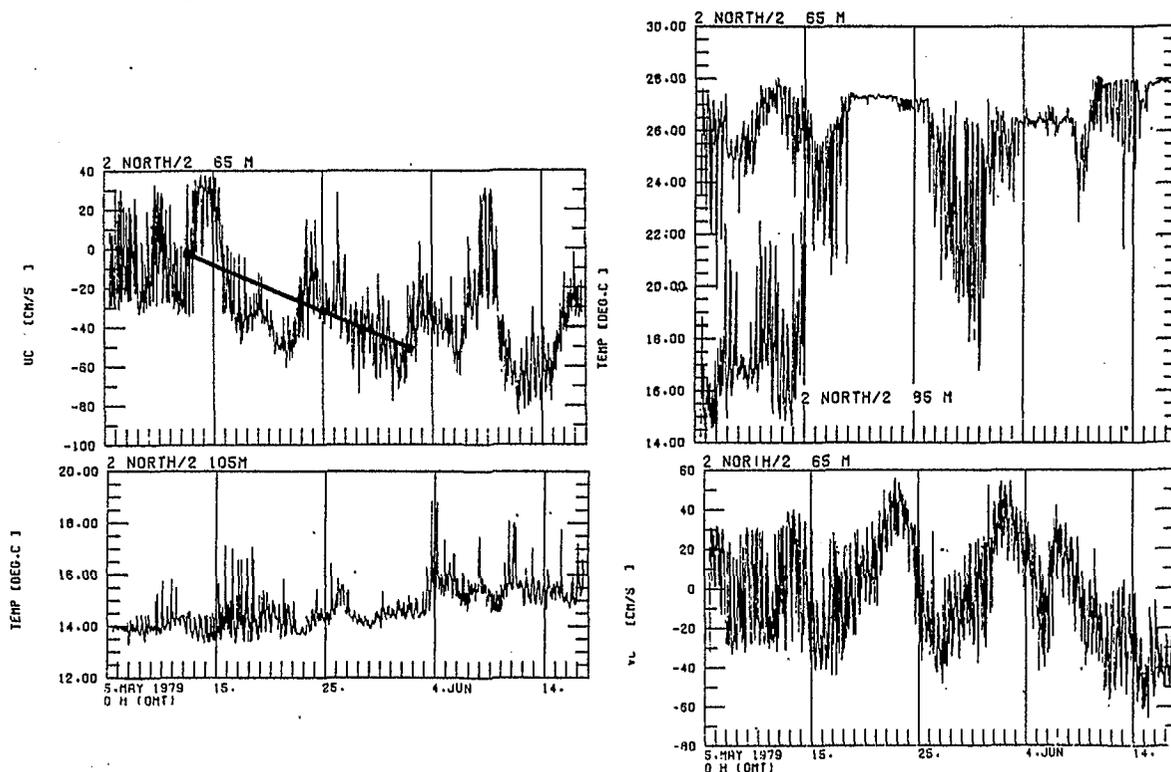


Abb. 5.11. Die Registrierungen verankerter Strömungsmesser bei 2° N. Die nach Modellvorstellungen lineare Zunahme der Strömung ist schematisch eingezeichnet.

Die Temperaturregistrierung in 65 m Tiefe kann zum Nachweis der Deckschichtvertiefung nicht verwendet werden, da die zu erwartende Erwärmung von einer Abkühlung der gesamten Deckschicht überlagert ist. Diese Abkühlung erfolgt durch die Advektion von Auftriebswasser nach Norden. Dies läßt sich durch eine Abschätzung der Advektionsrate zeigen. Bei 2° N setzt am 13. Mai im Nordstrom von etwa 35 cm/s ein (Abb. 5.11., rechts). Das entspricht bis zum 16. Mai einer Verschiebung der 28°-C-Isotherme um 49 nm nach Norden. Da sie am 13. Mai bei 1° N liegt, reicht diese Rate aus, um im Bereich der Meßgenauigkeit die Abkühlung bei 2° N zu erklären.

Der stationäre Zustand nach dem Eintreffen der Rossbywellen vom ostwärtigen Beckenrand wäre bei 22° W nach

$$T = \frac{55^\circ \cdot 60 \text{ nm}}{C_K} + \frac{32^\circ \cdot 60 \text{ nm}}{1/3 C_K} = 149 \text{ d}$$

erreicht. Dieser Zeitpunkt liegt für die Schwachwindperiode nach dem Wiedereinsetzen der Passate, und schließt somit Stationarität aus. Für das Einsetzen der Passate liegt dieser Zeitpunkt nach dem Ende des Beobachtungszeitraumes.

Trotz der geschilderten Unsicherheiten muß der Vergleich zwischen dem beobachteten Responseverhalten des Ozeans auf die Variation der Passate und demjenigen, welches sich aus den verschiedenen im Absatz 4.3. aufgeführten Modellrechnungen ergibt, als erfolgreich gewertet werden. Besonders, da Modellrechnungen meist sehr stark vereinfachte Windfelder zugrunde liegen. Von Bedeutung erscheinen dabei folgende Punkte.

- Der Wind ändert sich nicht in einem Sprung, sondern schon vor und nach den Sprung sind deutliche Variationen zu beobachten. Dies verschmiert nach PHILANDER und PACANOWSKI (1980) die Kelvinfronten.
- Die Variation des Windes hat eine starke meridionale Struktur, er ändert sich zeitlich wesentlich nur nördlich von 1° N.
- Der Wind hat eine meridionale Komponente, die sich ebenfalls ändert.
- Der Wind wird nur reduziert und geht nicht auf Null zurück.

Die Verschmierung der Welleneinsätze ist in den Daten deutlich erkennen. Der zweite und dritte Punkt können sich ergänzen, da nach CANE und SARACHIK (1979) Kelvinwellen nur durch zum Äquator symmetrischen zonalen Windstress oder durch asymmetrischen meridionalen Windstress angeregt werden können. Beide Bedingungen können erfüllt werden, da sich die beobachtete Variation aus entsprechenden Anteilen zusammensetzen läßt. Der vierte Punkt äußert sich in der Beobachtung, daß immer ein Deckschichtminimum in in der Nähe des Äquators besteht und der Oststrom am Äquator nur sehr kurzfristig und schwach ausgebildet ist.

Modellrechnungen mit einer realistischen räumlichen Windverteilung wurden von BUSALACCHI (1982) durchgeführt. Dieses Modell arbeitet mit den Winddaten von HASTENRATH und LAMB (1977) und erzeugt damit wesentlich komplizierte räumliche Strukturen der Deckschicht als die bisher aufgeführten Modelle, doch führt die Verwendung von Monatsmittelwerten zu einer starken Glättung des Response. Dies läßt den vorliegenden Vergleich nicht zu.

Der Einfluß der Variation der Passate über den beschriebenen Response des zentralen äquatorialen Atlantik auf den Wärmeinhalt der Deckschicht kann wie folgt zusammengefaßt werden:

- Der Wärmeinhalt der Deckschicht entspricht ihrer Tiefe.
- Durch lokalen Wind wird in der Nähe des Äquators Auftrieb erzeugt, der bei starkem Wind zu einer Verringerung der Deckschichttiefe auf weniger als 30 m führt.
- Das Aussetzen der Passate Ende Februar bewirkt eine Reduktion des SEC.
- Das Einsetzen der Passate am Anfang Mai bewirkt eine Verstärkung des SEC.
- Der Massentransport des SEC nach Westen vertieft die Deckschicht, deren Tiefe folglich von der Intensität des SEC abhängt.
- Der zeitliche Verlauf des Response bestätigt im Rahmen der verfügbaren Daten das Modell von PHILANDER und PACANOWSKI (1980).

6. Die Transportprozesse im Inneren

In den tropischen Ozeanen wird die Deckschicht nach unten durch eine scharfe Sprungschicht begrenzt. Sie spaltet sich bei Annäherung an den Äquator in einen oberen und unteren Teil auf (Abb. 6.1.). Dies erfolgt im tropischen Atlantik bei etwa 4° N und 4° S. Zwischen den beiden Sprungschichten liegt eine Zone geringer vertikaler Gradienten, die Thermostad.

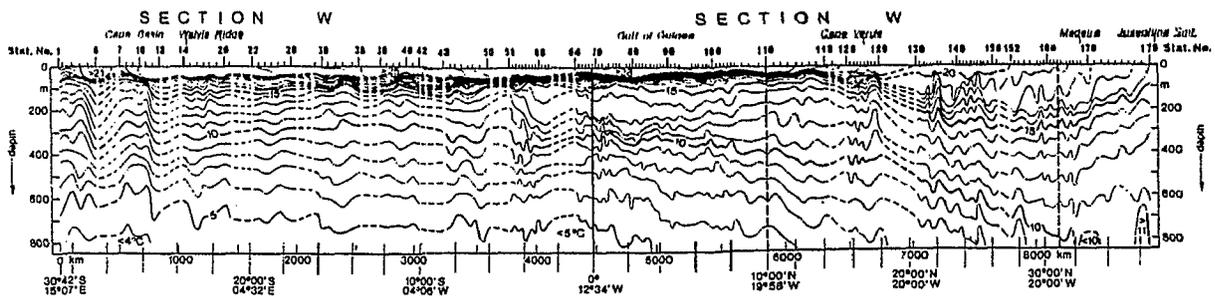


Abb. 6.1. Ein XBT-Schnitt durch den tropischen Atlantik im März/April 1981.
Aus KNOLL, ZENK und BAUER (1982).

Die obere Sprungschicht ist stärker ausgebildet und stellt für die Dynamik den wesentlicheren Teil dar. Sie wird in dieser Arbeit als Sprungschicht ohne jeden Zusatz bezeichnet. Die untere Sprungschicht trennt die Wassermassen der Warmwassersphäre von denjenigen der Kaltwassersphäre. Sie wird trotz ihrer schwächeren Gradienten in Analogie zu anderen Meeresgebieten als Hauptsprungschicht bezeichnet.

Bei weiterer Annäherung an den Äquator ist eine Aufspreizung der oberen Sprungschicht und eine Aufwölbung der unteren Sprungschicht zu erkennen. In diesem Teil der Arbeit soll gezeigt werden, daß die beiden Sprungschichten und die eingeschlossene Thermostad über meridionale Zirkulationszellen aneinander gekoppelt sind. Dies führt einerseits zur Formation der Wassermassen der Thermostad und andererseits zur Ausbildung einer horizontalen und vertikalen Dichteverteilung, welche die Bewegungen im äquatorialen Stromsystem bestimmt.

In Absatz 6.1. werden zuerst die oberen Zirkulationszellen untersucht, die innerhalb des Äquatorialen Unterstromes (EUC) liegen und sich bis in die Thermostad erstrecken. Dann wird der untere Teil der Thermostad und die Hauptsprungschicht bearbeitet, die den Äquatorialen Zwischenstrom (IEC) und den Tiefen Äquatorialen Unterstrom (DEUC) umfassen. In diesem Bereich ist das untere System meridionaler Zirkulationszellen zu suchen.

In Absatz 6.2. wird die meridionale Verlagerung des EUC behandelt, da dessen Lage relativ zum Temperatur- und Salzgehaltfeld einerseits von Bedeutung für die Transportprozesse dieser Größen ist, andererseits aber auch bei der vorliegenden Strömungsmesserverteilung ein meßtechnisches Problem darstellt.

6.1. Die meridionalen Zirkulationszellen

Die Aufspreizung der Sprungschicht wird durch einen Massen- und Wärmeaustausch dieser Schicht mit den benachbarten Wasserkörpern bewirkt. In Kapitel 5 war die Aufspreizung nach oben durch Auftrieb und vertikale Vermischung mit der Deckschicht diskutiert worden. In diesem Absatz erfolgt die Bearbeitung der Aufspreizung nach unten, die auf eine Wechselwirkung mit der Thermostad zurückzuführen ist.

Ein Schnitt senkrecht zum Äquator (Abb. 3.1.) zeigt, daß die vertikale Erstreckung der Sprungschicht zwischen $1^{\circ}30' N$ und $2^{\circ} S$ etwa auf das Doppelte zunimmt. Die Spreizung der Sprungschicht nach unten ist wesentlich stärker ausgeprägt als diejenige nach oben. Sie variiert in ihrer Intensität und in ihrer Lage (Abb. 6.2.). Wenn die Spreizung nach unten überwiegt, so stellt dies im Vergleich zu den polwärtigen Positionen eine Vergrößerung des Wärmehalts der Wassersäule dar.

Im zeitlichen Mittel fällt Spreizung mit dem Stromkern des EUC zusammen (Abb. 6.3.). Die Aufwölbung nach oben bei Schnitt 3 und 9 ist auf winderzeugten Auftrieb zurückzuführen (Absatz 5.5.). Die Aufspreizung nach unten kann durch vertikale Vermischung und "downwelling" im Rahmen eines meridionalen Zirkulationssystemes verstanden werden. Die vertikale

Vermischung trägt in gleicher Weise zur Aufspreizung der Sprungschicht nach unten bei, wie zu der nach oben. Die in Absatz 5.2. angeführten Argumente, nach denen die vertikale Vermischung nicht ausreicht, um die beobachteten Fluktuationen der Spreizung zu erklären, sind auch für die untere Spreizung gültig. Daher muß die Mitwirkung meridionaler Zirkulationszellen, welche im Kern der EUC konvergieren und darunter divergieren, in Betracht gezogen werden.

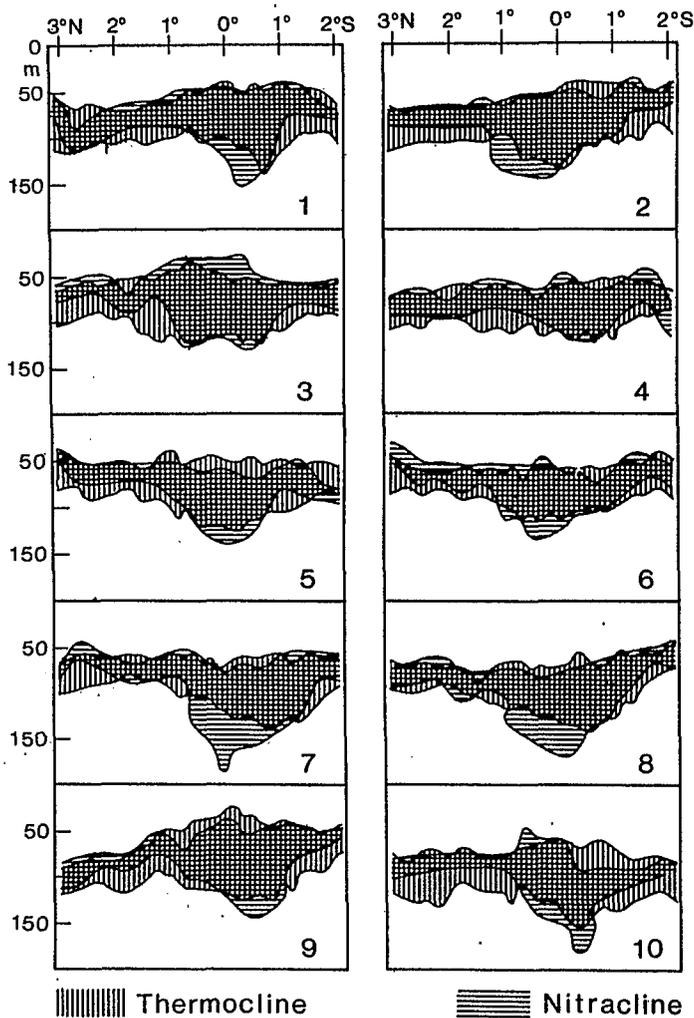


Abb. 6.2. Die Fluktuationen der Sprungschicht von Temperatur und Nitrat im Laufe der 10 Schnitte, die während "FGGE-Äquator '79" ausgeführt wurden.

Im Rahmen der linearen Theorie erfolgt eine Rückwirkung der Zirkulationszellen auf den EUC, durch meridionale Druckgradienten, welche durch die Sprungschichtspreizung erzeugt werden. Im nichtlinearen Fall wirkt die meridionale Zirkulation durch einen Gewinn von ostwärtigem Impuls auf den EUC (PHILANDER, 1973b).

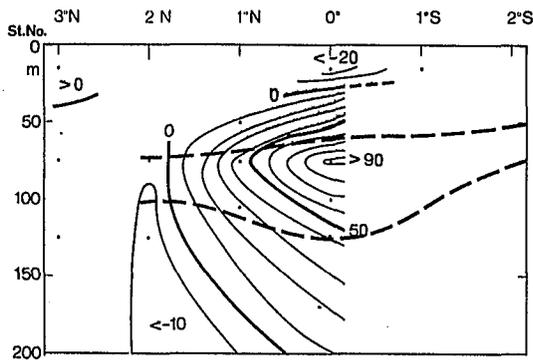


Abb. 6.3. Die mittlere Lage der Sprungschicht relativ zum zonalen Strömungsfeld.

Die Existenz der Zirkulationszellen muß mit Hilfe der Wärmeerhaltungsgleichung gezeigt werden, da in den direkten Strömungsmessungen der äquatorwärtige Strom im Bereich der Sprungschicht nicht zu erkennen ist (Abb. 4.7.). Dies war in Absatz 4.4. durch die Beobachtung erklärt worden, daß der Stromkern des EUC nicht parallel zum Äquator liegt, sondern leicht nach Norden zeigt. Um die meridionale Strömungskomponente auf eine Richtung senkrecht zur Hauptstromrichtung umzurechnen, muß deshalb die Projektion der gemessenen Zonalkomponente auf diese Richtung berücksichtigt werden. Bei dem geringen Winkel und der hohen zonalen Stromgeschwindigkeit erzeugen sehr kleine Fehler im Winkel schon Fehler von der Größenordnung der zu erwartenden Meridionalgeschwindigkeit. So bringt ein Winkelfehler von 3° etwa ein Strömungsfehler von 5 cm/s.

In der stationären Wärmeerhaltungsgleichung (5.1) sind folgende Terme als wesentlich zu berücksichtigen.

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} - K_b \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (6.1)$$

Die zonale Strömungskomponente kann ohne wesentlichen Fehler aus den Messungen entnommen werden. v und w stehen über die Massenerhaltung in Verbindung, wobei berücksichtigt werden muß, daß der Massentransport des EUC nach Osten hin zunimmt. Nach KATZ et al. (1980) nimmt der Massentransport zwischen 28° W und 16° W um $\Delta M = 2.9 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ zu.

Unter der Voraussetzung konstanter Integrationsgrenzen folgt aus der Kontinuitätsgleichung:

$$\int_0^L w dy = - \int_0^H v dz - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^H \int_0^L u dy dz \quad (6.2)$$

$$\bar{w} = - \frac{1}{L} \left(\bar{v} H + \frac{\Delta M}{2 \cdot \Delta x} \right) \quad (6.3)$$

Mit einem Zustrom von $\bar{v} = 10 \text{ cm/s}$ über ein Tiefenintervall von 40 m und einer halbseitigen Erstreckung des Absinkgebietes 166 km ergibt sich

$$\bar{w} = 1.5 \text{ m/d.}$$

Zum Nachweis der Konsistenz der beobachteten Temperaturverteilung mit meridionalen Zirkulationszellen wird die Berechnung des Wärmebudgets an einem Punkt durchgeführt, an dem sowohl wesentliche Beträge beider Strömungskomponenten als auch der entsprechenden Temperaturgradienten zu erwarten sind. Die sollte bei $0^\circ 30' \text{ N}$ in etwa 100 m Tiefe sein. Hier kann noch mit einer wesentlichen äquatorwärtigen und abwärtsgerichteten Bewegung gerechnet werden. Die Temperaturgradienten sind in Abb. 3.1. zu erkennen. Es ergibt sich:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0.5 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot - \frac{0.5 \text{ K}}{550 \text{ km}} = -0.04 \text{ K/d} \quad \text{Abb. 4.7.} \quad \text{MERLE (1980)}$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = -0.1 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot - \frac{1.0 \text{ K}}{60 \text{ km}} = 0.14 \text{ K/d} \quad \text{Abb. 3.1.}$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 1.5 \frac{\text{m}}{\text{d}} \cdot - \frac{1 \text{ K}}{10 \text{ m}} = -0.15 \text{ K/d} \quad \text{Abb. 3.1.}$$

$$-K_b \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -0.02 \text{ K/d} \quad \text{Tab. 5.2.}$$

Es zeigt sich, daß die Zirkulationszelle die entscheidenden Beiträge liefert. Eine Schließung des Budgets bietet sich im Rahmen der Fehlergrenzen über die Anpassung der Vertikalgeschwindigkeit an. Dazu wäre $w = 0.8 \text{ m/d}$ ausreichend. Die Horizontalgeschwindigkeit von 0.1 m/s steht nicht im Widerspruch zu den Strömungsmessungen, da bereits ein Winkel von

13° bei einer Kerngeschwindigkeit von 0.92 m/s eine Projektion von 0.20 m/s auf die meridionale Achse ergibt.

Um die polwärtige Erstreckung bis etwa 1°30' N zu bestätigen, wird auf Gleichung (5.7) zurückgegriffen. Sie wird nun aber nicht auf den Transport, sondern auf die Strömungskomponente angewendet. Die vertikale Reibung wird vernachlässigt, da unterhalb des Stromkerns nur geringe Werte zu erwarten sind (Tabelle 4.3.). Damit ergibt sich

$$v = \frac{1}{k^2 + f^2} \left(-\frac{k}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{f}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \right) . \quad (6.4)$$

$k = 2.6 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ wird aus Absatz 5.4. übernommen. $\frac{\partial p}{\partial y}$ kann aus hydrographischen Daten bestimmt werden. $\frac{\partial p}{\partial x}$ wird aus LASS et al. (1983) entnommen. Der Verlauf der einzelnen Terme von Gleichung 6.4. ist in Abbildung 6.4. dargestellt.

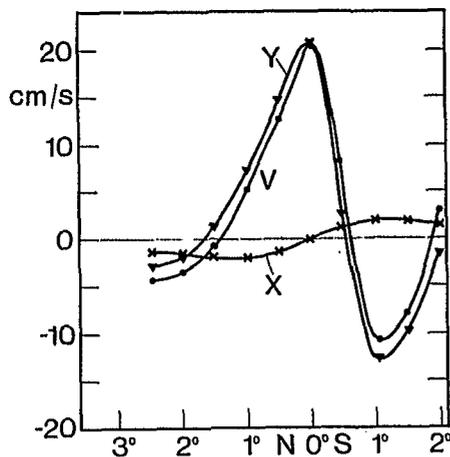


Abb. 6.4. Beitrag der zonalen (x) und meridionalen (y) Komponente des Druckgradienten zur Meridionalgeschwindigkeit v nach Gleichung 6.4.

In Abb. 6.4. ist zwischen 1°30' N und 2°00' N eine Konvergenz der Meridionalgeschwindigkeit zu erkennen, die überwiegend durch $\frac{\partial p}{\partial y}$ erzeugt wird, wobei zum Südstrom nördlich der Konvergenz $\frac{\partial p}{\partial x}$ und $\frac{\partial p}{\partial y}$ gleichmäßig beitragen. Diese Konvergenz stellt den nördlichen Rand der Zirkulationszellen dar. Die nach oben gerichtete Vertikalgeschwindigkeit in diesem Bereich läßt sich wiederum aus der Wärmebilanz ableiten.

Nach PHILANDER (1973a) soll der IEC den stationären Zustand des Wärmebudgets erhalten, indem er die Wärme durch horizontale Advektion nach Westen abführt. Dies steht im Gegensatz zu den vorliegenden Beobachtungen. Sie zeigen im Niveau des IEC (Abb. 4.7.) einen nach Osten gerichteten Temperaturgradienten (Abb. 4.10. für 3° N und PHILANDER und DÜING (1980) für den Äquator). Folglich trägt der IEC ebenfalls zur Erwärmung der Thermostad bei. Die Schließung des Budget erfordert somit einen Term, der den Wärmegewinn durch nordwärtige und westwärtige Advektion kompensieren kann. Dies ist durch eine nach oben gerichtete Vertikalgeschwindigkeit möglich. Mit $w = 2.4 \text{ m/d}$ ergibt sich für 1°30' N in 175 m Tiefe:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = -0.1 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \frac{1 \text{ K}}{200 \text{ km}} = -0.04 \text{ K/d} \quad \text{Abb. 4.7. und Abb. 4.10.}$$

$$v \frac{\partial T}{\partial y} = +0.05 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot -\frac{0.5 \text{ K}}{110 \text{ km}} = -0.02 \text{ K/d} \quad \text{Abb. 4.7. und Abb. 3.1.}$$

$$w \frac{\partial T}{\partial z} = -2.4 \frac{\text{m}}{\text{d}} \cdot -\frac{1 \text{ K}}{40 \text{ m}} = 0.06 \text{ K/d} \quad \text{Abb. 3.1.}$$

Wenn auch die exakte Größe der einzelnen Terme fraglich ist, so besteht am Vorzeichen der Akvektion kein Zweifel. Dies erzwingt wiederum das Vorzeichen der Vertikalgeschwindigkeit, da kein anderer Term der Wärmeerhaltungsgleichung mit einem entscheidenden Beitrag zur Verfügung steht. Die nach oben gerichtete Vertikalgeschwindigkeit bewirkt die Schließung der meridionalen Zirkulationszellen nördlich von 1°30' N und entspricht damit der aus Gleichung (6.4) abgeleiteten Erstreckung.

Der polwärtige Rand der Zirkulationszelle ist während des ersten Abschnittes deutlicher zu erkennen. Bei 2° N ist in 150 m Tiefe eine deutliche Aufwölbung der Isothermen zu beobachten (Abb. 6.5.). Dies erzeugt in der dynamischen Topographie (Abb. 4.7.) den Übergang zum SEUC. Daraus folgt, daß sich die Intensität der Zirkulationszellen und der meridionale Druckgradient, mit welchem der SEUC gekoppelt ist, gegeneinander beeinflussen. Starkes "downwelling" am Äquator hat demnach eine Verstärkung des SEUC zur Folge. Beides führt unabhängig zur Erweiterung der Thermostad.

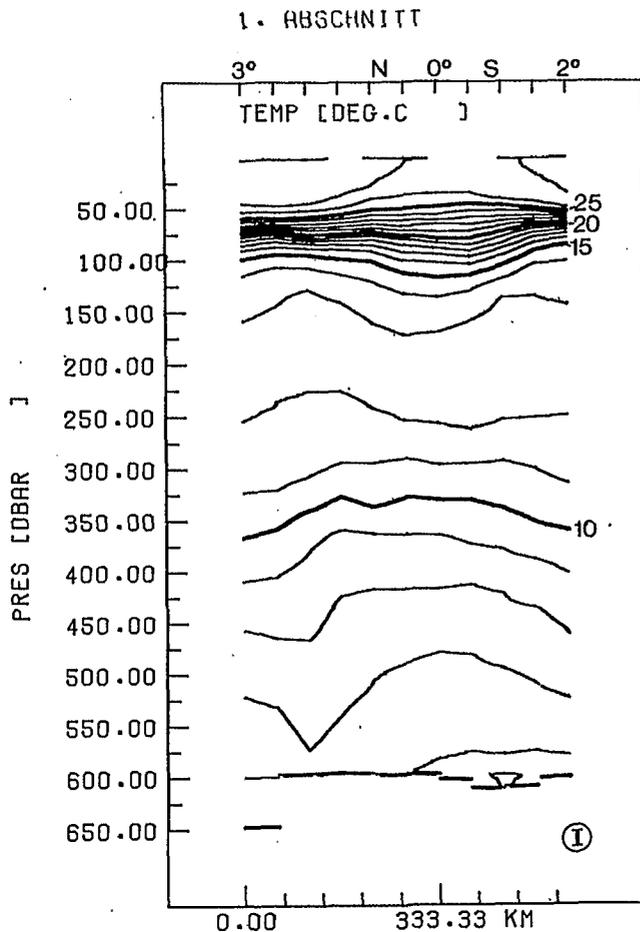


Abb. 6.5. Die Vertikalverteilung der Temperatur auf einem Schnitt entlang 22° W als Mittel über fünf Schnitte, die zwischen Januar und März 1979 ausgeführt wurden.

Das stärkere "downwelling" stellt mehr EUC-Wasser zur Verfügung, das mit den tieferliegenden Schichten zu Thermostadwasser vermischt werden kann. Die Verstärkung des SEUC intensiviert dessen Massentransport, der in Form von SACW erfolgt (VOITURIEZ, 1981), das dem Thermostadwasser entspricht. Dieser Zusammenhang kann die Beobachtungen der Tiefenlagen der Untergrenze der Sprungschicht und der Thermostad erklären. Jeweils vom 5. auf 10. Februar und vom 5. auf 25. März verdoppelt sich die Aufspreizung der Sprungschicht nach unten. In Abbildung 6.6. wird dies als meridionale Zunahme der Tiefe um etwa 20 m sichtbar im Februar zwischen 2° S und dem Maximum und im März zwischen 3° N und dem Maximum. In den jeweils folgenden Schnitten 20. Februar bzw. 15. April wird eine Vertiefung der polwärtigen Untergrenzen der Thermostad gefunden (Abb. 6.7.). Dies setzt sich durch bis an die Untergrenze der Warmwassersphäre (Abb. 6.8.).

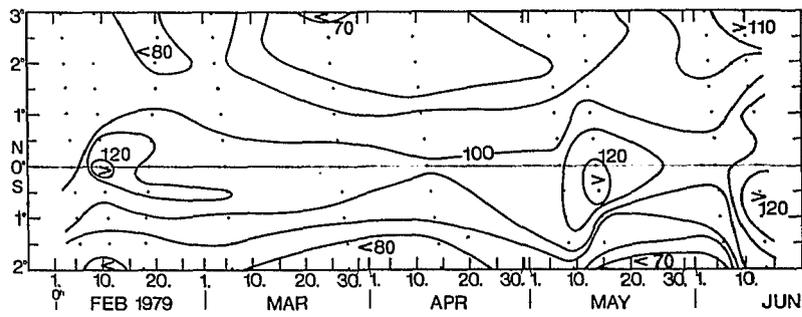


Abb. 6.6. Die Tiefe des unteren Randes der Sprungschicht in Metern.

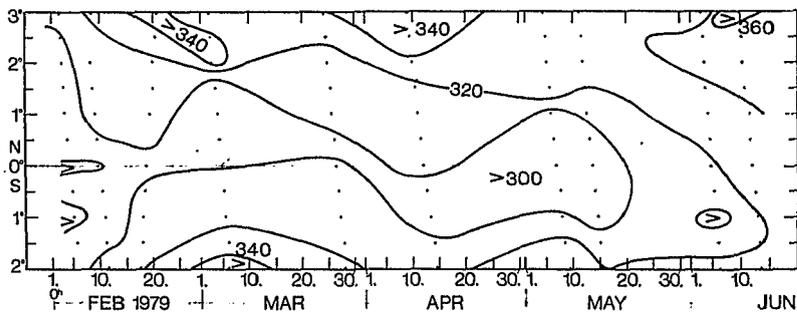


Abb. 6.7. Die Tiefe des unteren Randes der Thermocline in Metern.

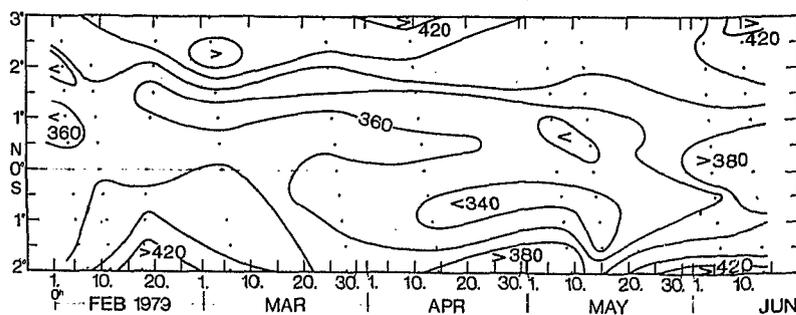


Abb. 6.8. Die Tiefe des unteren Randes der Warmwassersphäre in Metern.

Schnitt 10 steht dazu scheinbar im Widerspruch, da zu diesem Zeitpunkt bei 3° N die tiefste Erstreckung der Thermocline während des ganzen Experimentes beobachtet wird, ohne einen Hinweis auf die vorausgehende Verstärkung der

nordseitigen Zirkulationszelle. Der Widerspruch kann durch die Verlagerung des EUC-Kernes nach Süden als Folge des meridionalen Windes (Absatz 6.2.) erklärt werden. Durch diesen Effekt wird das gesamte System um etwa 60 nm nach Süden verschoben, was eine lokale Vertiefung der Thermostad im Norden simuliert, die in Wirklichkeit eine Translation nach Süden darstellt.

Der Wärmegewinn der Thermostad aus dem Bereich des EUC führt zu einem ostwärtigen Temperaturgradienten (Abb. 4.10.). Dieser bewirkt einen Dichtegradienten, der im unteren Teil der Thermostad und der Hauptsprungschicht eine äquatorwärtige Strömung (Abb. 4.7.) geostrophisch balancieren kann, welche eine Konvergenz unterhalb von 400 m Tiefe zur Folge hat. Diese wird durch eine Aufwölbung der Hauptsprungschicht zwischen $1^{\circ}30'$ N und 1° S sichtbar (Abb. 3.1., 6.5., 6.8.).

Da sich der DEUC tiefer als 600 m erstreckt, ist das 600 dbar-Niveau nicht als Fläche mit konstantem Geopotential zu betrachten. Deshalb ist die Aufwölbung der dynamischen Topographie welche dem gemessenen Oststrom entspricht nicht zu beobachten. Die Berechnung des Niveaus der 500 dbar Fläche relativ zu 600 dbar ergibt eine nahezu konstante Tiefe. Trotzdem zeigt die Kombination der Strömungsmessungen in 600 m (Abb. 4.7.) mit der zonalen Neigung der Isothermen bei 3° N (Abb. 4.10.) und derjenigen am Äquator, (PHILANDER und DÜING, 1980), die Realität der tiefen Zirkulationszellen. Danach ist in der Thermostad bei etwa 225 m Tiefe die Konvergenz zweier meridionaler Zirkulationssysteme zu erwarten, deren Intensitäten mit dem System von EUC, DEUC, SEUC und NEUC gekoppelt sind.

Beide Systeme führen mit ihrer Vertikalbewegungen im Bereich des Äquators durch ihre Gegenläufigkeit die Ursprungswassermassen zur Bildung des Thermostadwassers zusammen. Ihre horizontalen Anteile advektieren das frisch gebildete Thermostadwasser polwärts und bewirken die Aufspaltung in obere und untere Sprungschicht bis 4° N und 4° S. Die Begrenzung der Sprungschichtaufspaltung erzeugt durch die ansteigenden Isothermen aus der unteren Sprungschicht meridionale Druckgradienten, welche die Lage von NEUC und SEUC bestimmen.

Die Interpretation der hydrographischen Strukturen im Atlantik durch ein System gegenläufiger Zirkulationszellen ist in Übereinstimmung mit den Untersuchungen von TSUCHIYA (1981). Er leitete aus Wassermassenanalysen im Pazifik ab, daß Thermostadwasser durch Advektion aus dem Bereich nordöstlich von Neuseeland und der Tasman-See zonal verlagert wird, und horizontale Vermischung für die meridionale Verteilung sorgt. Starker horizontaler Vermischung widersprechen zonale Zungen geringen Sauerstoffs zwischen 2° und 3° S und 2° und 3° N, die seiner Ansicht nach durch Advektion im IEC entstehen. Diese Zungen sind auch im Atlantik zu erkennen (BAUERFEIND et al., in Vorbereitung). Ihre Existenz steht ebenfalls im Einklang mit Zirkulationszellen, da in diesem Bereich sauerstoffarmes und nährstoffreiches Wasser vertikal nach oben advectiert wird.

Somit ergibt sich folgendes Bild der meridionalen Zirkulation:

- Im Niveau des Stromkernes des EUC besteht eine Konvergenz, die im Abstand von ± 90 mm zu "downwelling" führt.
- Im Bereich des "downwelling" ergeben sich Vertikalgeschwindigkeiten bis zu 1.5 m/d.
- Die durch "downwelling" nach unten transportierte Wärme wird durch die Meridionalzirkulation polwärts verfrachtet.
- Der polwärtige Rand der Zellen liegt zwischen 1°30' N und 2°00' N mit aufwärtsgerichteten Vertikalgeschwindigkeiten von etwa 2 m/d.
- Die untere Grenze der Thermostad wird durch Aufwärtsbewegung im Bereich des Äquators bestimmt.
- Die Aufwärtsbewegung erfolgt durch die Konvergenz äquatorwärtiger Strömungen. Diese sind die Folge eines von Westen nach Osten gerichteten Druckgradienten, der extraäquatorial geostrophisch mit äquatorwärtigen Strom im Gleichgewicht stehen kann.
- Der Druckgradient entsteht durch die Vertiefung der Thermostad nach Osten.

- Gegenläufige Zirkulationszellen im oberen und unteren Teil der Thermostad, sind wesentlich an der Erzeugung des Thermostadwassers beteiligt.
- Ihre Intensität steuert die Steilheit der polwärtige Flanken der Thermostad, die ihrerseits mit dem NEUC und SEUC gekoppelt sind.

6.2. Die meridionale Lage des Äquatorialen Unterstromes

Der Kern des EUC ist in seiner Lage nicht an den Äquator gebunden. Prozesse mit unterschiedlichen Zeitskalen bewirken Auslenkungen mit unterschiedlichem Charakter. Dies wurde bereits vom RINKEL (1969) beobachtet und von CHARNEY und SPIEGEL (1971) modelliert. Während zuerst eine quasi-stationäre Auslenkung vom Äquator angenommen wurde, muß seit der Entdeckung der "GATE-Mäander" (DÜING et al., 1975) mit unterschiedlicher Lage im Periodenbereich ab 14 Tagen gerechnet werden.

In Absatz 6.2.1. werden die Fluktuationen des EUC-Kernes während "FGGE-Äquator '79" diskutiert, da sie für die Interpretation der Strömungsmessungen von Bedeutung sind. Die meridionale Auslenkung des EUC-Kernes kann zu einer Fehleinschätzung der Strömungsmessungen durch verankerter Meßgeräte führen. Strömungsfluktuationen durch meridionale Verlagerungen und lokale Intensitätsunterschiede können ohne zusätzliche Informationen nicht getrennt werden. Im allgemeinen werden hydrographische Parameter wie Salzgehaltskern oder Sprungschichtspreizung zu Hilfe genommen, um den Stromkern zu lokalisieren. Diese Methode könnte die Interpretation der hydrographischen Schnitte stark vereinfachen, sie muß aber in ihrer Wirksamkeit bezweifelt werden, was in Absatz 6.2.2. gezeigt wird.

6.2.1. Die meridionale Fluktuation des EUC-Kernes während "FGGE-Äquator'79"

Die asymmetrische Lage der Strommesserketten (Abb. 2.9.) während "FGGE-Äquator '79" läßt einen direkten Schluß auf die Lage des EUC-Kernes nicht zu. Die zeitliche Verteilung der Delphinschnitte, während welcher die

Lage des EUC durch die Messung der vertikalen Scherung belegt werden kann (Absatz 2.3.), birgt die Gefahr des Aliasing, wenn eine Periode von etwa 14 Tage vorausgesetzt wird.

Es sind zwei wesentliche Möglichkeiten der Verlagerung des EUC-Kernes zu erwarten. Nach CHARNEY und SPIEGEL (1971) führt eine meridionale Windkomponente zu einer Verlagerung gegen die Windrichtung. Bei $\tau_y = 0.45 \text{ dyn cm}^{-2}$ wird der EUC-Kern um 30 nm nach Süden verlagert. Dies entspricht etwa den bei "FGGE-Äquator '79" maximal beobachteten Werten. Dem Modell entsprechend ist zu Zeiten der Passate eine merkliche mittlere Auslenkung des Kernes nach Süden zu erwarten.

Eine wesentliche Ursache meridionaler Fluktuationen ist in der Instabilität des äquatorialen Stromsystems zu suchen. Nach PHILANDER (1978a) entsteht durch die horizontale Scherung zwischen NECC und SEC barotrope Instabilität. Die Periode der Fluktuation nimmt mit zunehmender horizontaler Stromscherung ab. Für ein Maximum des SEC von 60 cm/s bei 1°30' N und des NECC von 35 cm/s bei 5° N ergibt sich eine Periode von etwa 30 Tagen bei einer Wellenlänge von 1100 km. Im März und April, zur Zeit des schwachen NECC und SECC ist mit keinen derartigen Instabilitäten zu rechnen.

Die Zeitreihen der Strömungsmesser Abb. 6.9. lassen im Niveau des EUC eine Periode von etwa einen Monat nicht erkennen. Im Gegensatz dazu fällt die seit GATE bekannte Periode von etwa 16 Tagen auf. Am Äquator ist sie deutlicher in der v-Komponente, bei 1° N in der u-Komponente. Bei 3° N ist sie in 15 m Tiefe in der v-Komponente wiederzufinden.

Schätzt man aus der Strömungsmessung bei 3° N einen meridionalen Gradienten der zonalen Strömung ab, so ergibt etwa $1 \text{ cm s}^{-1}/\text{km}$. Diese Abschätzung erfolgt aus dem Nordstrom und seiner zeitlichen Ableitung unter der Annahme, daß der Übergang zwischen SEC und NECC durch Nordstrom, der am 16. Februar einsetzt, bis zum 18. Februar durch die Verankerung advektiert wird. Der sich ergebende Scherungswert ist im Vergleich zu PHILANDER (1978a) sehr hoch. Er legt die Annahme nahe, daß eine höhere Frequenz instabil ist, entsprechend den von PHILANDER (1976) errechneten Werten.

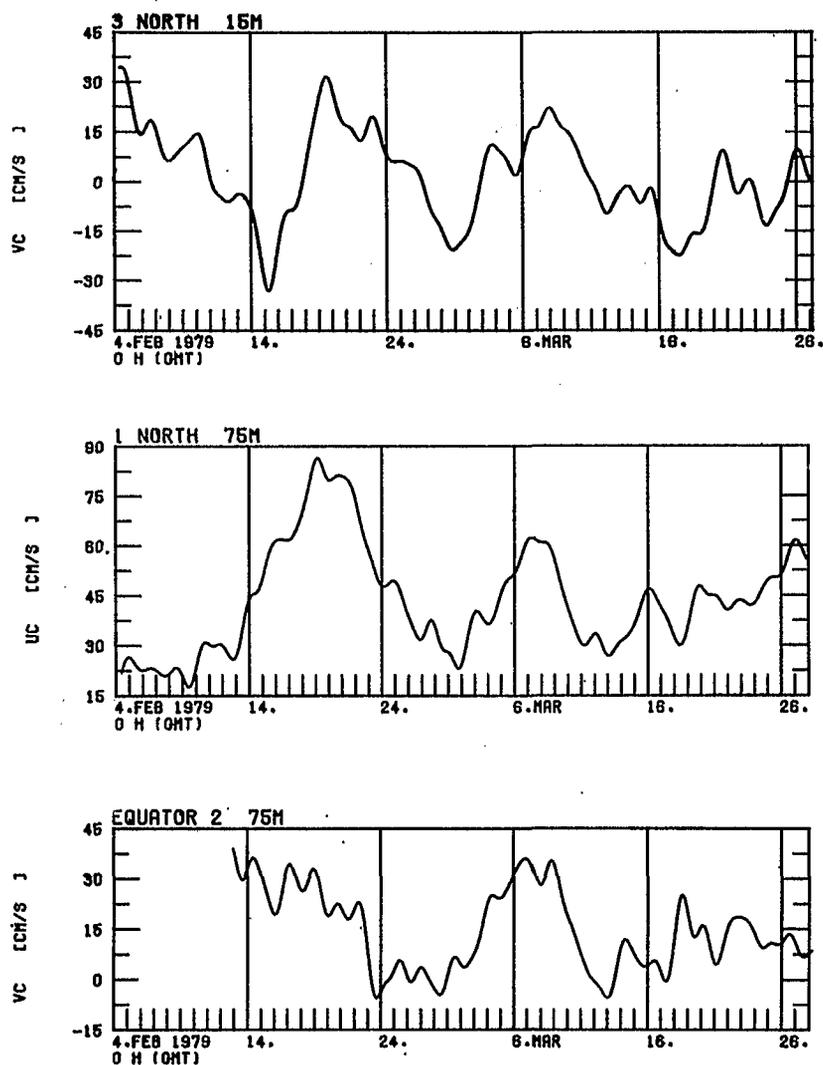


Abb. 6.9. Tiefpassgefilterte Zeitreihen der meridionalen Strömung in 75 m am Äquator, der zonale in 75 m bei 1° N und der meridionalen in 15 m bei 3° N.

In den Windmessungen (Abb. 4.2.) während des zweiten Abschnittes ist ebenfalls eine Periode von etwa 16 d zu erkennen. Doch sind die Zeitreihen zu kurz, um statistisch abgesicherte Aussagen über diesen Periodenbereich zu machen. Ein Zusammenhang ist wahrscheinlich, da HALLOCK (1980) durch ein 3-Schichten-Modell gezeigt hat, daß atmosphärische Störungen in diesem Periodenbereich Fluktuationen des Stromsystems anregen können.

Aus dem gleichzeitigen Auftreten vom Maxima der zonalen Strömung bei 1° N und der meridionalen am Äquator (Abb. 6.9.) kann geschlossen werden, daß es sich um Fluktuationen des EUC um seine mittlere Lage handelt. Dabei erreicht er am 19. Februar und am 7. März seine äußerst nördliche Lage. Die

Auslösung der Fluktuationen durch Scherungsinstabilität des Übergangs zwischen SEC und NECC wird durch die gleichzeitige Fluktuationen bei 3° N nahegelegt.

Während des zweiten Verankerungsabschnittes kann nur die Fluktuation der v-Komponente am Äquator zur Lokalisierung des EUC verwendet werden. Auch hier ist eine 16-18 Tagesperiode erkennbar, die ebenfalls im Wind repräsentiert ist. Aus der Richtungsumkehr der v-Komponente nach Abzug des Mittelwertes ergeben sich maximale Auslenkungen nach Norden am 15. Mai und 2. Juni.

In Abbildung 6.10. ist die Lage des EUC-Stromkerns nach den Delphindaten (Absatz 2.3.) und die Lage des Salzgehaltsmaximums nach den Delphin- und den Bathysondendaten dargestellt. Danach bestätigt sich das von den Modellen erwartete Bild. Im Februar, solange noch wesentliche meridionale Winde beobachtet werden, zeigen sich deutliche Fluktuationen um eine mittlere Lage südlich des Äquators. Mit nachlassendem Wind wandert der Stromkern nach Norden. Im Mai nach wiedereinsetzendem Wind treten wieder deutliche Fluktuationen und ein Trend nach Süden auf.

Im Mittel liegen Salzgehalts- und Stromkern südlich des Äquators. Dies entspricht der Interpretation der Meridional Komponente in Absatz 4.4. Daraus folgt, daß die am Äquator gemessenen Geschwindigkeiten nicht im Kern gemessen wurden und damit eine Unterschätzung der Maximalgeschwindigkeit darstellen. Der Koppelung des EUC an die Sprungschichtspreizung bzw. an das Maximum der Anomalie der Geopotentials steht damit ebenfalls im Einklang, da beide ihr Maximum bei 0° 30' S einnehmen (Abb. 3.1. und 4.7.).

Es fällt auf, daß der Salzgehaltskern meist südlich vom Stromkern liegt.

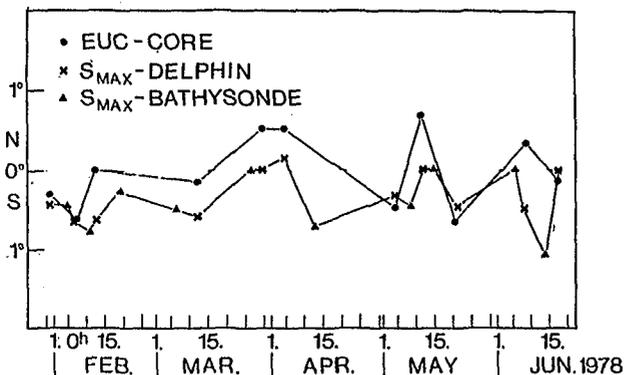


Abb. 6.10. Die Lage des Strom- und Salzgehaltskernes des EUC nach Bathysonden- und Delphindaten.

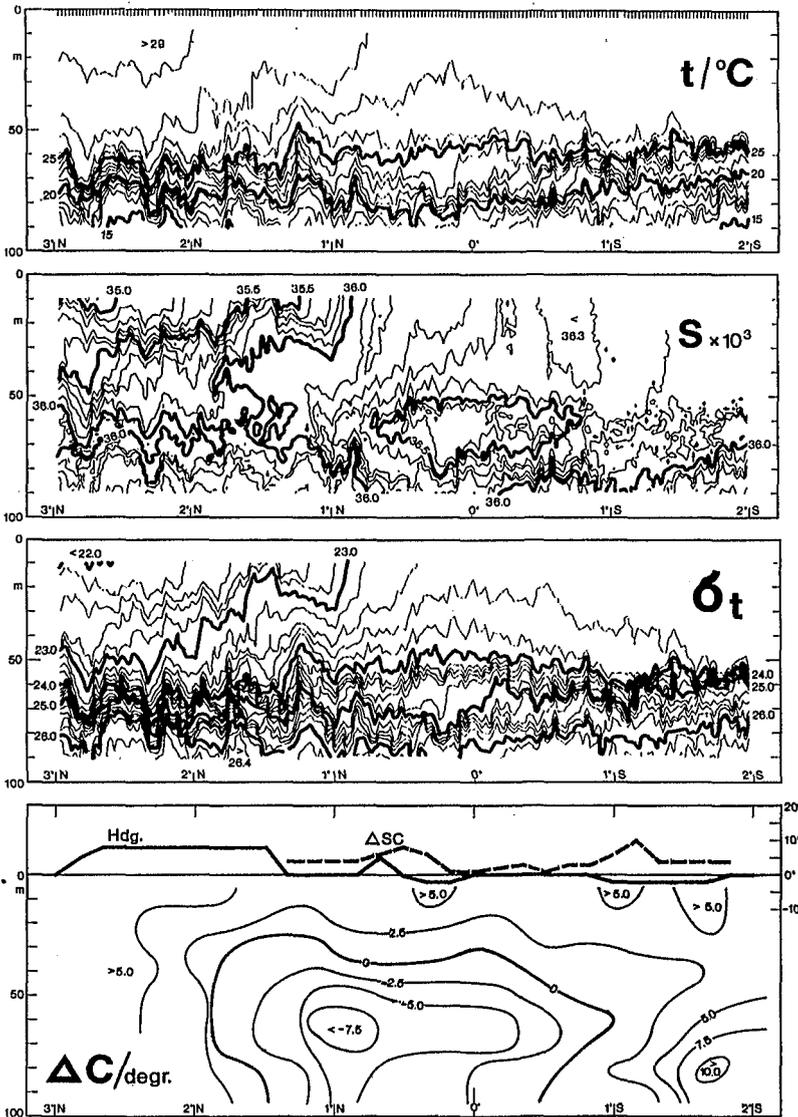


Abb. 6.11. Der vom 9.-11. 5.79 mit dem Delphin ausgeführte Schnitt in Temperatur, Salzgehalt, Dichte und vertikaler Stromscheidung. Hdg. steht für Schiffskurs, ΔSC für die Differenz zwischen Schiffskurs und geschlepptem Kompass.

6.2.2. Die Trennung vom Strom- und Salzgehaltskern des EUC

Bei der Untersuchung der meridionalen Fluktuationen des EUC und den damit verbundenen Konsequenzen für das Salzgehalts- und Temperaturfeld wird häufig der Salzgehaltskern als Indikator für die Lage des Stromkernes verwendet. In Abb. 6.11. ist aber eine klare horizontale Trennung der beiden Kerne zu erkennen, Abb. 6.10. zeigt, daß dies kein Einzelfall ist. Die vertikale Trennung von Strom- und Salzgehaltskern wurde schon von RINKEL (1969) dokumentiert. HELM et al. (1980) zeigten, daß der Salzgehaltskern im allgemeinen über und südlich des Stromkernes zu finden ist.

Eine Möglichkeit diese Beobachtung zu erklären, liegt in der asymmetrischen vertikalen Vermischung. In Abbildung 6.12. ist die Verteilung des Salzgehaltes als Mittel über die 10 Schnitte dargestellt. Zwei wesentliche Strukturen fallen in diesem Schnitt auf. Der geschlossene Salzgehaltskern von mehr als 36.3 ‰ ist nach Süden und nach oben von Wasser mit ähnlichem Salzgehalt umgeben. Nach unten und nach Norden sind aber wesentlich geringere Salzgehalte zu finden.

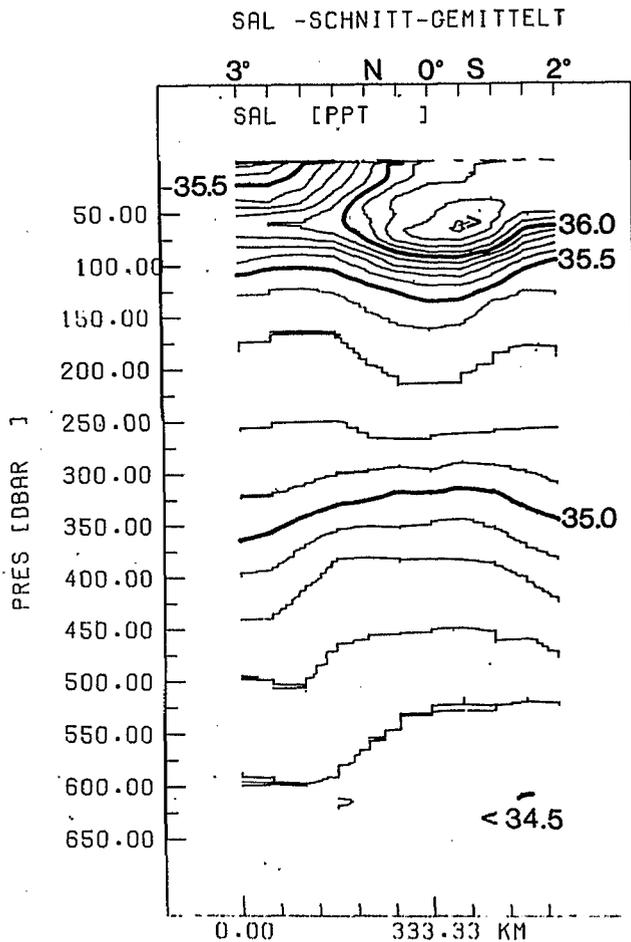


Abb. 6.12. Die vertikale Verteilung des Salzgehaltes auf einem Schnitt entlang 22° W als Mittelwert über 10 Schnitte, die von Februar bis Juni 1979 ausgeführt wurden.

Verschiebt sich der Salzgehaltskern nach Norden, so kommt er unter das MSEC-Wasser zu liegen. Dies bedeutet eine wesentliche Verstärkung der vertikalen Gradienten. Bei konstanten Austauschkoefizienten resultiert daraus eine Vergrößerung des turbulenten Transportes. Dies hat bei nördlicher Lage eine stärkere Erosion der nördlichen Flanke des Kernes zur Folge, was einer Verschiebung des Salzgehaltskernes relativ zum Stromkern nach Süden entspricht.

Um die Effektivität dieses Mechanismus abzuschätzen, muß gezeigt werden, daß die Vermischung stark genug ist, um während der Zeit eines Mäanders die Salzgehaltsstruktur wesentlich zu verändern. Dazu wird als Ausgangswert das Salzgehaltsprofil bei 0°30' N des Schnittes 5 ausgewählt. Nach Abb. 6.10. kann davon ausgegangen werden, daß dieser Schnitt relativ kurz nach der Verlagerung des EUC nach Norden ausgeführt wurde. Dieses Profil wird mit dem mittleren Profil auf 0°30' N verglichen (Abb. 6.13.).

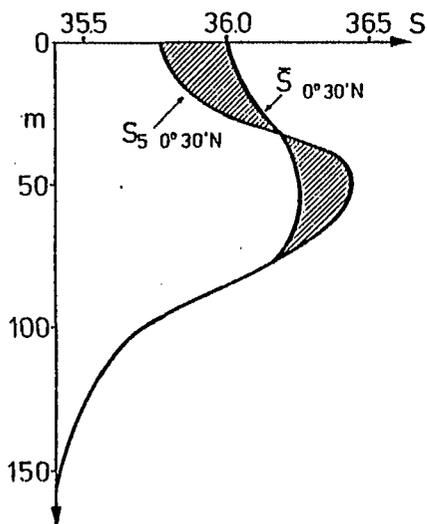


Abb. 6.13. Die vertikale Salzgehaltsverteilung bei 0°30' N im Falle des nach Norden verlagerten Salzgehaltskernes (S_5) und der Mittelwert (S) über 10 Schnitte.

Es zeigt sich, daß bei Schnitt 5 das Salzgehaltsmaximum viel stärker ausgebildet ist als im Mittel, oberhalb von 30 m Tiefe herrscht dagegen ein Salzdefizit. Nimmt man an, daß der Salzgehaltskern durch Vermischung abgebaut wird und der Salzgehalt der oberen Schicht dadurch erhöht wird, so läßt sich die zum Ausgleich notwendige Zeit

$$\Delta t = \left(\int_{35 \text{ m}}^{75 \text{ m}} S^* dz \right) / K_b \frac{\partial S}{\partial z}$$

berechnen, wobei S^* die Salzgehaltsdifferenz zwischen Schnitt 5 und dem Mittel ist. Mit $K_b = 4 \text{ cm}^2/\text{s}$ (Tab. 5.2.), wobei von gleichen Austauschkoefizienten für Wärme und Salz ausgegangen wird, ergibt sich $\Delta t = 6.9 \text{ d}$.

Dies entspricht der halben Periode eines GATE-Mäanders. Bei einer zonalen Geschwindigkeit des Kernes von 0.9 m/s bedeutet es eine Entfernung von 290 nm. Damit ist gezeigt, daß im Laufe eines Mäanders eine wesentliche Erosion des Kernes stattfinden kann.

In ähnlicher Weise erfolgt die vertikale Trennung der beiden Kerne. Verlagert sich der EUC nach unten, so wird der vertikale Gradient unterhalb des Kernes verstärkt, was zur stärkeren Erosion führt. Eine Verlagerung nach oben zeigt bei zum Äquator symmetrischer horizontaler Lage keinen wesentlichen Effekt, da die Gradienten in jedem Falle sehr gering sind. Somit kann die horizontale wie auch die vertikale Trennung vom Strom- und Salzgehaltskern mit dem gleichen Mechanismus erklärt werden.

Zusammenfassend gilt:

- Die Trennung zwischen Salzgehalts- und Strömungskern läßt sich durch turbulente Diffusion erklären, da eine asymmetrische Verteilung des Salzgehaltes vorliegt.
- Der Salzgehaltskern wird in Richtung des kleineren Gradienten verlagert.
- Die vertikale Vermischung ist intensiv genug, um im Verlauf eines Mäanders den Salzgehaltskern wesentlich zu erodieren.

7. Schlußfolgerungen

Im Laufe dieser Arbeit wurde aus Meßergebnissen ein Zirkulationsschema abgeleitet, das in Abb. 7.1. graphisch dargestellt ist. Deutlich tritt der unterschiedliche Charakter der Bänderstruktur in der Zonalkomponente und der Zellenstruktur in der Meridional Komponente zu Tage. Die Strömungsgeschwindigkeiten sind in der Zonalkomponente etwa um einen Faktor von fünf höher als in der Meridional Komponente.

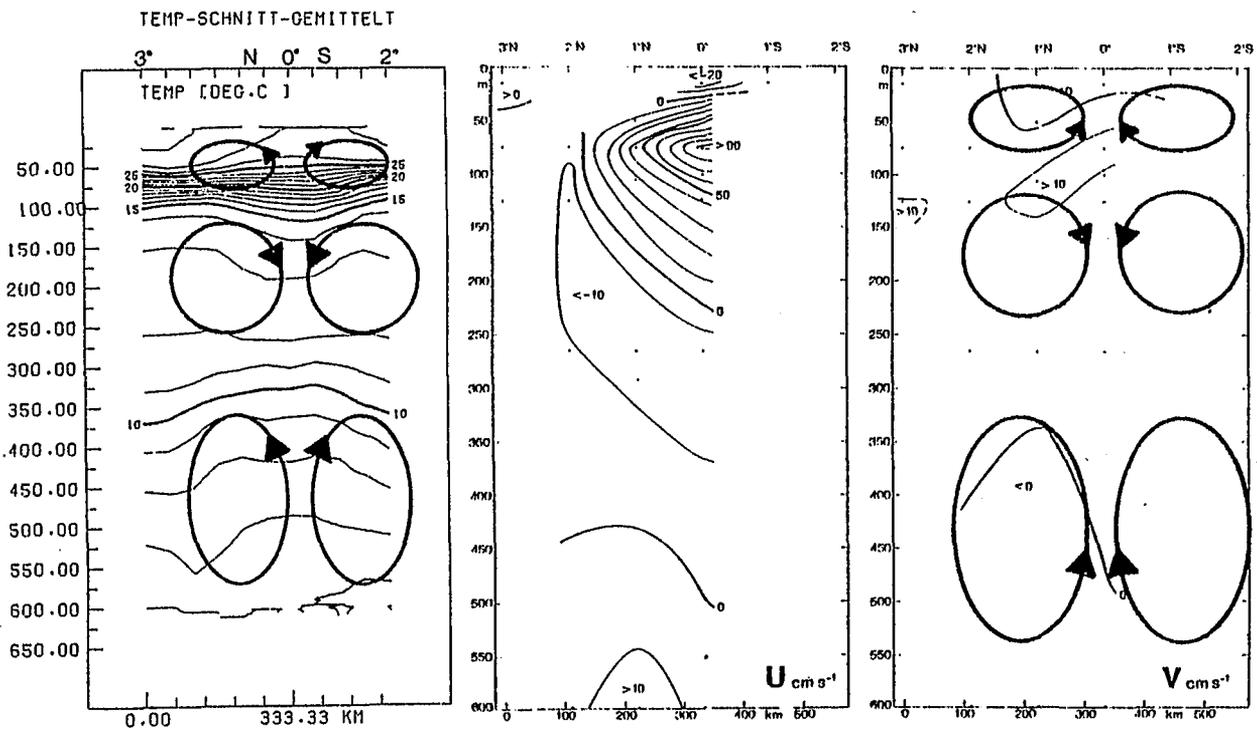


Abb. 7.1. Die Mittelwerte der Messungen vom 31.1.79 bis 30.3.79 mit verankerten Strömungsmessern und der Temperaturmessungen der 10 hydrographischen Schnitte mit einer schematischen Darstellung der meridionalen Zirkulationszellen.

Die hohen Zonalgeschwindigkeiten des Südäquatorialstromes und des Äquatorialen Unterstromes bestimmen durch horizontale Advektion den Wärmehaushalt der Deckschicht und der Sprungschicht. Da beide Strömungen einem kräftigen windbedingten Jahresgang unterliegen, wird dieser auch im Wärmeinhalt der betroffenen Schichten sichtbar. Die Variation des Wärmeinhalts dieser Schichten wird demnach wesentlich durch einen zonalen Wärmetransport bestimmt. Die Schichten gleiten jedoch nicht unabhängig übereinander hinweg, sondern durch vertikale Advektion in Form von Auftriebs- und Absinkbewegungen und durch vertikale Vermischung werden Austauschvorgänge über die einzelnen Schichtgrenzen hinweg wirksam.

Der mit diesen Vorgängen verbundene Vertikaltransport nach unten ermöglicht dem äquatorialen Ozean, seinen Wärmegewinn durch die Meeresoberfläche bis in tieferen Schichten wirksam werden zu lassen. Somit kommt der Wärmegewinn auch der Thermostad zu gute, in der Meridional- und Zonalgeschwindigkeiten ähnlicher Größe auftreten. Dies führt zu einer meridionalen Verteilung des äquatorialen Wärmegewinns. Durch die Koppelung des Nord- und Südäquatorialen Unterstromes an die polwärtigen Ränder der Thermostad bei etwa 4° N und 4° S wird das meridionale Regime wieder durch ein zonales abgelöst. Der untere Rand der Thermostad, die Hauptsprungschicht, verdankt ihre Existenz einem weiteren Paar meridionaler Zirkulationszellen, die im Bereich des Äquators konvergieren. Aufgrund dieser Zellen besteht im Äquatorialen Atlantik die Möglichkeit einer Wechselwirkung zwischen Warm- und Kaltwassersphäre.

Alle Wassermassen, die im Untersuchungsgebiet vorgefunden wurden, sind südhemisphärischen Ursprungs, so daß ein Nettowärmetransport nach Norden über den Äquator hinweg angenommen werden muß. Um die Frage zu beantworten, in welchem Ausmaß, die meridionalen Zirkulationszellen den geforderten nordwärtigen Wärmetransport bewirken können, wurde nach dem Schema in Abb. 7.1. ein meridionaler Wärmetransport bei 1° N abgeschätzt. Dies erfolgte unter der Voraussetzung, daß der Gesamtmassentransport der Zellen innerhalb der oberen 650 m verschwindet. Daraus ergibt sich ein nordwärtiger Wärmetransport von $3.6 \cdot 10^{14}$ W, wenn eine gleichmäßige zonale Erstreckung der Zellen über 5000 km angenommen wird.

Bei der Berechnung dieses Wertes gehen alle Unsicherheiten ein, die bei der Ableitung der Strömungsgeschwindigkeiten und ihrer Vertikalverteilung aufgetreten sind. Deshalb wurden allen Werte im Sinne einer Vergrößerung des nordwärtigen Wärmetransportes gerundet. Das Ergebnis muß daher als Obergrenze des möglichen Transportes betrachtet werden. Trotzdem liegt es weit unter dem von HASTENRATH (1982) berechneten Wert von $9.8 \cdot 10^{14}$ W. Daraus folgt, daß der wesentliche nordwärtige Wärmetransport im äquatorialen Atlantik im Bereich der Randströme erfolgen muß.

8. Zusammenfassung

Von Januar bis Juni 1979 wurden im Rahmen des First GARP Global Experiments (FGGE) im zentralen äquatorialen Atlantik mit dem F.S. "Meteor" ozeanographische Messungen ausgeführt. Entlang eines Schnittes auf 22° W wurden zwischen 3° N und 2° S fünf Strommesserverankerungen ausgelegt, zehn hydrographische Schnitte aufgenommen und auf elf Schnitten ein undulierendes CTD-System (Delphin) geschleppt. Mit dem undulierendem System konnte qualitativ die vertikale Stromscherung erfaßt werden. Ferner wurden drei Driftkörperexperimente zur Untersuchung der horizontalen Vermischung durchgeführt. Anhand dieses Datensatzes werden die wesentlichen Transportprozesse in den oberen 600 m der Wassersäule identifiziert und auf ihre Dynamik hin untersucht. Die zeitliche Variation des Wärmeinhaltes wird auf die beschriebenen Prozesse zurückgeführt.

Die untersuchte Wassersäule wird dazu in vier Schichten, die Deckschicht, die Sprungschicht, die Thermostad und, als Untergrenze der Warmwassersphäre, die Hauptsprungschicht aufgeteilt. Es zeigt sich, daß die zeitliche und räumliche Variation des Wärmeinhaltes der Einzelschichten im wesentlichen durch ihre vertikale Erstreckung bestimmt ist. Daraus folgt, daß die Fluktuationen des Wärmeinhaltes der Einzelschichten wesentlich stärker sind als diejenigen einer Wassersäule mit konstanter Tiefe. Die Variationsraten einer 600 m tiefen Schicht sind um ein bis zwei Größenordnungen höher, als es nach dem Nettowärmegewinn an der Meeresoberfläche zu erwarten ist. Dies legt nahe, daß interne Wärmetransporte den Wärmeinhalt des tropischen Atlantik wesentlich stärker bestimmen, als die Wärmegewinne oder -verluste durch die Meeresoberfläche. Die Intensität der jahreszeitlichen Variation nimmt mit zunehmender Schichtdicke von 300 m auf 600 m nicht ab, sondern sogar zu. Daraus folgt, daß nicht nur die Deckschicht, sondern auch die Thermostad zur Variation des Wärmeinhaltes wesentlich beiträgt.

Zur Untersuchung der Transportprozesse wird der Response des äquatorialen Zirkulationssystems auf das veränderliche Windfeld betrachtet. Durch die Nord-Süd-Verlagerung der Intertropischen Konvergenzzone der Passate nimmt im Untersuchungsgebiet der Südostwind nördlich von 1° N im Februar ab,

erreicht im April ein Minimum und nimmt im Mai wieder zu. Der äquatoriale Ozean reagiert auf das Windminimum durch den Abbau der meridionalen und zonalen Druckgradienten, was wiederum zu einer Abschwächung des Nordäquatorialen Gegenstroms und des Südäquatorialstroms führt. Die Abschwächung des Südäquatorialstroms bringt eine Verringerung der Deckschichttiefe im westlichen Teil des Atlantiks mit sich. Im vorliegenden Untersuchungsgebiet kann damit der minimale Wärmeinhalt der Wassersäule im April durch horizontale Advektion erklärt werden.

Die Deckschichttiefe wird aber nicht nur durch das großräumige Strömungssystem bestimmt, sondern auch durch äquatorialen Auftrieb. Obwohl die Expedition im wesentlichen zu einer Jahreszeit stattfand, in der kein Auftrieb zu erwarten war, wurden Einzelereignisse mit der Dauer von mehreren Tagen beobachtet. Es kann gezeigt werden, daß die Vermischung im Bereich der vertikalen Scherungszone des Äquatorialen Unterstromes nicht ausreicht, um eine Aufwölbung der Untergrenze der Deckschicht während eines Ereignisses zu erklären. Dies ist nur durch vertikale Advektion, den äquatorialen Auftrieb zu verstehen. Die beobachteten Temperaturfluktuationen am Äquator können mit der aus der Winddrift abgeleiteten Massendivergenz korreliert werden, wodurch die Bedeutung des windgetriebenen Auftriebs gezeigt wird.

Die aus der Winddrift resultierenden Massentransporte werden als Ekmantransport und mit Hilfe eines Modells berechnet, bei dem die äquatoriale Singularität des Ekmantransportes durch die Einführung eines Proportionalterms verhindert wird, der die horizontale Reibung simuliert. Der Proportionalitätsfaktor wird aus den Daten durch die Anpassung gemessener und berechneter Massentransporte bestimmt. Eine Kräftebalance, die mit dem erhaltenen Wert abgeleitet wird, zeigt, daß die Corioliskraft auch bei 1° N und 1° S noch zum Kräftegleichgewicht beiträgt. Während der Ekmantransport in dieser Breite wesentlich zu hohe Werte für den Massentransport ergibt, so liegen die mit dem Proportionalansatz bestimmten Werte in einem realistischen Bereich.

Die Speisung der winderzeugten Divergenz in der Deckschicht erfolgt durch eine Konvergenz im oberen Teil des Äquatorialen Unterstroms, der im

wesentlichen in die Sprungschicht fällt. Diese Konvergenz speist ebenfalls eine Divergenz, die im tieferen Teil des Unterstromes und damit in der Thermostad liegt.

Die Konvergenz wird aus der Wärmeerhaltungsgleichung und der gemessenen Temperaturverteilung abgeleitet, da sie in den Strömungsmessungen nicht direkt zu erkennen ist. Dies liegt in der asymmetrischen Lage des äquatorialen Stromsystems begründet, dessen Hauptstromrichtung den Äquator in einem Winkel von 10° - 20° schneidet. Daraus resultieren Projektionen der Hauptstromgeschwindigkeit auf die MeridionalKomponente, die größer sind als diejenigen Geschwindigkeiten, welche den Bewegungen senkrecht zur Hauptstromrichtung zugeordnet werden können.

Der Äquatoriale Unterstrom reagiert mit einer Verstärkung auf das Nachlassen der Passate, bis der zonale Druckgradient abgebaut wird. Dies erfolgt in einem Zeitraum von etwa 20 Tagen, den eine Kelvinwelle benötigt, um vom Beckenrand ins Beobachtungsgebiet zu wandern.

Es wird gezeigt, daß durch asymmetrische turbulente Vermischung eine Trennung des Strom- und Salzgehaltskerns möglich ist, so daß der Salzgehaltskern nicht unbedingt die Lage des Stromkernes anzeigt.

Durch die polwärtigen Zweige von meridionalen Zirkulationszellen wird die horizontale Erstreckung der Thermostad über den Bereich des Unterstromes hinaus bewirkt. Der vertikale Transport in die Thermostad läßt diese nach Osten zunehmen. Dies führt zu zonalen Druckgradienten, die polwärts von einer Strömung zum Äquator hin geostrophisch balanciert werden können. Durch die Konvergenz in etwa 350 bis 400 m Tiefe wird eine Aufwölbung der Isothermen und des unteren Randes der Thermostad, der Hauptsprungschicht, bedingt. Die Ausdehnung und damit der Wärmeinhalt der Thermostad ist folglich durch ein gekoppeltes System gegenläufiger übereinanderliegender Zirkulationszellen zu verstehen. Sie sind in ihrer Intensität an die zonalen Strömungsglieder gekoppelt, da diese mit den meridionalen Druckgradienten mit zunehmendem Abstand vom Äquator geostrophisch balanciert sind. Durch die meridionale Zirkulation wird aber auch einen Einfluß auf die Druckgradienten ausgeübt, so daß mit einer Rückkoppelung zu rechnen ist.

Damit ist die Entstehung der Thermostad nicht mehr durch turbulente, sondern durch advektive Prozesse zu verstehen und somit auch die Existenz der tiefen Unterströme sowohl am Äquator als auch nördlich und südlich davon.

Der nordwärtige Wärmetransport im Rahmen der Zirkulationszellen reicht nicht aus, um den Wärmegewinn des Nordatlantik über den Äquator hinweg zu erklären. Es wird geschlossen, daß der wesentliche Beitrag im Bereich der Randströme erfolgt.

9. Danksagung

Die Grundlage zu dieser Arbeit stellt die 51. "Meteor"-Reise dar. Ich empfinde es als ein besonderes Privileg, daß mir die ozeanographische Auswertung einer der längsten "Meteor"-Reisen möglich gemacht wurde. Es ist selbstverständlich, daß zum Gelingen dieser Reise ein weiter Personenkreis beigetragen hat, dem ich zu herzlichen Dank verpflichtet bin, ohne daß jeder im einzelnen genannt werden könnte.

Darüberhinaus gilt mein Dank meinem Doktorvater, Dr. J. Willebrand, der mich in langen, unermüdlichen Diskussionen geleitet hat. Prof. Dr. W. Krauß möchte ich sowohl für seine Tätigkeit als Korreferent als auch als Sprecher des SFB 133 danken, dessen materielle Unterstützung mir den Abschluß dieser Arbeit ermöglichte.

Besonders verbunden fühle ich mich Dr. J. Meincke, der mir als Projektleiter die Grundlage vermittelte, in diesem Projekt nicht nur mitzuwirken, sondern mir auch die größte Freiheit zugestand, meine Ideen zu verwirklichen, wobei er mir stets mit kollegialer Unterstützung zur Seite stand.

Nennen möchte ich auch Chr. Brockmann, der entscheidenden Anteil an der Vorbereitung und der Durchführung der Reise hatte und A. Sy, der einen erheblichen Teil der Datenverarbeitung durchführte.

Mein Dank gilt H.-J. Isemer für die Bereitstellung der Bunker'schen Daten, H.-J. Panitz für die Aufbereitung der meteorologischen Bojenmessungen und C. Wübber für die Berechnung der Eigenfunktionen.

Frau Schuster danke ich recht herzlich für ihre Mühen bei der Erstellung eines formvollendeten Manuskripts.

Bei Frau Petersen und A. Eisele möchte ich mich für die Ausführung der graphischen Arbeiten bedanken. Frau Mempel danke ich für die Herstellung der photographischen Reproduktionen und Frau Trier für die Unterstützung bei der Datenverarbeitung.

Eine besondere Unterstützung erfuhr ich durch die wissenschaftliche Hilfskraft G. Rohardt, der mir von Beginn der Reise an bei den unterschiedlichsten Arbeiten mit unermüdlichem Einsatz zur Seite stand.

Danken möchte ich auch Kapitän Feldmann und seiner Besatzung für den Einsatz auf See und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für ihre Förderung, ohne welche diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Schließlich möchte ich mich bei meiner Frau Karin bedanken, die mit Geduld ertragen hat, daß ich bei der Konzentration auf mein Ziel vieles andere vergessen habe.

10. Literatur

- ARTHUR, R.S. (1960) A Review of the Calculation of Ocean Currents at the Equator.
Deep-Sea Res., 6, 287-297.
- BAUERFEIND, E., C. BROCKMANN, E. FAHRBACH, J. MEINCKE, G. ROHARDT & A. SY.
A Compendium of the Oceanographic Data Measured during "FGGE-Equator '79"-Cruise of R.V. "Meteor".
In Vorbereitung.
- BROECKER, W.S., T.-H. PENG & M. STUIVER (1978) An Estimate of Upwelling Rate in the Equatorial Atlantic Based on the Distribution of Bomb Radiocarbon.
J. Geophys. Res., 83(C12), 6179-6186.
- BRYAN, K. (1962) Measurements of Meridional Heat Transport by Ocean Currents.
J. Geophys. Res., 67(9), 3403-3414.
- BRYAN, K. and L.J. LEWIS (1979) A Water Mass Model of the World Ocean.
J. Geophys. Res. 84(C5), 2503-2517.
- BRYDEN, H. & M.M. HALL (1980) Heat Transport by Currents Across 25° N Latitude in the Atlantic Ocean.
Science, 207, 884-886.
- BUBNOV, V.A. & V.D. EGORIKHIN (1980) Study of Water Circulation in the Tropical Atlantic.
Deep-Sea Res., 26(Supplement II), 125-136.
- BUNKER, A. (1976) Computations of Surface Energy Flux and Annual Air-Sea Interaction Cycles of the North Atlantic Ocean.
Monthly Weather Review, 104, 1122-1140.
- BUROV, V.A. (1980) General Circulation of the World Ocean.
Gidrometeoizdat, 253 pp.
- BUSALACCHI, A.J. (1982) Linear, Wind-driven Variability of the Tropical Pacific and Atlantic Oceans.
MASIG-Technical Report, Florida State University, Tallahassee, Florida, 138 pp.
- CANE, M.A. (1979a) The Response of an Equatorial Ocean to Simple Wind Stress Patterns: I. Model Formulation and Analytical Results.
J. Mar. Res., 37(2), 233-252.
- CANE, M.A. (1979b) The Response of an Equatorial Ocean to Simple Wind Stress Patterns: II. Numerical Results.
J. Mar. Res., 37(2), 253-299.

- CANE, M.A. & E.S. SARACHIK (1976) Forced Baroclinic Ocean Motions. I. The Linear Equatorial Unbounded Case.
J. Mar. Res. 34(4), 629-665.
- CANE, M.A. & E.S. SARACHIK (1977) Forced Baroclinic Ocean Motions. II. The Linear Equatorial Bounded Case.
J. Mar. Res., 35(2), 395-432.
- CANE, M.A. & E.S. SARACHIK (1979) Forced Baroclinic Ocean Motions. III. The Linear Equatorial Basin Case.
J. Mar. Res., 37(2), 355-398.
- CANE, M.A. & E.S. SARACHIK (1981a) The Response of a Linear Equatorial Ocean to Periodic Forcing.
J. Mar. Res., 39(4), 651-693.
- CANE, M.A. & E.S. SARACHIK (1981b) Linear Baroclinic Response of Equatorial Oceans to Periodic Forcing.
Recent Progress in Equatorial Oceanography: A Report of the Final Meeting of SCOR WG 47 in Venice, Italy, April 27-30, 1981, 365-371.
- CHARNEY, J.G. (1960) Non-Linear Theory of a Wind-Driven Homogeneous Layer near the Equator.
Deep-Sea Res., 6, 303-310.
- CHARNEY, J.G. & S.L. SPIEGEL (1971) Structure of Wind-Driven Equatorial Currents in Homogeneous Oceans.
J. Phys. Oceanogr., 1(3), 149-160.
- COCHRANE, J.D., F.J. KELLY jr. & C.R. OLLING (1979) Subthermocline Countercurrents in the Western Equatorial Atlantic Ocean.
J. Phys. Oceanogr., 9, 724-738.
- CRAWFORD, W.R. (1982) Pacific Equatorial Turbulence.
J. Phys. Oceanogr., 12(10), 1137-1149.
- CRAWFORD, W.R. & T.R. OSBORN (1980a) Microstructure Measurements in the Atlantic Equatorial Undercurrent during GATE.
Deep-Sea Res., 26(Supplement II), 285-308.
- CRAWFORD, W.R. & T.R. OSBORN (1980b) Energetics of the Atlantic Equatorial Undercurrent.
Deep-Sea Res., 26(Supplement II), 309-323.
- CROMWELL, T. (1953) Circulation in a Meridional Plane in the Central Equatorial Pacific.
J. Mar. Res., 12(2), 196-213.
- CROMWELL, T., R.B. MONTGOMERY & E.D. STROUP (1954) Equatorial Undercurrent in the Pacific Ocean Revealed by New Methods.
Science, 119, 648-649.

- CSANADY, G.T. (1973) Turbulent Diffusion in the Environment.
Dordrecht: Reidel, 248 pp.
- DEFANT, A. (1936) Die Troposphäre. Deutsche Atlantische Exped. "Meteor"
1925-1927.
Wiss. Erg., Bd. VI, Teil 1(3), 289-411.
- DIETRICH, G., K. KALLE, W. KRAUSS & G. SIEDLER (1975). Allgemeine
Meereskunde.
Gebr. Borntraeger, Berlin, Stuttgart, 593 pp.
- DÜING, W., Ph. HISARD, E. KATZ, J. KNAUSS, J. MEINCKE, L. MILLER,
K. MOROSHKIN, G. PHILANDER, A. RYBNIKOV, K. VOIGT & R. WEISBERG
(1975) Meanders and Long Waves in the Equatorial Atlantic.
Nature, 257(5524), 280-284.
- DÜING, W., F. OSTAPOFF & J. MERLE (Eds.) (1980) Physical Oceanography of
the Tropical Atlantic.
GATE 1974, University of Miami, Miami, Florida, 117 pp.
- EKMAN, F.W. (1905) On the Influence of the Earth's Rotation on Ocean
Currents.
Arkiv f. Matem., Astr. o. Fysik, Bd. 2, No. 11, 53 pp.
- ELLISON, T.H. & J.S. TURNER (1960) Mixing of Dense Fluid in a Turbulent
Pipe Flow. Part 2. Dependence of Transfer Coefficients on Local
Stability.
J. Fluid Mech., 8, 529-544.
- FLOHN, H. (1971) Tropical Circulation Pattern.
Bonner Meteorologische Abhandlungen, Heft 15, 55 pp.
- GARZOLI, S.L., E.J. KATZ, H.-J. PANITZ & P. SPETH (1982) In Situ Wind
Measurements in the Equatorial Atlantic during 1979.
Oceanologica Acta, 5(3), 281-288.
- HALL, M.M. & H. BRYDEN (1982) Direct Estimates and Mechanisms of Ocean
Heat Transport.
Deep-Sea Res., 29(3A), 339-359.
- HALLOCK, Z. (1980) On Wind-Excited Equatorially Trapped Waves in the
Presence of Mean Currents.
Deep-Sea Research, 26 (Supplement II), 261-284.
- HALPERN, D. (1980a) A Pacific Equatorial Temperature Section from 172° E
to 110° W during Winter and Spring 1979.
Deep-Sea Res., 27A, 931-940.
- HALPERN, D. (1980b) Vertical Motion at the Equator in the Eastern Pacific.
(Abstract).
EOS, 61, 998.
- HANN-SÜRING (1951) Lehrbuch der Meteorologie II.
S. HIRZEL, Leipzig, p.614.

- HASTENRATH, S. (1980) Heat Budget of Tropical Ocean and Atmosphere.
J. Phys. Oceanogr., 10, 159-170.
- HASTENRATH, S. (1982) On Meridional Heat Transports in the World Ocean.
J. Phys. Oceanogr. 12(8), 922-927.
- HASTENRATH, S. & LAMB (1977) Climatic Atlas of the Tropical Atlantic and Eastern Pacific Oceans.
Univ. of Wisconsin Press, Madison, 112 pp.
- HASTENRATH, S. & P. LAMB (1978) Heat Budget Atlas of the Tropical Atlantic and Eastern Pacific Oceans.
Univ. of Wisconsin Press, Madison, 104 pages.
- HAYES, S.P. (1982) A Comparison of Geostrophic and Measured Velocities in the Equatorial Undercurrent.
J. Mar. Res., 40(Supplement), 219-229.
- HELM, R., H.-U. LASS & M. STURM (1980) Some Peculiarities of the Atlantic Equatorial Undercurrent Core Structure and its Variation in Time and Space.
Deep-Sea Res., 26(Supplement II), 249-259.
- HISARD, Ph. (1980) Observation de Réponses de Type "El Nino" dans l'Atlantique Tropical Oriental Golfe de Guinée.
Oceanologica Acta, 3, 69-78.
- HISARD, Ph. (1982a) Le Développement des Recherches et de Connaissances Oceanographiques dans l'Atlantique Tropical Oriental (Golfe de Guinée).
Lecture given at Brest of the Journée Golfe de Guinée Conference.
- HISARD, Ph. (1982b) Variabilité interannuelle dans l'Atlantique tropical oriental (Golfe de Guinée): Anomalies des circulations atmosphérique et océanique observées en 1978 et 1979, durant l'Expérience Mondiale de Météorologie.
Lecture given at Brest at the Journées Golfe de Guinée Conference.
- HISARD, Ph. & P. RUAL (1970) Courant équatorial intermédiaire de l'océan Pacifique et contre-courants adjacents.
Cah. ORSTOM, sér. Océanogr., 8, 21-45.
- HISARD, Ph. & J. MERLE (1980) Onset of Summer Surface Cooling in the Gulf of Guinea during GATE.
Deep-Sea Res., 26(Supplement II), 325-341.
- JANKE, J. (1920) Strömungen und Oberflächentemperaturen im Golfe von Guinea.
Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte, XXXVIII(6), 68 pp.
- JONES, J.H. (1973) Vertical Mixing in the Equatorial Undercurrent.
J. Phys. Oceanogr., 3, 286-296.

- JUNG, C.H. (1952) Note on the Meridional Transport of Energy by the Oceans.
J. Mar. Res., 11, 139-146.
- KATZ, E.J. (1981) Dynamic Topography of the Sea Surface in Equatorial Atlantic.
J. Mar. Res., 39, 53-63.
- KATZ, E.J., COLLABORATORS (1977) Zonal Pressure Gradient along the Equatorial Atlantic.
J. Mar. Res., 35(2), 293-307.
- KATZ, E.J., J.G. BRUCE & B.D. PETRIE (1980) Salt and Mass Flux in the Atlantic Equatorial Undercurrent.
Deep-Sea Res., 26(Supplement II), 137-160.
- KATZ, E.J., R.L. MOLINARI, D.E. CARTWRIGHT, Ph. HISARD, H.-U. LASS & A. DE MESQUITA (1981) The Seasonal Transport of the Equatorial Undercurrent in the Western Atlantic (during the Global Weather Experiment).
Oceanological Acta, 4(4), 445-450.
- KATZ, E.J. & S. GARZOLI (1982) Response of the Western Equatorial Atlantic Ocean to an Annual Wind Cycle.
J. Mar. Res., 40(Supplement), 307-327.
- KNOLL, M., W. ZENK & E. BAUER (1982) Some XBT-Observations on the Thermal Structure of the Warmwassersphäre in Equatorial and Lower Latitudes of the Eastern Atlantic.
Dt. Hydrogr. Z., 35, 73-81.
- KOLESNIKOV, A.G. & N.Z. CHYLSTOV (1970) Resultate zehnjähriger Untersuchungen des Strömungssystems im Tropischen Atlantik (1959-1969).
Morskije Gidrofiziceskie issledovanija, 1(47), 273-289.
- KOLESNIKOV, A.G., S.G. BOGUSLAVSKIY, G.N. KUKLIN, V.A. SHIREY & V.G. KIRYUKLIN (1971) Lomonosov Current in the Gulf of Guinea.
Okeanologija, 11, 374-379.
- KRAUSS, W. & Ch. WÜBBER (1982) A Detailed Description of a Semispectral Model on the β -Plane.
Ber. Inst. Meeresk., 104, 79 pp.
- KRÜMMEL, O. (1877) Die Äquatorialen Meeresströmungen des Atlantischen Oceans und das allgemeine System der Meerescirculation.
Duncker und Humboldt, Leipzig, 52 pp.
- LAMB, P.J. (1981) Estimate of Annual Variation of Atlantic Ocean Heat Transport.
Nature, 290(5809), 766-768.
- LAMB, P.J. & A.F. BUNKER (1982) The Annual March of the Heat Budget of the North and Tropical Atlantic Oceans.
J. Phys. Oceanogr. 12(12), 1388-1410.

- LASS, H.U., V. BUBNOV, J.M. HUTHNANCE, E.J. KATZ, J. MEINCKE, A. DE MESQUITA, F. OSTAPOFF & B. VOITURIEZ (1983) Seasonal Changes of the Zonal Pressure Gradient in the Equatorial Atlantic during the FGGE Year.
Oceanologica Acta, 6(1), 3-11.
- LEVITUS, S. & A.H. OORT (1977) Global Analysis of Oceanographic Data.
Bull. Amer. Met. Soc., 58, 1270-1284.
- MATTHÄUS, W. (1969) Zur Entdeckungsgeschichte des Äquatorialen Unterstroms im Atlantischen Ozean.
Beiträge zur Meereskunde, 23, 37-70.
- MCCREARY, J. (1981) A Linear Stratified Ocean Model of the Equatorial Undercurrent.
Phil. Trans. Roy. Soc. London, 298(1444), 603-635.
- MCCREARY, J.P., jr., D.W. MOORE & J.M. WITTE (Eds.) (1981) Recent Progress in Equatorial Oceanography: A Report of the Final Meeting of SCOR Working Group 47 in Venice, Italy, April 27-30, Nova/N.Y.I.T. University Press, Dania, Florida, 466 pp.
- MERLE, J. (1978) Atlas hydrologique saisonnier de l'Océan Atlantique inter-tropical.
Travaux et Documents ORSTOM, 82, 184 pp.
- MERLE, J. (1980) Seasonal Heat Budget in the Equatorial Atlantic Ocean.
J. Phys. Oceanogr., 10(3), 464-469.
- MERLE, J., M. FIEUX & Ph. HISARD (1980) Annual Signal and Interannual Anomalies of Sea Surface Temperature in the Eastern Equatorial Atlantic Ocean.
Deep-Sea Res., 26(Supplement II), 77-101.
- METCALF, W.G. & M.C. STALCUP (1967) Origin of the Atlantic Equatorial Undercurrent.
J. Geophys. Res., 72(20), 4959-4975.
- MODEL, F. (1950) Die Warmwasserheizung Europas.
Ber. deut. Wetterdienstes, 12, 51-60.
- MOLINARI, R. & A.D. KIRWAN, jr. (1975) Calculations of Differential Kinematic Properties from Lagrangian Observations in the Western Caribbean Sea.
J. Phys. Oceanogr., 5, 483-491.
- MOLINARI, R.L., B. VOITURIEZ & P. DUNCAN (1981) Observations the Equatorial South Atlantic Ocean: 1978-1980.
Oceanologica Acta, 4(4), 451-456.

- MOLINARI, R. L., E. KATZ, E. FAHRBACH, H.-U. LASS & B. VOITURIEZ (1983) Near Surface Temperature Observations obtained in the Equatorial Atlantic Ocean during FGGE (1979).
Proceedings of the May 1982 Liège Colloquium on Ocean Hydrodynamics. (Im Druck).
- MONIN A.S. & A.M. YAGLOM (1971) Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence, Vol. 1.
The MIT Press Cambridge, Massachusetts, and London, 769 pp.
- MONTGOMERY; R.B. (1974) Comments on "Seasonal Variability of the Florida Current" by Niller and Richardson.
J. Mar. Res., 32(3), 533-535.
- MOORE, D. (1968) Planetary-gravity Waves in an Equatorial Ocean.
Ph.D. thesis, Harvard University, Cambridge, Mass.
- MOORE, D. & S.G.H. PHILANDER (1977) Modeling of the Tropical Ocean Circulation.
The Sea, VI, 319-361.
- NIILER, P.P. & W.S. RICHARDSON (1973) Seasonal Variability of the Florida Current.
J. Mar. Res. 31(3), 144-167.
- NIILER, P. & J. STEVENSON (1982) The Heat Budget of Tropical Ocean Warm-Water Pools.
J. Mar. Res., 40(Supplement), 465-480.
- OKUBO, A. (1971) Oceanic Diffusion Diagrams.
Deep-Sea Res., 18, 789-802.
- OKUBO, A. & C.C. EBBESMEYER (1976) Determination of Vorticity, Divergence and Deformation Rates from Analysis of Drogue Observations.
Deep-Sea Res., 23, 349-352.
- OORT, A.H. & T.H. VONDER HAAR (1976) On the Observed Annual Cycle in the Ocean-Atmosphere Heat Balance Over the Northern Hemisphere.
J. Phys. Oceanogr., 6(6), 781-800.
- PHILANDER, S.G.H. (1973a) The Equatorial Thermocline.
Deep-Sea Res., 20, 69-86.
- PHILANDER, S.G.H. (1973b) Equatorial Undercurrent: Measurements and Theories.
Reviews of Geophysics and Space Physics, 11(3), 513-570.
- PHILANDER, S.G.H. (1976) Instabilities of Equatorial Currents.
J. Geophys. Res., 81(21), 3725-3735.
- PHILANDER, S.G.H. (1978a) Instabilities of Zonal Equatorial Currents, 2.
J. Geophys. Res., 83(C7), 3679-3682.

- PHILANDER, S.G.H. (1978b) Instabilities of Equatorial Currents. In Review Papers of Equatorial Oceanography, FINE Workshop Proceedings, Nova/N.Y.I.T. University Press, Dania, Florida, 12 pp.
- PHILANDER, S.G.H. (1981) The Response of Equatorial Oceans to a Relaxation of the Trade Winds.
J. Phys. Oceanogr., 11, 176-189.
- PHILANDER, S.G.H. & W. DÜING (1980) The Oceanic Circulation of the Tropical Atlantic, and its Variability, as Observed during GATE.
Deep-Sea Res., 26(Supplement II), 1-27.
- PHILANDER, S.G.H. & R.C. PACANOWSKI (1980) The Generation of Equatorial Currents.
J. Geophys. Res., 85(C2), 1123-1136.
- PHILANDER, S.G.H. & R.C. PACANOWSKI (1981a) Response of Equatorial Oceans to Periodic Forcing.
J. Geophys. Res., 86(C3), 1903-1916.
- PHILANDER, S.G.H. & R.C. PACANOWSKI (1981b) The Oceanic Response to Cross-Equatorial Winds (with Application to Coastal Upwelling in Low Latitudes).
Tellus, 33, 201-210.
- POND, S. & G.L. PICKARD (1978) Introductory Dynamic Oceanography.
Pergamon Press, 241 pp.
- RINKEL, M.O. (1969) Some Features of Relationship between the Atlantic Equatorial Undercurrent and its Associated Salinity Core. Proceedings of the Symposium on the Oceanography and Fisheries Resources of the Tropical Atlantic, Abidjan, Ivory Coast, 20-28 October 1966, UNESCO, Paris, 193-212.
- ROBINSON, A.R. (1960) The General Thermal Circulation in Equatorial Regions.
Deep-Sea Res., 6, 311-317.
- ROEMMICH, D. (1980) Estimation of Meridional Heat Flux in the North Atlantic by Inverse Methods.
J. Phys. Oceanogr., 10, 1972-1983.
- SAUCIER, W.Y. (1955) Principles of Meteorological Analysis.
The University of Chicago Press, 438 pp.
- SCHOPF, P.S. (1980) The Role of Ekman Flow and Planetary Waves in the Oceanic Cross-Equatorial Heat Transport.
J. Phys. Oceanogr., 10, 330-341.
- SCHOTT, G. (1902) Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Tiefsee-Expedition auf dem Dampfer "Valdivia" 1898-1899. I. Oceanographie und maritime Meteorologie.
G. Fischer Verlag, Jena, 403 pp.

- SCHOTT, G. (1942) Geographie des Atlantischen Ozeans.
C. Boysen Verlag, Hamburg, 438 pp.
- SIEDLER, G. (1980) Wärme- und Impulstransport im oberflächennahen Ozean.
Ann. der Meteorologie (neue Folge), Nr. 15, 114-120.
- SPETH, P. & H.-J. PANITZ (1983) The Variability of Local Winds at 22° W and their Influence on the Oceanic System at the Equator in the Atlantic during FGGE.
Proceedings of the May 1982 Liège Colloquium on Ocean Hydrodynamics.
(Im Druck).
- STOMMEL, H. (1960) Wind-Drift near the Equator.
Deep-Sea Res., 6, 298-302.
- STOMMEL, H. (1980a) Asymmetry of Interoceanic Freshwater and Heat Fluxes.
Proc. Nat. Acad. Sci., 77, 2377-2381.
- STOMMEL, H. (1980b) How the Ratio of Meridional Flux of Freshwater to Flux of Heat Fixes the Latitude Where Low Salinity Intermediate Water Sinks.
Tellus, 32, 562-566.
- STOMMEL, H.M. & G.T. CSANADY (1980) A Relation Between the T-S Curve and Global Heat and Atmospheric Water Transports.
J. Geophys. Res., 85(C1), 495-501.
- SVERDRUP, H.U. (1947) Wind-Driven Currents in a Baroclinic Ocean; With Application to the Equatorial Currents of the Eastern Pacific.
Proceedings of the National Academy of Sciences, 33(11), 318-326.
- SVERDRUP, H.U., M.W. JOHNSON & R.H. FLEMING (1942) The Oceans.
Prentice-Hall, Inc. Eaglewood Cliffs, N.Y., 1087 pp.
- SY, A. & J. MEINCKE (1981) A Comparison of Hydrographic Features in the Equatorial Atlantic During FGGE Using a Conventional CTD and a Towed System.
Recent Progress in Equatorial Oceanography: A Report of the Final Meeting of SCOR WG 47 in Venice, Italy, April 27-30, 1981, 55-60.
- TAUBENHEIM, J. (1969) Statistische Auswertung Geophysikalischer und Meteorologischer Daten.
Geophysikalische Monographien, Band 5, Geest und Portig KG, Leipzig, 386 pp.
- TSUCHIYA, M. (1981) The Origin of the Pacific Equatorial 13° C Water.
J. Phys. Oceanogr., 11(6), 794-812.
- VERONIS, G. (1960) An Approximate Theoretical Analysis of the Equatorial Undercurrent.
Deep-Sea Res., 6, 318-327.
- VOIGT, K. (1961) Äquatoriale Unterströmung auch im Atlantik.
Beitr. Meeresk., 1, 51-60.

- VONDER HAAR, T.H. & A.H. OORT (1973) New Estimate of Annual Poleward Energy Transport by Northern Hemisphere Oceans. J. Phys. Oceanogr., 3(2), 169-172.
- VONDER HAAR, T.H. & Y.S. ELLIS (1974) Atlas of Radiation Budget Measurements from Satellites (1962-1970). Atmospheric Science Paper 231. Dept. of Atmospheric Science, Colorado State University, Fort Collins, Colorado, 180 pp.
- VOITURIEZ, B. (1981) Les Sous-Courants Équatoriaux Nord et Sud et la Formation des Dômes Thermiques Tropicaux. Oceanologica Acta, 4(4), 497-506.
- WYRTKI, K. (1981) An Estimate of Equatorial Upwelling in the Pacific. J. Phys. Oceanogr., 11(9), 1205-1214.
- WYRTKI, K. & G. ELDIN (1982) Equatorial Upwelling Events in the Central Pacific. J. Phys. Oceanogr., 12(9), 984-988.
- YOSHIDA, K. (1959) A Theory of the Cromwell Current (the Equatorial Undercurrent) and of the Equatorial Upwelling - An Interpretation in a Similarity to a Coastal Circulation. J. Oceanogr. Soc. Jap., 15(4), 159-170.
- YOSHIDA, K., H.L. MAO & P.L. HERRER (1953) Circulation in the Upper Mixed Layer of the Equatorial North Pacific. J. Mar. Res. 12 (1), 99-120.

ANHANG A

Die Auswertung der Driftexperimente

Bei der Auswertung der Driftexperimente erfolgte die Trennung zwischen der Dispersion durch Scherung des mittleren Feldes und durch subskalige Prozesse, die mit Austauschkoefizienten zu parametrisieren sind, nach einer Methode, die etwa gleichzeitig von MOLINARI und KIRWAN (1975) und OKUBO und EBBESMEYER (1976) veröffentlicht wurde. Man geht dabei von der Annahme aus, daß der mittlere Strom linear über die Driftkörpergruppe variiert. Der mittleren Bewegung des Schwerpunktes der Driftergruppe \bar{u}, \bar{v} sind die Fluktuationen u', v' überlagert. Es seien

$$x_i(k), y_i(k) \quad i = 1, 2, \dots, n$$

$$u_i(k), v_i(k) \quad k = 1, 2, \dots, m$$

Koordinaten und Geschwindigkeitskomponenten der n Driftkörper für m Vermessungen der Gruppe in einem Koordinatensystem, dessen Ursprung der Schwerpunkt der Gruppe darstellt. Diese Werte sind aus den Messungen bekannt.

Im Schwerpunktkoordinatensystem gelten die Gleichungen:

$$u_i(k) = \frac{\partial \bar{u}(k)}{\partial x} x_i(k) + \frac{\partial \bar{u}(k)}{\partial y} y_i(k) + u_i'(k) \quad (\text{A.1})$$

$$v_i(k) = \frac{\partial \bar{v}(k)}{\partial x} x_i(k) + \frac{\partial \bar{v}(k)}{\partial y} y_i(k) + v_i'(k) \quad (\text{A.2})$$

$u_i'(k), v_i'(k)$ sind lokalen Abweichungen der Bewegungskomponenten vom linearen mittleren Strom, die sowohl durch subskalige Bewegungen als auch durch Meßfehler bedingt sein können. Wenn mehr als drei Drifter vorhanden sind, können für jeden Beobachtungszeitpunkt die horizontalen Ableitungen

so bestimmt werden, daß die Summe dieser Beiträge ein Minimum ergibt. Das entspricht der Forderung, die Dispersion der Drifter so weit wie möglich durch die Scherungen des mittleren Stromes zu erklären. Dazu müssen

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n u_i'^2(k)} \quad \sigma_v = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n v_i'^2(k)}$$

minimal werden.

Damit werden neben Zeitreihen der horizontalen Ableitungen des mittleren Stromes Zeitreihen der mittleren Energie der Fluktuationen ($\sigma_u^2/2$, $\sigma_v^2/2$) bestimmt. Da der mittlere Strom mit dieser Methode nur durch seine größere Raumskala von den Fluktuationen getrennt wird, kann er zeitlich beliebig fluktuieren. Dies widerspricht der Natur, wo größere Raumskalen an größere Zeitskalen gekoppelt sind. Daher wurden die Zeitreihen der Gradienten gemittelt und mit diesen Werten die Fluktuationsgrößen $\hat{\sigma}_u$ und $\hat{\sigma}_v$ neu bestimmt.

Faßt man die Standardabweichung der Driftkörper um den Schwerpunkt (σ_x , σ_y) als Vermischungslänge auf, so lassen sich nach OKUBO und EBBESMEYER (1976) horizontale Austauschkoeffizienten bestimmen.

$$K_x = 0.1 \hat{\sigma}_u \sigma_x \quad K_y = 0.1 \hat{\sigma}_v \sigma_y$$

Die Fehler der berechneten Austauschkoeffizienten sind durch die Ablesegenauigkeit des Radars und den Zeitfehler gegeben. Der Zeitfehler ist mit etwa 30 sec bei einem Meßintervall von 30 min zu vernachlässigen. Die Ablesegenauigkeit wird durch die Entfernungsablesung und durch die Winkelablesung bestimmt. Bei großer Entfernung der Bojen führt schon ein kleiner Winkelfehler zu erheblichen Ortsungenauigkeiten. Zur Abschätzung des Fehlers wurde von einem Ortsfehler von ± 200 m ausgegangen. Dieser Fehler ist durch die angewendete Methode als Beitrag zu den Fluktuationsgeschwindigkeiten in $\hat{\sigma}_u$ und $\hat{\sigma}_v$ enthalten. Da die Fehler und die turbulente Bewegung aber statistisch unabhängig sind, lassen sie sich trennen. Aus einem Ortsfehler von ± 200 m erfolgt für ein Meßintervall von 30 min ein Geschwindigkeitsfehler von 15 cm/s. Der Fehler des Mittelwerts aus etwa 80 Einzelmessungen pro Driftexperiment liegt bei 2 cm/s. Dieser Fehler wirkt

sich einseitig als Vergrößerung der Austauschkoeffizienten aus und wird deshalb von $\hat{\sigma}_u$ und $\hat{\sigma}_v$ abgezogen. Der Fehler von σ_x und σ_y liegt bei wenigen Prozent und kann gegen den Fehler von $\hat{\sigma}_u$ und $\hat{\sigma}_v$ vernachlässigt werden.

Die Mittelwerte der berechneten Austauschkoeffizienten sind in Abbildung A.1. in Abhängigkeit der Horizontalskala aufgetragen. Als Horizontalskala wird $2\sigma_x$ bzw. $2\sigma_y$ angenommen. Zur Berechnung der Konfidenzgrenzen wurde die Anzahl der unabhängigen Meßwerte über die Autokorrelationsfunktion bestimmt (TAUBENHEIM, 1969).

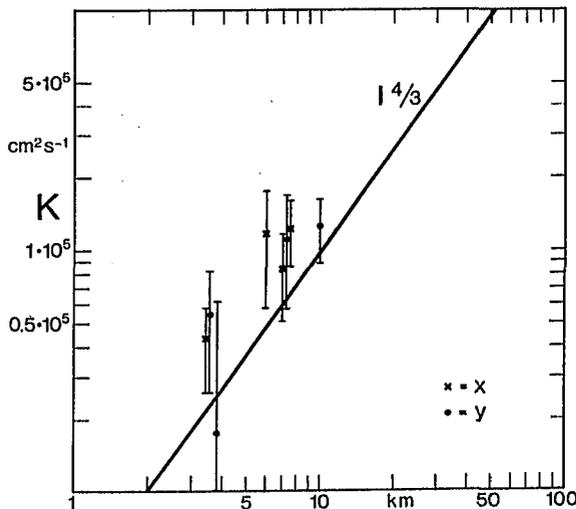


Abb. A.1. Horizontale Vermischungskoeffizienten, die aus der Dispersion von Driftkörpergruppen bestimmt wurden. Die angegebenen Schwankungsbreiten stellen 95 % Konfidenzintervalle der Mittelwerte dar, die aus den Streuungen berechnet wurden. Die Linie gibt eine von OKUBO (1971) gegebene durch Meßwerte bestätigte Abhängigkeit wieder.

Eine Methode zur Bestimmung der horizontalen Divergenz von Strömungen ohne horizontale Vermischung wurde 1955 von SAUCIER beschrieben. Er geht davon aus, daß sich eine durch Teilchen definierte Fläche im Falle einer Divergenz vergrößert. Aus einer geometrischen Überlegung ergibt sich für die Fläche A:

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (\text{A.3})$$

Da horizontale Turbulenz ebenfalls zur Vergrößerung der Fläche beiträgt, ist diese Formel nur für den Fall verschwindender horizontaler Turbulenz gültig.

Sind horizontale Austauschkoeffizienten bekannt, so kann die Vergrößerung der Fläche S, die ausschließlich durch horizontale Vermischung erfolgt, berechnet werden. Die Fläche S sei als Ellipse aus den Standardabweichungen der Teilchenverteilung beschrieben:

$$S = \pi \sigma_x \sigma_y \quad (\text{A.4})$$

So gilt:

$$\frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = \frac{1}{\sigma_x} \frac{d\sigma_x}{dt} + \frac{1}{\sigma_y} \frac{d\sigma_y}{dt} \quad (\text{A.5})$$

Nach der Turbulenztheorie (z.B. CSANADY, 1973) können Austauschkoeffizienten wie folgt definiert werden:

$$K_x = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_x^2}{dt} \quad K_y = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_y^2}{dt} \quad (\text{A.6})$$

Damit ergibt sich aus den Gleichungen (A.5) und (A.6) für den Flächenzuwachs durch horizontale Turbulenz:

$$\frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = \frac{K_x}{\sigma_x^2} + \frac{K_y}{\sigma_y^2} \quad (\text{A.7})$$

Gleichung (A.3.) läßt sich zur Berücksichtigung der Wirkung horizontaler Turbulenz erweitern:

$$\frac{1}{F_0} \frac{dF}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{K_x}{\sigma_x^2} + \frac{K_y}{\sigma_y^2} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} + \frac{K_x}{\sigma_x^2} + \frac{K_y}{\sigma_y^2} \quad (\text{A.8})$$

mit $dF = dA + dS$ und $F_0 = A_0 = S_0$.

Um eine optimale Beschreibung der Fläche zu erreichen, über welche die Drifter verteilt sind, wurde eine Hauptachsentransformation durchgeführt. Dabei wird ein neues Koordinatensystem gesucht, dessen Achsen so liegen, daß die Kovarianz σ'_{xy} der Driftkörperkoordinaten im gedrehten System gleich Null ist. Daraus folgt, daß die längere neue Achse in Richtung der maximalen Streuung der Drifter liegt. Aus den Streuungen im transformierten System wird die Fläche einer Ellipse bestimmt.

$$F' = \pi \sigma'_x \sigma'_y$$

Die so definierten Ellipsen sind in Abbildung A.2 für vier Zeitpunkte während des CIPREA-Experiments dargestellt.

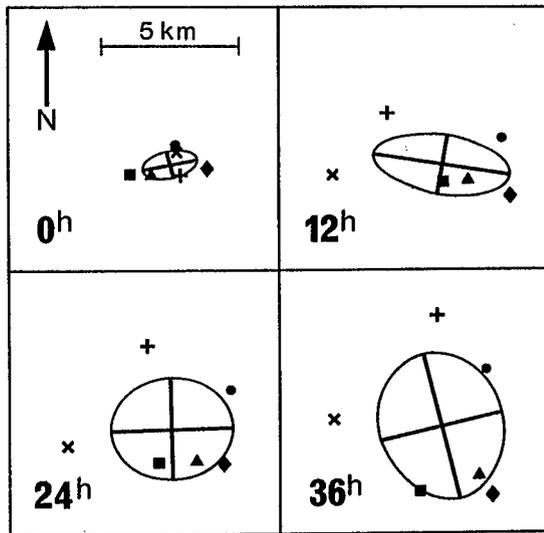


Abb. A.2. Die Verteilung der Driftkörper während des CIPREA-Experiments und die Lage der Ellipsen, die durch eine Hauptachsentransformation bestimmt wurden.

Für eine kurze Zeitreihe, während der sich die Streuungen und die Austauschkoeffizienten nur geringfügig ändern, läßt sich die Fläche als

$$F' = F'_0 \exp \left(\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{K_x}{\sigma_x^2} + \frac{K_y}{\sigma_y^2} \right) t \right) \quad (\text{A.9})$$

beschreiben. Deshalb wurde zur Glättung der Meßwerte eine Exponentialfunktion $F' = F'_0 \exp(bt)$ an die Flächenkurven angepaßt (Abb. A.3.).

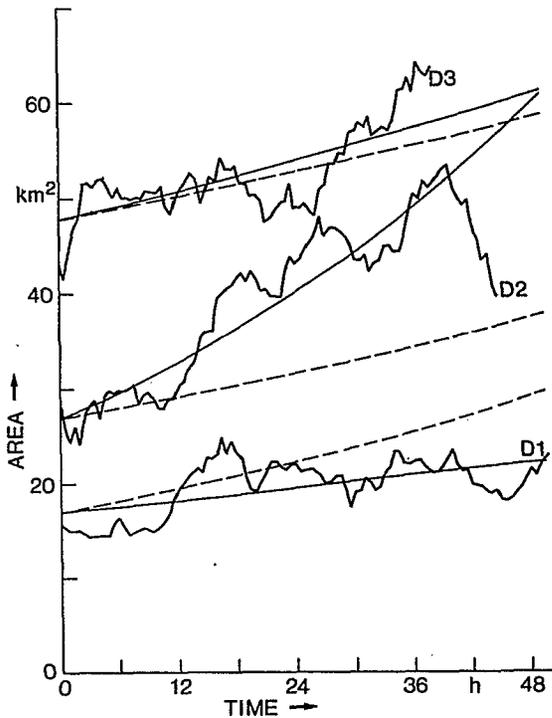


Abb. 11.3. Die Darstellung der Flächenvergrößerung während der drei Driftkörperexperimente D1, D2, D3. Die Exponentialanpassung der Gesamtkurve ist durchgezogen eingezeichnet, diejenige, die nur aus der horizontalen Vermischung berechnet wurde, ist gestrichelt dargestellt.

Die Austauschkoeffizienten sind aus dem Vorhergehenden bekannt. Die Divergenz läßt sich somit als

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = b - \frac{K_x}{\sigma_x^2} - \frac{K_y}{\sigma_y^2} \quad (\text{A.10})$$

bestimmen. Zur Überprüfung der Signifikanz dieser Rechnung wurde die Vergrößerung der Fläche, die ausschließlich durch Vermischung zu begründen wäre, berechnet und ebenfalls in Abb. A.3 eingetragen. Liegt der beobachtete Verlauf außerhalb dieser Kurve, so reicht die Vermischung zur Erklärung nicht aus und es kann auf eine signifikant von Null verschiedene Divergenz geschlossen werden.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin begründet, daß die Divergenz nicht als Differenz zweier etwa gleich großer Glieder bestimmt wird, die beide stark verrauscht sind, sondern als summarische geometrische Größe, die durch doppelte Glättung sehr unempfindlich gegen statistisch verteilte Ortungsfehler wird.