

Saisonale Analyse des dreidimensionalen GFDL-Zirkulationsmodells  
im äquatorialen Indischen Ozean

Diplomarbeit  
von  
Martin Visbeck

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der  
Christian-Albrechts-Universität Kiel

1989

## INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung
  2. Modellbeschreibung
    - Gleichungen
    - Randbedingungen
    - Auflösung
    - Anfangsbedingungen
    - Oberflächenflüsse
    - Reibung
    - Ergebnisse
  3. Horizontalströmungen in verschiedenen Monsunphasen
    - Oberflächenströmungen
    - Isothermentiefen
    - Der Äquatoriale Unterstrom
    - Strömungsstrukturen unterhalb der Temperatursprungschicht
  4. Äquatoriale Wellenanalyse
    - Perioden
    - Vertikale Struktur
    - Horizontale Struktur
    - Lange freie äquatoriale Wellen
    - Analyse der Wellenfelder
    - Westrandbedingung
  5. Zusammenfassung
- 
- I. Tabellen
  - II. Literaturverzeichnis

## EINLEITUNG

Dreidimensionale nichtlineare Zirkulationsmodelle sind leistungsfähige Werkzeuge für das Verständnis der Dynamik der Ozeane. Dieses Modell wurde am Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) an der Princeton Universität gerechnet. Die Ergebnisse wurden für die Analyse freundlicherweise von S.G.H.Philander zur Verfügung gestellt. Der Modellbereich ist der tropische Indische Ozean. Einen Überblick über die wichtigsten Modelleigenschaften, die Auflösung und die Randbedingungen gibt Kapitel 2. Für den Atlantischen Ozean wurde die Dynamik dieses Modelltyps von PHILANDER und PACANOWSKI (1986) im Rahmen des FOCAL/SEQUAL Experiments beschrieben. Mit einer ähnlichen Version simulierten PHILANDER und SEIGEL (1985) das 'El Nino'-Ereignis im tropischen Pazifischen Ozean. Für den Indischen Ozean wurde dieses Modell bisher nur in Bezug auf Deckschichttiefen von RAO, MOLINARI und FESTA (1988) untersucht.

Das Monsunwindssystem über dem nördlichen Indischen Ozean zeigt besonders im Westen ein starkes Jahressignal. Die damit verbundenen Änderungen des Stromsystems sind schon seit Jahrhunderten bekannt. Arabische Dokumente aus dem Mittelalter berichten von dem jährlichen Stromrichtungswechsel im nördlichen Indischen Ozean (WARREN, 1966). Neuere Messungen in diesem Gebiet (SCHOTT und QUADFASEL, 1980, 1982; SCHOTT, 1983, 1986, 1987) zeigen für den Somalstrom eine komplizierte Strömungsstruktur mit Wirbelbildung und Auftriebsgebieten. Der Stromrichtungswechsel setzt sich nicht bis in alle Tiefen fort und zeigt auch zwischenjährliche Variabilität. Solche ausgeprägten saisonalen Signale beobachtet man in keinem der anderen tropischen Ozeane. Daher ist und war der Indische Ozean ein Prüfstein für Theorien, die die Koppelung von Wind und Strom beschreiben.

Seit der Wiederentdeckung des Äquatorialen Unterstroms (CROMWELL et al., 1954) im Pazifik ist dieser auch in den anderen Ozeanen Gegenstand der Forschung. Messungen von KNOX (1976), LUYTEN und SWALLOW (1976) und LEETMAA und STOMMEL (1979) zeigen, daß der Indische Ozean diesbezüglich eine Sonderstellung einnimmt: Man beobachtet den Unterstrom nur zum Ende des Wintermonsuns (Februar-Juni) im westlichen Ozean, sonst ist er schwach oder nicht vorhanden.

Zu der jährlichen Periode der Monsunwinde zeigen Windmessungen über acht Jahre im zentralen Indischen Ozean am Äquator die größte Energie bei der

halbjährlichen Periode der zonalen Komponente (WUNSCH, 1977). Ein starkes Strömungssignal dieser Periode ist die ostwärtige Strömung, die zweimal im Jahr in den Zwischenmonsunphasen auf dem Äquator auftritt. Nach WYRTKI (1973) ist ihre Entstehung an die westwärtigen Winde gekoppelt. Die dabei transportierten Deckschicht-Wassermassen bewirken eine Änderung der Sprungschichttiefe an den Beckenrändern vor Afrika und Sumatra. REVERDIN (1987) gibt eine Zusammenfassung von 'historischen' Messungen entlang des Äquators und vergleicht sie mit einem Zweischichten-Modell. In Kapitel 3 werden die saisonalen Strömungssignale des GFDL-Modell analysiert und mit den beobachteten verglichen.

Den Einfluß von Wellen des äquatorialen Wellenleiters auf das Stromsystem beschreibt als erster LIDTHILL (1969) in seiner Arbeit über die Erzeugung des Somalstroms: Windfeldänderungen im zentralen Ozean regen barokline äquatorgebundene Rossby-Wellen an, die die Windinformation sehr schnell (einige Tage) an den Westrand bringen und dort den Randstrom erzeugen. Die Formulierung der Westrandbedingung und die damit verbundene Erzeugung von äquatorialen Kelvinwellen war damals noch nicht bekannt. MOORE und PHILANDER (1977) geben einen ausführlichen Überblick über die Modelle und Fragen, die sich mit tropischer Ozeandynamik beschäftigen.

LUYTEN und ROEMMICH (1982) beobachten entlang des Äquators unterhalb der Sprungschicht im Gebiet zwischen  $50^{\circ}$  und  $60^{\circ}$ E bei Geschwindigkeitsmessungen mit verankerten Strommessern die meiste Energie für die halbjährliche Periode der Zonalgeschwindigkeit. Sie beschreiben das halbjährliche Signal in Abhängigkeit von Länge und Tiefe und erklären die beobachtete Phasenausbreitung als Überlagerung von jeweils einer vertikal propagierenden Rossby- und Kelvin-Welle.

GENT, O'NEIL und CANE (1983) rechneten ein Wellenmodell mit vertikal stehenden Wellen (siehe auch CANE und SARACHIK, 1981), das nur mit dem halbjährlichen Signal der Windstreßklimatologie von HELLERMAN und ROSENSTEIN (1983) angeregt wurde. Bei geeigneter Parameterwahl finden sie gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen von LUYTEN und ROEMMICH.

Kapitel 4 bestimmt die Amplituden und Phasen von linearen freien Wellen des äquatorialen Wellenleiters im Zirkulationsmodell. Das inverse Verfahren bleibt linear, solange man sich auf die Analyse von Meridionalschnitten beschränkt. Die Wellenfelder werden mit den Messungen von LUYTEN und ROEMMICH verglichen und die Westrand-Eigenschaften untersucht.

## 2. MODELLBESCHREIBUNG

### Gleichungen

Zur Vorhersage der Strömungen wurden die NAVIER-STOKES-Gleichungen mit drei wesentlichen Näherungen gelöst:

- Die Boussinesq-Approximation, wobei Dichtedifferenzen bis auf die des Auftriebsterms vernachlässigt wurden.
- Die hydrostatische Approximation, wobei die lokalen Beschleunigungen und weitere Terme gleicher Größenordnung in der vertikalen Impulsgleichung vernachlässigt wurden.
- Die turbulente Reibungshypothese, wobei kleinerskalige Stresse als die Gitterpunktauflösung als molekulare Reibung aufgefaßt wurden.

Temperatur- und Salzerhaltung wurde mit derselben turbulenten Reibungshypothese gefordert. Durch eine einfache Formulierung der Zustandsgleichung wurden die Gleichungen gekoppelt. Das Anfangswertproblem wurde durch den Satz von prognostischen und diagnostischen Gleichungen in endlicher Differenzenformulierung numerisch gelöst unter Erhaltung der Randbedingungen BRYAN (1969).

### Randbedingungen

Die "rigid lid" Approximation, die keine Vertikalbewegung an der Oberfläche zuläßt, filtert schnelle Oberflächenschwerewellen heraus und ermöglicht es, die barotrope Strömung als Stromfunktion darzustellen, da sie divergenzfrei ist. An den seitlichen Rändern und am Boden wurde eine "no slip" Bedingung gefordert, d.h. die Normalgeschwindigkeit und der normale Temperaturgradient ist gleich Null.

Ebenfalls wurden einige integrale Bedingungen gefordert:

- Die Massenerhaltung für jede Gitterpunktzelle.
- Die Impuls-, Wärme- und Salzerhaltung für das gesamte Becken bei advektiven Prozessen.
- Die Balance von umgewandelter kinetischer und potentieller Energie, eigentlich durch die Advektionsterme der Dichteerhaltungsgleichung gefordert, wurde durch die Kombination von Temperatur- und Salzerhaltung mit der nichtlinearen Zustandsgleichung nicht immer ganz erfüllt.

Eine ausführliche Beschreibung der Modellgleichungen, die Formulierung durch das Differenzenschema und die Realisierung im FORTRAN-Programmtext findet man bei COX (1984) 'A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean'.

### **Auflösung**

Der Modellbereich ist der tropische Indische Ozean, horizontal von 33.5°S bis 26.5°N und von 40.24°E bis 119.50°E. Die 104 zonalen Gitterpunkte haben die beste Auflösung westlich von 60°E mit 50 km Gitterpunktabstand. Nach Osten hin nimmt er auf 100 km zu. Die 96 meridionalen Gitterpunkte haben von 5°S bis 15°N eine Auflösung von 33 km, die zu den Rändern hin abnimmt, auf 100 km im Norden und 180 km im Süden (Abb.2.1). Vertikal gibt es 27 Schichten, wobei die oberen hundert Meter eine Auflösung von 10 m haben. Mit zunehmender Tiefe vergrößert sich der Abstand bis auf 650 m im tiefen Ozean (Abb.2.2). Es wurde eine realistische Bodentopographie benutzt. Kleine Inseln reichten nur bis 150 m unter die Oberfläche und das Küstenschelf war mindestens 50 m tief.

### **Anfangsbedingungen**

Der Ozean war zu Beginn der Simulation in Ruhe. Die Temperaturen und Salzgehalte wurden der Klimatologie von LEVITUS (1982) für den Monat Januar entnommen.

### **Oberflächenflüsse**

Angeregt wurde das Modell durch Oberflächenflüsse:

- Der vertikale Impulsfluß wurde aus der Windstreßklimatologie von HELLERMAN und ROSENSTEIN (1983) berechnet. Die Winddaten sind monatliche Mittelwerte für 2x2°-Felder.
- Der Gesamtwärmefluß wurde durch die Summe aus kurzweiliger Einstrahlung (KW), langweiliger Ausstrahlung (LW), sowie dem sensiblen und dem latenten Wärme flu ß berechnet.

Hierbei wurde LW mit 240 W/m<sup>2</sup> zeitlich und räumlich konstant benutzt. KW war zeitlich konstant; äquatorwärts von 20° war sie 1030 W/m<sup>2</sup> und zu den Rändern

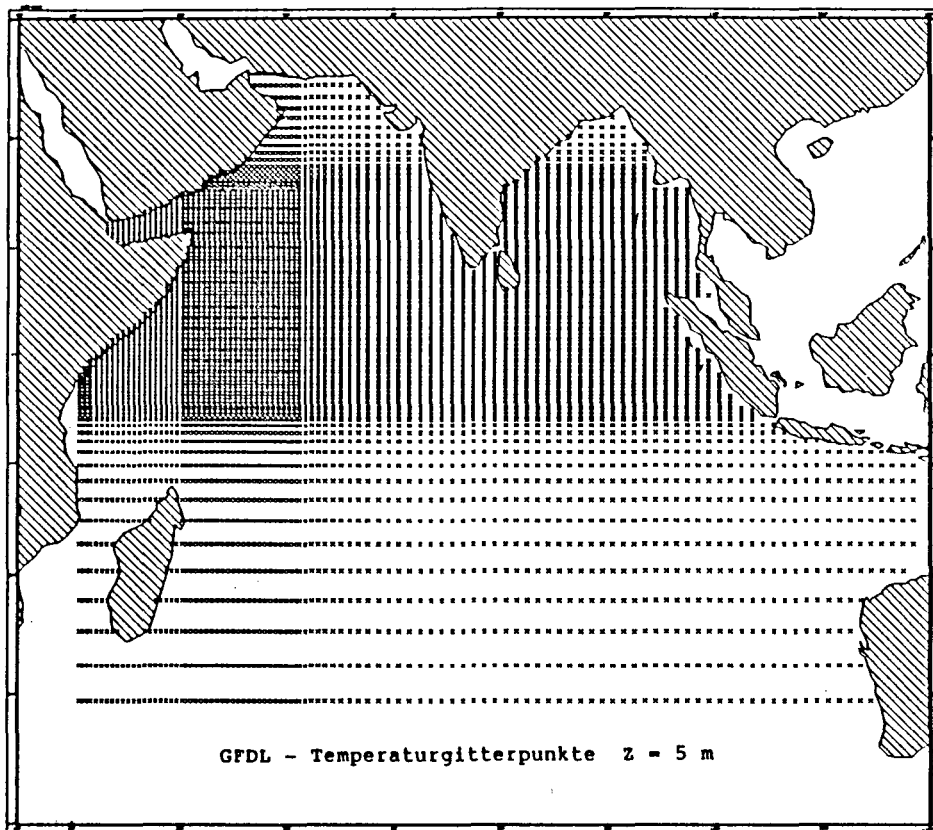


Abb.2.1 Horizontales Temperaturgitter des GFDL-Modells.

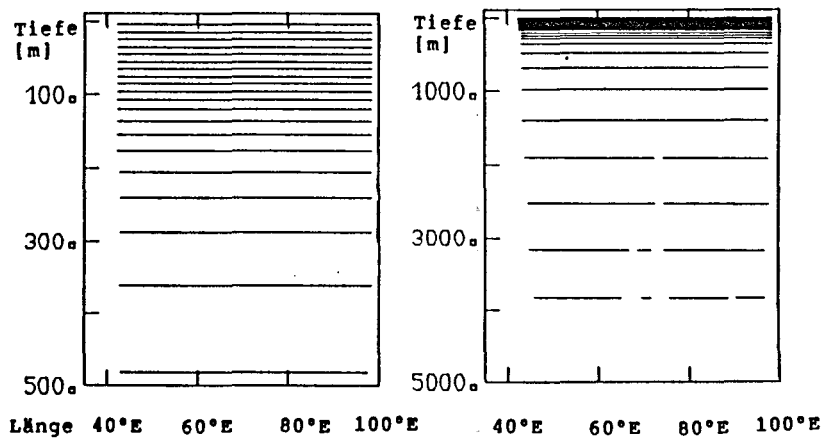


Abb.2.2 Tiefenniveaus des GFDL-Modells.

auf  $620 \text{ W/m}^2$  abnehmend. Somit wurde auch keine Bewölkung berücksichtigt. Die sensiblen und latenten Wärme-flüsse wurden nach BULK-Formeln berechnet. Dabei wurden die Lufttemperatur und Windgeschwindigkeit der Klimatologie entnommen. Alle anderen Größen, auch die relative Feuchte mit 80 %, waren konstant. Um Auswirkungen höherfrequenter Windschwankungen zu berücksichtigen und damit eine intensive Erwärmung der Oberflächenschicht zu vermeiden, wurde die Mindestwindgeschwindigkeit auf  $4.8 \text{ m/s}$  gesetzt.

Um künstliche Randeffekte an dem südlichen offenen Rand zu vermeiden, wurde die sogenannte robuste diagnostische Methode benutzt. Dabei werden die Temperaturen und Salzgehalte mit einer Verzögerungszeit auf die Levitus-Klimatologie gezwungen. Das Inverse der Verzögerungszeit war Null nördlich von  $20^\circ\text{S}$  und nahm zum Südrand auf  $0.5 \text{ Tag}^{-1}$  zu.

### Reibung

Die horizontalen Austauschkoeffizienten (für Wärme und Impuls) wurden von  $10^\circ\text{S}$  bis  $10^\circ\text{N}$  mit  $2 \cdot 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$  angenommen und nahmen zu den zonalen Rändern auf  $7 \cdot 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$  zu. Vertikal wurden richardsonzahlabhängige Austauschkoeffizienten benutzt nach PACANOWSKI und PHILANDER (1981). Dabei wurde der Wert von  $10.0 \text{ cm}^2/\text{s}$  in den oberen zehn Metern nicht unterschritten. Instabile Temperaturschichtungen wurden sofort so tief vermischt bis wieder Stabilität herrschte.

Abb.2.3 zeigt einen meridionalen Februar-Schnitt des vertikalen Impulsaustauschkoeffizienten ( $K_v$ ), der Zonalströmung und der Temperatur bei  $50^\circ\text{E}$ . Man erkennt in den oberen 50 Metern ein Gebiet mit schwacher Schichtung und somit starkem vertikalen Impulsaustausch, da der Impulsaustauschkoeffizient umgekehrt proportional zur Richardson-Zahl und damit auch zur Schichtung ist. Im Niveau der Temperatursprungschicht ist die Schichtung stark und  $K_v$  nimmt den vorgegebenen Hintergrundwert von  $1.0 \text{ cm}^2/\text{s}$  an. Größere Stromscherung vergrößert den vertikalen Impulsaustauschkoeffizienten. Doch selbst im Bereich des Unterstromes, wo die größte Stromscherung zu finden ist, ist  $K_v$  mit maximal  $1.4 \text{ cm}^2/\text{s}$  vergleichsweise klein.

### Ergebnisse

Es wurden zwei Jahre zum Einschwingen des saisonalen Ganges simuliert. Das dritte Jahr wird in zwei verschiedenen Ergebnissdatensätzen analysiert:



GFDL - Februar Meridionalschnitt bei 50°E

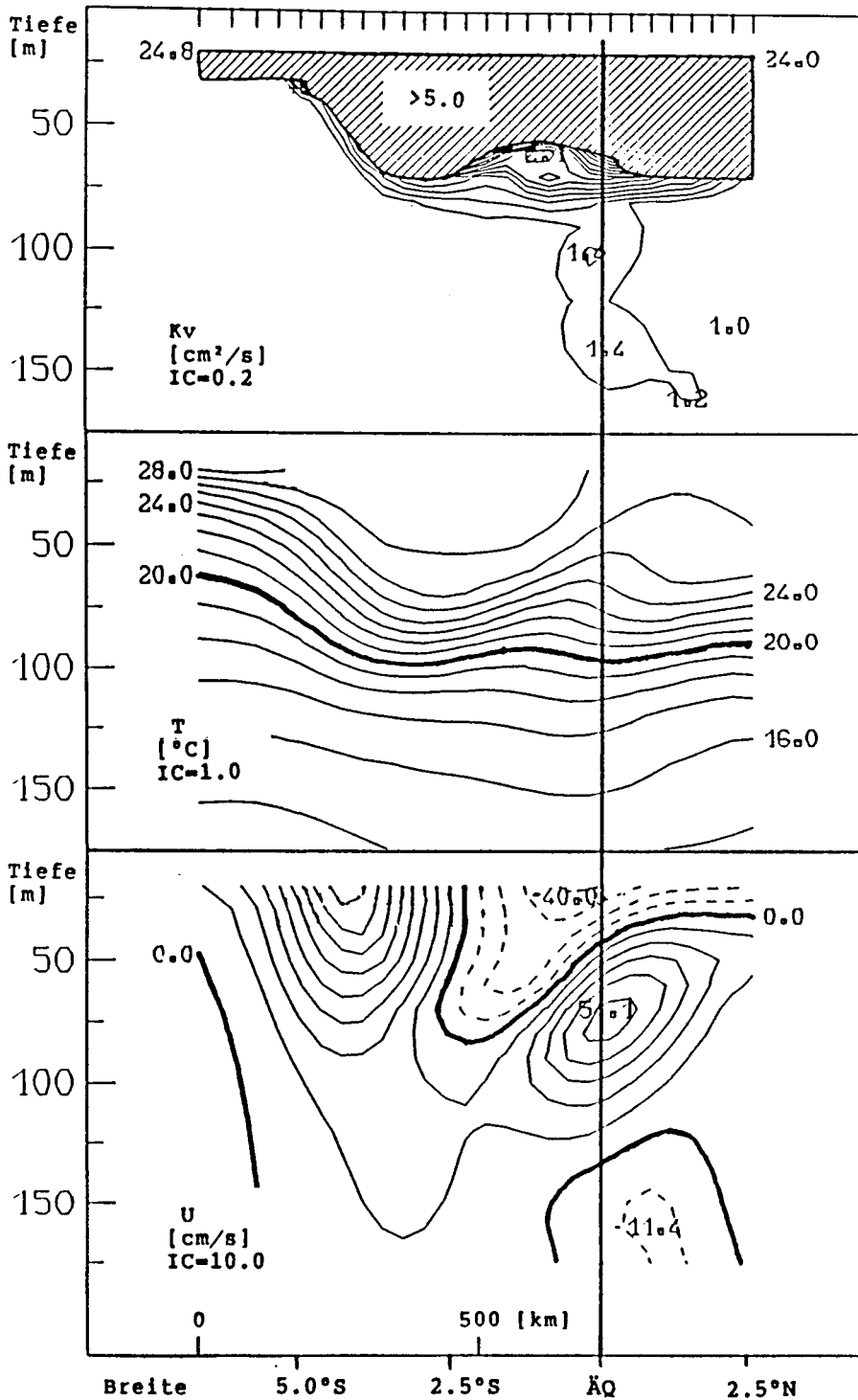


Abb.2.3 Meridionalschnitt bei 50°E im Februar. Dargestellte Modellgrößen sind der vertikale Impulsaustauschkoeffizient  $K_v$ , die Temperatur und die Zonalgeschwindigkeit (gestrichelt nach Westen).

- Monatswerte, alle Gitterpunkte wurden am 15. Tag des jeweiligen Monats einmal abgetastet.
- Rohdaten, entlang je sechs zonalen und meridionalen Schnitten alle drei Tage.

Abb.2.4 zeigt ein typisches Rohdatenspektrum der Zonalgeschwindigkeit, spektral gemittelt über die oberen fünf Schichten bei 50°E am Äquator. Die Spektralenergiedichte zeigt zwar ein relatives Energiemaximum für die 30-Tage-Periode, es liegt aber innerhalb des 95 % Konfidenzintervalls und ist damit nicht signifikant verschieden von dem ansonsten roten Spektralverlauf. Die starke Energieabnahme zu kurzen Perioden hin ermöglicht es, 'Aliasing' auf die langen Perioden für die monatlich abgetasteten Daten zu vernachlässigen.

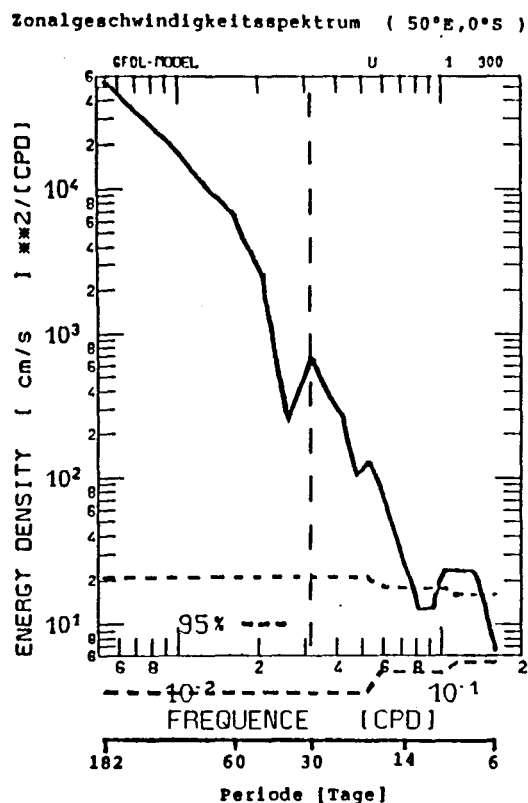


Abb.2.4 GFDL-Modellspektrum der Zonalgeschwindigkeit bei 50°E und 0°S spektral über die oberen 50m gemittelt. Das 95% Konfidenzintervall ist gestrichelt dargestellt.

### 3. HORIZONTALSTRÖMUNGEN IN VERSCHIEDENEN MONSUNPHASEN

#### Oberflächenströmungen

Die Tropen der Ozeane zeichnen sich durch zonale Strombänder entgegengesetzter Stromrichtungen aus. Die Richtungswechsel der Monsunwinde im Indischen Ozean überlagern diesem System ein starkes saisonales Signal. Abb.3.1 zeigt die Horizontalströmungen im Februar a) und August b) des GFDL-Modells für die oberste Schicht und im Vergleich dazu schematische Darstellungen klimatologischer Beobachtungen (DHI, 1960). Oben rechts sind jeweils die Monsunwindrichtungen dargestellt (TCHERNIA, 1980).

Zur Zeit des Nordostmonsuns im Februar befindet sich der Südäquatorialstrom südlich von  $10^{\circ}\text{S}$ , ist aber im Zirkulationsmodell nur schwach vorhanden. Nördlich davon bis  $2^{\circ}\text{S}$  liegt der Äquatoriale Gegenstrom und damit in der anderen Hemisphäre im Vergleich zu den anderen Ozeanen. Der Nordostmonsunstrom, mit dem Strommaximum bei  $2^{\circ}\text{N}$ , der Südäquatorialstrom sowie der südwestwärtige Somalstrom speisen den Gegenstrom. Der Beitrag des Ostafrikanischen Küstenstroms ist im Modell kaum aufgelöst.

Mit dem Wechsel der Windrichtung beim Übergang zum Südwestmonsun ändert sich das Oberflächenstromsystem drastisch. Das bekannteste Phänomen ist die Stromumkehr am Westrand. Dort zeigt der Somalstrom auch im Modell stärkere Oberflächenströmungen als  $1\text{ m/s}$ , setzt sich bei  $8^{\circ}\text{N}$  nach Osten fort und bildet den Südwestmonsunstrom. Letzterer ist der umgekehrte Nordostmonsunstrom. Andeutungen des Gegenstromes sind im Modell noch zu erkennen, aus Messungen ist derartige nicht bekannt. Der Südäquatorialstrom liegt nun etwas nördlicher und ist auch im Modell vorhanden. SCHOTT et al. (1988) beschreiben Strommessungen nördlich von Madagaskar. Sie beobachten ca. 50 % größere Transporte im Jahresverlauf als die des Modells.

Zwischen den Monsunphasen im Mai und Oktober bildet sich im zentralen Indischen Ozean eine schmale ostwärtige Strömung mit großer Stromgeschwindigkeit. Zur selben Zeit beobachtet man Westwinde entlang des Äquators. WYRTKI (1973) verbindet diese windgetriebene Strömung mit der Sprungschichttiefenänderung an den Beckenrändern. Abb.3.2 zeigt dazu den äquatorialen Jahresgang von zonalem Windstreß (HELLERMAN und ROSENSTEIN, 1983) und der Oberflächenströmung gemittelt von  $70^{\circ}$  bis  $75^{\circ}\text{E}$ . Darunter sind die Tiefen der  $20^{\circ}\text{C}$ -Isothermen als Indikator für Sprungschichtbewegungen dargestellt, sie wurden gemittelt vom Westrand bis  $45^{\circ}\text{E}$  und östlich von  $90^{\circ}\text{E}$ . Die durchgezogenen

Oberflächenströmung des Zirkulationsmodells im Februar ( Nordostmonsun )

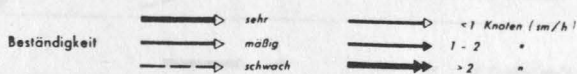
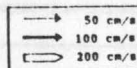
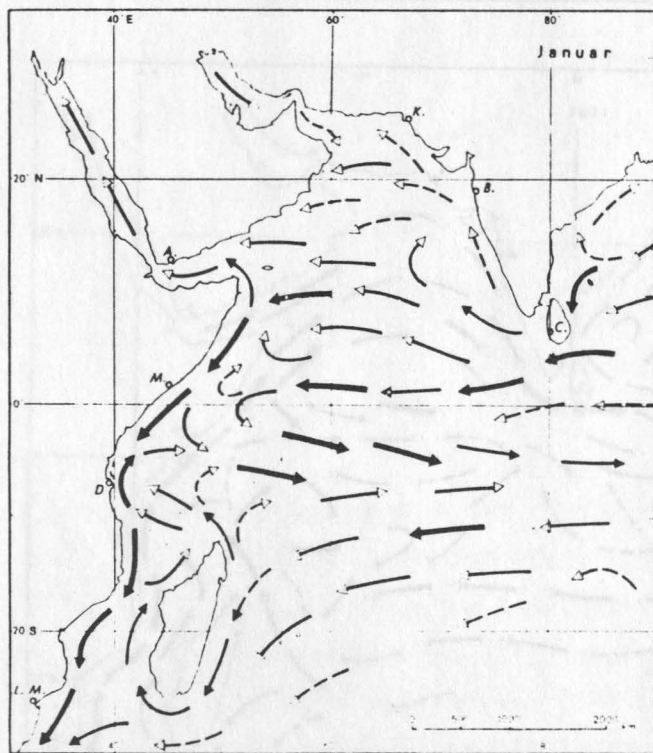
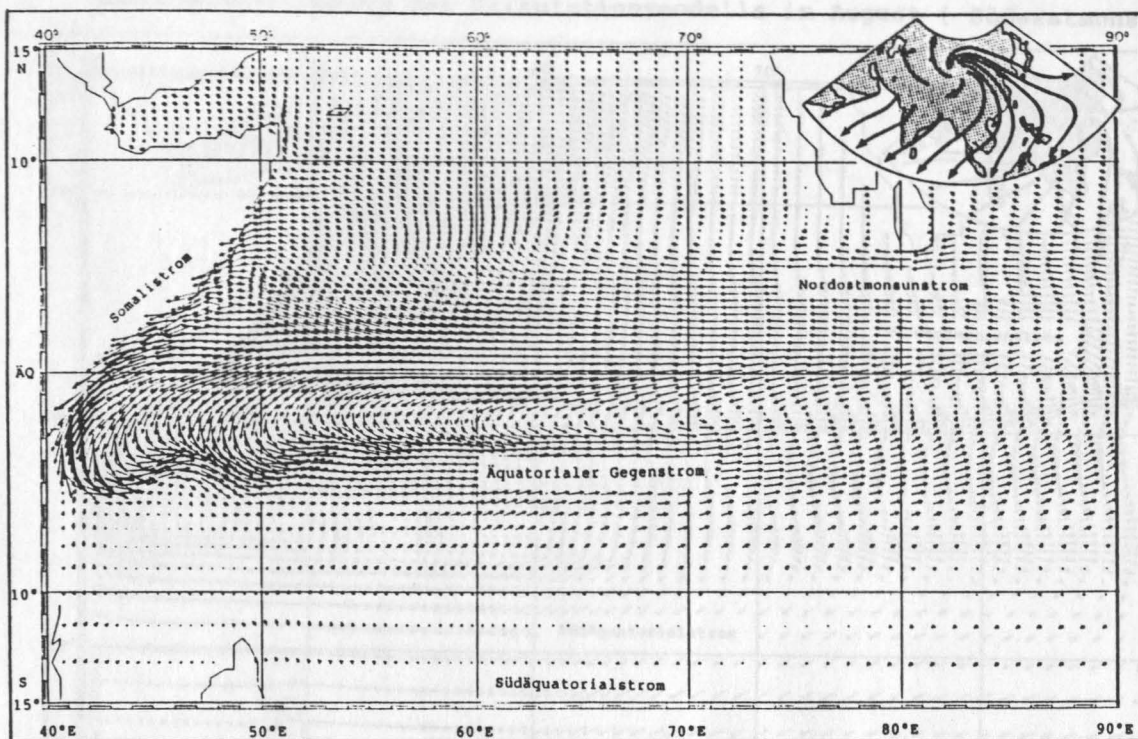
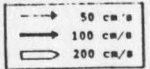
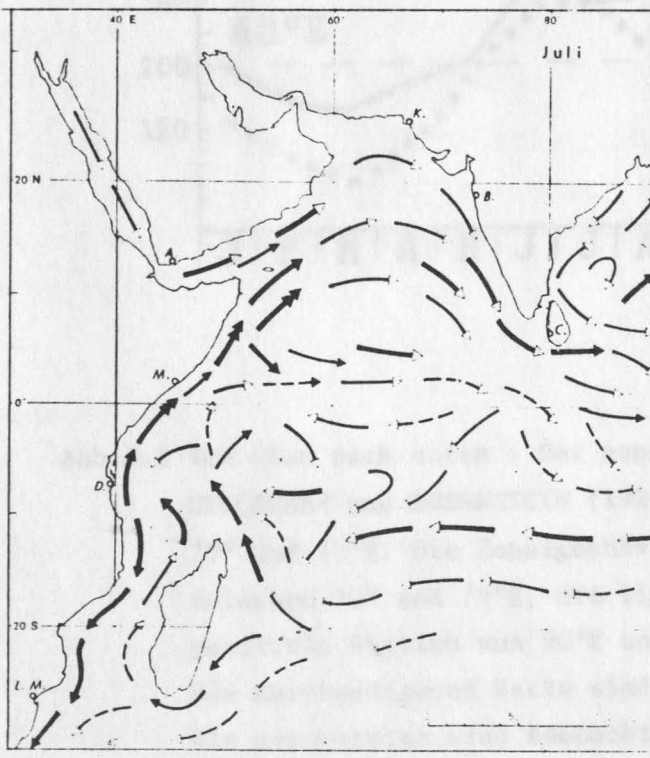
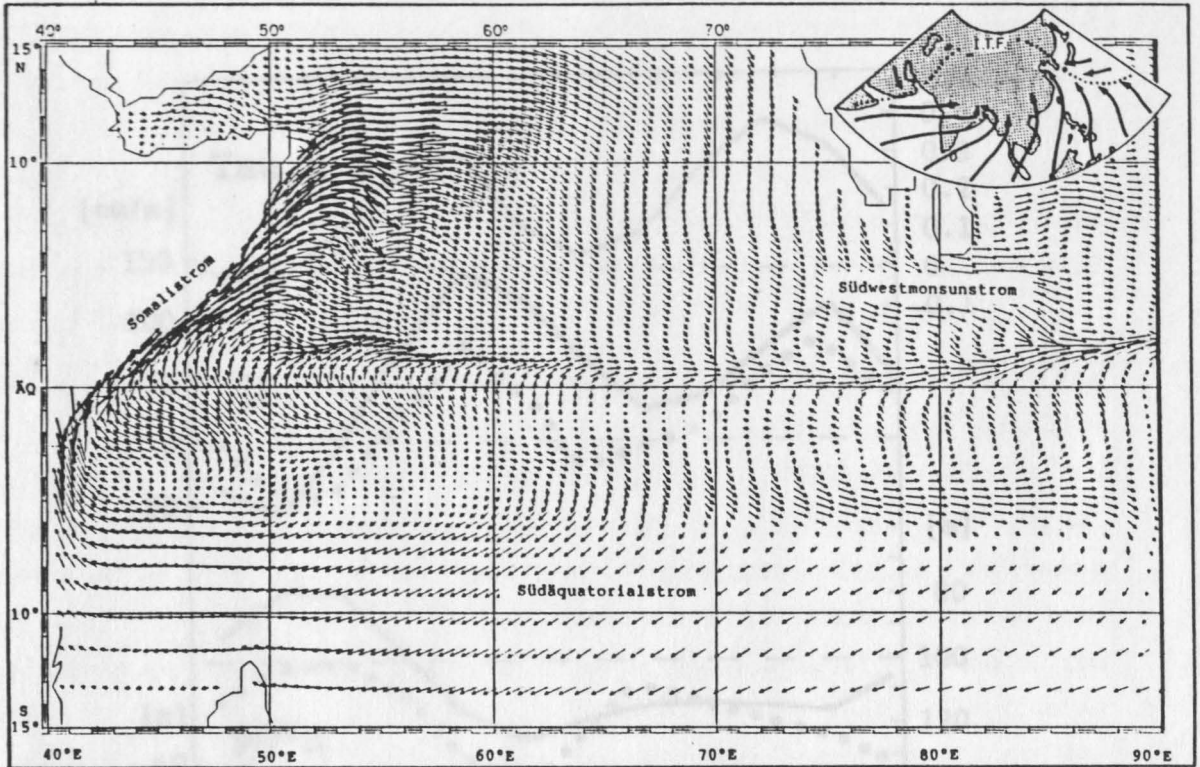


Abb.:3.1.a)

oben: GFDL-Modellströmungen für den Februar in der obersten Schicht Z=5m.  
 rechtsoben: Monsunwindrichtungen (Tchernia,1980)  
 links: Schematische Darstellung der Oberflächenströmung im Januar (DHI,1966).

Oberflächenströmung des Zirkulationsmodells im August ( Südwestmonsun )



Beständigkeit		sehr		< 1 Knoten (sm/h)
		mäßig		1 - 2 "
		schwach		> 2 "

Abb.:3.1.b)

oben:  
GFDL-Modellströmungen  
für den August in der  
obersten Schicht Z=5m.

rechtsoben:  
Monsunwindrichtungen  
(Tchernia,1980)

links:  
Schematische Darstellung  
der Oberflächenströmung  
im Juli (DHI,1966).

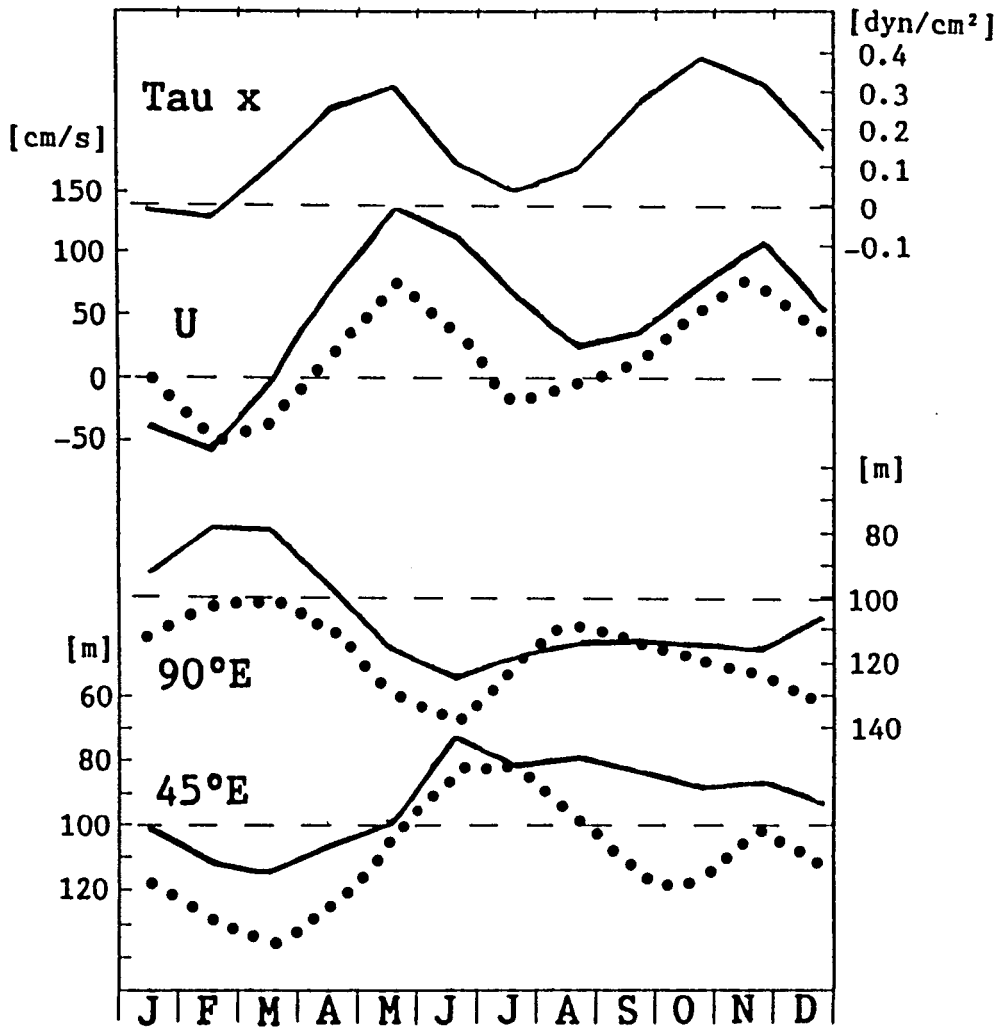


Abb.3.2 Von oben nach unten : Der zonale Windstreß Tau x aus HELLERMAN und ROSENSTEIN (1983) gemittelt zwischen 70° und 75°E. Die Zonalgeschwindigkeit U, gemittelt zwischen 70° und 75°E, die Tiefe der 20°C Isotherme, gemittelt östlich von 90°E und westlich von 45°E. Die durchgezogenen Werte sind die GFDL-Modellwerte und die gepunkteten sind Beobachtungen aus REVERDIN (1987)

Linien sind die Modellergebnisse und die gepunkteten sind die entsprechenden historischen Daten (aus REVERDIN, 1987). Man erkennt kaum eine Phasenverschiebung zwischen Windstreß und Strömung. Die Isothermenauslenkungen sind im Osten und Westen gegengleich und um  $90^\circ$  phasenverschoben zur Strömung. Im Vergleich zu den Beobachtungen zeigen die Modell-Isothermentiefen ein schwaches Signal im Juli/August. Im Modell hält die östliche Strömung länger an und eine Entleerung des östlichen Beckens erfolgt kaum. Die im Oktober/November wieder zunehmende Strömung bewirkt keine ausgeprägte Sprungschichtiefenänderung mehr.

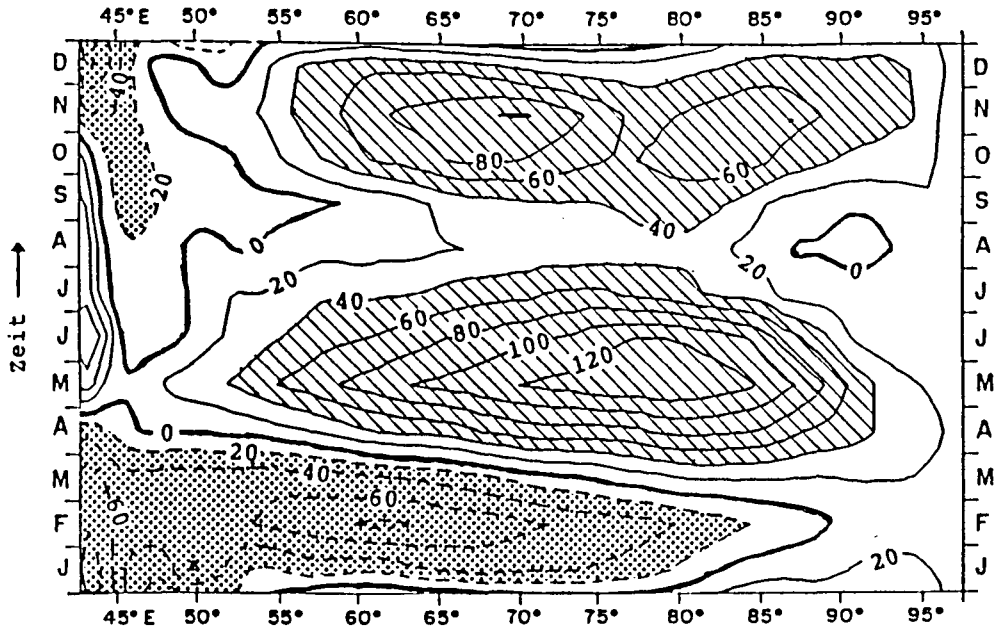
Abb.3.3 zeigt die saisonale Entwicklung der Zonalströmung entlang des Äquators, gemittelt von  $1^\circ\text{N}$  bis  $1^\circ\text{S}$ . Man erkennt sowohl in den Schiffsdriftmessungen (REVERDIN, 1987; CUTLER und SWALLOW, 1984) als auch in den Modellströmungen Dreimonatsphasen, die auch als halbjährliches Signal interpretierbar sind. Die ostwärtigen Oberflächenströme sind im Frühsommer stärker als in der historischen Klimatologie. Das Modell zeigt im Sommer kaum Stromrichtungswechsel. Diese Asymmetrie im Halbjahressignal ist durch ein überlagertes Jahressignal vorstellbar. In den weiter nach Westen aufgelösten Modellströmungen sieht man die Sonderstellung des Westrandstromgebietes, das sich zwischen  $45^\circ$  und  $50^\circ\text{E}$  nicht einfach an den zentralen Ozean anschließt. Am Westrand erkennt man das dominante Jahressignal, verbunden mit dem Stromrichtungswechsel des Somaliströmes in den Hauptmonsunphasen.

Die Vergleiche zeigen, daß das Zirkulationsmodell in der Lage ist, einige saisonale Signale der Oberflächenströmung zu simulieren, andere hingegen fehlen ganz oder zeigen deutliche Differenzen zu den entsprechenden Beobachtungen.

### **Isothermentiefen**

Die Tiefe der  $20^\circ\text{C}$ -Isotherme ist ein möglicher Parameter, um Sprungschichtbewegungen zu beschreiben. Sie ist damit von der lokalen Wärmebilanz in den oberen Schichten und der Advektion abhängig. Abb.3.4 zeigt die saisonale Entwicklung der  $20^\circ\text{C}$ -Isothermentiefe entlang des Äquators. Zur Tiefenbestimmung wurde linear zwischen den Modelltiefenniveaus interpoliert. Unten ist die von REVERDIN (1987) zusammengestellte Klimatologie abgebildet. Die Modelltiefen sind über das ganze Jahr um ca. 20 m zu flach, dieses wurde bei der Schraffur bzw. Punktierung bereits berücksichtigt. Man erkennt, daß die

GFDL-Modell Zonalgeschwindigkeit entlang des Äquators ( $1^{\circ}\text{N}-1^{\circ}\text{S}$ )  $z=5\text{m}$



Schiffsdrift Zonalgeschwindigkeit entlang des Äquators ( $1^{\circ}\text{N}-1^{\circ}\text{S}$ )

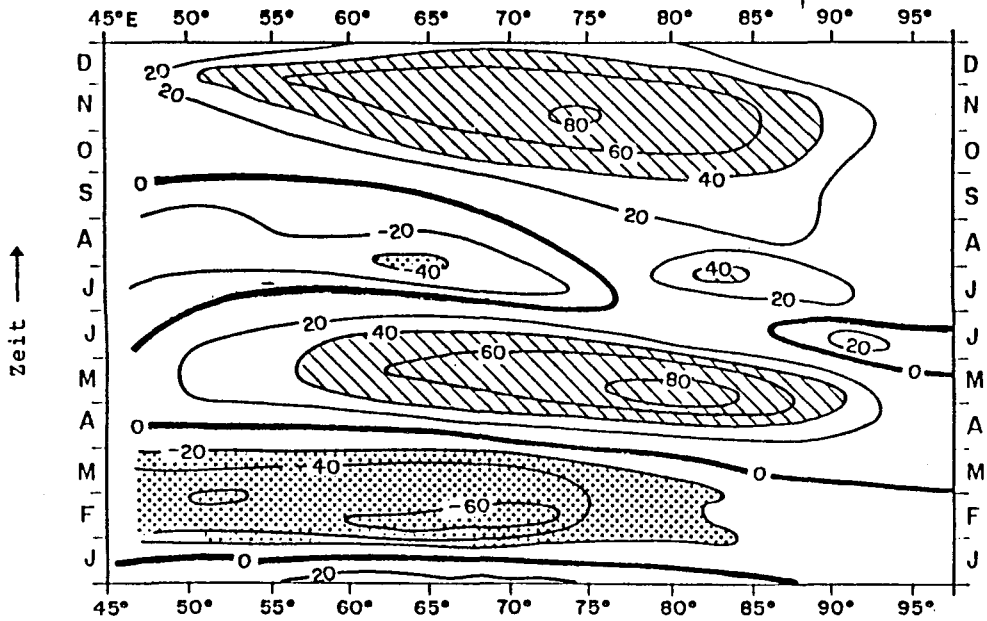
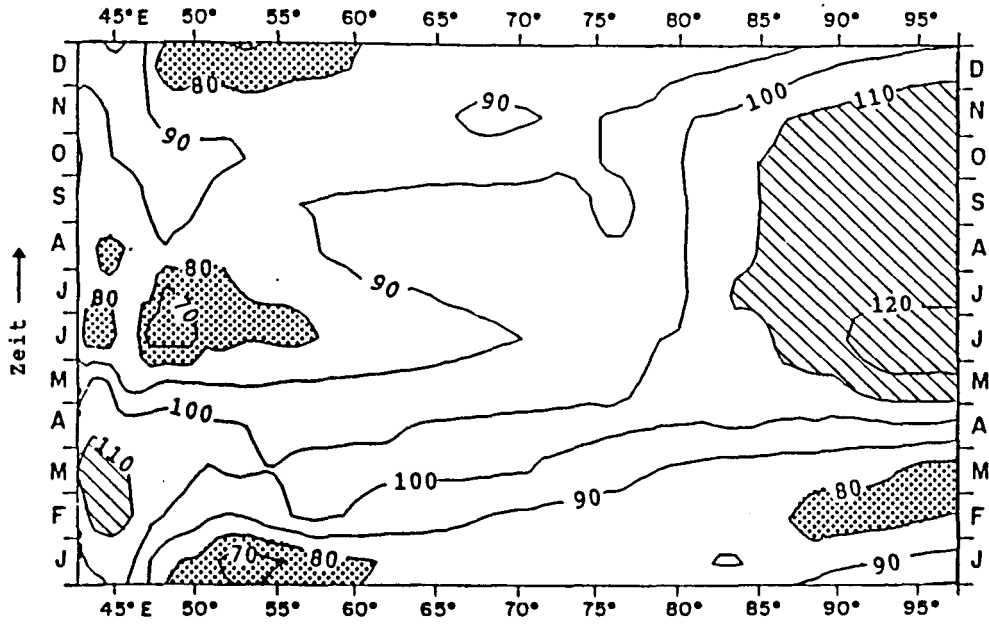


Abb.3.3 Oben ist die zeitliche Entwicklung der Zonalgeschwindigkeit in 5m Tiefe des GFDL-Modells entlang des Äquators dargestellt. Unten die der zonalen Schiffsdriftgeschwindigkeit aus REVERDIN (1987). Beide wurden jeweils von  $1^{\circ}\text{S}$  bis  $1^{\circ}\text{N}$  gemittelt.



20° Isothermentiefe entlang des Äquators GFDL-Modell



20° Isothermentiefe entlang des Äquators Beobachtungen

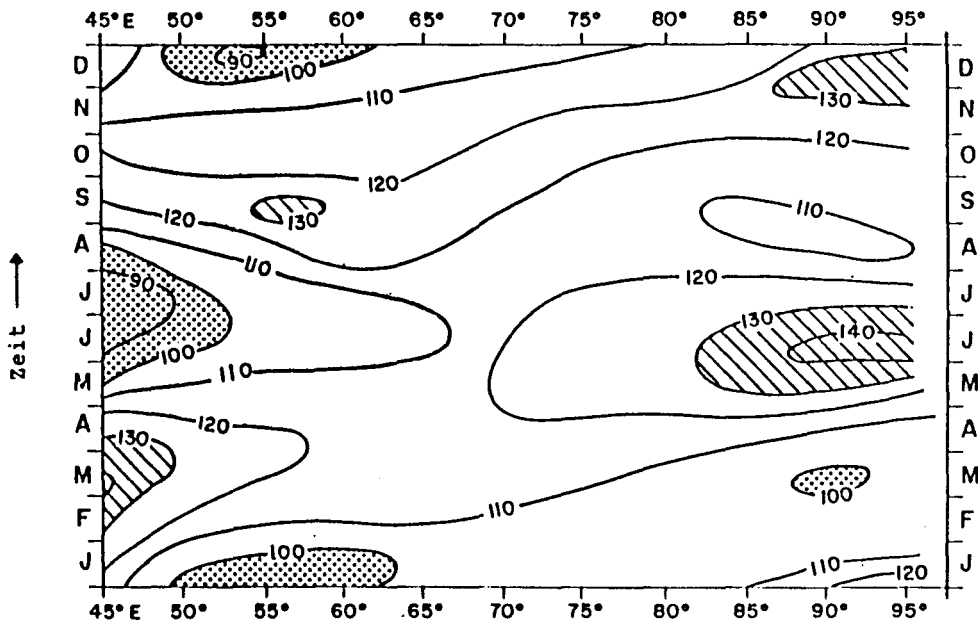


Abb.3.4 Oben ist die zeitliche Entwicklung der Tiefe der 20°C-Isotherme des GFDL-Modells dargestellt. Darunter sind die beobachteten aus REVERDIN (1987). Die Schraffur für Tiefen größer als 130m bzw. die Punktierung für Tiefen flacher als 100m ist für die Modelldaten um 20m nach oben verschoben.

Änderungen der Sprungschichttiefen vergleichbare Amplituden haben. Analog zu den Zonalströmungen zeigen die Modelltiefen eine stärkere Asymmetrie des Halbjahressignals als die beobachteten.

Um der Ursache für die 20 m Differenz nachzugehen, gibt Abb.3.5 einen Einblick in die horizontale Verteilung der 20°C-Isothermentiefen für Februar und Mai. QUADFASEL (1982) beschreibt die gemessenen Tiefen und gibt für jeden Monat Karten des westlichen Indischen Ozeans (links abgebildet). Der Vergleich zeigt besonders im Februar zu flache Tiefen für die gesamte südäquatoriale Region im Zirkulationsmodell (rechts abgebildet). Nördlich von 3°N findet man dagegen gute Übereinstimmung für beide Monate. Dieses entspricht dem Ergebnis des Deckschichttiefenvergleichs von RAO, MOLINARI et al. (1988), die ebenfalls schlechte Übereinstimmung für den südäquatorialen Indischen Ozean mit den Beobachtungen feststellen. Eine Ursache für die generell zu flachen Tiefen könnte auch eine stark veränderte Form der Temperaturprofile sein. PACANOWSKI und PHILANDER (1981) beschreiben die Auswirkungen unterschiedlicher vertikaler Reibungsansätze auf die Entwicklung eines Temperaturprofils. Sie finden die kleinsten Abweichungen von dem Anfangsprofil für die auch hier benutzten Parameter. Die generelle Tendenz durch Reibungseinfluß ist eine Abschwächung der Gradienten. Wie sich ausgewählte Temperaturprofile im Laufe dieser Simulation verändert haben, zeigt Abb.3.6 mit Januar-Temperaturprofilen a) am Westrand für 5°N, den Äquator und 5°S. Man erkennt eine Tendenz zu schärferen Temperaturgradienten in den Modellprofilen (durchgezogen), die aber noch ungefähr den Levitus-Verhältnissen (gestrichelt) entsprechen; b) zeigt Profile für dieselben Breiten bei 50°E. Die Abnahme der Sprungschichttiefe nach Süden ist deutlich zu sehen und der Unterschied zu den Levitus-Ausgangsprofilen nimmt zu. Der Wärmeinhalt zwischen 50 und 150 m ist im Modell geringer, besonders für die südlicheren Profile. Die bessere Übereinstimmung am Westrand ist möglicherweise auf Advektion zurückzuführen, da im Januar Nordostmonsunverhältnisse mit südwestsetzendem Randstrom vorliegen.

Der 20°C-Isothermentiefenvergleich zeigt besonders für das Gebiet südlich von 5°N zu flache Tiefen für das Zirkulationsmodell. Die Änderungen der Sprungschichttiefen am Äquator entsprechen noch den gemessenen.

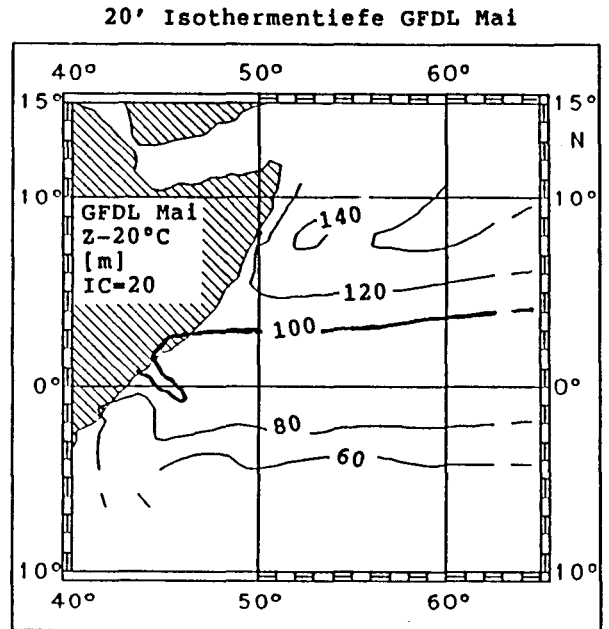
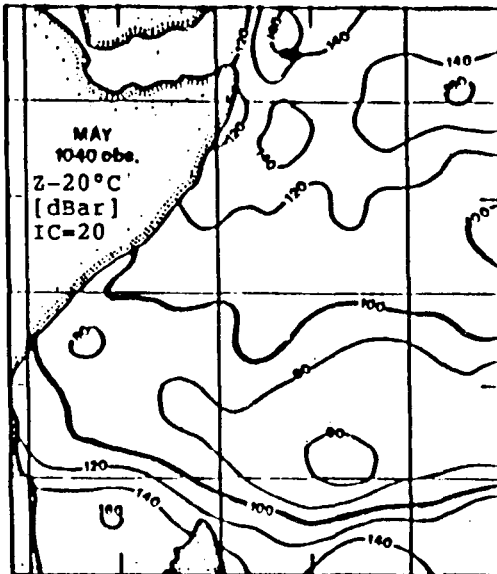
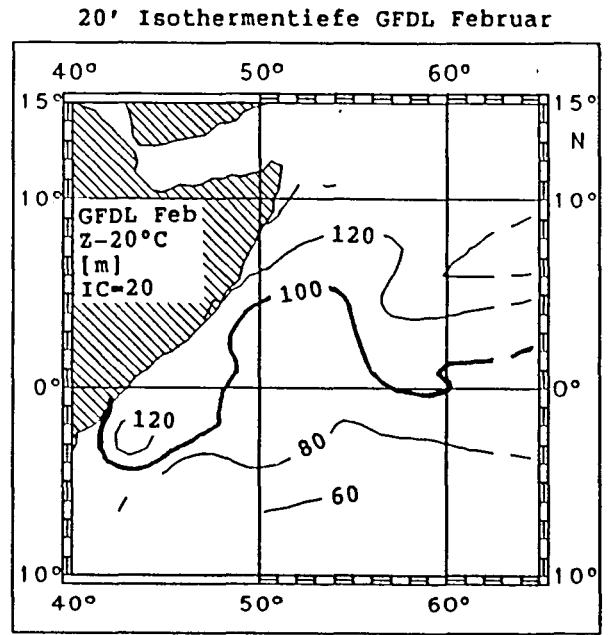
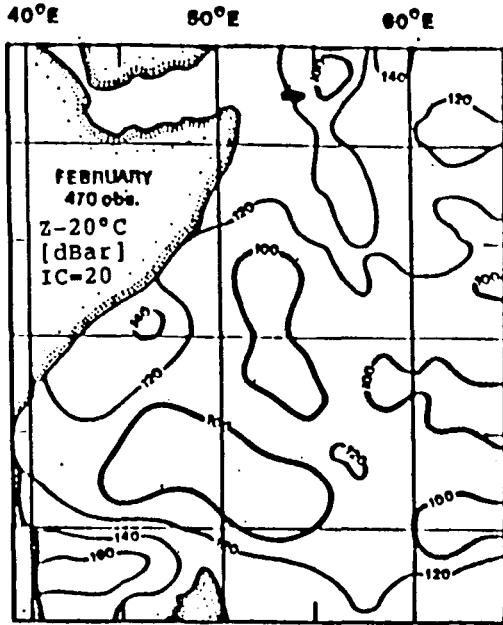


Abb.3.5 Rechts sind die Tiefen der 20°C Isotherme des GFDL-Modells für den 15.Januar (oben) und den 15.Mai (unten) dargestellt. Links sind die beobachteten Tiefen für dieselben Monate aus QUADFASEL (1982) abgebildet.

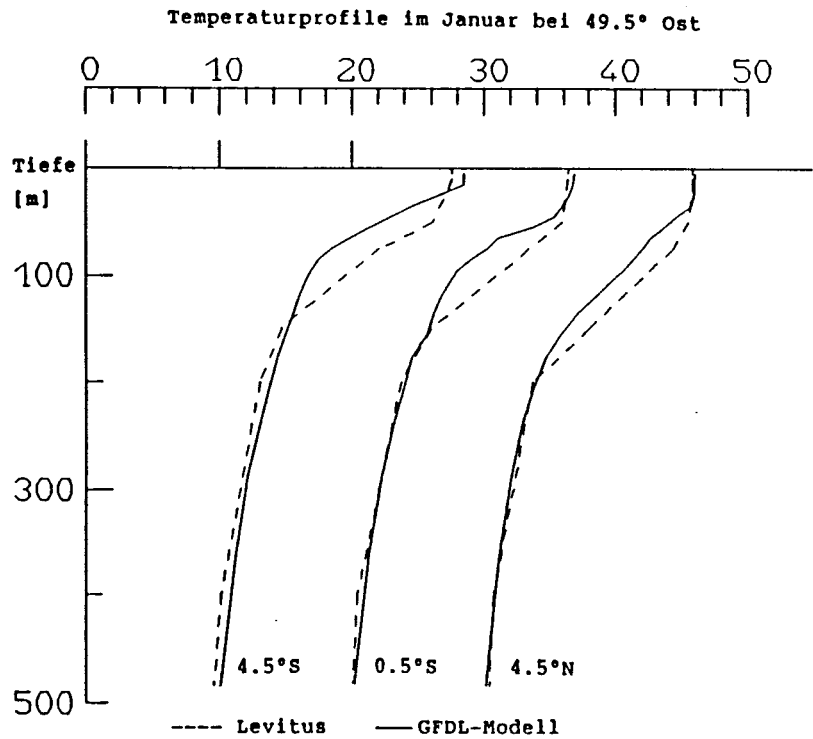
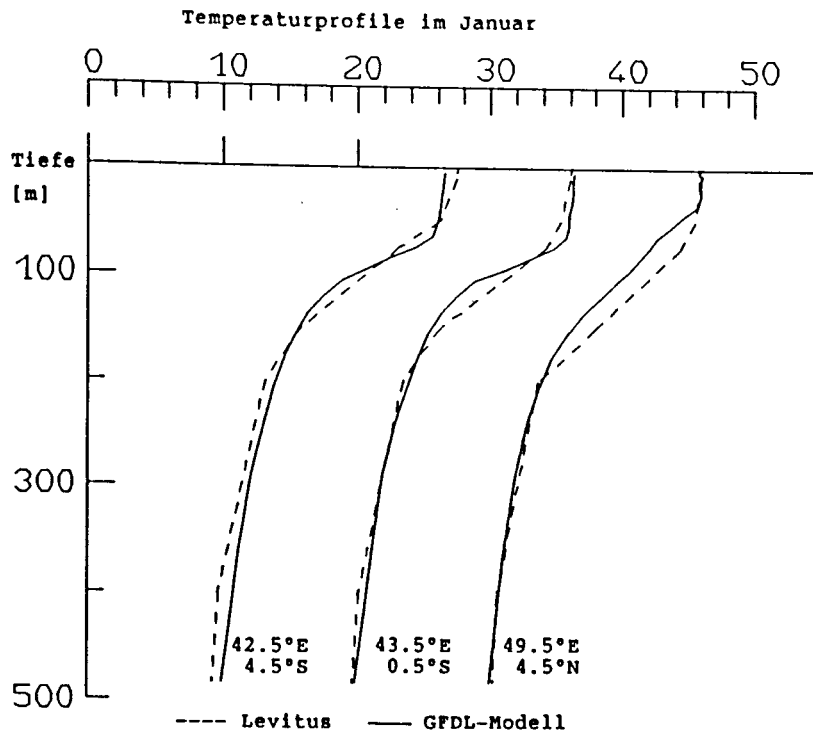


Abb.3.6 Temperaturprofile des GFDL-Modells nach drei Jahren Simulation sind durchgezogen, die der LEVITUS (1983) Klimatologie sind gestrichelt dargestellt und waren die Modellanfangsprofile.

## Der Äquatoriale Unterstrom

Mit der Wiederentdeckung des Äquatorialen Unterstroms durch CROMWELL et al. (1954) stellte sich die Frage nach den zu seiner Erzeugung relevanten Prozessen. Beobachtungen des Unterstromes im Indischen Ozean begannen in den 60er Jahren (TAFT und KNAUSS, 1967) und sind nicht so zahlreich wie in den anderen Ozeanen. Man beobachtet starke vertikale Stromumkehr nur zum Ende des Nordostmonsuns von Februar bis März. Mit dem Einsetzen der starken östlichen Strömung im zentralen Ozean (Mai) wird die Scheerung schwächer und der Unterstrom verschwindet später ganz. Die absoluten Stromgeschwindigkeiten, (im Zentrum sind es ca. 80 cm/s) sind geringer als die im Pazifik. Messungen von KNOX (1976) bei Gan (73°E, 0°S) über zwei Monsunphasen zeigen mit dem Ausbleiben der Stromumkehr in einem Jahr auch zwischenjährliche Variabilität des Unterstromes.

In den Jahren 1975/76 unternahmen LEETMAA und STOMMEL bei 53°E in der Nähe der Seychellen Strommessungen mit einer Profilsonde. Die Meridionalschnitte mit 1/2° Auflösung von 3°S bis 2°N wurden in wenigen Tagen abgefahren und Horizontalströmungsprofile von der Oberfläche bis in 250/300 Meter Tiefe aufgenommen. Abb.3.7 zeigt (links) die Zehnmeterertiefenmittel der gemessenen Zonalgeschwindigkeitskomponente und (rechts) die Ergebnisse des Zirkulationsmodells von Februar bis Juni. Ausgewählt wurden von den gemessenen Schnitten diejenigen, zu deren Beobachtungstermin Modellwerte vorlagen oder die am vollständigsten waren. LEETMAA und STOMMEL (1979) beschreiben ihre Messungen und geben einen absoluten Fehler von ca. 20 cm/s an. Die großräumige Strömung besteht aus dem westwärtigen Nordostmonsunstrom, und im Süden sieht man den ostsetzenden Gegenstrom. Das Strommaximum des Unterstromes liegt auf dem Äquator oder leicht südlich davon in Tiefen von 50 bis 100 m. Die qualitative zeitliche Entwicklung ist ähnlich. Insbesondere auch die südwärtige Verlagerung des Unterstrommaximums von April bis Juni bis hin zur Vereinigung mit dem Gegenstrom. Die absoluten Unterstromgeschwindigkeiten sind im Zirkulationsmodell über den gesamten Zeitraum um ca. 20 % zu klein.

Als dynamisch relevantem Parameter wird dem zonalen Druckgradient eine maßgebliche Rolle zugewiesen. WEISBERG und WEINGARTNER (1986) beschreiben die Kopplung von Oberflächenneigung und Isothermenneigung: Die Anhäufung von warmem Oberflächenwasser bewirkt eine Oberflächenerhöhung. Gleichzeitig vertieft sich die Sprungschicht. Der horizontale Druckgradient nimmt deshalb

Meridionaler Schnitt der Zonalgeschwindigkeit bei 53°Ost  
Beobachtungen von LEETMAA und STOMMEL 75/76      Zirkulationsmodell

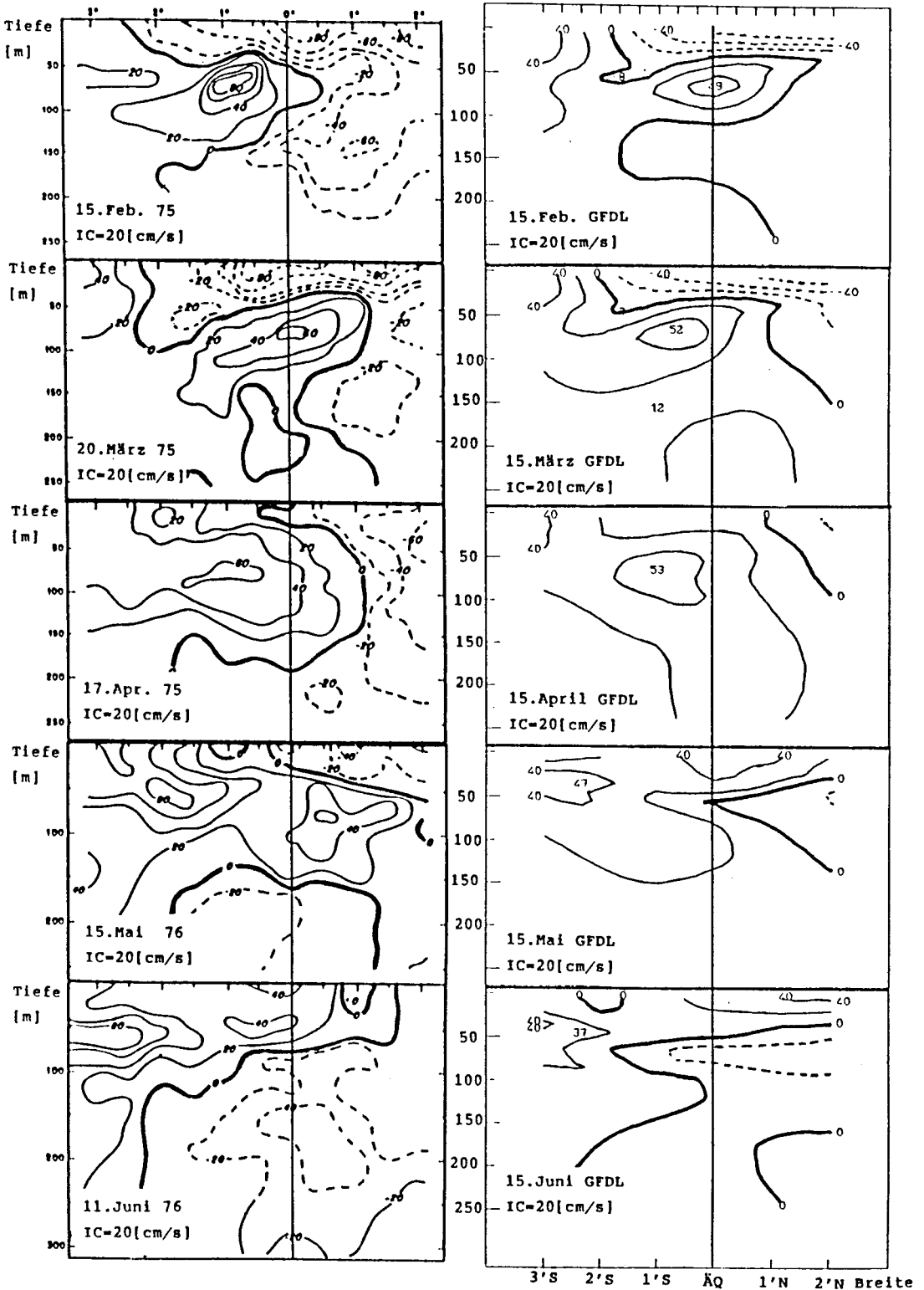


Abb.3.7 Vertikale Meridionalsschnitte der Zonalgeschwindigkeit über den Äquator bei 53°E. Rechts sind die GFDL-Modellströmungen und links die Messungen aus LEETMAA und STOMMEL (1976). Westwärtige Strömungen sind gestrichelt dargestellt.

mit zunehmender Tiefe ab, da die Isothermenneigung entgegengesetzt zu der Oberflächenneigung ist. Zur Berechnung des Druckes wurde die Annahme gemacht, daß die 1395-m-Niveaufläche eine isobare Fläche ist. Von dort wurde die hydrostatische Druckabnahme nach oben aus dem Dichtefeld bestimmt. Der zonale Gradient  $dP/dx$  wurde durch eine gewichtete Differenz aus fünf horizontalen Gitterpunkten berechnet.

Im Prinzip ließe sich der Druck direkt bestimmen. Würde man die zeitliche Änderung der Strömungen kennen, ließe sich aus der Bewegungsgleichung der Druckgradient bestimmen. Damit könnte man die Poisson-Gleichung für den Druck numerisch lösen. Diese Größe liegt allerdings nicht vor und könnte nur durch Rechnen einiger Zeitschritte erzeugt werden.

Abb.3.8 zeigt einen Zonalschnitt durch den westlichen äquatorialen Indischen Ozean im Februar. Dargestellte Modellgrößen sind der zonale Druckgradient, die zonale Strömungsgeschwindigkeit und die Temperatur. Der Unterstrom reicht bis in den zentralen Ozean, mit im Westen stärkeren Stromgeschwindigkeiten von ca. 50 cm/s. Die gepunktete Linie zeigt die Tiefe der maximalen Ostströmung. Der zonale Druckgradient ist oberhalb des Unterstrommaximums negativ und sein Betrag nimmt nach Osten ab. Die Druckgradientkraft ( $-1/\rho \cdot dP/dX$ ) ist dort nach Osten gerichtet und bewirkt den Unterstrom. Im Westen findet man schon im Zentrum des Unterstroms eine Umkehr des Druckgradienten und eine stärkere Begrenzung des Strombandes auf das Sprungschichtniveau als für den zentralen Ozean.

Messungen der Druckgradientkraft für den Pazifischen, Atlantischen und Indischen Ozean (aus WEISBERG und WEINGARTNER, 1986) und zwei Modellprofile zeigt Tab.1. Die einzigen Spätwintermonsunmessungen von TAFT und KNAUSS (1967) im März 1967 sind mit der Umkehr des Druckgradienten in 50 m Tiefe untypisch für ausgeprägte Unterstromverhältnisse. Bei 65°E findet man auch im Modell eine ähnliche Struktur. Die Referenztiefe der Messungen ist allerdings mit 400 dBar flach. Nicht dargestellte Studien mit den Modelldaten zeigten ähnliche Umkehrungen nahe der Oberfläche für solche Referenztiefen auch im Westen. Dort erkennt man bessere Übereinstimmung mit einem mittleren Pazifikprofil für Nicht-'El Nino'-Jahre, wo allerdings das Strommaximum tiefer liegt. Aber auch das mittlere Atlantikprofil von MONTGOMERY und PALMEN (1940) zeigt keine Druckgradientumkehr unterhalb des Strommaximums. Nach WEISBERG und WEINGARTNER (1986) balanciert sich die Wirkung der Oberflächenneigung und der Isothermenneigung auf den Druckgradienten gerade knapp unterhalb der

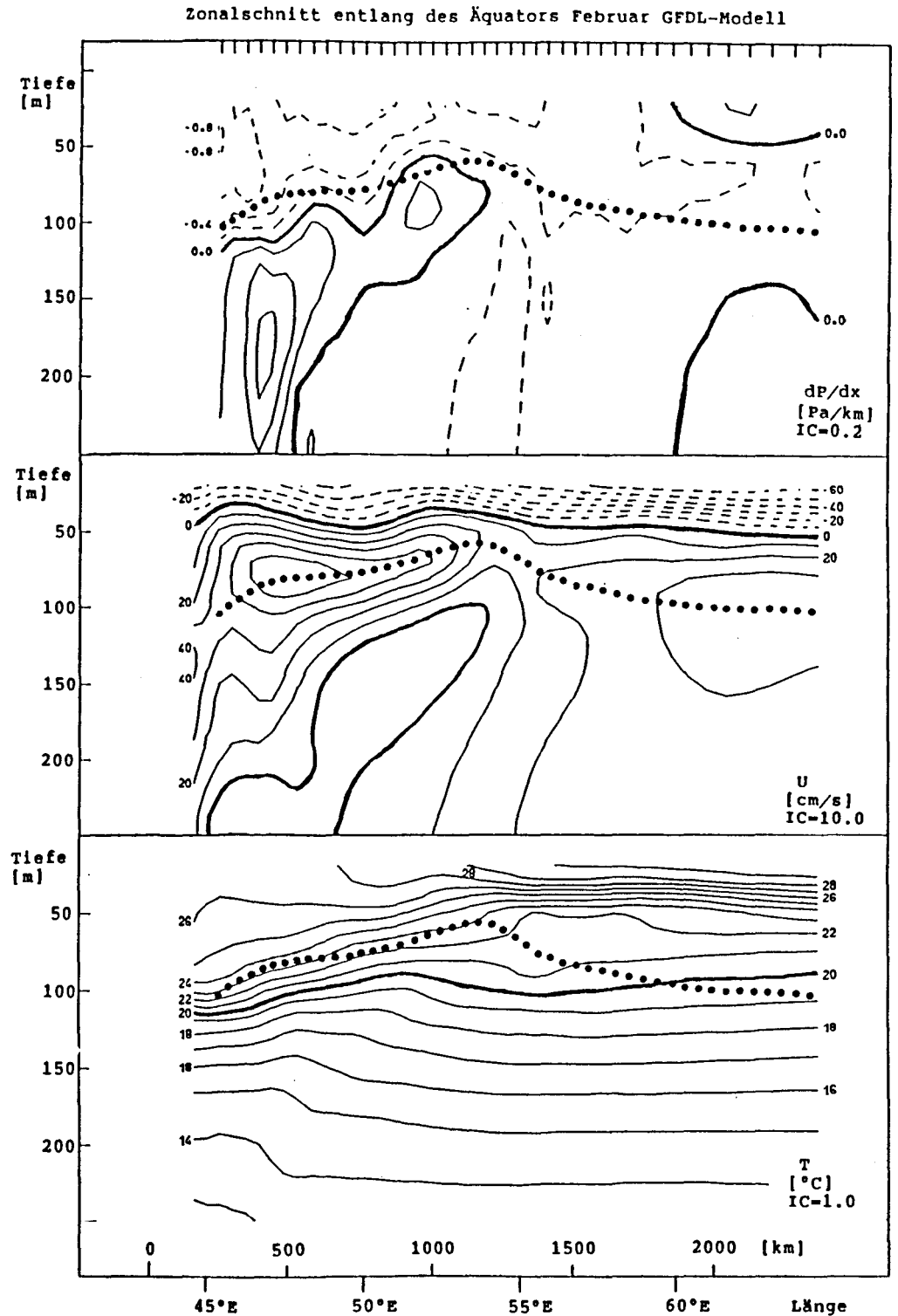


Abb.3.8 Vertikaler Zonalschnitt entlang des Äquators. Dargestellte GFDL-Modellgrößen sind der zonale Druckgradient  $dP/dx$ , die Zonalströmung  $U$  und die Temperatur für den Monat Februar.



Temperatursprungschicht. Die tiefere Umkehr des zonalen Druckgradienten zwingt so das Unterstrommaximum auf das Sprungschichtniveau. Während der Südwestmonsunphase sieht man im Modell keine solchen Strukturen.

Der Vergleich zeigt eine qualitative Übereinstimmung des Unterstromes im Zirkulationsmodell mit den wenigen Messungen. Der horizontale Druckgradient zeigt im westlichen Ozean für den Februar ein ähnliches Verhalten wie das der anderen Ozeane.

### **Strömungsstrukturen unterhalb der Temperatursprungschicht**

Im sogenannten Inneren des Ozeans unterhalb der Temperatursprungschicht, also für Tiefen größer als 200m, ist die Strömungsenergie klein.

Abb.3.9.a) zeigt Zonalgeschwindigkeitsprofile des Zirkulationsmodells bei 53°E auf dem Äquator. Die Zeitpunkte sind ähnlich denen bei b) abgebildeten Profilen, die von LUYTEN und SWALLOW (1976) mit einer freifallenden Strömungsprofilsonde ('white horse profiler') im Mai/Juni 1976 gemessen wurden. Der angegebene Meßfehler ist mit 5 cm/s gering. Man sieht eine sich langsam ändernde Vertikalstruktur mit einer Reihe von Stromumkehrungen. Vergleicht man diese mit den Dreitagesprofilen des Zirkulationsmodells, so erkennt man dort tiefer als 1000 m keine solchen Strukturen. Mögliche Gründe dafür sind: Der grobe Gitterpunktastand verhindert die Auflösung der kleinen Strombänder. Und die nur dreijährige Einschwingzeit der Modellströmungen könnte zu kurz sein, um genügend Energie in die Tiefe zu bringen. Der noch aufgelöste Bereich zeigt eine stärkere Bindung der Strömungsenergie in den oberen Schichten und nur wenig unterhalb von 1000 m. Eine vergrößerte Darstellung derselben Profile zeigt für die oberen Modelltiefen ebenfalls mehrere Stromrichtungsänderungen.

Die Abhängigkeit der zeitlichen Entwicklung der Zonalströmung von der Tiefe und Länge beschreiben die folgenden Ausschnitte beispielhaft.

Abb.3.10. zeigt den zeitlichen Verlauf in 205 m Tiefe entlang des Äquators. Die Maximalgeschwindigkeiten haben die Größenordnung von 20 cm/s. Ähnlich den Oberflächenströmungen erkennt man ein asymmetrisches Halbjahressignal, allerdings um 180° phasenverschoben. Das westliche Strömungsmaximum (gepunktet) bewegt sich um 40 Längengrade in drei Monaten nach Westen. Das entspricht einer westwärtigen Phasengeschwindigkeit von ca. 0.5 m/s und ist damit von

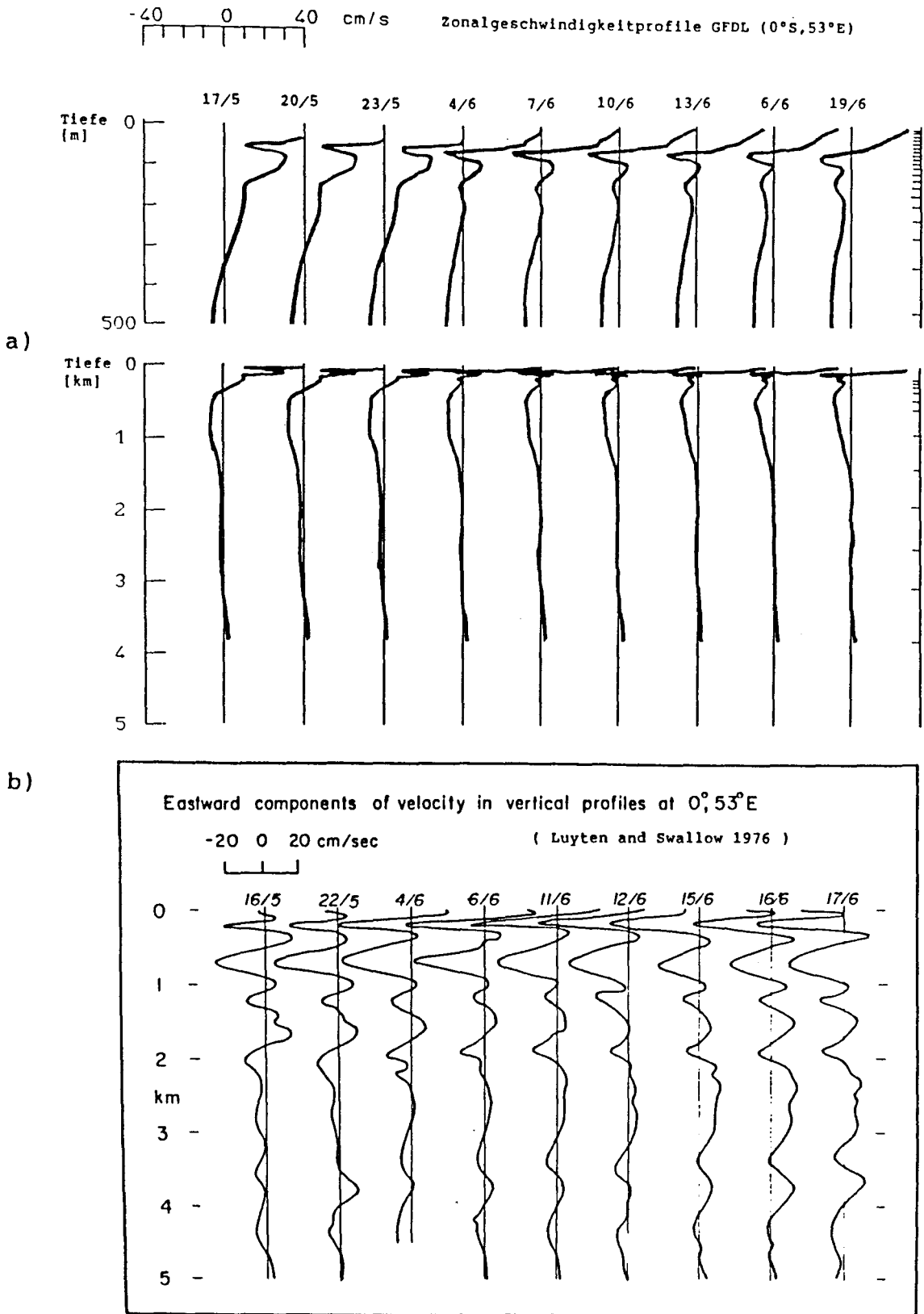


Abb.3.9 a) Zonalgeschwindigkeitsprofile im Dreitagesabstand bei 53°E; 0°S des GFDL-Modells, darunter dieselben bis in größere Tiefen.  
b) Beobachtete Zonalgeschwindigkeitsprofile aus LUYTEN und SWALLOW (1976).

GFDL-Zonalgeschwindigkeit entlang des Äquators in 205m Tiefe

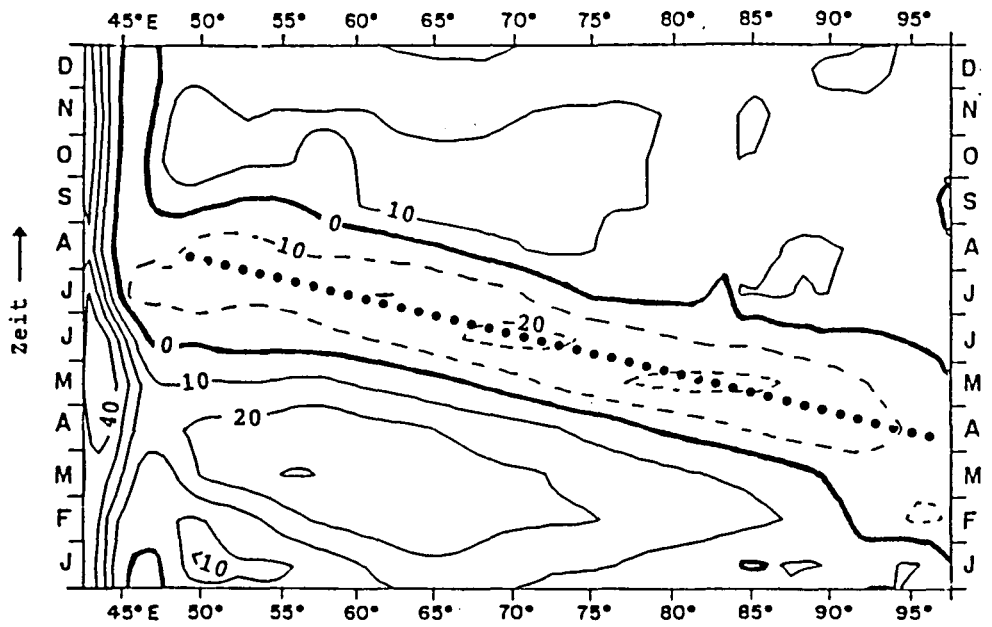


Abb.3.10 Zeitliche Entwicklung der Zonalgeschwindigkeit des GFDL-Modells entlang des Äquators in 205m Tiefe für das dritte Modelljahr.

GFDL-Modell Zonalgeschwindigkeit bei 55°E im Jahresverlauf

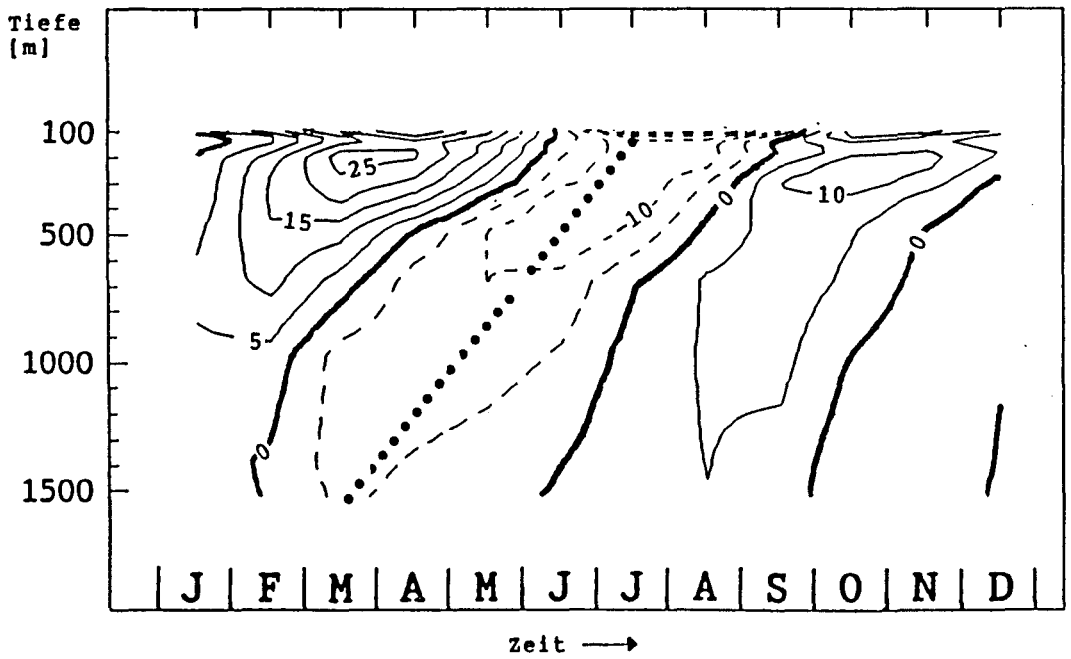


Abb.3.11 Zeitliche Entwicklung der Zonalgeschwindigkeit des GFDL-Modells, die entlang des Äquators von 50° bis 60°E gemittelt wurde.

der gleichen Größenordnung wie die Phasengeschwindigkeit langer äquatorialer Rossby-Wellen (LUYTEN und ROEMMICH, 1982).

Abb:3.11 zeigt den Jahresverlauf des von 50° bis 60°E gemittelten Profils. Man erkennt mit der Tiefe abnehmende Geschwindigkeiten, die unterhalb von 1000 m kleiner als 5 cm/s sind. Die Strömungsmaxima/minima (gepunktet) bewegen sich um 1000 m in drei Monaten aufwärts. Das entspricht einer vertikalen Phasengeschwindigkeit von ca.  $10^{-4}$  m/s. Aus der Dispersionsrelation für lange Wellen folgt (LUYTEN und ROEMMICH, 1982), daß die vertikale Phasengeschwindigkeit umgekehrt zur vertikalen Gruppengeschwindigkeit verläuft. Da die Energie sich mit der Gruppengeschwindigkeit ausbreitet, geht die Energieausbreitung von der Oberfläche in die Tiefe.

#### 4. ÄQUATORIALE WELLENANALYSE

Im Zusammenhang mit den bisherigen Untersuchungen stellt sich die Frage: Wieviel der äquatorialen Strömungsvarianz läßt sich durch Wellen des äquatorialen Wellenleiters erklären? Die Wellenanalyse der Modellströmungen gliedert sich in drei Teile,

- Perioden
- vertikale Struktur
- horizontale Struktur

und beschränkt sich auf lineare Wellen. Da die Phasengeschwindigkeiten im Verhältnis zu den Strömungsamplituden groß sind, werden Dopplereffekte vernachlässigt.

##### Perioden

Um die Perioden mit dem größten Energiebeitrag zu bestimmen, wurden die Modellströmungen harmonisch analysiert. Man erhält für alle  $n$  Teile des Zeitraums  $T$ , Amplitude  $A_n$  und Phase  $P_n$  nach:

$$f(t) = \sum_n [A_n \cdot \cos(P_n - \omega \cdot t)] + \bar{f}, \quad \omega = 2\pi \cdot n/T, \quad n = 1, 2, \dots$$

Die erklärte Varianz, die als Differenz aus Originalvarianz und Residuumvarianz normiert mit der Originalvarianz definiert ist, für die jeweilige Periode  $n$  nach

$$\frac{\sigma(f) - \sigma(f - A_n \cdot \cos(P_n - \omega \cdot t))}{\sigma(f)}$$

in Prozent bestimmt, welche Perioden am meisten Signal erklären. Für den Zeitraum von einem Jahr sind die ersten beiden Perioden das jährliche bzw. halbjährliche Signal.

Abb.4.1 zeigt Schnitte entlang des Äquators der Amplitude, Phase (relativ zum 1. Januar) und Varianzerklärung der Zonalgeschwindigkeit für die jährliche und halbjährliche Periode. Die vertikale Achse ist gespreizt im

Zonalschnitt entlang des Äquators GFDL-Modell jährliches Signal

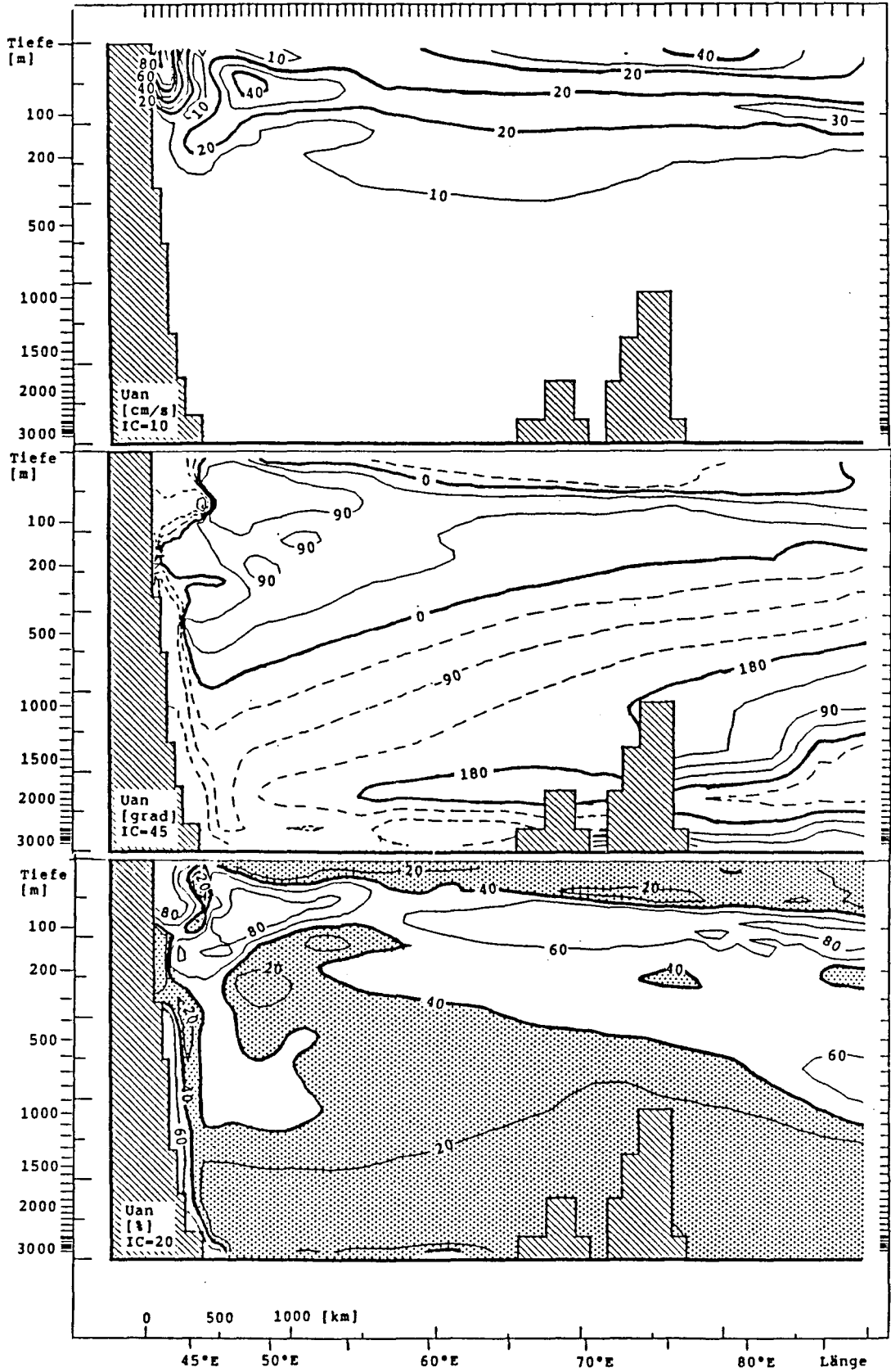


Abb.4.1.a) Zonalschnitt entlang des Äquators der Zonalgeschwindigkeit. Amplitude, Phase und Varianzerklärung der jährlichen Periode des GFDL-Modells. Die Tiefe wurde gespreizt.

Zonalschnitt entlang des Äquators GFDL-Modell halbjährliches Signal

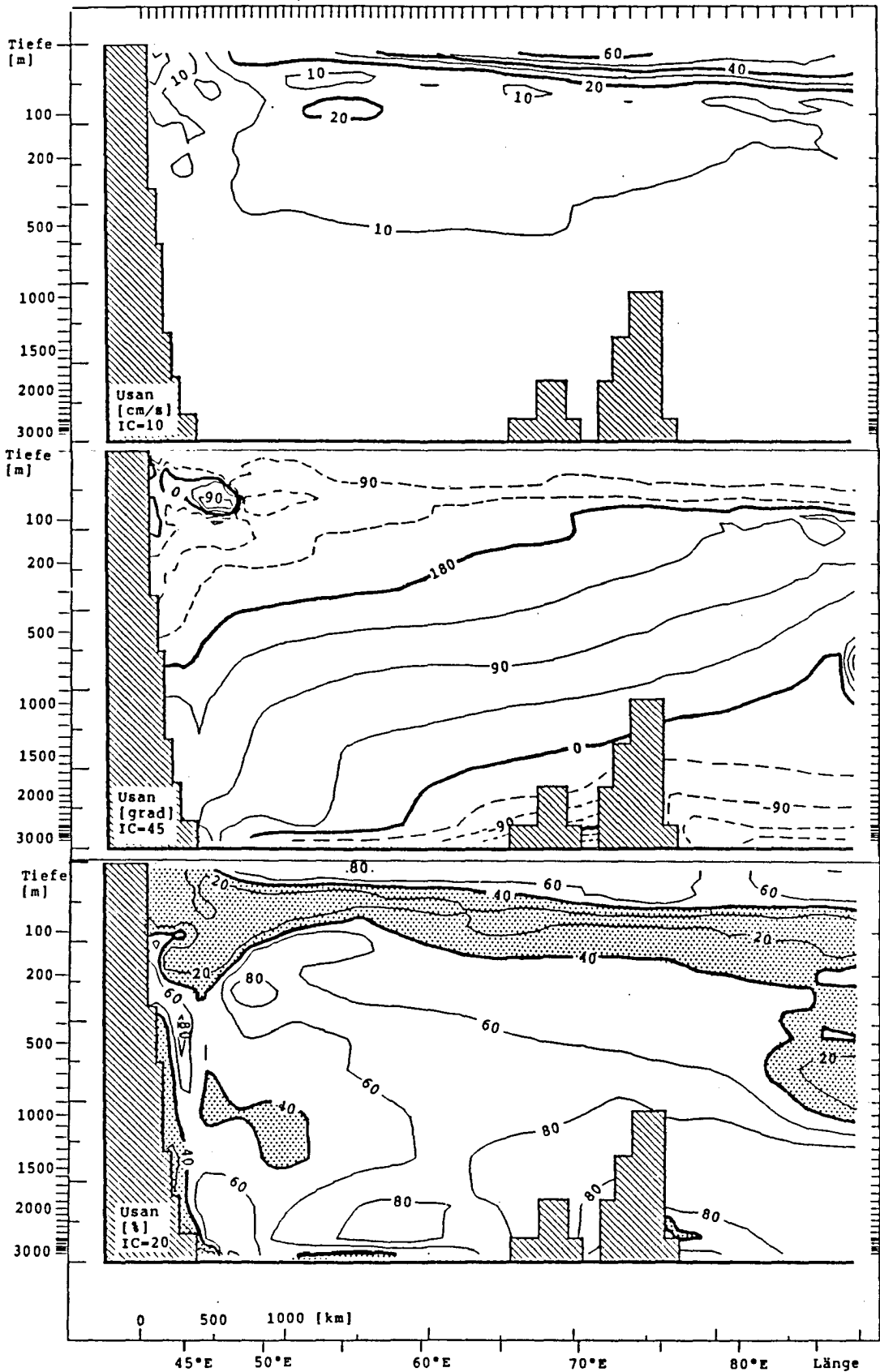


Abb.4.1.b) Zonalschnitt entlang des Äquators der Zonalgeschwindigkeit. Amplitude, Phase und Varianzerklärung der halbjährlichen Periode des GFDL-Modells. Die Tiefe wurde gespreizt.

Bereich der Sprungschicht durch Transformieren auf gleichabständige  $\int N(z) \cdot dz$  Werte, für ein mittleres Brunt-Väisälä-Frequenzprofil  $N(z)$ . Man erkennt für das Jahressignal a) die größte Amplitude am Westrand (Ostkomponente des Somalistroms) und ein relatives Maximum im Tiefenbereich von 50 bis 100 m (Unterstrom). Die Amplitude nimmt dann mit der Tiefe ab und ist unterhalb von 400 m kleiner als 10 cm/s. Die Phase nimmt im gesamten Inneren nach oben und Westen hin zu. Starke Phasensprünge sieht man am Westrand und in den oberen 30 Metern. Die Varianzerklärung durch die jährliche Periode ist am Westrand und im Bereich der Sprungschichttiefe (50-200 m) am besten (größer als 40 %, nicht punktiert).

Die Amplitude des Halbjahressignals b) ist am größten in Oberflächennähe des zentralen Ozean (Wyrтки-jet). Sie nimmt mit der Tiefe langsamer ab und ist unterhalb der Sprungschicht etwas größer als die jährliche Amplitude. Die Struktur der Phase ist der jährlichen ähnlich. Die Varianzerklärung durch die halbjährliche Periode ist in Oberflächennähe und unterhalb der Sprungschicht bis in große Tiefen besser als 40 % (nicht punktiert). Abb.4.2 zeigt für denselben Schnitt den Mittelwert und die Standardabweichung der Zonalgeschwindigkeit. Die mittlere Strömung ist am Westrand in 150 m Tiefe am größten. Diese, dem dort schon schwachen Jahressignal überlagerte permanente Nordostströmung beobachtet man auch mit verankerten Strommessern im 200-m-Tiefenniveau (SCHOTT, 1986). Ein weiteres Gebiet mit großer mittlerer Ostströmung erkennt man im zentralen Ozean an der Oberfläche. Sie ist besonders stark im Modell und wurde schon im Zusammenhang mit dem Wyrтки-jet diskutiert. Strömung nach Westen gibt es nur an der Oberfläche bei 47°E und zwischen 1000 und 2000 m Tiefe.

Die Gebiete großer Varianz sind identisch mit denen von starkem jährlichen oder halbjährlichen Signal. Wieviel Prozent dieser Varianz durch die Summe von jährlicher und halbjährlicher Periode erklärt wird, zeigt Abb.4.3. Man erkennt nur noch kleine Gebiete, z.B. das Grenzgebiet zwischen Randstrom und zentralem Ozean, mit weniger als 80 % Varianzerklärung (punktiert). Deshalb werde ich mich für die weitere Wellenanalyse auf die jährliche und halbjährliche Periode beschränken.



Zonalschnitt entlang des Äquators GFDL-Modell

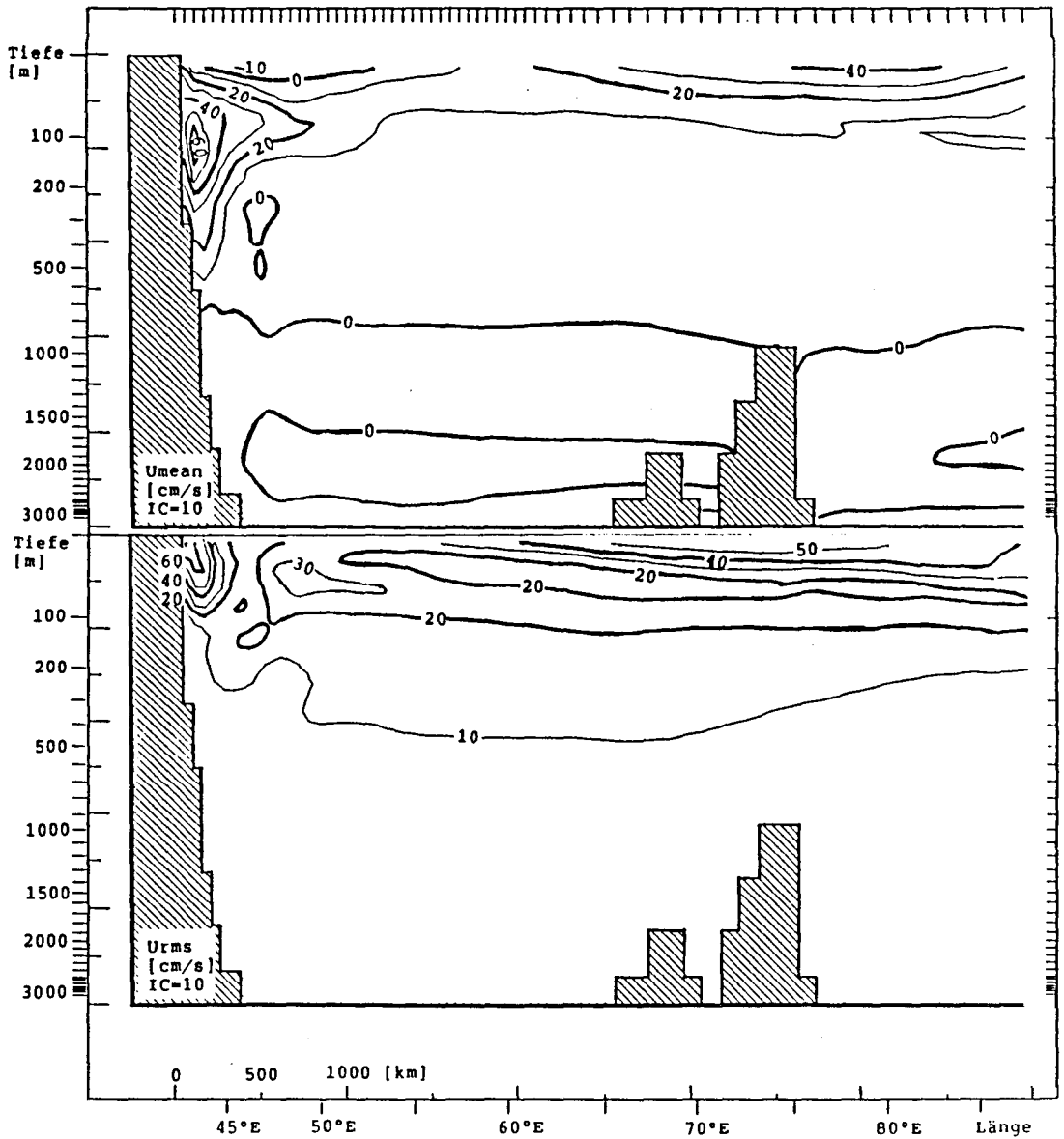


Abb.4.2 Zonalschnitt entlang des Äquators der Zonalgeschwindigkeit. Mittelwert und Standardabweichung der GFDL-Modellströmung. Die Tiefe wurde gespreizt.

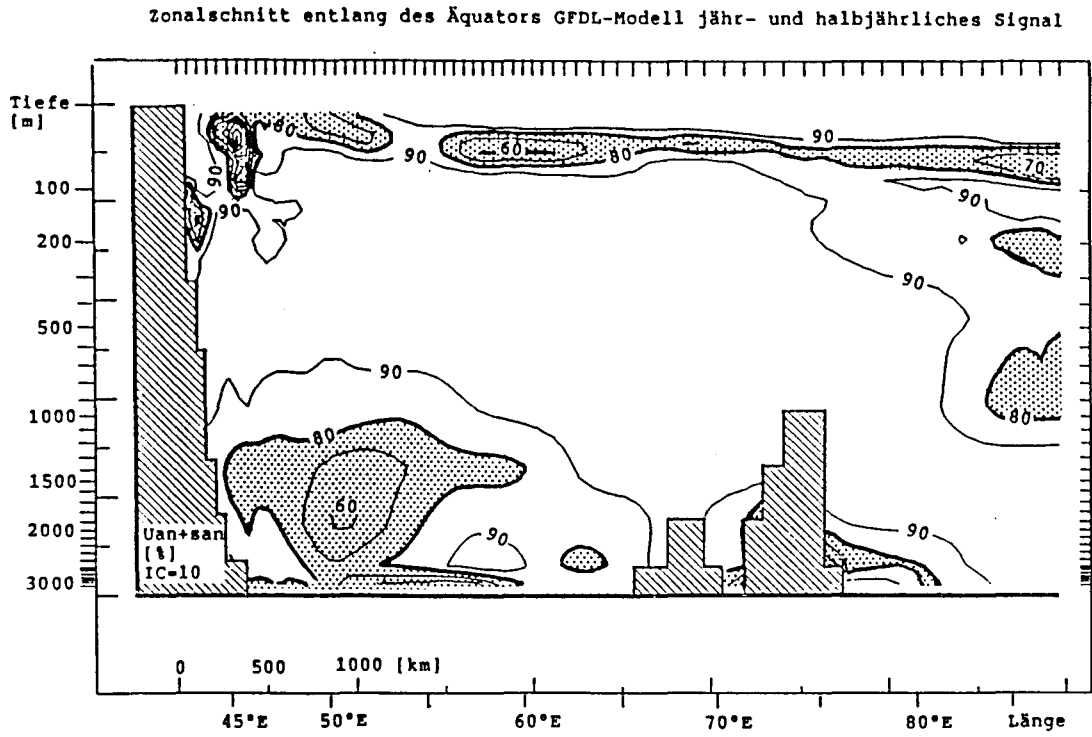


Abb.4.3 Zonalschnitt entlang des Äquators der Zonalgeschwindigkeit. Varianzerklärung der jährlichen und halbjährlichen Periode. Die Tiefe wurde gespreizt.

## Vertikale Struktur

MOORE und PHILANDER (1977) geben eine ausführliche Herleitung der die äquatoriale Dynamik beschreibenden Gleichungen. Hier wird nur kurz der Weg beschrieben. Durch Rotieren und Ableiten der linearisierten Bewegungsgleichung erhält man die Vorticitygradientgleichung. Das vertikale Problem läßt sich separieren, und es folgt die vertikale Strukturgleichung ohne äußere Kräfte und Reibung:

$$d^2F(z)/dz^2 + N^2(z)/c^2 \cdot F(z) = 0 ,$$

wobei  $c^2 = g \cdot h$  die Separationskonstante,  $F(z)$  z.B. die Horizontalströmungen und  $N(z)$  die Brunt-Väisälä-Frequenz ist.

Die Wahl der unteren Randbedingung legt zwei verschiedene Wellenklassen fest:

- vertikal propagierende Wellen, wobei die Annahme gemacht wird, daß der Ozean unendlich tief ist, oder
- vertikal stehende Wellen, mit verschwindender Vertikalbewegung am Boden bei  $z=-H$ .

Für vertikal propagierende Wellen ergibt sich (LUYTEN und ROEMMICH, 1982), daß die Amplituden proportional zu  $\sqrt{N(z)}$  und die Phasen proportional zu  $\int N(z) \cdot dz$  sind.

Abb.4.4 zeigt  $\sqrt{N}/N_0$ , die Amplitude  $\cdot N_0/\sqrt{N}$  und die Phase für ein typisches Zonalgeschwindigkeitsprofil bei 60°E am Äquator für das halbjährliche Signal gegen die auf  $\int N$  transformierte Tiefe.  $N_0$  ist das vertikale Mittel von  $N(z)$ . Die Phase ändert sich für Tiefen zwischen 200 und 800 m in guter Näherung linear. Die mit  $\sqrt{N}/N_0$  normierten Amplituden sollten konstant sein. Schon im mittleren Tiefenbereich ändern sie sich um den Faktor zwei, außerhalb davon verhalten sie sich gar nicht so wie vertikal propagierende Wellen es würden. WUNSCH (1977) beschreibt die Vorteile eines Modells mit vertikal propagierenden Wellen. Er gibt die vertikale Wellenlänge mit einigen hundert Metern für die jährliche Periode an und ist damit in der Lage, eine Reihe von vertikalen Stromumkehrungen, ähnlich den Beobachtungen von LUYTEN und SWALLOW (1976; Abb.3.9.b), zu simulieren. Für kürzere Perioden sind die vertikalen Phasengeschwindigkeiten größer und der Einfluß der Bodenreflexion weit wichtiger. Die Annahme von vertikal stehenden Wellen, seit LIDTHILL (1969)

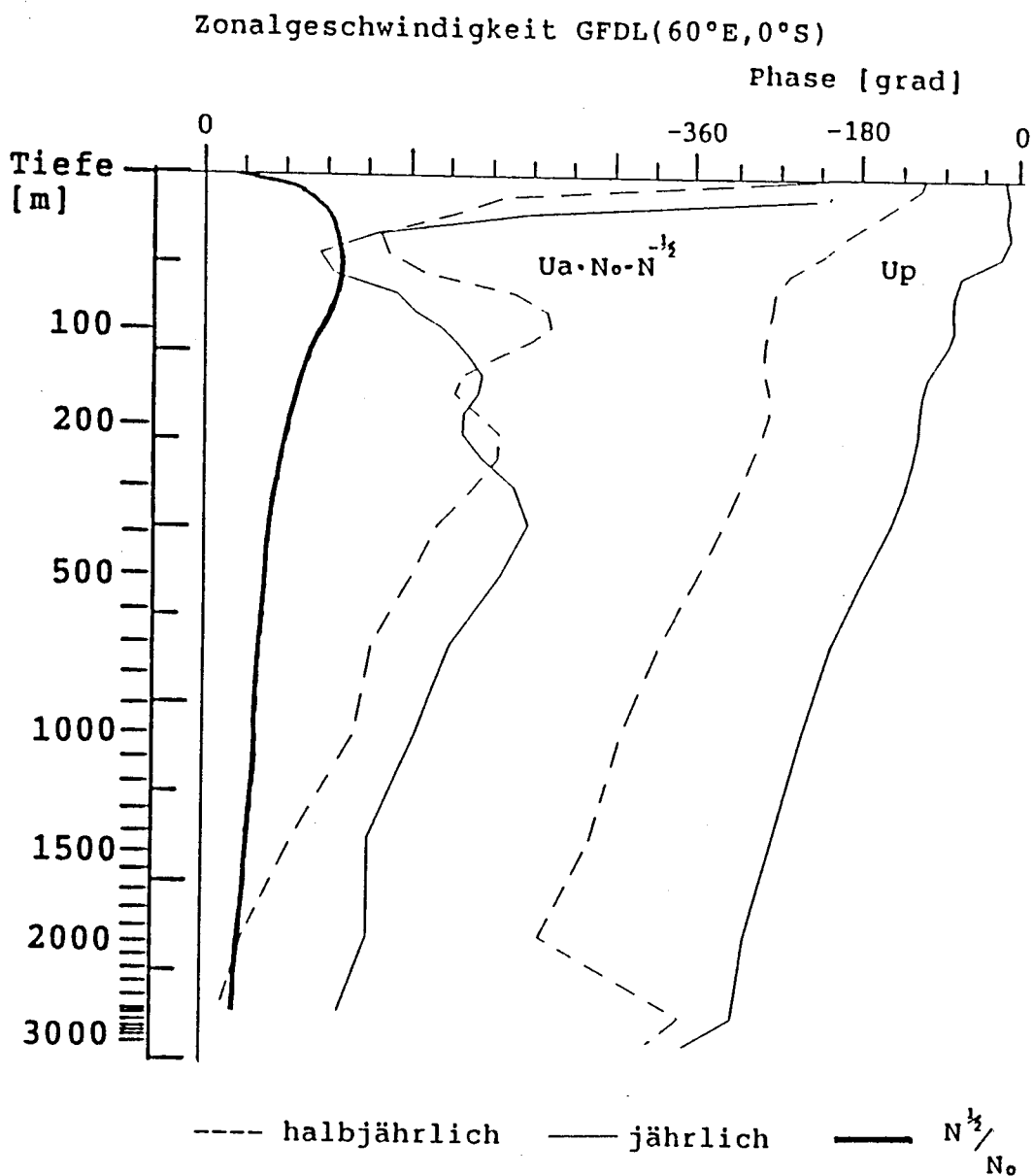


Abb.4.4 Profile der mit  $No \cdot N^{-1/2}$  multiplizierten Amplituden und der Phasen für die jährliche (durchgezogen) und halbjährliche (gestrichelt) Zonalgeschwindigkeit bei 60°E; 0°S des GFDL-Modells. Sowie das zur Normierung benutzte  $N^{1/2}/N_0$  Profil.

oft verwendet, ist für schnelle vertikale Phasenausbreitung und geringe Reibung eine bessere Näherung. GENT, O'NEILL und CANE (1983) benutzten ein Modell in dieser Näherung und können damit die Messungen von LUYTEN und ROEMMICH (1982) erklären. Sie diskutieren die Vor- und Nachteile beider Ansätze und weisen auf die Äquivalenz der Resultate hin, bei unterschiedlichem Aufwand abhängig von der Fragestellung.

Im allgemeinen ist der einfachere Formalismus der für vertikal stehende Wellen. Das damit verbundene Orthogonalsystem der Moden wurde im weiteren benutzt. Man bestimmt zuerst die vertikal stehenden Moden und zerlegt dann die meridionale Struktur in Zylinderfunktionen für jede der vertikalen Moden.

Die vertikale Strukturgleichung

$$d^2 F_n(z)/dz^2 + N^2(z)/(g \cdot h_n) \cdot F_n(z) = 0 \quad n=1,2,\dots,N$$

wurde durch Eigenwertzerlegung numerisch gelöst. Tab.2.a) zeigt die Phasengeschwindigkeiten, Äquivalenztiefen, typische Längen- und Zeitskalen der ersten acht Moden für ein jährliches und zwischen 60° und 70°E gemitteltetes Dichteprofil. Die Varianz des Eigenwerts für die Einzelprofile ist ebenfalls angegeben. Der Vergleich zu Tab.2.b), aus GENT et al. (1983), zeigt für das Zirkulationsmodell ca. 20 % kleinere Phasengeschwindigkeiten.

Die Amplituden und Phasen der einzelnen vertikalen Moden wurden durch Lösen zweier linearer Gleichungssysteme für die Sinus- bzw. Cosinusamplituden der harmonischen Geschwindigkeiten bestimmt. Mit der aus dem 'maximum likelihood' Prinzip folgenden Bedingung der kleinsten Abweichungsquadrate.  $\underline{b} = \underline{x} \cdot A$ , wobei  $\underline{b}$  der mit seiner Varianz normierte Modelldatenvektor (Profil),  $A$  die Strukturfunktionsmatrix ( $F_n(z)$ ) der Moden und  $\underline{x}$  der mit der erwarteten Varianz normierte gesuchte Amplitudenvektor ist. Die Lösung

$$\underline{x} = (A^t \cdot A)^{-1} \cdot A^t \cdot \underline{b}$$

wurde durch Eigenwertzerlegung numerisch bestimmt (MENKE, 1984). Das Verfahren erlaubt eine a'priori Schätzung des Ergebnisvektors und seiner Varianz. Erstere wurde Null gesetzt und letztere groß gewählt, da kein a'priori Wissen für die Amplituden bekannt und das System ausreichend überbestimmt war.

Um den direkten Windeinfluß nicht überzubewerten, wurden nur Daten im Tiefenbereich von 50 bis 2000 m benutzt. Tab.3.a) zeigt exemplarisch für ein typisches halbjährliches Zonalgeschwindigkeitsprofil die Abhängigkeit der Modenzerlegung von der Wahl des Tiefenbereiches. Die zur Normierung benutzte Datenvarianz wurde mit 1.5 cm/s angenommen. Die Amplituden der drei ersten vertikalen Moden zeigen eine signifikante Änderung beim Herausnehmen der oberen 50 m (vergleiche erste und zweite Spalte). Die Amplitudenänderung zwischen 50 und 100 m Minimaltiefe ist dann gering, wird aber bei 200 m wieder größer. Der Einfluß der unteren Tiefenbegrenzung ist klein (Zeilen vergleichen), solange die Profile tiefer als 1000 m sind. Tab.3.b) zeigt für dasselbe Profil die Abhängigkeit der Amplituden von der Wahl der Datenvarianz(-fehler). Man erkennt für alle drei Moden nur eine sehr schwache Abhängigkeit. Für die weitere Zerlegung wurde der Datenfehler überall mit 1.5 cm/s angenommen.

Abb.4.5.a) zeigt ein Zirkulationsmodellprofil von N und b) die Zerlegung der halbjährlichen Amplitude der Zonalgeschwindigkeit in fünf vertikale Moden. Daneben c) sind die Sinus- und Cosinusprofile und die Summe über die ersten fünf vertikalen Moden (dick) abgebildet. Man erkennt aus b), daß die meiste Energie auf die ersten drei Moden verteilt wird und c) zeigt, daß die Profile gut genähert werden können. Abb.4.5.e) zeigt ebenfalls ein N-Profil bei 53°E aus der Arbeit von GENT et al. (1983). Dieses hat ein etwas tieferes Maximum und wurde oberhalb von 50 m auf Null gesetzt. Mit der Annahme, daß der Windimpulsfluß als Körperkraft auf die obere Schicht der Dicke d wirkt, berechneten sie für jede Mode den Projektionskoeffizienten nach:

$$P_n = \frac{H}{d} \int_{-d}^0 F_n dz / \int_{-H}^0 F_n^2 dz.$$

Abb.4.5.f) zeigt dazu die Moden (Strukturfunktionen) multipliziert mit ihrem Projektionskoeffizienten. Im Vergleich mit b) sieht man für die beiden verschiedenen Bestimmungsmethoden, daß Mode zwei am meisten Energie hat. Danach folgen Mode eins und drei, die übrigen Amplituden sind klein. Im weiteren werde ich mich auf die ersten drei vertikalen Moden beschränken.

Abb.4.6.a) zeigt entlang des Äquators die halbjährliche Amplitude und Phase der vertikalen Moden sowie die Varianzerklärung ihrer Summe. Hier ist mit Varianz die Abweichung vom barotropen Strömungsprofil gemeint. Man erkennt für den zentralen Ozean eine recht konstante Verteilung der Modeamplituden. Die Phasen zeigen eine Zunahme nach Westen, und die Varianzerklärung der Summe über die ersten drei Moden liegt meist über 80 %.

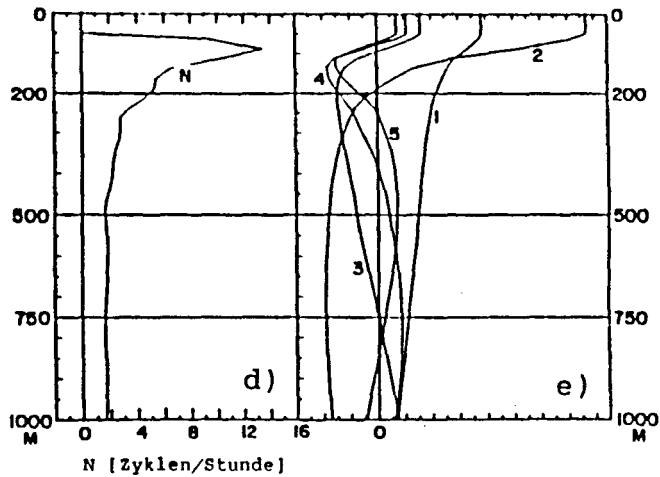
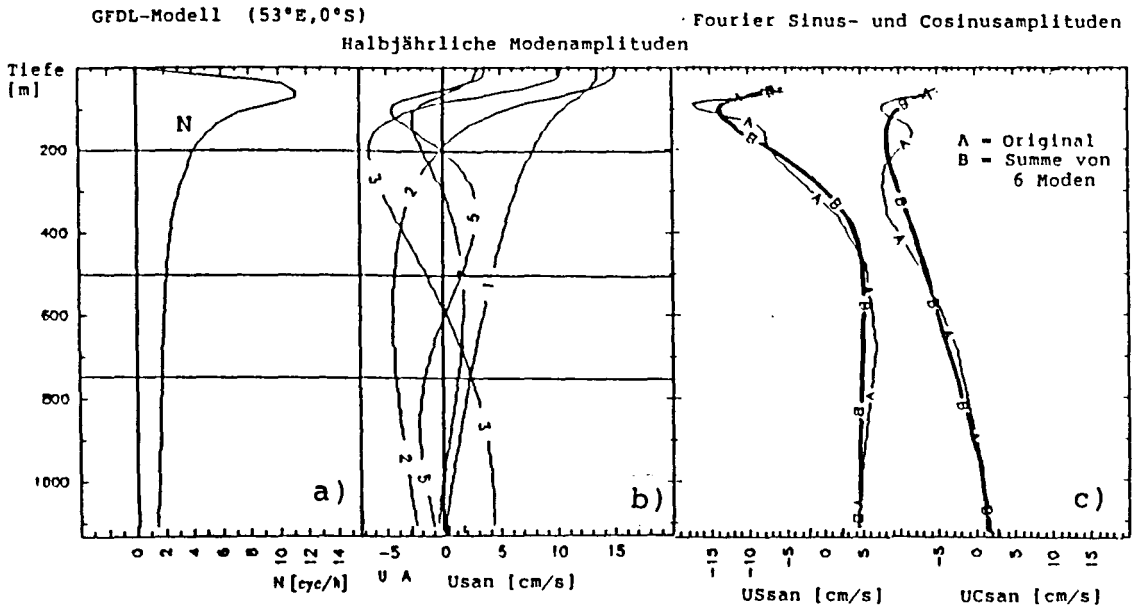


Abb.4.5.a) GFDL-Profil der Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$  von  $60^\circ$ - $70^\circ$ E gemittelt.  
 b) Profile der ersten fünf vertikalen Moden der halbjährlichen Zonalgeschwindigkeitsamplitude bei  $53^\circ$ E des GFDL-Modells.  
 c) Sinus- und Cosinusprofile der halbjährlichen Zonalgeschwindigkeit GFDL-Modell (dünn) und die Summe über die ersten fünf vertikalen angepaßten Moden (dick).  
 d)  $N$ -Profil bei  $53^\circ$ E aus GENT, O'NEILL und CANE (1983).  
 e) Fünf vertikale Moden multipliziert mit deren Projektionskoeffizienten.

Modenzerlegung der halbjährlichen Zonalgeschwindigkeit entlang des Äquators

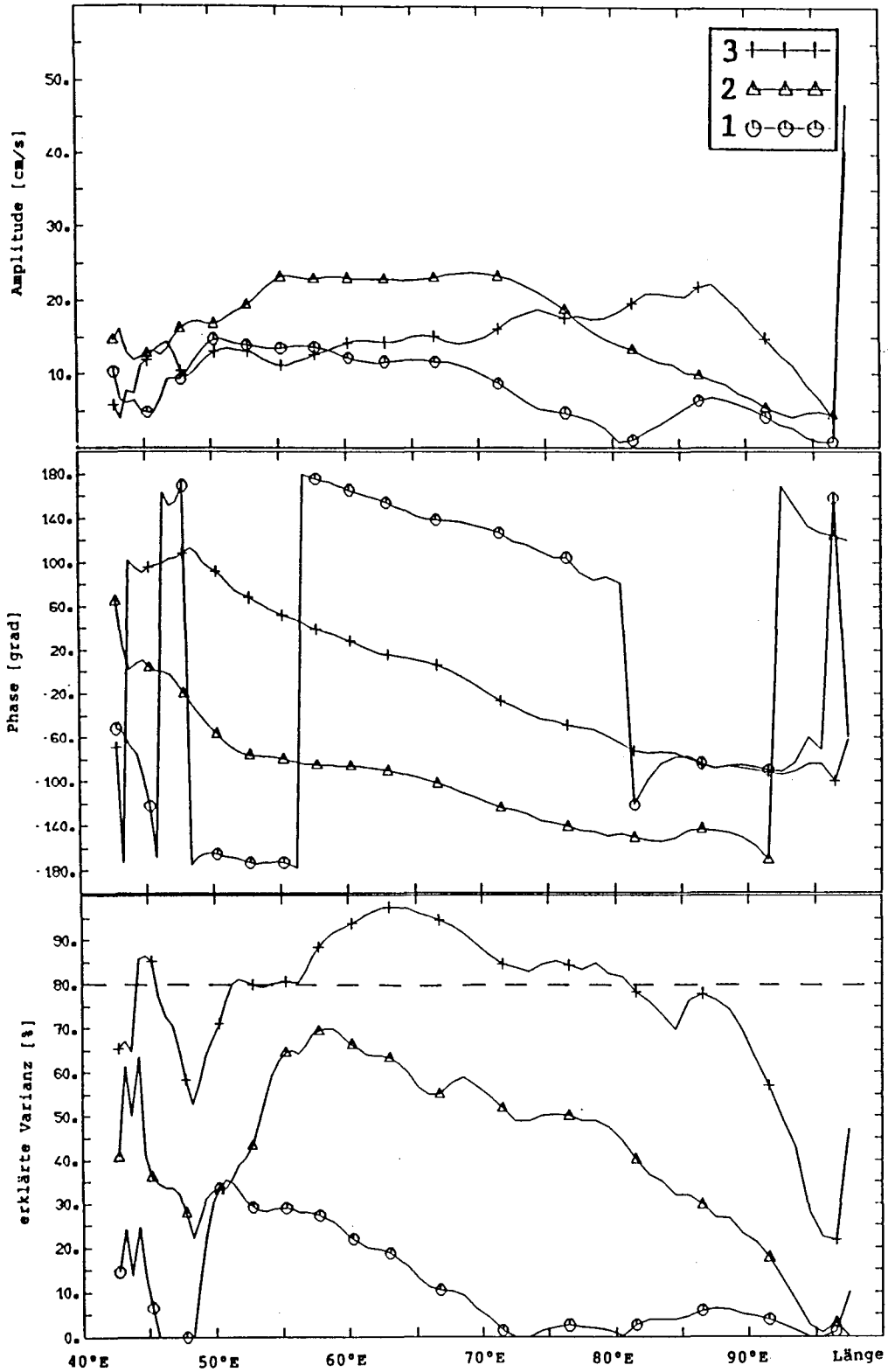


Abb.4.6.a) Amplituden und Phasen der ersten drei vertikalen Moden entlang des Äquators sowie die vertikale Varianzerklärung der Summe für die halbjährliche Zonalgeschwindigkeit des GFDL-Modells.



Modenzerlegung der jährlichen Zonalgeschwindigkeit entlang des Äquators

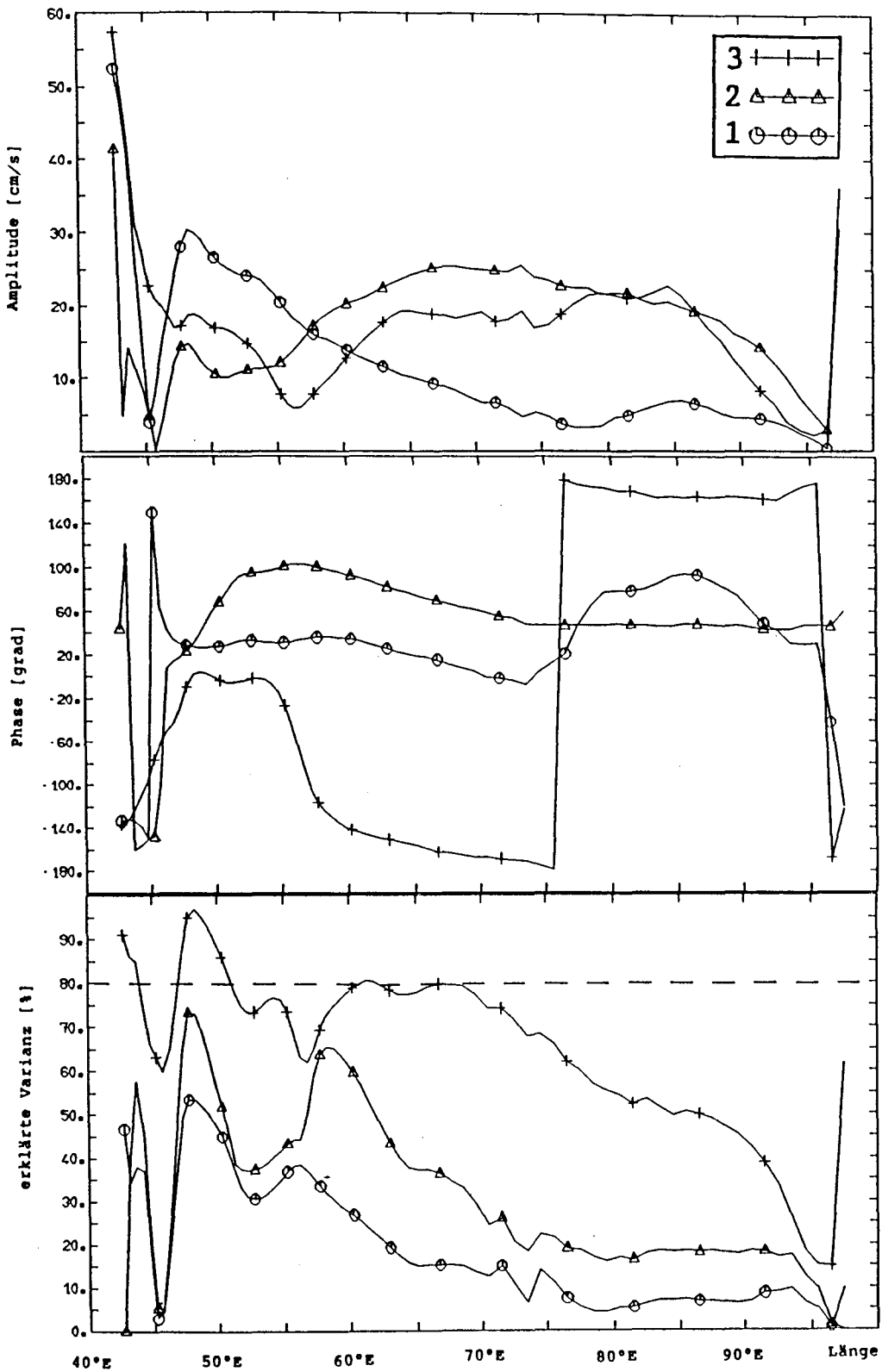


Abb.4.6.b) Amplituden und Phasen der ersten drei vertikalen Moden entlang des Äquators sowie die vertikale Varianzerklärung der Summe für die jährliche Zonalgeschwindigkeit des GFDL-Modells.

Abb.4.6.b) zeigt für das jährliche Signal große Amplituden am Westrand. Die westwärtige Phasenausbreitung ist geringer als die halbjährliche, und die Varianzerklärung ist nicht so gut. Die Sonderstellung des Gebiets zwischen Randstrom und zentralem Ozean (47°E) erkennt man auch in der relativ schlechten Varianzerklärung für beide Perioden.

Die Zerlegung der harmonischen Geschwindigkeitsprofile in Amplituden und Phasen der drei vertikalen Moden wurde insbesondere auch für drei Zonalschnitte von 10°S bis 10°N bei 50°, 60° und 70°E durchgeführt.

### Horizontale Struktur

Nach dem Abspalten des vertikalen Problems kann man die skalierte Vorticitygradientengleichung ohne äußere Kräfte:

$$V_{xxt} + V_{yy} - V_x - y^2 \cdot V_t - V_{ttt} = 0$$

für jeden Eigenwert getrennt betrachten. Nimmt man für die meridionale Geschwindigkeit zonale Wellenausbreitung an nach:

$$v = V_n(y) \cdot e^{i(k \cdot x - \omega \cdot t)},$$

wobei  $V_n(y)$  die Amplitude,  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $k$  die zonale Wellenzahl ist, so sind für die separierbare Standardform:

$$d^2 D_m / dy^2 + (2m+1 - y^2) \cdot D_m = 0,$$

Zylinderfunktionen  $D$  der Ordnung  $m$  Lösungen, die für große  $y$  verschwinden.

$$D_m = e^{(-y^2/2)} \cdot H_m(y) \cdot (\sqrt{2^m \cdot m! \cdot \sqrt{\pi}})^{-1}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, M$$

Dabei sind  $H_m(y)$  die orthogonalen Hermitepolynome (ABRAMOWITZ, 1965). Aus der Transformation auf die Standardform folgt die Dispersionsrelation für äquatoriale Wellen:

$$k^2 + k/\omega - \omega^2 + 2m + 1 = 0.$$

Die Wellenklassen sind abhängig von der Wahl von  $m$ . Wobei neben den Rossby-Wellen ( $m > 0$ ) die Kelvin-Welle ( $m = -1$ ), mit überall  $v = 0$ , und die Yanai-Welle mit ( $m = 0$ ) Spezialfälle sind. Die Energie ist äquatorgebunden und die Abkling-skala hat die typische Breite der Rossby-Radien der vertikalen Moden. Die Amplitude und Phase der Zylinderfunktionen wurden durch zwei lineare Gleichungssysteme für die Sinus- und Cosinusamplituden der harmonischen Horizontalströmungskomponenten für jede vertikale Mode bestimmt:  $\underline{b} = \underline{x} \cdot \underline{A}$ , wobei  $\underline{b}$  der Modenamplitudenvektor in meridionaler Richtung,  $\underline{A}$  die Zylinderfunktionsmatrix ( $D_n(y)$ ) und  $\underline{x}$  der Amplitudenvektor der Zylinderfunktionen ist. Abb.4.7.a) zeigt einen Meridionalschnitt der halbjährlichen Sinusamplituden der vertikalen Moden bei  $60^\circ\text{E}$  für die Zonalströmung und b) für die Meridionalströmung. Man erkennt eine leicht unsymmetrische Verteilung über den Äquator mit größerem Signal im Norden. Darunter zeigen Abb.4.7.c) und d) für die zweite vertikale Mode beispielhaft die Zerlegung in sechs Zylinderfunktionen und die Summe (dick) über diese. Angepaßt wurde der Bereich von  $6^\circ\text{S}$  bis  $6^\circ\text{N}$ , was ungefähr dem zweifachen Rossby-Radius entspricht. Man erkennt für die Zonalgeschwindigkeit c) die Dominanz der nullten und zweiten Ordnung der Zylinderfunktion. Vergleicht man die dick hervorgehobenen Kurven aus c) und d) mit a) und b), so erkennt man eine gute Übereinstimmung der Summe über die Zylinderfunktionen mit der meridionalen Struktur der zweiten vertikalen Strömungsmode.

Abb.4.8 zeigt für die zweite vertikale Zonalgeschwindigkeitsmode die Amplitude und Phase als Funktion der Zylinderfunktionsordnung für die Meridionalschnitte bei  $50^\circ$ ,  $60^\circ$  und  $70^\circ\text{E}$ . Man erkennt für das jährliche (links) und halbjährliche (rechts) Signal bei allen drei Schnitten, daß die Energie mit zunehmender Ordnung abnimmt. Mit Ausnahme des  $50^\circ\text{E}$ -Schnittes haben die fünfte und sechste Ordnung sehr kleine Amplituden. Sie werden im weiteren nicht mehr benutzt. Die Phase (unten) zeigt für Ordnung eins und zwei wieder die westwärtige Propagation (Rossby-Wellen). Die Phase nullter Ordnung nimmt dagegen für das Jahressignal nach Osten hin zu (Kelvin-Welle).

Die Amplituden und Phasen der Zylinderfunktionen für die anderen vertikalen Moden und für die Meridionalgeschwindigkeit wurden berechnet.

Meridionale halbjährliche Sinusamplituden der Horizontalströmungen

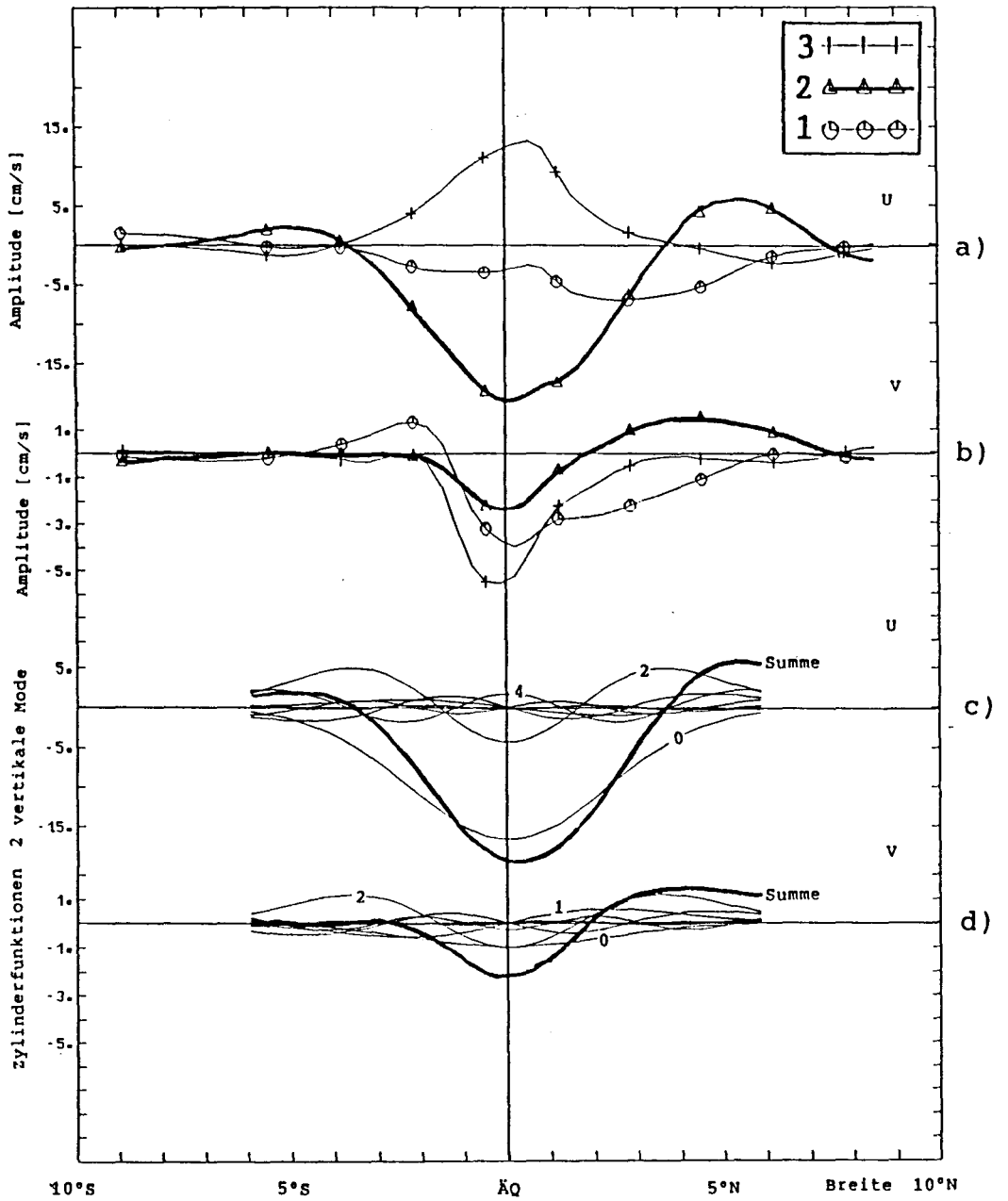


Abb.4.7.a) Meridionalschnitt bei 60°E über den Äquator der ersten drei vertikalen Sinusamplituden für die Zonalgeschwindigkeit.  
b) Wie a) für die Meridionalgeschwindigkeit des GFDL-Modells.  
c) Angepaßte Zylinderfunktionen der zweiten vertikalen Mode (aus a) und die Summe darüber (dick).  
d) Wie c) für die Meridionalgeschwindigkeit (aus b).

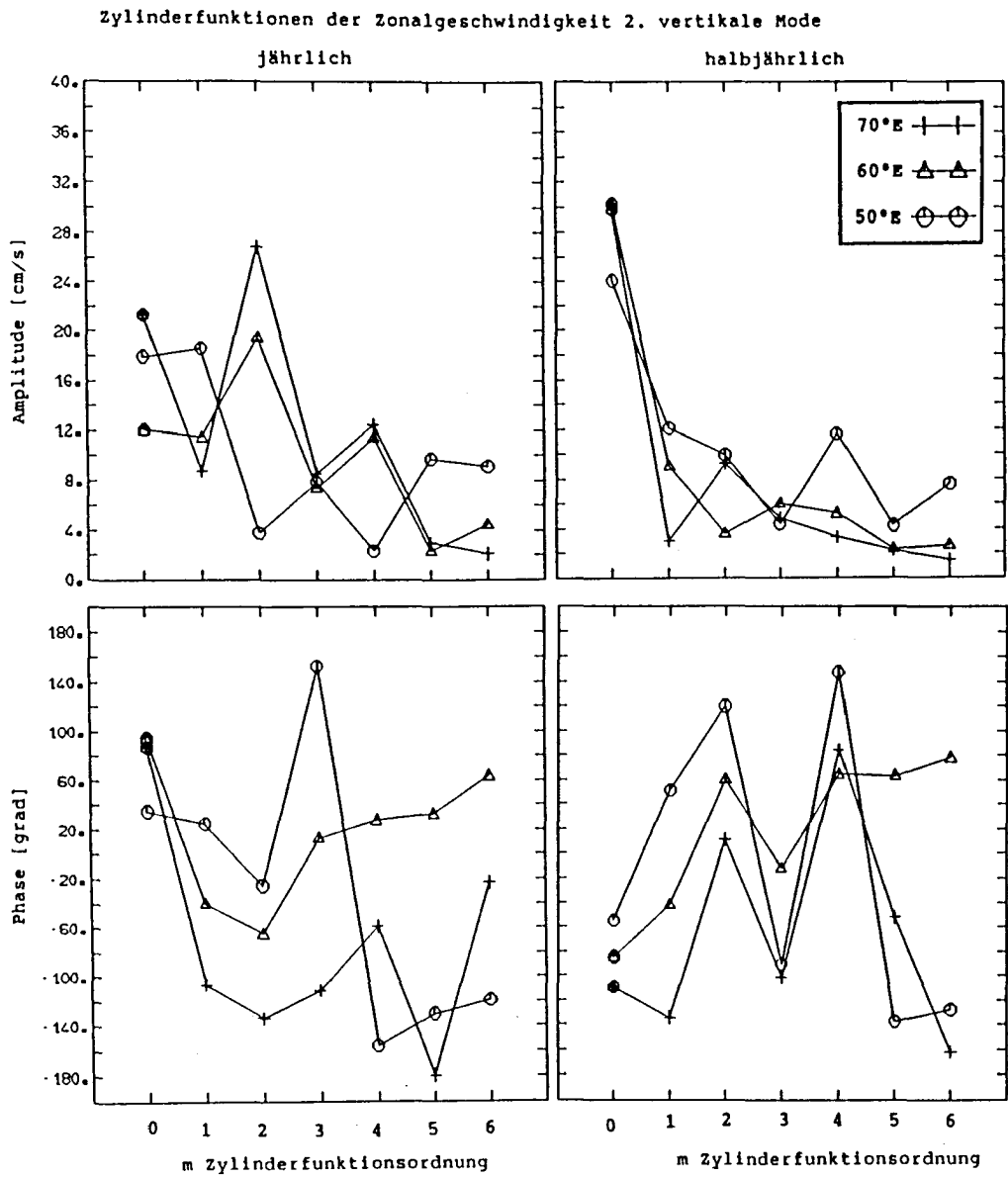


Abb.4.8 Amplituden und Phasen der Zylinderfunktionen der zweiten vertikalen Mode der Zonalströmung für drei Zonalschnitte (50°, 60° und 70°E). Die jährlichen sind links und die halbjährlichen rechts abgebildet.

### Lange freie äquatoriale Wellen

Die analytischen Lösungen für die Wellenklassen der Ordnung  $m$  sind für die Meridionalgeschwindigkeit proportional zu den Zylinderfunktionen derselben Ordnung bzw. für die Kelvin-Welle identisch null.

$$V_m(y) \sim D_m, \quad V_{-1}(y) = 0$$

Die Zonalgeschwindigkeit ist proportional zu der Summe der benachbarten Ordnungen nach:

$$U_m(y) \sim i/2 \cdot \left[ \sqrt{(2m+1)/(\omega-k)} \cdot D_{m+1}(y) + \sqrt{(2m)/(\omega+k)} \cdot D_{m-1}(y) \right]$$

Damit läßt sich für einen Satz von Sinus- bzw. Cosinusamplituden der Zylinderfunktionen für jede vertikale Mode ein lineares Gleichungssystem für feste Perioden zur Bestimmung der Amplituden und Phasen der Wellentypen aufstellen:

$$\underline{b} = \underline{x} \cdot \underline{A},$$

wobei  $\underline{b}$  der Zylinderfunktionsamplitudenvektor,  $\underline{A}$  die Wellenkoeffizientenmatrix und  $\underline{x}$  der gesuchte Wellenamplitudenvektor ist. Es ist möglich, beide Strömungskomponenten zugleich zu behandeln, dadurch lassen sich die Wellen schärfer trennen.

Tab.4.a) gibt die Amplituden und Phasen der Kelvin-Wellen und der ersten drei langen Rossby-Wellen für die Meridionalschnitte bei  $50^\circ$ ,  $60^\circ$  und  $70^\circ$ E für die jährliche und b) halbjährliche Periode und die drei ersten vertikalen Moden. Die Phasen sind alle auf den Westrand bei  $42^\circ$ E bezogen, entsprechend der Phasengeschwindigkeit des jeweiligen Wellentyps, und beziehen sich auf die Meridionalströmung. Die Amplituden der Kelvin-Wellen entsprechen den maximalen Stromgeschwindigkeiten, für die Zonalkomponente der Rossby-Wellen kommt noch der Faktor  $\sqrt{(2m-1)/(\omega-k)}$ , der die Größenordnung 4 hat, dazu. Man erkennt einige Wellen mit großer Amplitude (z.B. halbjährlich, vertikal 2, Rossby 1).

Vergleicht man die Konsistenz der Phase über die verschiedenen Längen, so ergeben sich für einige Wellen erhebliche Differenzen, obwohl die Amplituden groß sind. Generell sind die Amplituden der Rossby-Wellen zweiter Ordnung kleiner als die der ungeraden. Die Rossby-1-Welle und die Kelvin-Welle haben für alle vertikalen Moden die meiste Energie. Dieses resultiert aus der überwiegend zonalen Strömung, deren Energie symmetrisch zum Äquator mit der

typischen Breite von  $2^\circ$  bis  $3^\circ$  (äquatorialer Rossby-Radius) verteilt ist.

### Analyse der Wellenfelder

Für die Analyse der Wellenfelder wurden die Amplituden und Phasen der einzelnen Wellen an jedem Ort vektoriell summiert. Ebenfalls wurden einige Zeitreihen der Wellenfelder mit denen der Zirkulationsmodellströmungen und der Beobachtungen verglichen.

Abb.4.9 zeigt für das Wellenfeld relativ zu  $60^\circ\text{E}$  (W-60) Amplitude und Phase der halbjährlichen Zonalströmung für den Zonalschnitt entlang des Äquators. Der Vergleich mit dem Zirkulationsmodell (siehe Abb.4.1.b)) zeigt starke Differenzen für Amplitude und Phase in den oberen 50 m. Das zentrale innere Gebiet des Wellenfelds zeigt die Amplitudenabnahme mit der Tiefe und die gleiche aufwärtige und westwärtige Phase. Für das Randstromgebiet und das östlich von  $70^\circ\text{E}$  zeigt das W-60 Wellenfeld keine gute Übereinstimmung. Wieviel Prozent der zeitlichen Varianz der Zirkulationsmodell-Zonalströmung vom Wellenfeld an jedem Ort erklärt wird, ist darunter dargestellt. Man erkennt ein Gebiet mit guter Varianzerklärung (größer als 80 %) zwischen 100 und 800 m Tiefe von  $50^\circ$  bis  $70^\circ\text{E}$ . Da diese Größe sowohl den Einfluß der jährlichen als auch der halbjährlichen Wellen berücksichtigt, ist sie zum Vergleich der Wellenfelder geeignet. Man erkennt durch Abb.4.10.a) für ein reduziertes Wellenfeld, bei dem nur die Kelvin- und Rossby-1-Wellen für die vertikalen Moden zwei und drei benutzt wurden, erwartungsgemäß weniger Varianzerklärung als für alle 24 Wellen desselben Meridionalschnitts. Darunter bei b) sieht man für das W-50 Wellenfeld etwas bessere Übereinstimmung am Westrand, aber insgesamt zeigt auch das W-70 Wellenfeld bei c) weniger Varianzerklärung als die Wellen des  $60^\circ\text{E}$ -Schnittes.

LUYTEN und ROEMMICH (1982) geben eine Zeitreihe der Zonalgeschwindigkeit, die über alle Verankerungen in einem Horizont gemittelt und 30 Tage tiefpaßgefiltert wurde. Den Vergleich mit den Zirkulationsmodell- und Wellenfeldströmungen, die im entsprechenden Tiefenbereich zwischen  $50^\circ$  und  $60^\circ\text{E}$  gemittelt wurden, zeigt Abb.4.11. Man erkennt ähnliche Strukturen für alle Zeitreihen, die im wesentlichen aus dem asymmetrischen Halbjahressignal bestehen. Von den Wellenfeldern b) bis e) simuliert das volle Wellenfeld des  $60^\circ\text{E}$ -Schnittes die Modellgeschwindigkeiten a) am besten. Die Übereinstimmung beider mit den Messungen f) ist zwischen Mai und August gut und wird zu den

Zonalschnitt entlang des Äquators Wellenfeld relativ zu 60°Ost halbjährliches Signal

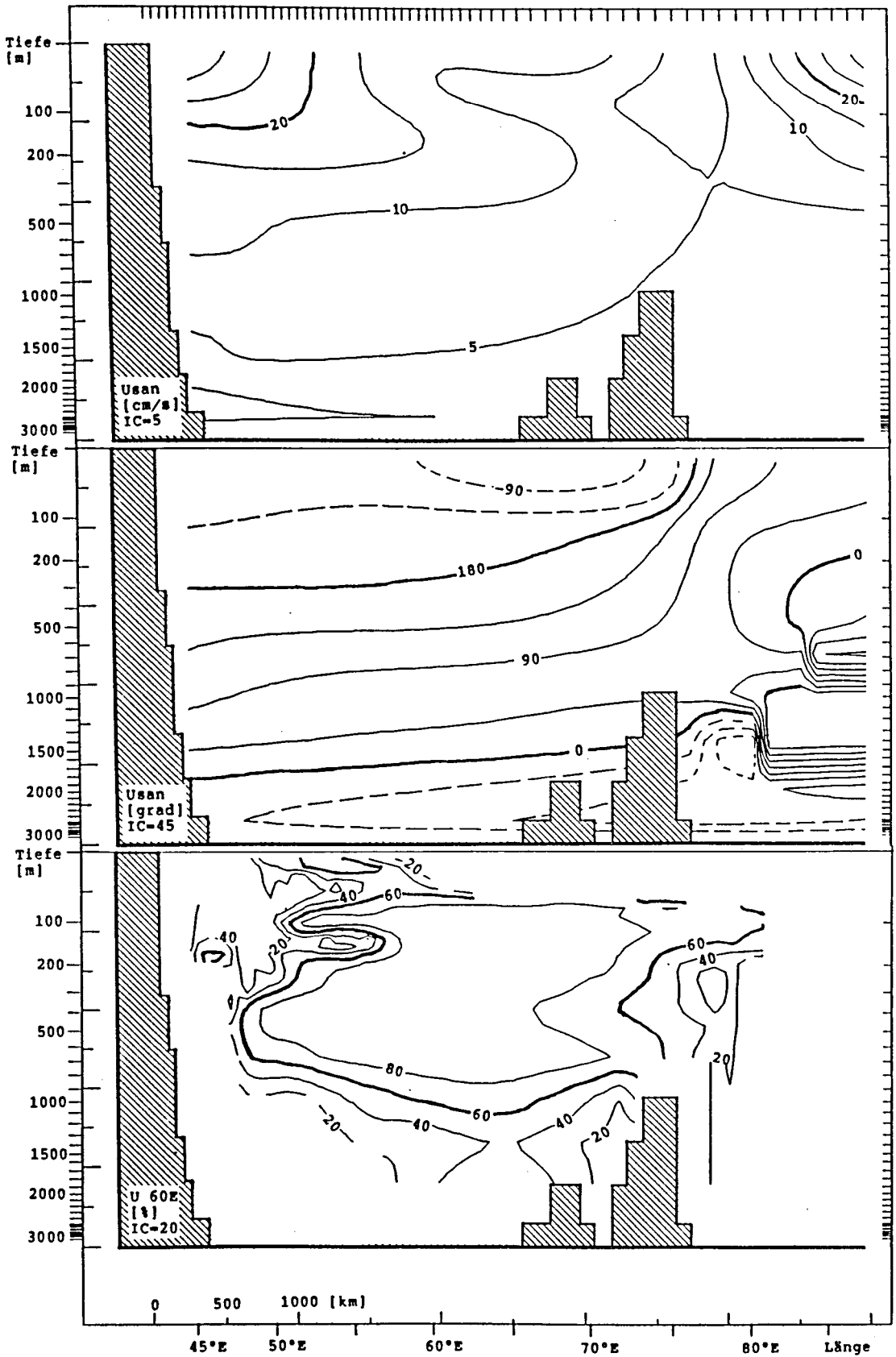


Abb.4.9 Zonalschnitt der Amplitude und Phase der Zonalgeschwindigkeit für das Wellenfeld des 60°E Meridionalschnitts sowie die zeitliche Varianzerklärung der GFDL-Zonalströmung. Die Tiefe wurde gespreizt.



Zonalschnitt entlang des Äquators Varianzerklärung verschiedener Wellenfelder

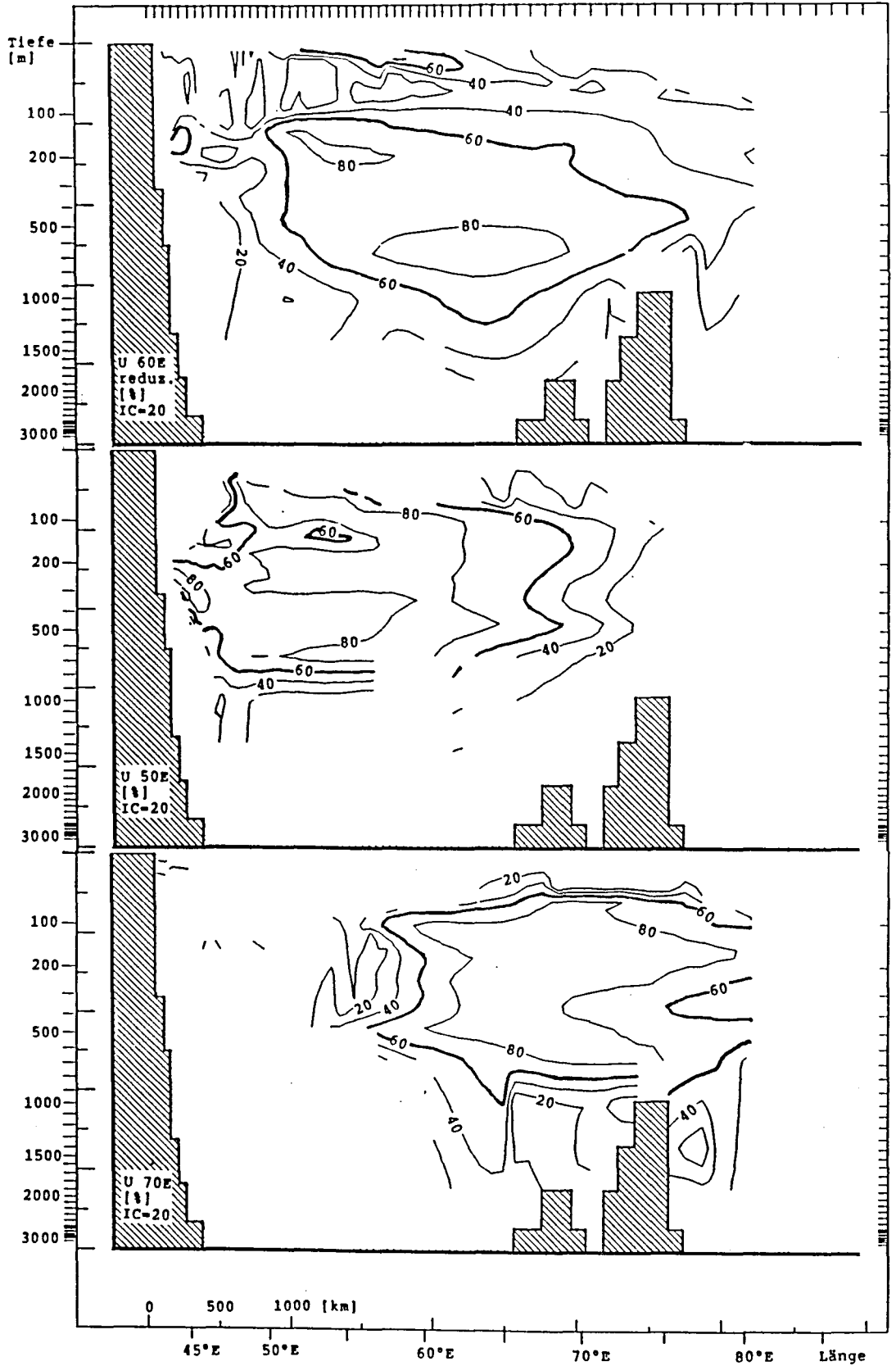


Abb.4.10.a) Zonalschnitt der Varianzerklärung der GFDL-Zonalströmung für ein auf 8 Wellen reduziertes Feld des 60°E Meridionalschnitts.  
b) wie a) für das Wellenfeld des 50°E Meridionalschnitts.  
b) wie a) für das Wellenfeld des 70°E Meridionalschnitts.

Zeitlicher Verlauf der Zonalströmung bei (50°-60°E;0°S) von 200 bis 750m Tiefe

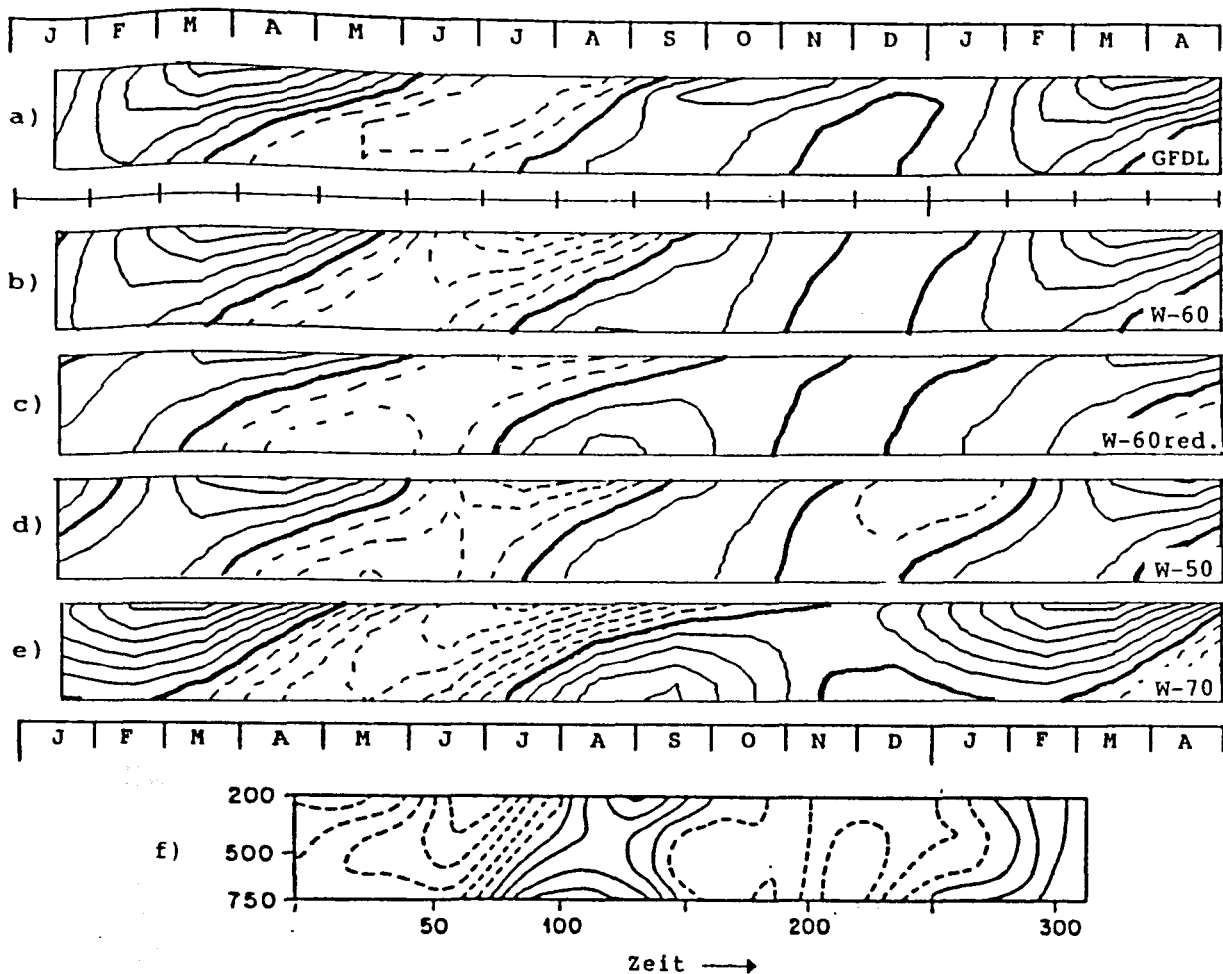


Abb.4.11.a) Zeitliche Entwicklung der GFDL-Zonalgeschwindigkeit, die zwischen 50° und 60°E entlang des Äquators gemittelt wurde, von 200 bis 750m Tiefe.

- b) wie a) für die Zonalgeschwindigkeit des Wellenfeldes bei 60°E
- c) wie a) für das auf 8 Wellen reduzierte Feld bei 60°E
- d) wie a) für das Wellenfeld des 50°E Meridionalschnitts
- e) wie a) für das Wellenfeld des 70°E Meridionalschnitts
- f) die über alle Stationen einer Tiefe gemittelte beobachtete Zonalgeschwindigkeit aus LUYTEN und ROEMMICH (1982).

signalschwächeren Zeiten von Oktober bis Dezember schlechter. Die Wellenfelder bei  $50^\circ$  und  $70^\circ\text{E}$  sowie das reduzierte W-60 Feld sind keine bessere Näherung an den beobachteten Zonalgeschwindigkeitsverlauf.

Parallel zu dem zeitlichen Verlauf des GFDL-Modells entlang des Äquators im 205-m-Tiefenniveau (Abb.3.10) zeigt Abb.4.12.a) den des Wellenfeldes W-60. Man erkennt einen ähnlichen Verlauf im Gebiet um  $60^\circ\text{E}$ , allerdings ist das westwärtige Maximum breiter und stärker als für die Zirkulationsmodell Daten. Die erklärte Varianz ist bei b) dargestellt. Das Residuum c) aus den Modellhorizontalströmungen und dem W-60 Wellenfeld zeigt eine mittlere Differenz von ca. 8 cm/s nach Osten. Die Abweichung wird erwartungsgemäß größer mit zunehmender Entfernung von  $60^\circ\text{E}$ . Die durch das Wellenfeld nicht darstellbare mittlere Strömung hat keinen Einfluß auf Vergleiche der harmonischen Signale.

Die Amplitude und Phase des halbjährlichen Zonalströmungssignals gibt Tab.5.a) für die Messungen von LUYTEN und ROEMMICH (1982), das Wellenmodell von GENT et. al. (1983), das Zirkulationsmodell und das W-60 Wellenfeld für die Positionen der verankerten Strommesser an. Man sieht, daß keine der Simulationen die ostwärtige Phasenausbreitung der Messungen im 200-m-Niveau zeigt. Die Verankerung bei  $62^\circ\text{E}$ , die von GONELLA und FIEUX ausgelegt wurde, zeigt sie auch nicht. Die Amplituden in den tieferen Horizonten sind besonders bei GENT et al. (1983) kleiner als die beobachteten. Das Zirkulationsmodell ist in der Lage, die Phasen der tieferen Messungen gut zu reproduzieren und das daraus ermittelte W-60 Wellenfeld zeigt ähnliche Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

Tab.6.a) beinhaltet die Amplituden und Phasen des jährlichen Signals. Das Wellenmodell von GENT et al. benutzt nur die halbjährliche Periode und ist folglich nicht aufgeführt. Man erkennt für das jährliche Signal generell keine so konsistente Phasenausbreitung und Amplitudenstruktur in dem beobachteten Feld wie für das halbjährliche Signal. Die Übereinstimmung mit dem Zirkulationsmodell ist deutlich schlechter. Das W-60 Wellenfeld zeigt auch im Vergleich mit dem GFDL-Modell größere Abweichungen in Phase und Amplitude. Für die räumliche Varianz der Sinus- und Cosinusamplituden über das Meßgebiet zeigen Tab.5.b) und Tab.6.b) die jeweilige Varianzerklärung der Zonalgeschwindigkeitsfelder untereinander. Man erkennt in Tab.5.b), wenn man als Referenz das beobachtete Feld nimmt für das halbjährliche Signal, daß das Wellenfeld mit 78 % die beste Varianzerklärung gibt. Die GFDL-Modellvarianz

Zonalgeschwindigkeit entlang des Äquators Wellenfeld relativ zu 60°Ost

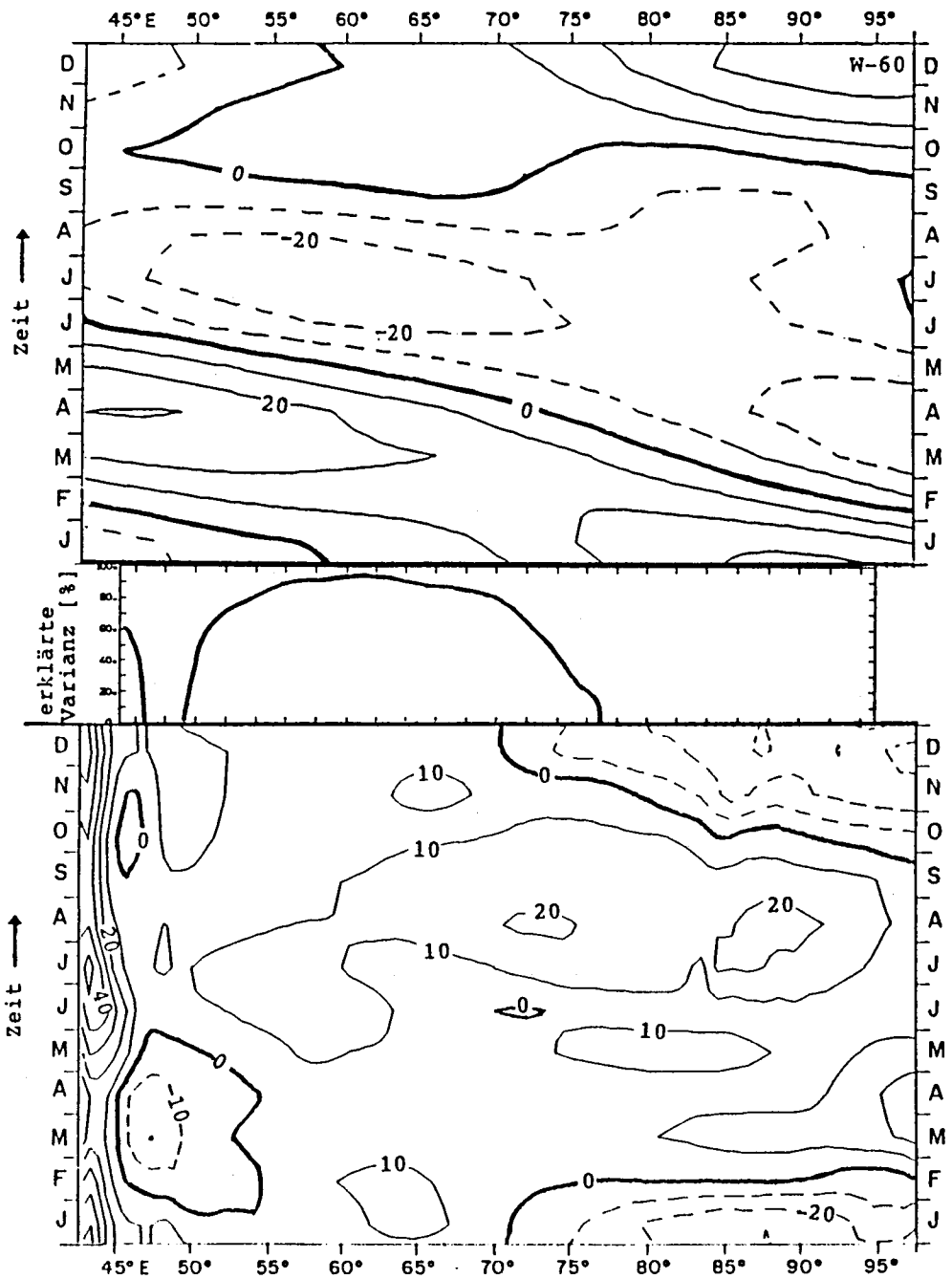


Abb.4.12.a) Zeitliche Entwicklung der Zonalgeschwindigkeit des Wellenfeldes für den 60°E Meridionalschnitt für das 205m Tiefenniveau.  
b) Zeitliche Varianzerklärung der GFDL-Zonalströmung.  
c) wie a) für die Differenz aus W-60 und GFDL Zonalströmung.

wird vom W-60 Feld zu 84 % für das halbjährliche und zu 49 % für das jährliche Signal erklärt. Die jährliche Varianzerklärung (Tab.6.b) der Beobachtungen erreicht für beide Simulationen nur ca. 50 %.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß schon ein einfaches Wellenfeld, das aus 12 jährlichen und halbjährlichen äquatorialen freien Wellen besteht, die saisonale Varianz des Zirkulationsmodells im zentralen inneren Ozean gut erklären kann. Die beobachtete räumliche Varianz läßt sich nur für das halbjährliche Signal zufriedenstellend simulieren. Zur Bestimmung der Wellen wurde ein lineares Verfahren benutzt, welches nur einen Meridionalschnitt der Horizontalströmungen von 6°S bis 6°N benötigte.

### **Westrandbedingung**

Um den Einfluß der Wellen auf das Westrandgebiet besser zu simulieren, müßte man ein nichtlineares Verfahren, bei dem man die Randbedingung am Westrand als Zwangsbedingung vorschreiben und die Strömungen für die unterschiedlichen Längen berücksichtigen könnte, zur Bestimmung des Wellenfelds benutzen.

Wie gut die Wellen, die durch das lineare Verfahren gewonnen wurden, die Randbedingung erfüllen, zeigt Tab.8. Es wurde die Phasendifferenz und das Amplitudenverhältnis der Kelvin- und Rossby-1-Welle für jede vertikale Mode berechnet. MOORE und PHILANDER (1978) geben die analytische Lösung für das Amplitudenverhältnis der beiden Wellen an, wobei sie die Annahme machen, daß der Rand meridional verläuft. Die entsprechenden dimensionsbehafteten Amplitudenverhältnisse zeigen nur bei einigen vertikalen Moden Ähnlichkeiten mit denen der Wellen für die Zonalschnitte (z.B.: halbjährlich, 1. vert. Mode, 50°E, jährlich, 3. vert. Mode, 50° und 60°E). Meistens sind die Abweichungen größer als ein Faktor zwei. Die Normalströmungen der beiden einzelnen Wellen am Westrand sollten gerade gegengleich sein. Dieses ist bei gleicher Phase beider Wellen erfüllt, da für die langen Perioden ( $\omega < k$ ) die Differenz  $\omega - k$  als Normierung der größeren Zylinderfunktion benutzt wird. Der Faktor ist negativ und erfüllt damit die geforderte Bedingung bei gleicher Phase. In Tab.8 erkennt man, daß die Phasendifferenz von Null im allgemeinen schlecht erfüllt wird. Die geringste Phasendifferenz zeigen die Wellen des 50°E-Schnittes für die halbjährliche Periode.

Beim Übergang auf geneigte Ränder ändert sich die Phasenbeziehung nicht, nur das Amplitudenverhältnis wird modifiziert. In der Formulierung der Rand-

bedingung, daß die integrale Normalkomponente der Horizontalströmung entlang des Randes verschwindet, geben CANE und GENT (1984) das Amplitudenverhältnis für geneigte geradlinige Ränder an. Dabei wird der Einfluß der kurzen Rossby-Wellen vernachlässigt. Durch die Neigung des Randes können auch gerade Rossby-Wellen-Ordnungen Kelvin-Wellen anregen. Sie zeigen, daß die Amplituden der Kelvin-Welle für ankommende gerade Ordnungen immer noch größer sind als für die ungeraden. Der Rand war für den Indischen Ozean um  $40^\circ$  nach Osten geneigt. Weiterhin berechneten sie die Energie der ankommenden Rossby-Welle und die der reflektierten Kelvin-Welle und interpretieren die Differenz als die Energie der kurzen Rossby-Wellen. Sie ist am größten für ankommende gerade Rossby-Ordnungen, deren reflektierte kurze Rossby-Wellen die Energie an den Randstrom abgeben.

Da die angepaßten Wellenfelder die Westrandbedingung, insbesondere die Phasenbeziehung nur unzureichend erfüllen, wurde auf die Berechnung der Transportbeiträge zum Randstrom verzichtet.

## 5. ZUSAMMENFASSUNG

Die saisonalen Horizontalströmungen des dreidimensionalen vollnichtlinearen Zirkulationsmodells zeigen in den oberen Schichten gute Übereinstimmung in einigen Monsunphasen mit den Messungen im Bereich des äquatorialen Indischen Ozeans. Die Dominanz der halbjährlichen Periode in den Messungen wird im GFDL-Modell durch ein relativ starkes Jahressignal im zentralen Ozean abgeschwächt. Daraus resultieren besonders in der zweiten Jahreshälfte deutliche Abweichungen der äquatorialen Strömungen und Isothermentiefen von den beobachteten (aus REVERDIN, 1987). Die Strömungen des südäquatorialen Gebietes werden insgesamt nur mäßig simuliert. Die Transporte des Südäquatorialstromes sind im Modell zu klein (SCHOTT et al., 1988), und der Ostafrikanische Küstenstrom ist schwach. Den Transport des östlichen Oberflächenstromes bei 70°E (Wyrтки-jet) zeigt Abb.5.1 im Verlauf des Jahres (durchgezogen). Es wurde über alle östlichen Strömungen im Bereich von 2.5°S bis 2.5°N von der Oberfläche bis in 60 m Tiefe integriert. Die Modelltransporte sind in guter Übereinstimmung mit denen, die WYRTKI (1972) abschätzte: 22 Sverdrup ( $10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ) im April/Mai und weniger für das zweite Strömungsmaximum im Herbst. Dazu ist der ostwärtige Unterstromtransport bei 50°E gestrichelt dargestellt, der im Bereich von 2°S bis 2°N von 30 bis 150 m Tiefe berechnet wurde. Die Trennung des Wyrтки-jets von dem Unterstromverhalten erkennt man für fast alle Monate, eine schwache Koppelung besteht im April und September mit dem gleichzeitigen ostwärtigen Transportanstieg. Im Gegensatz zu dem permanenten Unterstrom in den anderen tropischen Ozeanen erkennt man das klare Verschwinden des östlichen Unterstromtransportes von Juli bis September, was in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von z.B. KNOX, 1976) ist. Abb.5.2 zeigt den ost- und westwärtigen Monsunstromtransport bei 80°E. Er wurde nördlich von 2°N von der Oberfläche bis in 150 m Tiefe berechnet. Messungen dieses Stromes und Abschätzungen seines Transportes gibt es (noch) nicht. Das jährliche Signal, verbunden mit der Monsunperiode, ist deutlich zu erkennen, und die Transporte der oberen Schicht sind etwa gleich denen des Unterstromes und nur etwas schwächer als die des Wyrтки-jets.

Die zeitliche Entwicklung der Unterstromgeschwindigkeiten zwischen Winter- und Sommermonsun zeigt qualitative Übereinstimmung mit den Beobachtungen von LEETMAA und STOMMEL (1979). Insbesondere zeigt das Modell auch die südwärtsige Verlagerung des Unterstrommaximums.

Die Druckgradientanalyse im Monat Februar zeigte: Eine geneigte starke Sprungschicht kann eine Umkehr des horizontalen Druckgradienten unterhalb des

Ostwärtiger Unterstromtransport 50°E und ostwärtiger Wyrtkijettransport 70°E

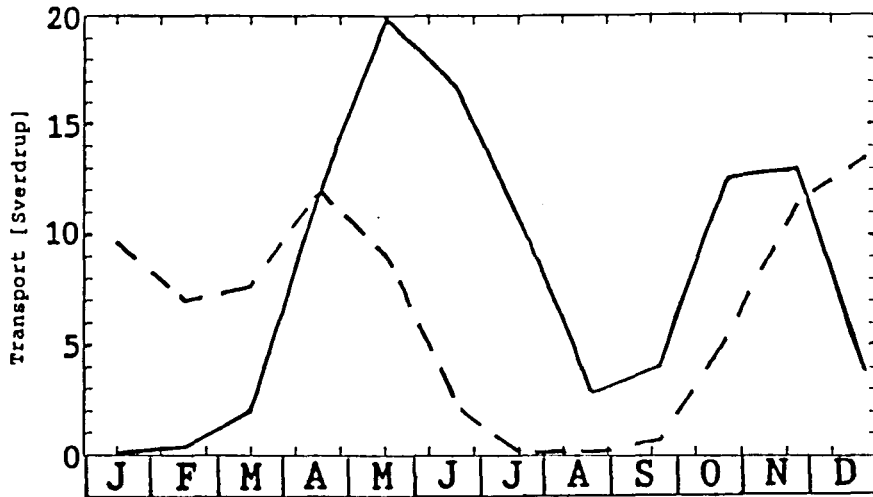


Abb.5.1 Jahrgang des ostwärtigen Unterstromtransports (gestrichelt) bei 50°E zwischen 2°S und 2°N im Tiefenbereich von 30 bis 150m und des ostwärtigen Wyrtki-jettransports bei 70°E zwischen 2.5°S und 2.5°N im Tiefenbereich von 0 bis 60m (durchgezogen).

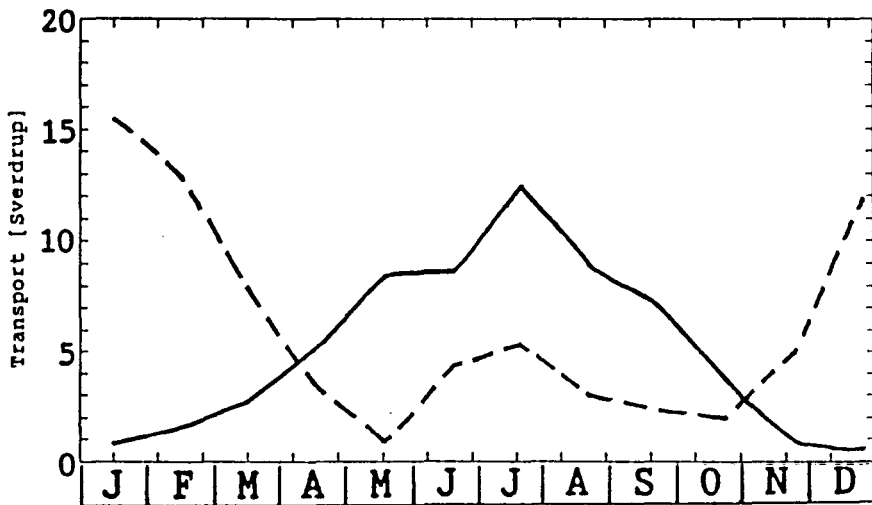


Abb.5.2 Jahrgang des Monsunstromtransports bei 80°E zwischen 2°N und der Küste von Sri Lanka im Tiefenbereich von 0 bis 150m. Ostwärtiger Transport ist durchgezogen, westwärtiger gestrichelt dargestellt.



Strommaximums bewirken. Die starke Abnahme des Druckgradienten mit der Tiefe begrenzt den Strom auf das Sprungschichtniveau, und etwas tiefer findet man teilweise eine weitere Stromumkehr. Die Druckgradientanalyse des atlantischen GFDL-Modells ergibt (WACOGNE, 1988): Bei schwachem Oberflächendruckgradienten ist das Unterstrommaximum flach, bei starkem tief. Dieses ist im Einklang mit den Februar-Verhältnissen des Indischen Ozeans: Flacher starker Unterstrom im Westen, der mit einem starken Oberflächendruckgradienten verbunden ist, und sonst tiefere schwache Strömung bei schwachen Gradienten. Eine bessere Bestimmung des absoluten Druckes aus den Modellgrößen würde eine genauere Untersuchung der Koppelung von zonalem Druckgradienten und Unterstrom ermöglichen, die dann unabhängig von der Wahl der Referenztiefe wäre.

Die Wärmebilanz der Deckschicht wurde von RAO, MOLINARI et al. (1988) untersucht. Sie vermissen die in den Beobachtungen starke halbjährliche Änderung der Deckschichttiefe im Bereich der Arabischen See und die jährliche zwischen  $10^{\circ}$  und  $25^{\circ}$ S im Zirkulationsmodell. Die hier durchgeführte Analyse der  $20^{\circ}\text{C}$ -Isothermentiefen bestätigt die Tendenz zu schlechter Simulation des Sprungschichtverhaltens im Gebiet südlich des Äquators. Die Entwicklung der Temperaturprofile im Laufe der Simulation zeigte, daß die Gradienten der Profile erhalten blieben, aber der gesamte Wärmehalt im Bereich von 30 bis 150 m Tiefe zu gering ist. Offen bleibt die Frage, ob dieses ein Austausch-koeffizientenproblem oder die Folge der vereinfachten Wärmeflußbedingung an der Oberfläche ist (keine Bewölkung, konstante Feuchte).

Beobachtungen bei Madagaskar (SCHOTT et al., 1988) und in der Somalstrom-region zeigen ein signifikantes Varianzmaximum bei Perioden zwischen 50 und 60 Tagen. KINDLE und THOMPSON (1988) regten ein reduziertes Schweremodell ebenfalls mit den monatlichen HELLERMAN-und-ROSENSTEIN-Winden an. Sie beobachteten sowohl eine ausgeprägte 27-Tage-Periode von August bis Dezember am Westrand als auch eine 27- und 50-Tage-Periode nördlich von Madagaskar. Die Zirkulationsmodelldaten zeigen keine signifikanten Varianzmaxima für diese Perioden und Regionen. Die große Varianzerklärung der jährlichen und halbjährlichen Zonalströmung für das äquatoriale Gebiet bestätigt die Tendenz des Modelltyps zu großer Stabilität. Dieses könnte eine Folge der relativ starken Modellreibung sein (ANDERSON pers. Mitteilung). Ein Hinweis darauf gibt die schwache Tendenz zur Wirbelbildung selbst bei ausgeprägter horizontaler Stromscherung des Randstromes bei einer Gitterpunktauflösung von  $33 \times 50$  km.

Die Strömungsenergie des Zirkulationsmodells unterhalb von 800 m ist kleiner als die beobachtete von LUYTEN und STOMMEL (1976). Folgt man der Modellvorstellung von WUNSCH (1977), so propagiert die Energie mit einigen hundert Metern pro Jahr nach unten. Danach müßte man das Modell länger rechnen, um auch tiefe Strömungen simulieren zu können. Die von Schott et al. (1988) beschriebenen tiefen Strömungen der äquatorialen Somalstromregion sind im Modell nicht ausgeprägt. Aber die permanente Nordostströmung im 150- bis 300-m-Tiefenbereich konnte simuliert werden. Die Sonderstellung des Gebiets zwischen dem Randstrom und dem zentralen Ozean bei 47°E zeigte die schlechte zeitliche Varianzerklärung der beiden ersten harmonischen Strömungsperioden und die ebenfalls schlechte vertikale Varianzerklärung der drei ersten Moden. Die westlichste Verankerung von LUYTEN und ROEMMICH bei 47°E wurde bei deren Analyse nicht benutzt, weil sie sich nicht einfach an die anderen des zentralen Ozeans ankoppeln ließ. Eine Interpretation der Messungen dieses Gebietes gibt AHRENS (1989) mit einer ähnlichen Wellenanalyse. Die hier benutzte Wellenanalyse besteht aus einem linearen inversen Verfahren, wobei ausschließlich ein Meridionalschnitt der Horizontalströmungen vorliegen muß. Das Vorgehen in Teilschritten ist effektiv, da zum Lösen der Gleichungssysteme quadratische Matrizen invertiert werden müssen. Die unterschiedlichen Wellenparameter für die benachbarten Schnitte zeigen, daß das Modell der linearen freien Wellen nur begrenzt gültig ist. Um eine räumlich allgemeinere Lösung der Wellenparameter zu finden, die dann an den einzelnen weniger Varianz erklären würden, müßte man wegen der Wellenpropagation eine nicht-lineare Anpassung durchführen. Dann wäre es möglich, auch die Randbedingung am Westrand zu berücksichtigen und zonale Schnitte zu benutzen. Für ein nichtlineares Verfahren ist es hilfreich, die hier gewonnenen linearen Ergebnisse als Startwerte zu benutzen und die Wellentypen mit der meisten Energie zu kennen.

Neben dem benutzten Modell vertikal stehender Wellen gäbe es die Möglichkeit, zonal propagierende anzupassen, doch wäre der damit verbundene Aufwand größer. Andere Modelle sind auch denkbar: CANE (1981) beschreibt zonal stehende Wellen als Becken-Moden. Sie bestehen aus einer Rossby- und Kelvin-Welle, entsprechend den Randbedingungen für den Ost- und Westrand. Er gibt typische Beckenperioden für den Indischen Ozean an: z.B. 162 Tage für vertikal Mode zwei. Diese wäre in guter Übereinstimmung mit der halbjährlichen Periode und dem beobachteten Energiemaximum von Mode zwei. Die westwärtige Phasenpropagation könnte allerdings wiederum nur durch Überlagerung von mehreren Becken-Moden simuliert werden.

Das hier angepaßte Wellenfeld für den Meridionalschnitt bei  $60^{\circ}\text{E}$  ist in der Lage, die beobachteten halbjährlichen Amplituden und Phasen im Meßgebiet von LUYTEN und ROEMMICH zu simulieren und kann ca. 80 % der räumlichen Varianz der Messungen erklären. Im Gegensatz zu den über hundert Wellen der Simulation durch GENT, O'NEILL und CANE (1983) wurden hier nur 12 benutzt. In Verbindung mit den jährlichen Wellen ist es möglich, über 80 % der zeitlichen Varianz des GFDL-Modells zu erklären.

Die Westrandbedingung wurde von den ermittelten Wellenfeldern nur schlecht erfüllt. Selbst die Wellen des  $50^{\circ}\text{E}$ -Schnittes zeigen für die Phasendifferenz der Rossby-1- und Kelvin-Welle noch große Abweichungen vom erwarteten Wert. Die Erfüllung der Westrandbedingung ist für die Beschreibung der Randstromerzeugung durch die kurzen reflektierten Rossby-Wellen wesentlich.

Tab. 1. Zonale Druckgradientkraft

Zonale Druckgradientkraft  $-1/\rho \cdot dp/dx$  in verschiedenen Ozeanen aus WEISBERG und WEINGARTNER (1986) und im GFDL-Zirkulationsmodell in Einheiten von  $10^{-5}$  [dyn/g].

	MAGNUM & HAYES(1984)	MONTGOMERY & PALMEN	TAFT & KNAUSS(1967)	GFDL Modell	GFDL Modell
Zeit Mittel		Mittel	III,IV	II	II
Länge	150°- 110°W	40°- 0°W	71°- 95°E	53°E	63°E
Ref[dBar]	1000.	1000.	400.	1400.	1400.
Tiefe[m]					
0.	4.5	3.8	-2.0	4.0	-2.0
50.		3.0	0.0	2.0	0.8
75.			2.1	-1.0	2.1
100.	2.0	0.9	2.3	-2.0	0.8
150.		0.1	1.8	~0.0	~0.0
200.	0.0		1.0		

Tab. 2.a) Vertikale Separation nach Eigenwerten

Vertikale Modenparameter für ein jährliches mittleres Dichteprofil zwischen 60° und 70°E. Wobei h die Äquivalenztiefe, c die Eigenwertwurzel (Phasengeschwindigkeit der Kelvinwelle), r der äquatoriale Rossbyradius und t die typische Zeitskala bedeuten.

Mode	h [cm]	c [m/s]	r [km]	t [Tage]
1	63.6	2.50 ± 0.02	330.	1.5
2	22.2	1.48 ± 0.04	253.	2.0
3	09.9	0.99 ± 0.02	207.	2.4
4	05.5	0.73 ± 0.01	178.	2.8
5	03.4	0.58 ± 0.01	158.	3.2
6	02.3	0.47 ± 0.01	144.	3.5
7	01.7	0.41 ± 0.01	133.	3.8
8	01.3	0.35 ± 0.01	124.	4.1

b)

Eigenwertzerlegung nach GENT, O'NEILL und CANE (1983) für ein mittleres CTD-Profil bei 53°Ost zwischen 5°Nord und 1°Süd für Mai/Juni 1976.

Mode number	Equivalent depth (cm)	Kelvin wave speed (cm s <sup>-1</sup> )	Length scale (km)	Time scale (days)
1	79.9	280	349	1.4
2	30.5	173	275	1.8
3	12.6	111	220	2.3
4	6.5	80	187	2.7
5	4.4	66	170	3.0
6	2.9	53	153	3.3
7	2.1	46	141	3.6
8	1.6	40	132	3.8
9	1.3	35	124	4.1
10	1.1	32	119	4.3
11	0.9	29	113	4.5
12	0.8	28	111	4.6
13	0.7	26	106	4.8
14	0.6	24	102	5.0

Tab. 3.a) Fehlerabschätzung der vertikalen Modezerlegung

Halbjährliche Amplituden der Zonalströmung der Moden 1 bis 3 in [cm/s] bei (55°E,0°S). Der Datenfehler wurde mit 1.5 cm/s angenommen.

Tiefenbegrenzung

		obere [m]	0.	50.	100.	200.
untere	[m]	Mode				
500.	1		9.2	16.7	18.1	15.2
	2		21.9	34.7	27.7	35.2
	3		15.9	16.5	4.1	33.1
1000.	1		10.8	13.4	12.8	16.7
	2		23.5	24.4	25.7	39.2
	3		13.6	15.9	8.6	16.1
2000.	1		11.2	13.6	13.4	21.4
	2		22.8	23.2	25.3	41.2
	3		13.2	11.2	8.2	13.5
4000.	1		12.1	13.6	14.0	22.4
	2		21.1	19.7	24.3	40.9
	3		12.7	9.9	8.6	12.6

Tab. 3.b) Fehlerabschätzung der vertikalen Modezerlegung

Halbjährliche Amplituden der Zonalströmung der Moden 1 bis 3 in [cm/s] bei (55°E,0°S). Die Profile wurden von 50 bis 2000m Tiefe benutzt.

Datenfehlerabhängigkeit

Datenfehler [cm/s]	Mode	Amplitude [cm/s]	Fehler [cm/s]
1.	1	13.56	1.0
	2	23.16	1.7
	3	11.17	1.1
2.	1	13.56	2.1
	2	23.14	3.3
	3	11.17	2.3
4.	1	13.55	8.2
	2	23.06	13.1
	3	11.14	4.5
8.	1	13.51	8.2
	2	22.76	13.1
	3	11.03	9.0
16.	1	13.38	15.9
	2	21.62	25.4
	3	10.65	17.5
32.	1	13.12	28.8
	2	18.26	45.3
	3	9.61	32.3

Tab. 4.a) Ergebnisse der Wellenanalyse jährliche Periode

Amplituden und Phasen, die sich auf die Meridionalströmung relativ zum 1. Januar auf den Westrand bei 42°E beziehen, der an das Zirkulationsmodell angepaßten Wellen für die Meridionalschnitte bei 50°, 60° und 70°E.

Wellentyp	Amplitude [cm/s]			Phase			Phasenfehler			
	Fehler	50°	60°	70°	50°	60°	70°	50°	60°	70°
-----										
vertikal 1. Mode										
Kelvin	3.3	1.0	7.9	21.0	-99	-101	122	147	17	75
Rossby-1	0.2	1.4	0.4	2.0	121	-153	183	73	99	101
Rossby-2	0.1	0.8	0.4	0.4	129	74	72	77	61	55
Rossby-3	0.2	0.2	1.0	1.5	-45	-18	277	66	7	59
-----										
vertikal 2. Mode										
Kelvin	3.3	24.1	24.6	25.6	-78	-118	121	28	50	71
Rossby-1	0.3	0.9	3.0	4.4	-92	-82	232	21	33	121
Rossby-2	0.2	1.8	0.8	0.2	135	93	108	74	62	146
Rossby-3	0.3	0.3	1.9	2.3	-79	40	23	22	32	21
-----										
vertikal 3. Mode										
Kelvin	3.2	8.5	8.0	15.5	-27	6	119	14	36	76
Rossby-1	0.4	2.3	2.0	2.2	87	55	4	55	39	13
Rossby-2	0.2	2.6	0.6	0.6	197	199	214	104	124	134
Rossby-3	0.3	1.1	1.3	1.7	72	185	177	58	113	103
-----										



Tab. 4.b) Ergebnisse der Wellenanalyse halbjährliche Periode

Amplituden und Phasen, die sich auf die Meridionalströmung relativ zum 1. Januar auf den Westrand bei 42°E beziehen, der an das Zirkulationsmodell angepaßten Wellen für die Meridionalschnitte bei 50°, 60° und 70°E.

Wellentyp	Amplitude [cm/s]			Phase			Phasenfehler			
	Fehler	50°	60°	70°	50°	60°	70°	50°	60°	70°
-----										
vertikal 1. Mode										
Kelvin	3.2	11.6	11.8	12.7	-22	157	80	8	115	59
Rossby-1	0.4	3.4	2.5	1.2	-14	-79	-97	4	25	65
Rossby-2	0.2	0.5	0.3	0.3	-18	47	50	30	79	97
Rossby-3	0.4	3.0	0.7	0.6	58	24	177	39	66	140
-----										
vertikal 2. Mode										
Kelvin	3.0	10.3	20.2	20.1	76	187	141	60	81	99
Rossby-1	0.5	6.2	2.5	3.0	86	65	88	50	49	59
Rossby-2	0.2	2.7	1.0	0.4	203	170	104	111	110	112
Rossby-3	0.5	4.6	1.9	1.3	150	190	345	84	115	157
-----										
vertikal 3. Mode										
Kelvin	2.9	6.6	10.5	6.6	232	258	184	25	28	55
Rossby-1	0.6	3.7	1.5	1.7	260	255	298	36	162	176
Rossby-2	0.4	3.1	0.4	0.4	-42	297	233	11	125	178
Rossby-3	0.6	1.2	0.4	0.8	52	62	52	68	170	93
-----										

Tab. 5.a)

Amplituden in [cm/s] und Phasen in [grad] relativ zum 1. Januar für die halbjährliche Zonalgeschwindigkeit

Tiefe	50°E	54°E	58°E	62°E
-----				
Beobachtungen von Luyten und Roemmich				
200m	15(161)	18(170)	17(194)	14(164)
500m	10(142)	-	15(136)	18(122)
750m	14(115)	14( 97)	14(107)	9( 92)
-----				
Modell von Gent, O'Neill und Cane				
200m	10.8(187)	9.9(174)	10.0(147)	6.9(170)
500m	7.8(136)	7.9(119)	8.8(106)	10.0( 96)
750m	6.0(128)	6.3(113)	7.8(103)	11.2( 91)
-----				
GFDL Zirkulationsmodell				
205m	15.4(225)	12.4(212)	12.5(196)	13.0(181)
480m	8.4(149)	9.4(141)	10.5(132)	10.4(127)
680m	6.3(120)	7.4(107)	8.3( 96)	7.9( 93)
-----				
Wellenfeld angepaßt an das GFDL-Modell bei 60°E				
205m	16.3(197)	16.0(194)	15.0(191)	13.7(186)
480m	9.9(144)	9.3(142)	8.9(141)	8.8(137)
680m	9.4(110)	8.8(104)	8.3(101)	8.2( 99)
-----				

b) Räumliche Varianzerklärung in [%]

Referenz	L & R	G, O & C	GFDL	W-60
L & R	100	44	62	78
GFDL	65	67	100	84

Tab. 6.a)

Amplituden in [cm/s] und Phasen in [grad] relativ zum 1.Januar der jährlichen Zonalgeschwindigkeit

Tiefe	50°E	54°E	58°E
-----			
Beobachtungen von Luyten und Roemmich			
200m	-	3(109)	14( 64)
500m	7( 89)	-	3(338)
750m	3(258)	1(121)	2(254)
-----			
GFDL Zirkulationsmodell			
205m	8.6( 43)	11.4( 59)	14.2( 56)
480m	7.2( 29)	7.8( 12)	7.8(337)
680m	5.9(356)	5.6(355)	5.6(307)
-----			
Wellenfeld angepaßt an das GFDL-Modell bei 60°Ost			
205m	15.9( 67)	16.1( 53)	16.3( 39)
480m	7.8( 20)	7.3( 7)	6.7(350)
680m	6.3(215)	6.3(315)	5.9(293)
-----			

b) Räumliche Varianzerklärung in [%]

Referenz	L & R	GFDL	W-60
-----			
L & R	100	54	41
GFDL	-	100	49

## II. LITERATURVERZEICHNIS

Abramowitz (1965) Handbook of Mathematical Functions.  
Dover Publications, New York

Ahrens M. (1989) Analyse des saisonalen Ganges in Strömungs- und  
Temperaturdaten aus dem äquatorialen Somalstromsystem.  
Diplomarbeit am Inst. für Meereskunde Kiel

Bryan K. (1969) A numerical method for the study of the circulation  
of the World Ocean. J. Computat. Phys., 4, 347-376

Cane M. A. (1980) On the dynamics of equatorial currents, with  
application to the Indian Ocean. Deep Sea Res., 27A, 525-544

Cane M. A., Gent P. R. (1984) Reflection of low-frequency equatorial  
waves at arbitrary western boundaries. J. Mar. Res., 42, 487-502

Cane M. A., Moore D. W. (1981) A note on low-frequency equatorial  
basin modes. J. Phys. Oceanogr., 11, 1578-1584

Cane M. A., Sarachik E.S. (1981) The response of a linear baroclinic  
equatorial ocean to periodic forcing. J. Mar. Res., 39, 651-693

Cox M. D. (1984) A Primitive Equation, 3-dimensional Model of the Ocean.  
GFDL Ocean Group Technical Report No. 1

Cox M. D. (1970) A mathematical Model of the Indian Ocean.  
Deep Sea Res., 17, 47-75

Cromwell T., Montgomery R. B., Stroup E. D. (1954) Equatorial under-current  
in Pacific Ocean revealed by new methods. Science, 119, 648-649

Cutler N. C., Swallow J. C. (1984) Surface currents of Indian Ocean  
(to 25S, 100E): compiled from historical data archived by the  
meteorological office, Bracknell, UK, Institute of Oceanogr. Science,  
Report 187

Deutsches Hydrographisches Institut (1960) Monatskarten für den Indischen Ozean. Report 2422, Hamburg

Gent P. R., O'Neill K., Cane M. A. (1983) A model of the semiannual oscillation in the equatorial Indian Ocean.

J. Phys. Oceanogr., 13, 2148-2160

Hellerman S., Rosenstein M. (1983) Normal monthly wind stress over world ocean with error estimates. J. Phys. Oceanogr., 13, 1093-1104

Kindle J., Thompson D. (1988) The 26 and 50 day Oscillations in the West Indian Ocean Model-Results. Draft

Knox R.A., Anderson D.L.T. (1985) Recent advances in the study of the low-latitude ocean circulation. Prog. Oceanogr., 14, 259-317

Knox R.A. (1976) On a long series of measurements of Indian Ocean equatorial currents near Addu Atoll. Deep Sea Res., 23, 211-221

Leetmaa A., Stommel H. (1979) Equatorial Current in the Western Indian Ocean in 1975 and 1976. J. Phys. Oceanogr., 10, 258-269

Levitus S. (1982) Climatological Atlas of the World Ocean. NOAA Technical Paper No.3, US Dept. of Commerce, Rockville, MD, 173 pp.

Lighthill M.J. (1969) Dynamic response of the Indian Ocean to onset of the southwest monsoon. Philosophical Transaction of the Royal Society of London, Series A, 265, 45-92

Luyten J.R., Roemmich D.H. (1982) Equatorial currents at semiannual period in the Indian Ocean. J. Phys. Oceanogr., 12, 406-413

Luyten J.R., Swallow J.C. (1976) Equatorial undercurrents. J. Phys. Oceanogr., 23, 999-1001

McCalpin J.D. (1987) A note on the reflection of the low-frequency equatorial Rossby waves from realistic boundaries.

J. Phys. Oceanogr., 17, 1944-1950

- Menke W. (1984) Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory  
Academic Press, New York
- Montgomery R., Palmen E. (1940) Contribution to the question of the  
Equatorial Counter Current. J. Mar. Res., 3, 112-133
- Moore D.W., Philander S.G.H. (1977) Modelling of the tropical  
oceanic circulation. The Sea, 6, 319-361
- Mysak L.A., Mertz G.J. (1984) A 40-60 day oscillation in the source  
region of the Somali Current during 1976. J. Geophys. Res., 89, 711-715
- Pacanowski R.C., Philander S.G.H. (1981) Parameterization of Vertical Mixing  
in Numerical Models of Tropical Oceans. J. Phys. Oceanogr., 11, 1443-1451
- Pedlosky J. (1984) Geophysical fluid dynamics.  
Springer-Verlag, New York
- Philander S.G.H., Pacanowski R.C. (1986) A Model of the Seasonal Cycle  
in the Tropical Atlantic Ocean. J. Geophys. Res., 91, 14.192-14.206
- Philander S.G.H., Seigel A.D. (1985) Simulation of El Nino of 1982-1983.  
Coupled Ocean-Atmosphere Models, 517-541
- Philander S.G.H., Pacanowski R.C. (1981) Response of equatorial oceans  
to periodic forcing. J. Geophys. Res., 86, 1903-1916
- Philander S.G.H., Pacanowski R.C. (1980) The generation of equatorial  
currents. J. Geophys. Res., 85, 1123-1136
- Priestley M.B. (1981) Spectral analysis and time series.
- Quadfasel D.R. (1982) Low frequency variability of the 20°C isotherm  
topographie in the western Indian Ocean. J. Geophys. Res., 87, 1990-1996
- Quadfasel D.R., Schott F. (1983) Southward subsurface flow below the  
Somali Current. J. Geophys. Res., 88, 5973-5979

Rao R.R., Molinari R.L., Festa J.F. (1988) Observed and Model derived Mixed Layer Depth Climatologies in the tropical Indian Ocean: I. Description and Comparisons. Submitted to J. Geophys. Res.

Reverdin G. (1987) The upper equatorial Indian Ocean : The climatological seasonal cycle. J. Phys. Oceanogr., 17, 903-927

Schott F. et al. (1988) The Boundary Currents East and North of Madagascar 2. Direct Measurements and Modell Comparison. J. Geophys. Res., 93, 4963-497

Schott F., Swallow J.C., Fieux M. (1988) Deep currents underneath the equatorial Somali Current. Submitted to Deep Sea Res.

Schott F., Johns W. (1987) Half-Year-Long Measurements With a Buoy-Mounted Acoustic Doppler Current Profiler in the Somali Current. J. Geophys. Res., 92, 5166-5176

Schott F. (1986) Seasonal variation of cross-equatorial flow in the Somali Current. J. Geophys. Res., 91, 581-584

Schott F. (1983) Monsoon response of the Somali Current and associated upwelling. Prog. Oceanogr., 12, 357-381

Schott F., Quadfasel D.R. (1982) Variability of the Somali Current System during the onset of the southwest monsoon, 1979. J. Phys. Oceanogr., 12, 1343-1357

Schott F., Quadfasel D.R. (1980) Development of the Subsurface Currents of the Northern Somali Current Gyre from March to July 1979. Science, 209, 593-595

Taft B. A., Knauss J. A. (1967) The Equatorial Undercurrent of the Indian Ocean as observed by the LUSIAD Expedition. Bull. Scripps Inst. Oceanogr., 9, 163 pp.

Tchernia (1980) Descriptive Regional Oceanography. Pergamon Press, Oxford

Wacogne S. (1988) The dynamics of the Equatorial Undercurrent and its termination, Ph. D. thesis, Woods Hole Oceanogr. Inst.

Warren B. A. (1966) Medieval Arab references to the seasonally reversing currents of the north Indian Ocean. *Deep Sea Res.*, 13, 167-171

Weisberg R., Weingartner T. (1986) On the Baroclinic Response of the Zonal Pressure Gradient in the Equatorial Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, 91, 11.717-11.725

Wunsch C. (1977) Response of an Equatorial Ocean to a Periodic Monsoon. *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 497-511

Wyrtki K. (1973) An equatorial jet in the Indian Ocean. *Science*, 181, 262-264



Danksagung:

Diese Diplomarbeit entstand in der Abteilung Regionale Ozeanographie des Institutes für Meereskunde an der Universität Kiel.

Prof. Dr. F. Schott danke ich für die vorbildliche Betreuung dieser Arbeit.

Die uns zur Verfügung gestellten Ergebnisse des GFDL-Zirkulationsmodells waren die Grundlage der Analyse. Dafür möchte ich S.G.H.Philander und seiner Arbeitsgruppe danken.

Prof. Dr. J. Willebrand danke ich für die Unterstützung beim Erstellen des Lösungsverfahrens für lineare Gleichungssysteme.

Meiner Kollegin Marna Ahrens danke ich für die vielen hilfreichen Diskussionen bei der Erarbeitung des Themengebietes.

Für die Hilfe bei einigen Abbildungen danke ich Herrn Eisele, für die Hilfe bei der Textverarbeitung Frau Hermann und Kerstin Fischer für das Korrekturlesen.