

2 802

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

Nr. 150

1 9 8 6



ERZEUGUNG NIEDERFREQUENTER OZEANISCHER VARIABILITÄT
DURCH FLUKTUIERENDE WINDFELDER

von

Angelika Lippert

DOI 10.3289/IFM-BER-150

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Theoretische Ozeanographie
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel 1 - FRG -

ISSN 0341 - 8561 -

Zusammenfassung

Die quasigeostrophische Reaktion des Ozeans auf stochastische Windfelder wird mit semispektralen Modellen für den Periodenbereich von einem halben Jahr bis zu mehreren Jahren untersucht.

Lokale Winderzeugung, indirekte Winderzeugung von baroklinen Rossbywellen an einer horizontalen Berandung sowie die lokale Winderzeugung in einem Ozean mit mittlerer Strömung werden dabei berücksichtigt.

Die Spektren des lokalen Response auf ein weißes Spektrum der Windschubspannungsrotation zeichnen sich durch ein begrenztes energiereiches Frequenzband aus, das resonant erzeugter Energie entspricht und dessen Grenzen im Wellenzahlbereich des Windfeldes bestimmt sind. Die Dominanz der resonant erzeugten Energie ist dafür verantwortlich, daß der Response auf ein isotropes Windfeld anisotrop ist.

Der Effekt einer lateralen Berandung besteht darin, daß der Response auf ein statistisch homogenes Windfeld statistisch inhomogen ist. Die Energie des aus indirekt und lokal erzeugten Wellen bestehenden ozeanischen Bewegungsfeldes ändert sich jeweils senkrecht zur Küstenlinie. Ein weiterer Effekt besteht darin, daß - besonders bei einer rein meridional verlaufenden Küste - die meridionale Geschwindigkeitskomponente verstärkt wird.

In einem Ozean mit mittlerer Strömung sind die Raum- und Zeitskalen lokal winderzeugter Rossbywellen aufgrund der Dopplerverschiebung modifiziert. Hinzu kommt, daß eine nichtzonale schwache Scherströmung, wie sie beispielsweise bei NEADS-1 beobachtet wurde, gegenüber Rossbywellen mit sehr viel größerer horizontaler als meridionaler Skala instabil wird. Dadurch entsteht im Frequenzbereich winderzeugter ozeanischer Variabilität ein besonders energiereiches Band bei ca. 0.3 cpy. Vor allem die zonale Geschwindigkeitskomponente der Rossbywellen wird durch die barokline Instabilität verstärkt.

Summary

The baroclinic quasigeostrophic oceanic response to stochastic wind is studied by means of semispectral models.

Local wind-forcing, indirect wind-forcing at an eastern boundary as well as local wind-forcing in an ocean with a mean current are considered. The local wind-forced frequency spectra of ocean variability show a certain frequency band of higher energy which corresponds to the resonant response (Rossby waves). The bandlimits are determined - according to the dispersion relation - by the wavenumber band of the forcing spectrum. Due to the dominance of resonant response, the quasigeostrophic variability forced by an isotropic windfield is anisotropic.

In the presence of a lateral boundary the response to a statistically homogeneous wind field is statistically inhomogeneous. The energy of oceanic variability consisting of local wind-forced energy and direct forced Rossby waves at the boundary changes perpendicular to the coast. Further, the meridional velocity component is amplified if a lateral - especially a meridional - boundary is included.

The typical time and space scales of the response to local wind-forcing are modified in an ocean with a mean current due to Doppler shift. In addition, a non-zonal oceanic shear flow, as observed at NEADS-1, becomes unstable due to Rossby waves with a zonal scale which is much longer than the meridional scale. Thus a peak at about 0.3 cpy appears in the frequency spectrum of oceanic variability. The zonal velocity component of Rossby waves is more amplified than the meridional due to baroclinic instability.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINFÜHRUNG	1
1.1 Historischer Überblick über die Modellierung und Beobachtung barokliner Rossbywellen.	1
1.2 Zielsetzung der Arbeit	12
1.3 Mathematische Formulierung	15
2. WINDERZEUGTE BAROKLINE ROSSBYWELLEN IN EINEM HORIZONTAL UNBEGRENZTEN OZEAN	19
2.1 Responsefunktion	19
2.2 Die Eigenschaften des Rossbywellenmodells	28
(a) Übertragungsfunktion	31
(b) Dissipation	
2.3 Spektren der Windschubspannungsrotation	37
2.4 Die Spektren winderzeugter barokliner Rossbywellen in einem Ozean ohne Berandungen	42
3. MODELL DER NIEDERFREQUENTEN WINDERZEUGTEN OZEANISCHEN VARIABILITÄT UNTER BERÜCKSICHTIGUNG HORIZONTALER BERANDUNGEN	57
3.1 Winderzeugte Rossbywellen unter Berücksichtigung lateraler ozeanischer Berandungen	57
3.2 Meridionale Berandungen	59
3.3 Gegenüber Meridianen geneigte Küsten	70
4. MODELL ZUR NIEDERFREQUENTEN OZEANISCHEN VARIABILITÄT UNTER BERÜCKSICHTIGUNG BAROTROPER UND BAROKLINER GRUNDSTRÖMUNGEN	89
4.1 Behandlung des Problems innerhalb der linearisierten Theorie	89
4.2 Winderzeugte Rossbywellen unter Einfluß barotroper Grundströmungen	93
4.3 Winderzeugte barokline Rossbywellen unter Einfluß gescherter Grundströmungen	104
5. ZUSAMMENFASSENDE SCHLUSSBETRACHTUNG	121
LITERATUR	128

1. EINFÜHRUNG

1.1 Historischer Überblick über die Modellierung und Beobachtung barokliner Rossbywellen

Barokline Rossbywellen sind ein wichtiger Bestandteil der niederfrequenten ozeanischen Variabilität (eg. Pedlosky, 1979). Ein Großteil dieser Arbeit wird sich daher mit der atmosphärischen Erzeugung dieser Wellenphänomene befassen, die, bedingt durch die Änderung der planetarischen Vorticity mit der Breite als rücktreibende Kraft, Oszillationen in vorwiegend horizontaler Ebene darstellen. C.-G. Rossby (1936) fand diese Klasse von Wellen als Lösung der Vorticityerhaltungsgleichung unter der von ihm erstmals eingeführten β -Ebenen-Approximation. Mit diesem Wellentypus war es ihm möglich, Zusammenhänge zwischen der Intensität der zonalen atmosphärischen Zirkulation und großskaligen Luftdruckschwankungen zu erklären, doch sah er in der Anwendbarkeit seiner Theorie auf ozeanische Bewegungsvorgänge die Rechtfertigung für das Erscheinen seiner Arbeit in einer ozeanographischen Zeitschrift:

"Since this interpretation is very largely based on a consideration of the changes in vorticity which must occur in the vertical air columns which are displaced from one latitude to another and since such vorticity changes play a fundamental role also in Ekman's general ocean current theory (1932), the results would appear to be of enough interest to physical oceanographers to warrant their publication in this journal. ... "(Journal of Marine Research).

Wenn auch dieser Wellentypus, wie später gezeigt wurde (Longuet Higgins, 1964), lange vor Rossbys Untersuchungen (e.g. Laplace, 1775, Rayleigh,

1903) gemäß der Terminologie Houghs (1897, 1898) als Lösung zweiter Art der Gezeitengleichungen bekannt war, so war nun mit der β -Ebenen-Approximation die Möglichkeit gegeben, die Physik dieser Wellen in einfacher Form beschreiben zu können. Die Untersuchungen zur Winderzeugung niederfrequenter Ozeanvariabilität nahmen auf dieser Grundlage in der Arbeit von Veronis und Stommel (1956) ihren Anfang. Mit einem Zweischichtenmodell eines reibungsfreien Ozeans untersuchten sie die Ozeanreaktion auf deterministische Windfelder. Sie konnten zeigen, daß besonders auf sehr langen Zeitskalen die Ozeanreaktion vorwiegend einen baroklinen Charakter hat.

Dennoch war lange das wissenschaftliche Interesse an Untersuchungen zur atmosphärischen Erzeugung barokliner Rossbywellen relativ gering, was sich unter anderem wohl auf die zur damaligen Zeit weder vorhandenen noch möglichen Beobachtungen zurückführen läßt. Dies ist den besonders großen Zeitskalen barokliner Rossbywellen zuzuschreiben, die aufgrund des 20 mal so kleinen Rossbyradius im Ozean wie in der Atmosphäre bei gleicher Horizontalskala um einen Faktor 400 größer als die in der Atmosphäre sind. Erst in den letzten 15 Jahren entstanden einige größere Projekte zur Erforschung der niederfrequenten ozeanischen Variabilität. Im Rahmen von MODE (Mid-Ocean-Dynamics-Experiments) und POLYMODE erfolgten die ersten Untersuchungen im zentralen und westlichen Atlantik. Die hierbei beobachteten Wirbel sind jedoch eher auf Instabilitätsprozesse und Bodentopographie zurückzuführen. Den östlichen ozeanischen Bereichen, wo möglicherweise eine atmosphärische Verursachung großskaliger und langperio-

discher Wellenvorgänge stärker in den Vordergrund tritt, wandte man sich zunächst im Pazifik zu. Ende der 60er, Anfang der 70er Jahre wurde das NORPAX Experiment (North Pacific Experiment) ins Leben gerufen, innerhalb dessen Erkenntnisse über großskalige Veränderlichkeiten gewonnen werden sollten. Es sollten hierfür neue Datensätze gewonnen aber auch historische Datensätze zusammengetragen und analysiert werden. Hydrographische Messungen, Wetterstationsbeobachtungen wie auch das Einsetzen von AXBT's von Flugzeugen aus und XBT's in "ship of opportunity" -Programmen boten die Grundlagen für die Beobachtungen räumlicher und zeitlicher Temperatur- und Dichteveränderlichkeit im östlichen Nordpazifik. Die beobachteten mesoskaligen Phänomene im zentralen Pazifik (30-40° N und 160-130° W) hatten typische Wellenlängen von 200 km - 600 km und breiteten sich mit einigen cm/s westwärts aus (Bernstein & White, 1974). Die Phasengeschwindigkeiten zeigten die Tendenz, im Süden größer zu sein als im Norden (White, 1982). Bei gleicher Wellenlänge würde das eine Zunahme der Periode von Süden nach Norden bedeuten, was konsistent mit dem Kritische-Breiten-Konzept ist. Dieses besagt ja, daß dispersive lineare Rossbywellen mit einer festen Periode nur bis zu einer bestimmten Breite existieren können. Nördlich dieser Breite können dann nur noch Rossbywellen mit größeren Perioden vorkommen. Da die Wellenlängen, Phasenausbreitungsgeschwindigkeiten und Vertikalstrukturen in vielen dieser Beobachtungen Hinweise auf barokline Rossbywellen brachten, untersuchten Emery & Maggaard (1976) monatliche Temperaturmittel aus XBT-Beobachtungen und hydrographischen Messungen zwischen Hawaii und dem Wetterschiff 'NOVEMBER' (30°N, 140°W) speziell auf Rossbywellen. Es zeigte sich, daß ein Großteil der beobachteten

Variabilität als Rossbywellen interpretiert werden konnte. Emery & Magaard (1976) verwendeten für ihre Analysen eine Kreuzkorrelations-Methode der beobachteten Temperaturanomalien mit einem stochastischen Modell der ersten baroklinen Rossbywellenmode. Mit einem allgemeiner formulierten Modell, das auch Wellenzahlen außerhalb der Resonanzkreise zuläßt, und sowohl die Amplitude als auch die Wellenzahlen bestimmt, konnten die Ergebnisse von Emery & Magaard (1976) bestätigt werden, daß Rossbywellen das dominante Phänomen in den Beobachtungen sind (Magaard & Price, 1977). Untersuchungen der potentiellen Energie hinsichtlich Rossbywellen anhand der Jahresmittelwerte tiefenintegrierter Dichteanomalien (Price & Magaard, 1980) ergaben, daß auf sehr großen Zeitskalen (Perioden größer 2 Jahren) nördlich 30° Nord diese kaum eine Rolle spielen. Dort ließen sich vor allem Rossbywellen mit Jahresperiode beobachten (Kang & Magaard, 1980). Auch in Bereichen der subtropischen und subarktischen Front im zentralen Pazifik konnten jahreszeitliche Temperaturänderungen durch Rossbywellen erklärt werden, die durch einen vertikalabhängigen mittleren Strom modifiziert sind (Kang & Magaard, 1982). Die Untersuchungen, in denen schwache mittlere Strömungen mit berücksichtigt wurden (Kang & Magaard, 1979, 1980, 1982 und Kang, Price & Magaard, 1982), zeigten vor allem, daß schwache mittlere Strömungen hauptsächlich die kürzeren Rossbywellen $\alpha(100\text{km})$ beeinflussen. Schon 1966 initiierte Saur ein "ship of opportunity"-Programm entlang der Verbindung Honolulu-San-Franzisko, in dem XBT-und Oberflächensalzgehaltsbeobachtungen mit großer horizontaler Auflösung gemacht wurden. Die gute horizontale Auflösung und die Länge dieses Datensatzes provozierten verschiedene Untersuchungen (u.a. Dorman & Saur, 1978). Untersuchungen

hinsichtlich Rossbywellen (Price, 1981, Magaard, 1983) zeigten unter anderem, daß die Phasenausbreitung der Wellen auf allen Perioden, auf denen Rossbywellen gefunden wurden, vorwiegend Nordwest-Richtung aufweisen. Für kleinere Perioden (eg. 12.1 Monate und 14.2 Monate) konnten nahe der amerikanischen Küste keine Rossbywellen gefunden werden. Erst südlich 30°N konnten auch Wellen dieser Periode gefunden werden. Die aus diesen Untersuchungen zu entnehmenden Erkenntnisse über die potentielle Energie barokliner Rossbywellen im Nordpazifik wurden von Magaard (1983) zusammengetragen.

Die oben erwähnten Arbeiten befaßten sich vorwiegend mit der Identifizierung barokliner Rossbywellen. Doch mit den Beobachtungen einher gingen zunehmend Versuche, die Entstehungsmodalitäten der Wellen nun auch theoretisch zu erfassen. Magaard (1977) untersuchte die langperiodische barokline Reaktion auf fluktuierende Windfelder, Luftdruckschwankungen und Auftriebsflüsse. Es zeigte sich, daß die Erzeugung durch Luftdruckschwankungen gegenüber den beiden anderen atmosphärischen Erzeugungsmechanismen vernachlässigbar ist.

Die Möglichkeit, daß langperiodische Wellenphänomene durch stochastische atmosphärische Felder hervorgerufen werden können, wurde von Frankignoul & Müller (1979a. u. b.) vorgeschlagen. Untersuchungen, inwieweit klimatische Schwankungen durch kurzzeitiges Wettergeschehen hervorgerufen werden können (Frankignoul & Hasselmann, 1978), gingen den Untersuchungen zur Erzeugung von mesoskaligen Wellenphänomenen voran. Der Grundgedanke dieser stochastischen Modelle besteht darin, daß Wetterereignisse wie atmosphärische Zyklonen Energiebeiträge auf allen Frequenzen liefern. Der Energiebeitrag

zu kleinen Frequenzen ist zwar gering, jedoch gerade auf kleine Frequenzen reagiert der Ozean besonders stark. Frankignoul & Müller (1979) zeigten, daß Windstressfluktuationen erheblich mehr zur Entstehung mesoskaliger ozeanischer Variabilität beitragen können als Anomalien der stochastischen Oberflächen-auftriebsflüsse. Mit einem Modell (Müller & Frankignoul, 1981) quasigeostrophischer Wirbel erzielten sie für Periodenbereiche um ein Jahr und weniger eine gute Übereinstimmung der Form der Spektren der kinetischen Energie mit beobachteten Spektren (MODE).

Die Versuche, die Ursachen der beobachteten Wellenphänomene im Nordpazifik zu isolieren, basierten allerdings auf sehr einfachen Modellen, die atmosphärische Erzeugung nur für die Jahresperiode oder einzelne diskrete Perioden untersuchten. Direkte resonante und nichtresonante atmosphärische Erzeugung (eg. Meyers, 1979) sowie indirekte Erzeugung, bedingt durch östliche Ozeanberandungen (eg. White, 1977), wurden in Betracht gezogen. Der Einfluß der ozeanischen Berandung scheint bei der Erzeugung großskaliger Wellenphänomene für die östlichen Ozeanbereiche keine unwesentliche Rolle zu spielen. Bryan & Ripa (1978) zeigten, daß beispielweise auch Temperatur-anomalien, die sich zunächst nach Osten ausbreiten, an der Küste in Rossbywellen umgewandelt werden können. Starke jahreszeitliche Änderungen des Windstresses nahe der amerikanischen Küste sehen White & Saur (1981) als Ursachen für Rossbywellen, die auch weiter entfernt von den Küsten gefunden wurden. Durch die Änderungen des Windstresses induzierte Auslenkungen der Sprungschicht lassen Rossbywellen entstehen, die sich westwärts ausbreiten. Für Wellenstörungen mit Perioden größer als ein Jahr geben White & Saur

(1983) unterschiedliche Ursachen an. Während südlich von 30°N Rossbywellen durch sich polwärts ausbreitende Kelvinwellen, die in Zusammenhang mit El-Niño Ereignissen stehen, induziert werden, scheint Rossbywellenerzeugung nördlicher weitgehend durch Windstressänderungen zu erfolgen. Ein Modell, das direkte wie auch indirekte Erzeugung von Rossbywellen durch Windstressänderungen berücksichtigt, wurde von Krauß & Wüßler (1982) entwickelt. Sie untersuchten damit den linearen Ozeanresponse eines rechteckigen geschichteten Beckens auf das jahreszeitliche Signal der Meridional Komponente der Windschubspannung längs der afrikanischen Küste. Die mit diesem Modell erzielten Amplituden der Geschwindigkeitskomponenten lagen im cm/s Bereich.

Die östlichen Bereiche des Atlantiks sind jedoch erst in den letzten 5 Jahren intensiver untersucht worden. Am Kieler Institut für Meereskunde entstand 1980 der Sonderforschungsbereich "Warmwassersphäre des Atlantiks". Bedingt durch die Fragestellung nach Wärmetransporten und ihren Mechanismen, ist einer seiner Schwerpunkte die Untersuchung des veränderlichen Strömungsfeldes im östlichen Atlantik. Dabei sollten räumliche und zeitliche Skalen der Variabilität mittels neuen Datenmaterials aus Langzeitverankerungen, Feldmessungen, Driftexperimenten und Satelliteninfrarotdaten bestimmt werden, und es sollten zusätzlich historische Datensätze, mit neuen Methoden analysiert, zu Rate gezogen werden. Mit theoretischen Modellen versuchte man, die Beobachtungen zu simulieren, wobei Erkenntnisgewinnung über Entstehungsmechanismen und über dominante Phänomene und deren Rolle für Wärmetransportmechanismen intendiert war. Anhand der Messungen der ersten 5 Jahre können natürlich noch keine endgültigen Aussagen über die Relevanz

barokliner Rossbywellen im Ostatlantik gemacht werden, doch sind in dem neu gewonnenen Datenmaterial Anhaltspunkte bezüglich der Existenz barokliner Rossbywellen enthalten. Hinsichtlich der Horizontalstruktur zeigen Feldexperimente und Satellitendaten deutlich mäandrierende Frontalzonen, die ähnlich wie im Pazifik typische Wellenlängen barokliner Rossbywellen aufzeigen (600 km). Diese Mäander können durch Überlagerung breiter stationärer Strömungen, wie sie für den östlichen Atlantik aus der Analyse historischer Daten (Wenzel, 1986; Stramma, 1984) hervorgehen, und langperiodischer Wellen verursacht sein, wie es bei Käse et al. (1985) vermutet wird. Hinweise über Zeitskalen und Vertikalskalen wurden aus Langzeitverankerungen gewonnen. Die NEADS-1-Verankerung (Müller, 1981) konnte besonders gut Informationen über längere Zeitskalen liefern, da sie bereits von 1980 bis jetzt kontinuierliche Aufzeichnungen bereithält. Es zeigt sich an ihren Geschwindigkeitsmessungen, daß die Vertikalstruktur der beobachteten kinetischen Energie sich bereits ausreichend gut durch die erste barokline Mode - bestimmt aus der mittleren Dichteschichtung im Kanarenbecken - erklären läßt (Abbildung 01.1). Spektralanalysen hinsichtlich der Zeit brachten im niederfrequenten Bereich annähernd weiße Frequenzspektren der kinetischen Energie hervor, wobei die Meridional-komponente allerdings ein eindeutig höheres Niveau aufweist (Abbildung 01.2). Bei ca. 100 Tagen fällt die Energie dann aber rapide ab. Diese Form der Spektren ist typisch für Spektren barokliner Rossbywellen. Denn die maximale Energie befindet sich in dem Bereich der Spektren, in dem die Wellen resonant erzeugt werden können, was für barokline Rossbywellen nur bis zur " cut-off "-Frequenz möglich ist, die eine obere Grenze darstellt.

Für größere Frequenzen fällt das theoretische Spektrum mit ω^{-2} ab. Da auch im östlichen Atlantik keine starken mittleren Strömungen und keine starke Bodentopographie vorzufinden sind, spricht viel dafür, daß auch diese Wellenphänomene durch atmosphärische, sei es direkte oder indirekte

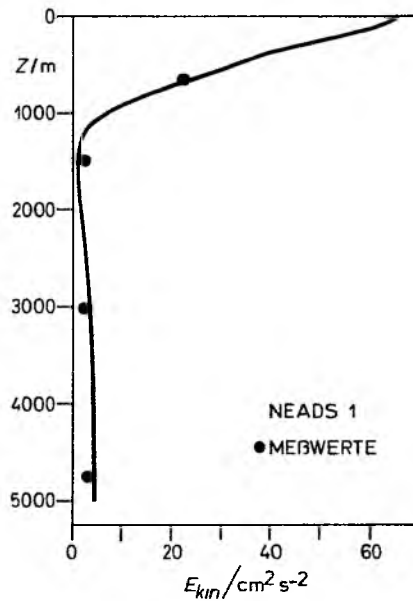


Abb.01.1 Kinetische Energie in 4 Tiefen an der Verankerung NEADS-1 (entnommen dem Datenband zu NEADS, T. Müller, 1981) und das Profil der 1. baroklinen Rossbywellenmode.

Erzeugung, entstanden sind. Price & Magaard (1986) untersuchten langperiodische (5-10 Jahre) Variabilität hinsichtlich der Existenz barokliner Rossbywellen. Ausgehend von dem historischen NODC-Datensatz (National Oceanographic Data Center) konnten 26 Jahre lange Zeitreihen

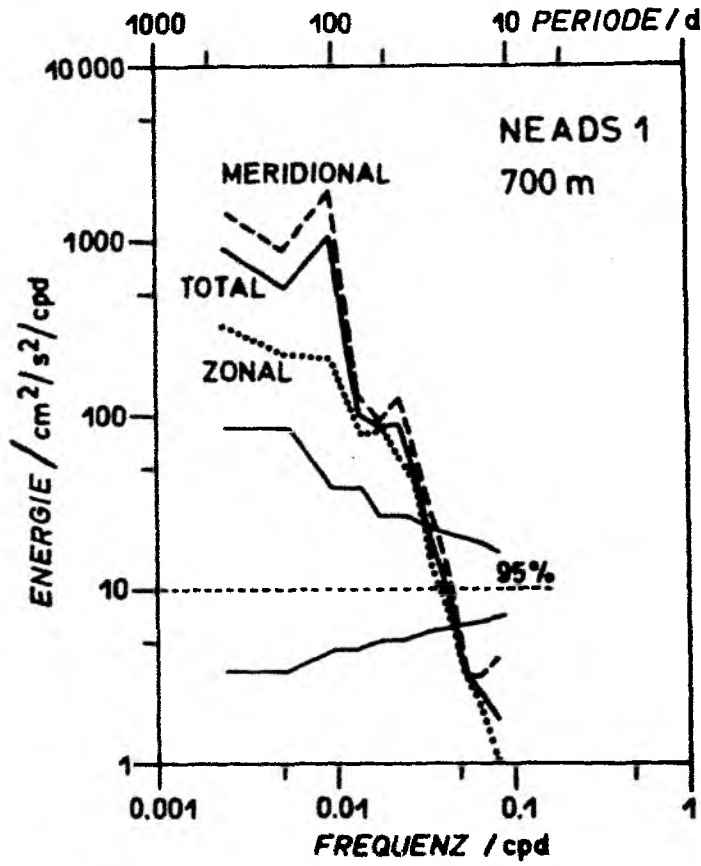


Abb.01.2 Spektren der kinetischen Energie sowie der zonalen und meridionalen Geschwindigkeitskomponente in 700 m Tiefe bei NEADS-1.

jahresgemittelter Temperaturwerte in verschiedenen Tiefen auf einem $5^\circ \times 5^\circ$ Gitter für den Nordatlantik gewonnen werden. Es zeigt sich, daß die Energie der 1. baroklinen Rossbywellenmode ein sehr viel höheres Niveau hat als die im Pazifik beobachtete. Während aber im Nordpazifik die beobachtete Variabilität zu einem großen Anteil durch Rossbywellen erklärt werden konnte, sind nur 25-55% der im Nordatlantik beobachteten Energie durch eine Rossbywelle mit der Vertikalstruktur der 1. baroklinen Mode zu erklären. Dies könnte einerseits dadurch begründet sein, daß auf sehr großen Perioden die höheren Modes zunehmend eine Rolle spielen, zum anderen können allerdings auch advective Prozesse eine Rolle spielen.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Sonderforschungsbereiches "Warmwassersphäre des Atlantiks" unter der Themenstellung "Modellierung mesoskaliger Variabilität im Ostatlantik". Wenn auch das Ziel innerhalb dieses Projektes darauf beschränkt war, zu ergründen, ob durch atmosphärische Anregung im Modell Energiedichten erzielt werden können, die in der Größenordnung der Beobachtungen liegen, so kann diese Arbeit darüber hinaus, indem die hier vorgestellten Modelle resonante und nichtresonante, direkte sowie indirekte atmosphärische Erzeugung miteinbeziehen, einen Beitrag zum Verständnis der Erzeugung quasigeostrophischer ozeanischer Variabilität für den östlichen Atlantik und Pazifik mittlerer Breiten leisten.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Diese Arbeit wird sich mit der linearen baroklinen Reaktion des Ozeans auf fluktuierende Windfelder im Periodenbereich zwischen einem halben und mehreren Jahren befassen. Die Einschränkung auf die quasigeostrophischen Bewegungen impliziert, daß die ozeanischen Bewegungsvorgänge, erzeugt durch die Rotation des Windfeldes, keine Schwerewellen mehr enthalten. Barokline Rossbywellen sind die resonant erzeugten Phänomene. Von der Diskussion über deren Erzeugung durch starke Bodentopographie und Instabilitäten soll hier abgesehen werden, womit die Anwendbarkeit der vorgestellten Modelle in der Hauptsache auf die östlichen Ozeanbereiche beschränkt wird. Da meteorologische Größen prinzipiell nicht über Zeiträume von mehreren Wochen vorhersagbar sind, ist die Annahme sicher gerechtfertigt, diese als Realisierung eines stochastischen Prozesses zu beschreiben. Generell ist die Ozeanreaktion auf ein stochastisches Windfeld ebenfalls stochastisch. Dadurch, daß aber das lineare Filter, wie es ein linearer quasigeostrophischer Ozean darstellt, sehr skalenselektiv wirkt - u.a., weil die resonante Reaktion stets die nichtresonante dominiert (s. Kapitel 2) -, erscheint die Ozeanreaktion auf ein isotropes Windfeld mit einem weißen Frequenzwellenzahlspektrum anisotrop und sehr viel "geordneter" als seine Quelle. Diese Tatsache kann anhand der Untersuchung von Übertragungsfunktionen und Korrelationsfunktionen gut verdeutlicht werden (Kapitel 2). Mit der Beschränkung auf ozeanische Bewegungsformen bestimmter Raum- und Zeitskalen, was z.B. durch Reynoldsmittelung erreicht werden kann, müssen Annahmen über die in dem Gleichungssystem nicht mehr erwünschten kleinskaligeren Prozesse

oder Vorgänge an den ozeanischen Berandungen gemacht werden. Üblich ist es im Falle der Reynoldsmittelung, die Wechselwirkungsprozesse zwischen kleinskaligen und mittleren Vorgängen durch einen Austauschansatz zu parametrisieren. Nicht alle Dissipationsmöglichkeiten können aber in einem analytischen Modell mit berücksichtigt werden. Daher ist eine Diskussion der gewählten Reibungsform sinnvoll, um aufzeigen zu können, welche Eigenschaften der Ozeanreaktion durch die gewählte Parametrisierung hervorgerufen werden (Kapitel 2 Modelleigenschaften). Die Untersuchungen der niederfrequenten Ozeanreaktion werden in dieser Arbeit vorwiegend an den Frequenzspektren und anderen spektralen Größen diskutiert. Anhand derer kann auch gezeigt werden, wie sich eine Limitierung des weißen Wellenzahlbereiches der Windstressrotation auch auf Zeitskalen der ozeanischen Bewegungsvorgänge auswirkt und diese möglicherweise deterministisch erscheinen läßt. Ozeanische Berandungen und schwache stationäre Strömungen prägen als indirekte Entstehungsursachen den ozeanischen Bewegungsvorgängen einen quasideterministischen Charakter auf. Ihr Einfluß auf die mit einem stochastischen Windfeld erzeugte ozeanische Variabilität sowie deren Amplituden, Raum- und Zeitskalen sind ebenfalls Untersuchungsobjekte dieser Arbeit. Darüber hinaus werden hier neben der Betrachtung der Spektren der potentiellen und kinetischen Energie die spektrale und räumliche Verteilung von dimensionslosen Größen sowie das Verhältnis von potentieller Energie zur kinetischen Energie (EPOT/EKIN) oder das der meridionalen zur zonalen Geschwindigkeitskomponente untersucht. Diese haben den Vorteil, daß sie weder erheblich von der Reibungsstärke noch von dem Niveau der Windspektren abhängen. Die Berücksichtigung der räumlichen Abhängigkeit und eventuell

auch der Frequenzabhängigkeit der dimensionslosen Größen EPOT/EKIN und EV/EU soll mit dieser Arbeit als Entscheidungshilfe vorgeschlagen werden, um die Entstehungsursachen der ozeanischen Variabilität besser identifizieren zu können. Diese Betrachtung ist auch sinnvoll bei der Verwendung deterministischer Modelle, wie sie beispielsweise bei dem Versuch Anwendung fanden, die Ursachen der beobachteten Rossbywellen im Pazifik zu erklären (eg. White, 1977; Meyers, 1979; White & Saur, 1981, 1983). Die Relevanz ergibt sich z.B. dadurch, daß mittels indirekter Ostranderzeugung (White, 1977) und direkter Erzeugung durch Windstressschwankungen in einer küstennahen Region (White & Saur, 1981) generell zwar vergleichbare räumliche Änderungen der rms-Werte der Temperaturanomalien erzielt werden können, die Verteilung EPOT/EKIN für beide Fälle jedoch völlig anders ist. Da in vielen Fällen aus dem Datenmaterial sowohl die potentielle Energie als auch - zumindest bei Rossbywellenanalysen (eg. Emery & Magaard, 1976; Kang & Magaard, 1980; Price, 1981; Price & Magaard, 1983) - die typische Ausbreitungsrichtung bekannt ist, kann, da resonante Erzeugung dominiert, mittels der mittleren Wellenzahl die kinetische Energie berechnet werden, so daß annähernd EPOT/EKIN und EV/EU bekannt sein müßte.

Wenn in dieser Arbeit also die ozeanische Reaktion auf stochastische Windfelder im Periodenbereich von einem halben bis zu mehreren Jahren unter Einbeziehung ozeanischer Berandungen und schwacher stationärer Strömungen anhand von Frequenzspektren und den dimensionslosen Parametern untersucht wird, so verfolge ich das Ziel, mit Aussagen über typische Raum- und Zeitskalen und über die räumliche Abhängigkeit wie die Frequenzabhängigkeit

von EPOT/EKIN und EV/EU für unterschiedliche Erzeugungsmechanismen, die möglicherweise neue Kriterien zur Findung der Entstehungsursachen sein könnten, einen Beitrag zum besseren Verständnis der niederfrequenten ozeanischen Variabilität zu leisten.

1.3 Mathematische Formulierung

Ozeanische Fluktuationen im mesoskaligen Bereich mit Wellenlängen von einigen 100 km bis zu wenigen 1000 km und Zeitskalen von Wochen bis zu einigen Jahren können innerhalb der quasigeostrophischen Theorie beschrieben werden. Die quasigeostrophischen Gleichungen basieren auf einer Reihe von Approximationen. Neben der Gültigkeit der Boussinesq- und Flachwasserapproximationen und der Bedingung, daß die horizontalen Skalen der Bewegung gegenüber dem Erdradius klein sind, sind quasigeostrophische Bewegungen dadurch charakterisiert, daß sie sich auf einer vertikal-abhängigen Dichteschichtung abspielen, die durch die Bewegungsvorgänge nicht verändert wird. Die dadurch vorwiegend in der horizontalen Ebene ablaufenden geostrophisch balancierten Bewegungen werden durch kleine Dichteabweichungen von der Hintergrundschichtung hervorgerufen und sind divergenzfrei. Da Bewegungsformen dieser Größenordnung stark durch die Erdrotation determiniert sind, ist es von Vorteil, die Bewegungen mit einer Gleichung für die Rotation des Geschwindigkeitsfeldes zu bestimmen. Die

Erhaltung der Vorticity in ihrer quasigeostrophischen Form hat folgendes Aussehen

$$\frac{d_h}{dt} \left(\nabla^2 \psi + \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} + f \right) = D \quad (1.1)$$

wenn die Stromfunktion ψ durch $\underline{u} = \nabla \times \psi \underline{1}_z$, $f_0 = 2\Omega \sin \varphi_0$ mit φ_0 als Bezugsbreite der β -Ebene und $\underline{1}_z$ Einheitsvektor in z-Richtung definiert ist, N für die Brunt-Väisälä-Frequenz der vertikalabhängigen mittleren Dichteschichtung steht. D ist hier ein noch unspezifizierter Dissipationsterm, der im Falle atmosphärisch erzwungener Bewegungen Resonanzkatastrophen an den Resonanzstellen verhindern soll. Die Kopplung mit atmosphärischen Feldern erfolgt über die Randbedingung an der Oberfläche, die mittels der "boundary layer theory" bestimmt wird. Die Idee, die "boundary layer theory", wie sie für die Bestimmung von der horizontalen Geschwindigkeitsverteilung in Zirkulationsmodellen angewendet wurde (im Prinzip auch in Munk, 1950), bei der Lösung des vertikalen Problems anzuwenden, wurde von mehreren Autoren (z.B. Tomczak, 1967; Käse & Tang, 1976) zur Berechnung der kleinskaligen (f-Ebene) Reaktion des Ozeans auf einwirkende Windfelder verwendet. Tomczak (1967) zeigte, daß ein stetig geschichteter Ozean auf fluktuierende Windfelder mit internen Schwingungen reagiert, deren analytische Beschreibung durch 4 exponentiell abklingende bzw. anwachsende und 2 sinusoidale Lösungen erfolgen kann. Da die exponentiellen Lösungen sich nur auf Oberflächen- und Bodennähe des Ozeans beschränken, schlug er vor, den Ozean formell in 3 Bereiche zu untergliedern, in denen unterschiedliche Kräftebalancen die Bewegungen bestimmen. Hierdurch ist eine Aufspaltung der Bewegung in einen geostrophischen Anteil und einen ageostrophischen

einen ageostrophischen Ekmananteil, der hauptsächlich einen Anteil in den oberen 50 m liefert, begründet. Die Stressbedingungen an der Oberfläche müssen von beiden Komponenten erfüllt werden, so daß die "Ekmanpumping"-Geschwindigkeit, die durch einen räumlich und zeitlich variablen konvergenten Ekmantransport an der Oberfläche bewirkt wird, die Bewegungen im Innern hervorruft. Die Randbedingung für die Stromfunktion hat unter der Berücksichtigung der Bedingung einer starren Oberfläche folgende Form:

$$\frac{d_h}{dt} \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{N^2}{f_0^2} \text{rot}_z \tau \quad z=0 \quad (1.2)$$

Unter Vernachlässigung der Bodenreibung bestimmt die kinematische Bedingung am Boden die Bewegungen:

$$\frac{d_h}{dt} \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad z=H \quad (1.3)$$

Schwache ($\Delta H/H \ll 1$) Bodenreibungen können im Rahmen der quasigeostrophischen Theorie (s. Rhines, 1970) berücksichtigt werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll aber der Effekt von Bodenunebenheiten auf die quasigeostrophischen Bewegungsgleichungen und damit auch die topographischen Rossbywellen außer acht gelassen werden. Dies ist für weite Bereiche des Nordost-Atlantiks und -Pazifiks eine gerechtfertigte Approximation. Küstenlinien werden dabei wie starre horizontale Wälle behandelt. Bei den Untersuchungen der windbedingten Ozeanreaktion fernab (Kap. 2) oder auch nahe (Kap. 3) ozeanischer Berandungen soll ferner von der linearen Vorticity-erhaltungsgleichung ausgegangen werden. Das Vernachlässigen der nichtline-

aren Terme ist begründet, wenn die β -Rossbyzahl: $R_o = \frac{U}{\beta L^2} = \frac{U}{f_o L} \frac{a}{L}$
- wobei L die typische Längenskala, U eine typische Geschwindigkeit und a der Erdradius ist- für die betrachteten Bewegungen sehr viel kleiner als 1 wird. Dies mag für Bewegungen mit Skalen von 100 km und kleiner nicht mehr zutreffen. Dieser Skalenbereich soll hier nicht weiter betrachtet werden, und etwaige Welle-Welle-Wechselwirkungen sollen hier den Effekt haben, den größerskaligen Bewegungen Energie zu entziehen. Sie sind im Diffusionsterm parametrisiert. Die Ausgangsgleichung habe somit folgende Form:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla^2 \psi + \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_o^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = D \quad (1.4)$$

An den Rändern gelte:

$$z = \sigma : \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial t} = \frac{N^2}{f_o^2} \text{rot}_z \xi \quad (1.5)$$

$$z = H : \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial t} = \sigma \quad (1.6)$$

$$x = 0 : \quad \psi = \sigma \quad (1.7)$$

2. WINDERZEUGTE BAROKLINE ROSSBYWELLEN IN EINEM HORIZONTAL UNBEGRENZTEN OZEAN

2.1 Responsefunktion

Die spektrale Lösung des Problems (1.4) soll mit Hilfe des Lösungswegs gefunden werden, wie ihn auch Müller & Frankignoul (1981) und Lippert & Käse (1985) benutzten. Es wird davon ausgegangen, daß die Lösung für die Stromfunktion durch ein Fourierintegral bzgl. x , y und t dargestellt werden kann:

$$\psi^{\circ}(x, y, z, t) = \iiint \psi(x, \eta, \omega, z) e^{i\alpha x + i\eta y - i\omega t} d\alpha d\eta d\omega$$

Das mit diesem Ansatz resultierende Problem im Frequenz-Wellenzahlbereich ist eine gewöhnliche Differentialgleichung hinsichtlich der vertikalen Komponente z . Es wird ferner angenommen, daß sich auch die Vertikalabhängigkeit der Stromfunktion durch orthogonale Funktionen darstellen läßt, die z.B. aus dem homogenen Randwertproblem:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{dZ_n}{dz} \right) + \lambda_n^2 Z_n = 0 \quad (2.1)$$

$$z = 0, H \quad : \quad \frac{dZ_n}{dz} = 0$$

gewonnen werden können. Generell kann die Vertikalabhängigkeit der Stromfunktion nach jedem vollständigen Orthogonalsystem entwickelt werden.

Lippert & Käse (1985) wählten ein Orthogonalsystem, das meist bei der Beschreibung von internen Schwerwellen Verwendung findet

$$\frac{d^2 W_n}{dz^2} + N^2 \lambda_n^2 W_n = 0 \quad (2.2)$$

$$z = 0, H \quad : \quad W_n = 0$$

und nicht mehr die barotrope Mode enthält. Im Fall der Schwerwellen läßt sich mit der "rigid-lid" Bedingung am Boden und an der Meeresoberfläche die barotrope Mode eliminieren. Für quasigeostrophische Bewegungsvorgänge

trifft dies nicht zu. Ihr "natürliches" Eigenwertproblem wird durch Gleichung (2.1) beschrieben, dessen "0"te Eigenfunktion eine Konstante bzgl. z und dessen Eigenwert $\lambda_0 = 0$ ist. Nur mit der barotropen Mode ist das System vollständig. Dies sei an einem einfachen Beispiel gezeigt.

Für einen linear geschichteten Ozean kann eine Lösung des reibungsfreien Systems bestimmt werden: $\psi = \frac{\text{rot}_z \Sigma N^2 \cos \lambda(H-z)}{\lambda \omega f_0^2 \sin \lambda H}$ mit: $\lambda^2 = \frac{N^2(k^2 + \beta\alpha/\omega)}{f_0^2}$

Ebenso kann eine Lösung durch eine Entwicklung nach den vertikalen Eigenfunktionen $\cos(n\pi z/H)$ gewonnen werden. Beide sind nur dann identisch, wenn, gemäß der Summenformel aus Gradshteyn & Ryzhik (1965) Formel 6, S.40,

$$\text{in } \psi = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{H} \frac{H^2 \text{rot}_z \Sigma N^2 \cos(n\pi z/H)}{\omega f_0^2 \pi^2 (n^2 - H^2 \lambda^2 \pi^2)} + b$$

die barotrope Mode:

$$b = \frac{\text{rot}_z \Sigma}{H \omega (\beta\alpha/\omega + k^2)}$$

mit berücksichtigt wird. Auch wenn die Bewegungsgrößen nach den orthogonalen Funktionen des quasigeostrophischen Problems entwickelt werden, soll bei den Untersuchungen mit den linearen Gleichungen (Kapitel 2 und 3) wegen der unterschiedlichen Zeitskalen barotroper und barokliner Bewegungen auf die Behandlung der barotropen Mode verzichtet werden. Willebrand (1981), der eine ausführliche Behandlung des barotropen Ozeanresponse durchgeführt hat, zeigte, daß sich die barotrope Ozeanreaktion auf stochastische Windfelder abhängig von der Zeitskala in drei Bereiche gliedern läßt. Im hochfrequenten Bereich wird der Response vorwiegend durch nichtresonante Bewegungen bestimmt, dem schließt sich ab Perioden von ca. 2 Tagen der resonante Bereich an, und im niederfrequenten Bereich dominiert eine zeitabhängige

Sverdrupbalance. Die maximale Energie ist im resonanten Bereich gebunden. Der barokline resonante Response ist allerdings nur bis zu einer maximalen Frequenz möglich, die vom Rossbyradius der jeweiligen baroklinen Mode und der Bezugsbreite abhängig ist :

$$\omega_{\max} = \frac{\beta r_n}{2} \quad (2.3)$$

mit r_n als Rossbyradius der n-ten Mode.

Unterhalb dieser Frequenz trägt die barotrope Mode nur noch in geringem Maße zur Gesamtenergie bei, während die baroklinen Moden dort in ihren Resonanzbereichen maximale Energie haben. So ist es gerechtfertigt, wenn nicht Bodentopographie zur Verschiebung des Resonanzbereiches führt, aufgrund der im Frequenzbereich weit auseinanderliegenden Resonanzbereiche der barotropen und baroklinen Moden je nach interessierenden Zeitskalen nur einen Anteil der Ozeanbewegungen zu behandeln. Abbildung 02.1 zeigt die Grenzperiode als grobe Trennung zwischen baroklinem und barotropem Bereich in Abhängigkeit von der Bezugsbreite f_0 . Die barotrope Mode kann aufgrund des beschrittenen Lösungsweges mühelos abgespalten werden, wie sich beim folgenden Rechengang zeigt. Die Differentialgleichung für die Stromfunktion wird mit der n-ten Eigenfunktion multipliziert und über die gesamte

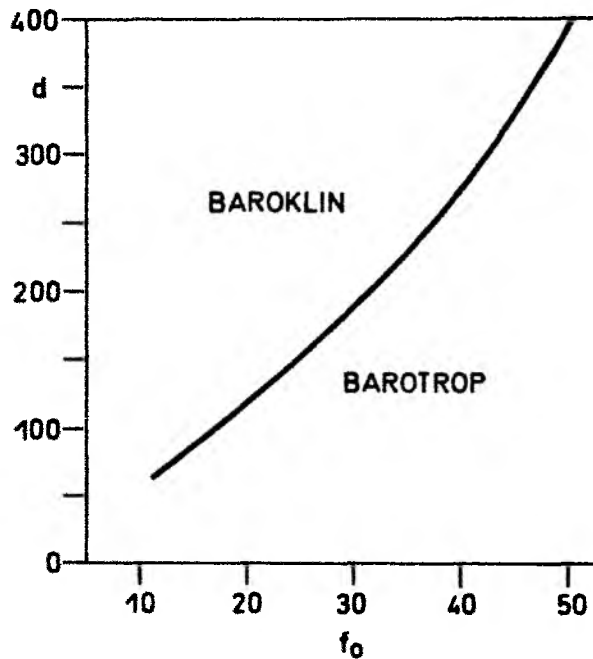


Abb.02.1 Maximale Periode der 1. baroklinen Rossbywellenmode in Abhängigkeit von f_0 .
($\lambda_1^2 = 1.25 \cdot 10^{-5} \text{ s}^2/\text{cm}^2$)

Wassersäule integriert. Die Berücksichtigung der Orthogonalitätsbedingung

$$\int_0^H Z_n Z_m dz = \delta_{n,m}$$

und der nichthomogenen Randbedingung an der Oberfläche (1.5) bei partieller Integration des Auftriebsterms führen zur Lösung, die die Amplitude der n -ten Mode im Frequenz-Wellenzahlbereich darstellt .

Wenn nun die Gesamtlösung durch Summation über die baroklinen Lösungen unter Weglassen der barotropen Mode gewonnen wird, ist sie als nahezu vollständig für den Bereich zwischen 150 Tagen bis ca. 4 Jahren anzusehen. Die Bestimmung der Lösung birgt noch das Problem des Dissipationsterms. Wie

dieser am besten zu parametrisieren sei, wurde bereits bei Müller & Frankignoul (1981) untersucht, dennoch soll hier eine andere Parametrisierung gewählt werden. Denn Müller & Frankignouls (1981) Untersuchungen galten vorwiegend den barotropen und baroklinen Eddies mit "Wellenlängen" von 50 km bis zu einigen 100 km. Die freie Oberflächenbedingung erlaubte neben den reinen baroklinen und der barotropen Mode auch mit der Tiefe exponentiell abklingende Lösungen. In Modellen, die sowohl den baroklinen als auch barotropen Response beschreiben, besteht jedoch aufgrund der unterschiedlichen Raum- und Zeitskalen die Schwierigkeit, eine geeignete Parametrisierung der Dissipation zu finden. Müller & Frankignoul (1981) zeigten, daß eine Kombination aus Rayleighdämpfung und Newton'scher Abkühlung Parametrisierungen wie lateralem Austausch oder der Bodenreibung vorzuziehen sei. Mit einer Dissipationsrate von 200 Tagen für Impuls und Temperatur bzw. Masse erzielten sie eine gute Übereinstimmung der Modellergebnisse mit Beobachtungen (MODE: Richman et al. 1977), auch wenn die kleine Zeitskala der Temperaturdiffusion und die Parametrisierung der nichtlinearen Prozesse, die gerade auf diesen Zeit- und Horizontalskalen von Bedeutung sind, Zweifel aufkommen lassen, ob das Modell realistisch ist. Da die vorliegende Arbeit sich vorwiegend mit baroklinen Rossbywellen mit Horizontalskalen von $o(100 \text{ km})$ bis $o(1000 \text{ km})$ befaßt und auf die Betrachtung der barotropen Reaktion, soweit es möglich ist (Kapitel 2 und 3), verzichtet wird, erscheint eine Parametrisierung der Dissipation wie in Lippert & Käse (1985) durch einen vertikalen Impulsaustausch aufgrund der Skalenabhängigkeit geeignet, der allerdings die barotrope Mode ungedämpft ließe.

Der Dissipationsterm sei hier also durch:

$$D = \nabla^2 \frac{\partial}{\partial z} \mu(z) \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (2.4)$$

gegeben. Dieser Term muß ebenfalls partiell integriert werden. Damit eine einfache mathematische Behandlung möglich wird, ist es sinnvoll, das vertikale Profil des Reibungsparameters so zu wählen, daß er die gleiche Form erhält wie der Auftriebsterm. Die Wahl:

$$\mu(z) = \frac{M_0 N_0^2}{N^2(z)}$$

läßt sich aus diesem Grund in der Literatur häufig finden (Fjeldstad, 1964; McCreary, 1981 a, b). Ob dies eine adäquate physikalische Approximation ist, ist jedoch umstritten und nicht ohne weiteres überprüfbar. In einigen neueren Arbeiten wird versucht, diese Abhängigkeit auch physikalisch zu fundieren. Rhines & Young (1981) zeigten, daß innerhalb der quasigeostrophischen Theorie der mittleren Zirkulation die potentielle Vorticity innerhalb geschlossener Stromlinien konstant ist, sofern die Dissipation vorwiegend isopyknenparallel in Richtung der Gradienten der mittleren potentiellen Vorticity erfolgt. Wird die Dissipation durch einen vertikalen Austausch parametrisiert, ist die Homogenisierung nur für die obige Abhängigkeit des turbulenten Austauschterms $\mu(z)$ gewährleistet. Auch Messungen lieferten die obige Abhängigkeit der Dissipation. Bröcker (1981) bestimmte ein solches Vertikalprofil für die Dichtediffusion anhand Tracerdaten, die jedoch aus Messungen stammen, die aus unterschiedlichen Meeres- und Seegebieten gewonnen wurden. Nicht zuletzt konnte auch Gargett (1984) zeigen, daß eine

Proportionalität zum Auftriebsterm eine sinnvolle Approximation darstellt.

Mit diesem Ansatz läßt sich dann der Reibungsterm analog zum Auftriebsterm integrieren. Als Lösung resultiert:

$$\psi_n = \text{rot}_z \zeta \int Z_n(z) Z_n|_{z=0} \left(1 + \frac{i k^2 \mu_0 N_0^2}{\omega f_0^2}\right) / \left\{ (k^2 + f_0^2 \lambda_n^2) (\omega - \omega_n) \right\} \quad (2.5)$$

mit

$$\omega_n = \frac{-\beta \kappa + i k^2 \mu_0 N_0^2 \lambda_n^2}{k^2 + f_0^2 \lambda_n^2} \quad (2.6)$$

und $k^2 = \kappa^2 + \eta^2$

Der Imaginärteil des Zählers kann vernachlässigt werden, wenn der Imaginärteil der Resonanzfrequenz kleiner ist als der Realteil. Für diesen Fall läßt sich die Lösung von Lippert & Käse (1985) verifizieren:

$$\psi_n = \text{rot}_z \zeta \int Z_n Z_n|_{z=0} R_{sn}(\kappa, \eta, \omega, \eta) \quad (2.7)$$

Die Funktion

$$R_{sn} = \left((k^2 + \beta \kappa / \omega + f_0^2 \lambda_n^2 - i \mu_0 N_0^2 \lambda_n^2 k^2 / \omega) \omega \right) \quad (2.8)$$

beschreibt die Reaktion des linearen Ozeans auf ein normiertes stochastisches oder deterministisches Windfeld. Während man im deterministischen Fall an der räumlichen und zeitlichen Verteilung der winderzeugten Stromfunktion und den daraus abgeleiteten Größen wie Geschwindigkeit oder Temperatur interessiert ist, die man durch Summation der baroklinen Moden

und Integration über Wellenzahlen und Frequenzen erhält, ist im stochastischen Fall die räumliche und zeitliche Verteilung, die nur eine einzige Realisierung des stochastischen Prozesses darstellt, nur in seltenen Fällen von Interesse. Stochastische Prozesse werden gewöhnlich durch ihre Momente oder, was äquivalent ist, durch ihre Spektren beschrieben. Das Wellenzahlfrequenzspektrum des Ozeanresponse in einer Tiefe z hat die folgende Form:

$$\Omega_D(\alpha, \eta, \omega, z) = \Omega_{rot_z \xi}(\alpha, \eta, \omega) \left(\sum_{n=1}^{\infty} (Z_n |_{z=0})^2 R_{Sn} R_{Sn}^* + \sum_{\substack{n=1 \\ \forall n \neq m}}^{\infty} Z_n |_{z=0} R_{Sn} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} Z_m |_{z=0} R_{Sm}^* \right) \quad (2.9)$$

Dieser Term ist jedoch nur für sehr kleine Frequenzen von Bedeutung (< 4 Jahre) und wird daher in der Arbeit von Müller & Frankignoul, die noch kleinere Zeitskalen betrachten als es hier geschieht, von vornherein durch die Forderung der statistischen Unabhängigkeit der vertikalen Moden vernachlässigt. Das tiefenintegrierte Spektrum besteht jedoch aus der Summe der einzelnen Moden, da durch die Integration die Wechselwirkungsterme aufgrund der Orthogonalitätsrelation verschwinden:

$$\Omega_{Dt}(\alpha, \eta, \omega) = \Omega_{rot_z \xi}(\alpha, \eta, \omega) \sum_{n=1}^{\infty} (Z_n |_{z=0})^2 R_{Sn} R_{Sn}^* \quad (2.10)$$

Die oben aufgeführten Spektren beschreiben einen speziellen Anteil der Ozeanreaktion, der von dem gewählten Modell und dessen Eigenschaften und dem Spektrum des Windfeldes abhängt. Die folgenden Relationen bestehen zwischen den Geschwindigkeitskomponenten, der Auslenkung und der

Stromfunktion:

$$\underline{u}_n \psi_n = i k \times \psi_n Z_n |b_z \quad (2.11)$$

$$\xi = \frac{f_0}{N^2} \psi_n \frac{\partial Z_n}{\partial z} \quad (2.12),$$

so daß sich aus dem tiefenintegrierten Frequenzwellenzahlspektrum der Stromfunktion das Spektrum der kinetischen sowie das der potentiellen Energie wie folgt bestimmen lassen:

$$\Omega_{\text{KIN}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Omega_{\text{rot}_z} k^2 Z_n|_{z=0} Z_n|_{z=0}}{\omega^2 \left| (k^2 + \beta \kappa / \omega + f_0^2 \lambda_n^2) - i \frac{M_0 N_0^2 \lambda_n^2 k^2}{\omega} \right|^2} \quad (2.13)$$

$$\Omega_{\text{POT}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Omega_{\text{rot}_z} f_0^2 \lambda_n^2 Z_n|_{z=0} Z_n|_{z=0}}{\omega^2 \left| (k^2 + \beta \kappa / \omega + f_0^2 \lambda_n^2) - i \frac{M_0 N_0^2 \lambda_n^2 k^2}{\omega} \right|^2} \quad (2.14)$$

2.2 Die Eigenschaften des Rossbywellenmodells

a) Übertragungsfunktion

Die Eigenschaften dieses Modells lassen sich am besten anhand der Übertragungsfunktion diskutieren. Da die Reaktion des Ozeans auf ein stochastisches Windfeld ebenfalls stochastisch ist, kann die lineare Ozeanreaktion als lineares Filter aufgefaßt werden, das auf stochastisches Rauschen angewandt wird. Im eindimensionalen Fall gilt, wenn $Z(t)$ als stochastischer Prozeß für das auf den Ozean einwirkende Windfeld, $X(t)$ für den Response und $h(t)$ für ein lineares Filter steht:

$$X(t) = \int_0^{\infty} h(\nu) Z(t-\nu) d\nu \quad (2.15)$$

Aufgrund des linearen Filters gilt im Frequenzbereich die einfache Relation, daß das Spektrum der Wellen im Ozean das Produkt aus dem Spektrum des Windfeldes und dem Betrag des Quadrates der Fouriertransformation des Filters ist:

$$\Gamma_{XX}(\omega) = |H(\omega)|^2 \Gamma_{ZZ}(\omega) \quad (2.16)$$

Im dreidimensionalen Fall mit $X = X(x,y,t)$ und $h = h(x,y,t)$ gilt analog

$$\Gamma_{XX}(x,\eta,\omega) = |H(x,\eta,\omega)|^2 \Gamma_{ZZ}(x,\eta,\omega) \quad (2.17)$$

Für ein weißes Wellenzahl-Frequenzspektrum des Windfeldes vereinfacht es sich zu :

$$\overline{|\chi|}^2(\chi, \eta, \omega) = |H(\chi, \eta, \omega)|^2 \sigma_{zz} \quad (2.18)$$

wobei σ_{zz} die Varianz des Windfeldes ist. Dies führt zur Definition der Übertragungsfunktion, die $|H(\chi, \eta, \omega)|^2$, in unserem Fall

$$(\psi_n \psi_n |_{z=0})^2 \cdot R_{sn} R_{sn}^*$$

entspricht. Die Diskussion sei hier auf die Betrachtung einer vertikalen Eigenlösung beschränkt, wodurch die z-Abhängigkeit entfällt und die Eigenschaften der Lösung anhand des Resonanzenners deutlich werden. Ferner unterscheiden sich Übertragungsfunktion und Resonanznenner nur durch einen Faktor, so daß sich die spektralen Eigenschaften an $|R_{sn}|^2$ (2.8) untersuchen lassen. Bei einer festen Frequenz erhält die Resonanzüberhöhung ihren maximalen Wert auf den um $\beta/2\omega$ zentrierten Resonanzkreisen:

$$\gamma^2 = (\chi + \beta/2\omega)^2 + \eta^2 = (\beta/2\omega)^2 - f_0^2 \lambda_n^2$$

Die Größe der Resonanzkreise ist abhängig von der Modenzahl und der jeweiligen Frequenz. Sie wird mit wachsendem ω kleiner und entartet bei der maximalen Frequenz:

$$\omega = \frac{\beta r_n}{2}$$

zu einem Punkt. Die resonant erzeugten Rossbywellen einer Frequenz mit zonaler Wellenzahl kleiner als $\beta/2\omega$ werden als lange, mit zonaler Wellenzahl größer als $\beta/2\omega$ als kurze Rossbywellen bezeichnet. Anhand der Übertragungsfunktionen läßt sich nun eine Zweiteilung der Ozeanreaktion in einen resonanten und einen nichtresonanten Bereich vornehmen. Die skalen-

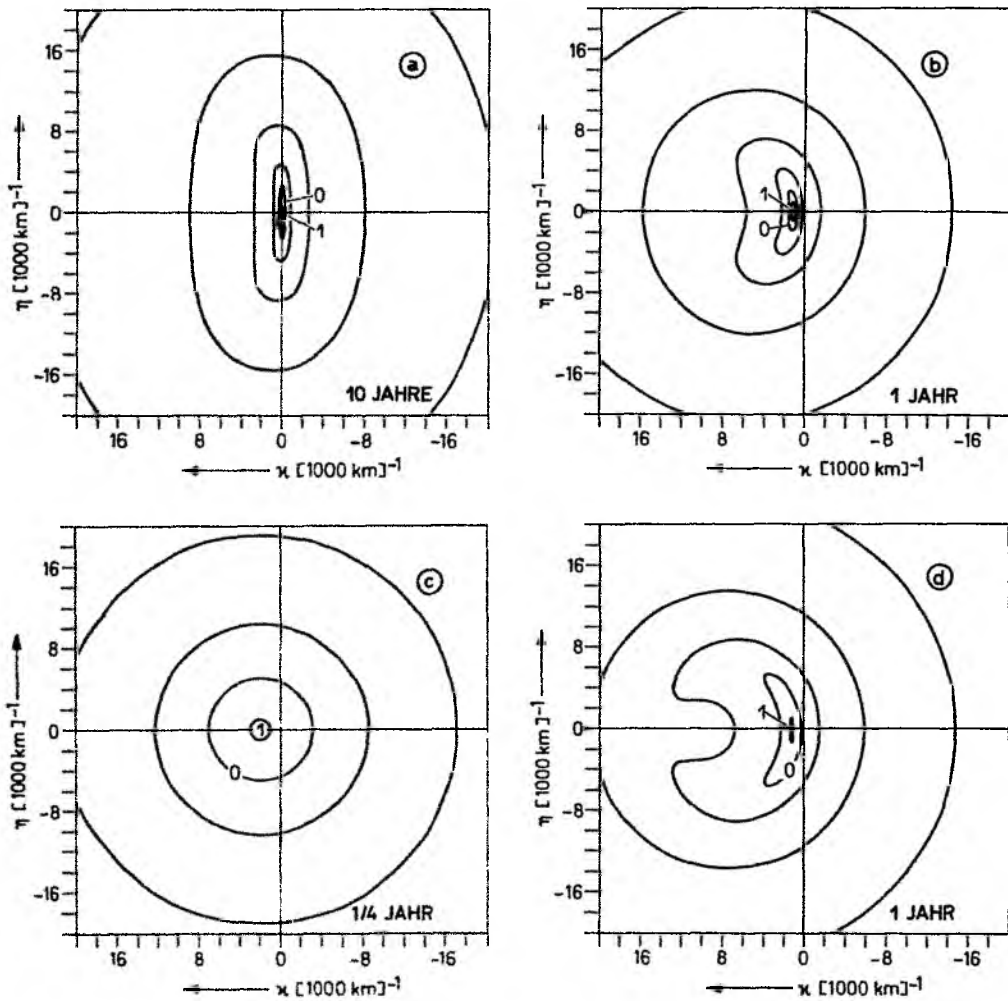


Abb.02.2 Logarithmische Isolinien der Übertragungsfunktion; der maximale Wert wurde jeweils auf 1 normiert.

abhängige Reibung bewirkt, daß die Ozeanreaktion auf den Resonanzkreisen nicht gleichmäßig im Wellenzahlbereich verteilt ist. Am Beispiel der Übertragungsfunktion bei der Periode von einem Jahr (Abb. 02.2b) zeigt sich auf den Resonanzkreisen maximale Energie nur bei kleinen meridionalen Wellenzahlen und zonalen Wellenzahlen kleiner als $\beta/2\omega$. Das Modell erzeugt resonant vorwiegend lange barokline Rossbywellen. Für den Fall der

Müller & Frankignoul-Reibung (Abb. 02.2d) ist daher schon eher die Struktur der Resonanzkreise zu erkennen. Die Halbkreise werden mit zunehmender Frequenz zu kleinen Frequenzen verschoben. Die Amplituden der resonanten Reaktion sind für alle Frequenzen gleich und durch die Reibung bestimmt. Anders ist es im Fall nichtresonanter Erzeugung bei Frequenzen größer (Abb.02.2c). Dort ist die Reaktion unabhängig von der Reibung.

b) Dissipation

Modelle mit periodischer Erzeugung erfordern einen Dissipationsmechanismus, der die sonst auftretenden Resonanzkatastrophen verhindert. Wie anhand der Übertragungsfunktion deutlich wird, kann durch die Dissipationsart die resonante Ozeanreaktion auf einen bestimmten Anteil der möglichen Reaktion beschränkt werden. Wird der vertikale Austausch als Parametrisierung der Dissipationsprozesse gewählt, so bewirkt die Abhängigkeit dieser Dämpfung von den horizontalen Skalen eine Reduzierung der Reaktion auf die langen baroklinen Rossbywellen. Die Abhängigkeit des vertikalen Austausches von den vertikalen Skalen der Bewegung zeigt sich im Q-Faktor dieses Modells, dem Verhältnis von Imaginärteil zum Realteil der Resonanzfrequenz :

$$Q = \frac{T_W}{T_I} = \frac{T_W}{2\pi T_{EI}} = \frac{M_0 N_0 \lambda_n^2 k^2}{\beta \alpha} \quad (2.19)$$

mit T_W , T_I als Periode der Welle und der Dämpfung und T_{EI} als exponentieller Dämpfungszeit. Je größer die Modenzahl, um so größer wird auch Q , so daß höhere Moden sehr "schnell", fast immer schon innerhalb ihrer 1.Periode weggedämpft sind oder sich gar nicht erst entwickeln können. Da die Tatsache, daß die maximale Frequenz der resonanten Wellen für größere

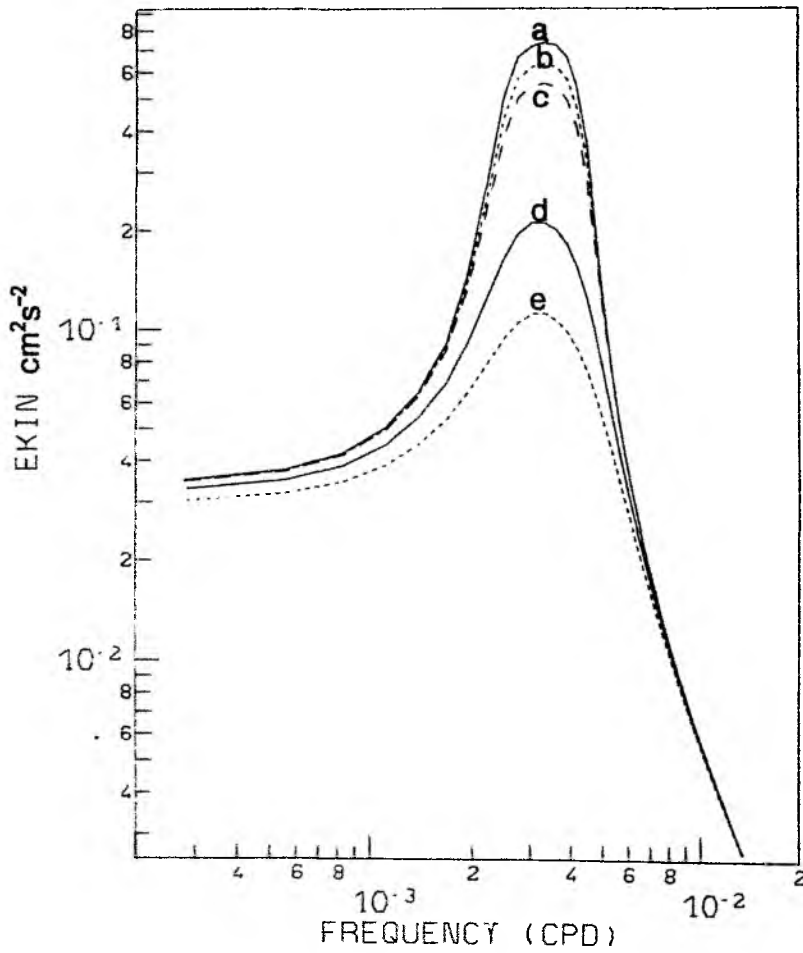


Abb.02.3 Abhängigkeit des Spektrums der kinetischen Energie von der Reibungsstärke, die für Wellen mit der "cut-off"-Frequenz exponentiellen Dämpfungsraten von: (a) 250 Tagen, (b) 233 Tagen, (c) 200 Tagen, (d) 100 Tagen und (e) 67 Tagen entspricht.

Modenzahlen kleiner ist, den Anteil der höheren Moden an der gesamten Energie ohnehin einschränkt, wird durch diese Dissipationsart die vertikale Struktur der Ozeanreaktion fast ganz auf die der 1. baroklinen Mode reduziert. Eine weitere Folge dieser skalenselektiven Dämpfung besteht darin, daß das Verhältnis von potentieller Energie zur kinetischen Energie anders als bei der Müller-Frankignoul-Dämpfung stets größer 1 ist. Die Dominanz der ersten baroklinen Mode und die große potentielle Energie der baroklinen Rossbywellen, verglichen an ihren geringen Horizontalgeschwindigkeiten, sind häufig beobachtete Erscheinungen der langperiodischen großskaligen Ozeanvariabilität (Magaard, 1983), so daß sich hinsichtlich der Dämpfungsart der vertikale Impulsaustausch als geeignete Parametrisierung der Dissipationsprozesse bei der Modellierung langer barokliner Rossbywellen erweist. Die Stärke der Dämpfung, die durch Wahl des Parameters μ_0 festgesetzt wird, bestimmt die Amplitude der resonant erzeugten Wellen. Durch Änderung des Reibungsparameters (s. Abb. 02.3) wird lediglich das Niveau des Resonanzbereiches, nicht aber die nichtresonante Reaktion oder aber die durch das Spektrum des Windfeldes geprägte Form des Spektrums ozeanischer Variabilität beeinflusst. Die in Abbildung 02.3 erkennbare Änderung des Niveaus bei unterschiedlicher Größe des Reibungskoeffizienten im niederfrequenten Teil des Spektrums kommt dadurch zustande, daß in dem Bereich eine resonante Erzeugung wegen der festen Energiebeiträge auf größeren Skalen nicht möglich ist und die Reibung dort, wo die Dämpfungszeit in die Größenordnung der Perioden der Wellen reicht, an Bedeutung gewinnt. Auch die Vertikalstruktur bleibt wegen der linearen Abhängigkeit der Dämpfung von dem Reibungsparameter für unterschiedliche Dissipationsstärke erhalten (Abb. 02.4). Da durch den vertikalen Austausch alle

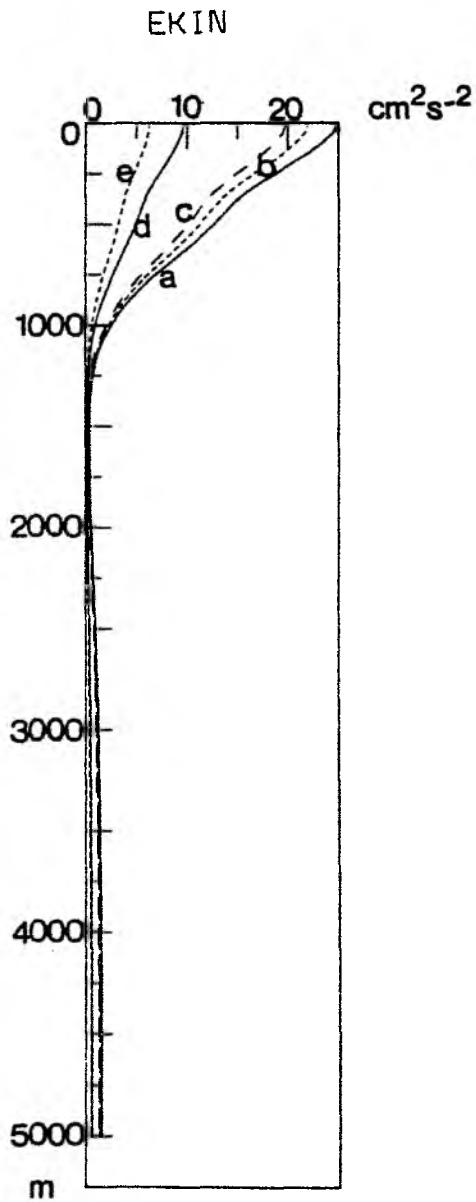


Abb.02.4 Abhängigkeit des Vertikalprofils von der Reibungsstärke, die für Wellen mit der "cut-off"-Frequenz exponentiellen Dämpfungsraten von: (a) 250 Tagen, (b) 233 Tagen, (c) 200 Tagen, (d) 100 Tagen und (e) 67 Tagen entspricht.

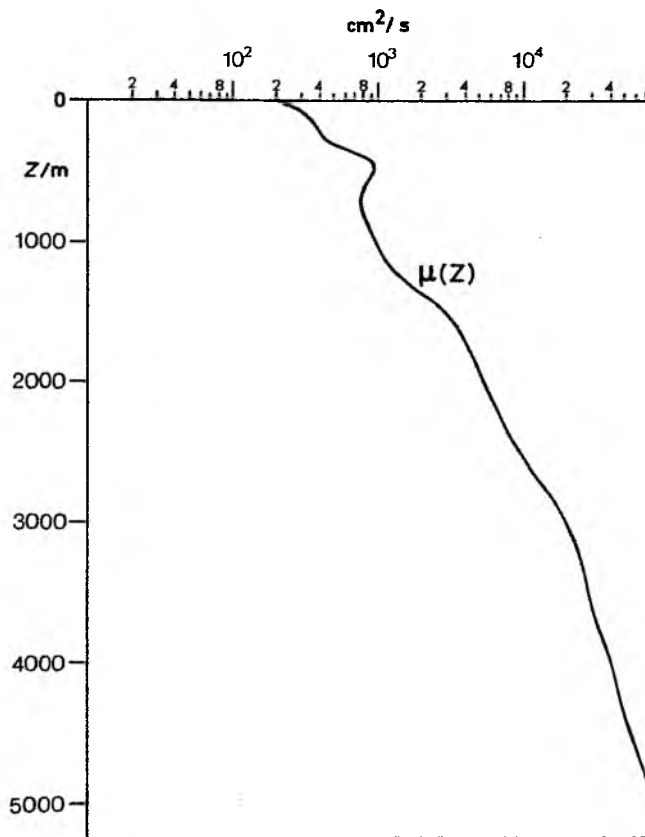


Abb.02.5 Tiefenprofil des vertikalen Austauschparameters für ein mittleres $\mu_0 = 3.3 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$

Dissipations- und Transportmechanismen parametrisiert werden sollen, sei für die nachfolgenden Untersuchungen als Wert für den Reibungskoeffizienten $\mu_0 = 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ gewählt. Für die oberen Schichten hat der Austauschkoeffizient Werte in der Größenordnung $o(100)$ bis $o(1000)$; nur in großen Tiefen überschreitet er den mittleren Wert μ_0 (Abb. 02.5). Dort ist allerdings die Stromfunktion kaum noch tiefenabhängig, so daß die effektive Reibung klein

ist und die Gültigkeit der Quasigeostrophie der Bewegung erhalten bleibt. Der Reibungskoeffizient $\mu_0 = 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ entspricht für Bewegungen nahe der maximalen Frequenz ω_{\max} einer exponentiellen Dämpfungszeit von ca. 200 Tagen, wie sie auch von Müller & Frankignoul (1981) für alle Frequenzen verwendet wurde. Sie wird aber in diesem Fall gemäß der Dispersionrelation größer für kleinere Frequenzen. Eine Aussage über die effektive Stärke der Reibung erhält man jedoch am besten aus dem Q-Faktor. In Abbildung 02.6 ist der Q-Faktor der 1. baroklinen Mode in Abhängigkeit von den Horizontalskalen für die Müller-Frankignoul-Dämpfung und für den vertikalen Austausch (02.6a) dargestellt. Werte kleiner 1 bedeuten, daß die Dämpfungszeit

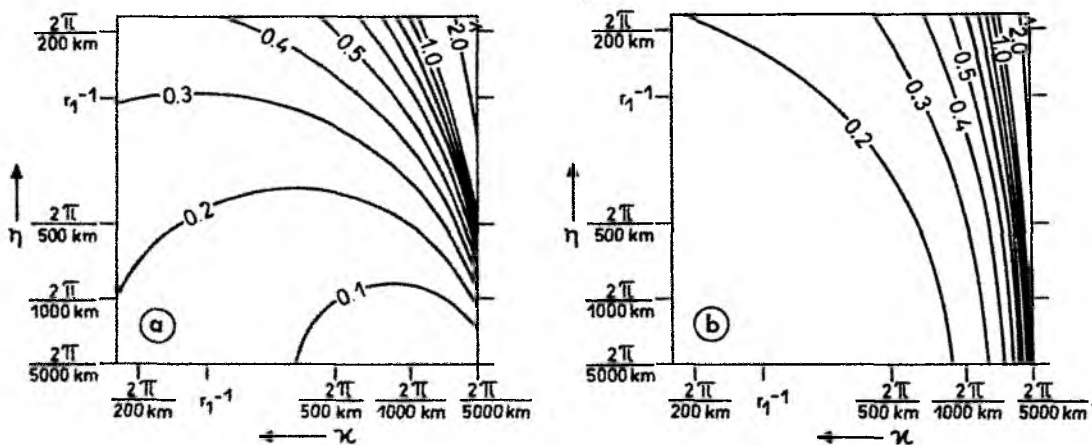


Abb.02.6 Q-Faktor für (a) $\mu_0 N^2 \lambda_1^2 = 1.11 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$
 (vertikaler Impulsaustausch)
 (b) $R = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
 (Müller-Frankignoul-Reibung, MF-Reibung)

(Periode!) größer ist als die Periode der Rossbywelle. Es wird auch in dieser Abbildung deutlich, daß die Entstehung der langen Rossbywellen in Modellen mit vertikalem Austausch bevorzugt wird, während im Müller & Frankignoul-Modell kurze Wellen dominieren. Es sei erwähnt, daß die gleiche Form des Reibungsterms der 1. baroklinen Mode der Rayleighdämpfung, wie

sie Mysak & Magaard (1983) benutzten, und der Bodenreibung (Pedlosky, 1979) entspricht. Die Wahl der Größe des Reibungskoeffizienten wird daher auch durch Mysak & Magaard gerechtfertigt, die ebenfalls die gleiche Größenordnung für ihre Dissipation verwendeten. Die Parametrisierung durch den vertikalen Austausch ist jedoch der Rayleighdämpfung und der Bodenreibung vorzuziehen, da beide nur bei der Betrachtung der 1. baroklinen Mode die gleichen Ergebnisse liefern. Ferner entspricht, durch Wahl der speziellen Form des μ -Profils, die hier verwendete Reibung einer horizontalen Dichtediffusion (vergl. Reznik, 1983).

Die Dissipation wurde an dieser Stelle so ausführlich diskutiert, damit erkennbar wird, daß es sich um eine physikalisch sinnvolle Form der Reibung und um eine sinnvolle Größenordnung des Reibungsparameters handelt. Kleinere Reibungskoeffizienten würden zwar den Bewegungsvorgängen zu größeren Amplituden verhelfen (Kap. 2) aber eine sehr weitreichende Einflußnahme östlicher Berandungen (Kap. 3) und unrealistische Amplituden (Kap. 3) bewirken.

2.3 Spektren der Windschubspannungsrotation

Die Spektren der baroklinen Reaktion eines geschichteten Ozeans auf der β -Ebene sind zum einen durch die in den vorherigen Kapiteln diskutierten Modelleigenschaften, die in der Übertragungsfunktion sichtbar werden, zum anderen durch das Spektrum der Rotation der Windschubspannung determiniert (s.2.17). Frankignoul & Müller (1979a) entwickelten ein analytisches Modellspektrum der Windschubspannungskomponenten aus einer Reihe atmosphärischer Beobachtungen. Das daraus abgeleitete Rotationspektrum ist in weiten Bereichen des Frequenz-Wellenzahlbereichs ein "weißes" Spektrum:

$$\Omega_{\text{rot}_z \xi}(k, \omega) = 3/4 F_z(0) \frac{k_b}{k} S(k) \quad (2.20)$$

mit $F_z(0) = 10^4 \text{ N}^2 \text{ m}^{-4} \text{ s}$ und $k_b = \frac{2\pi}{5000 \text{ km}}$

$$S(k) = \begin{cases} k^4/k_b^4 & , \quad 0 \leq k \leq k_b \\ 1 & , \quad k_b \leq k \leq k_c \\ 0 & , \quad k \geq k_c \end{cases}$$

Die maximale Wellenzahl k_c ließen sie, da dies für die Windstresspektren nicht von Bedeutung ist, unspezifiziert. In den Rotationsspektren ist k_c allerdings die Begrenzung eines "white noise" Bereiches, was daher entscheidend für das Niveau des Frequenzspektrums wie für die Größe der Varianz ist. Legt man einen Wert $k_c = 2\pi/(50 \text{ km})$ zugrunde, resultiert daraus ein Energieniveau von:

$$F_{\text{rot}_z \xi} = 2.96 \cdot 10^{-6} \text{ N}^2 \text{ m}^{-6} \text{ s} ,$$

das etwa zwei Größenordnungen größer ist als das von Willebrand (1978) berechnete aus dem Bunkerdatensatz. Das Fehlen von Variabilität auf kleinen Horizontalskalen aufgrund der starken Glättung des Bunkerdatensatzes ist sicher ein Grund für diese Diskrepanz. Dennoch konnte es aufgrund der schlechten horizontalen Auflösung der Daten bis jetzt nicht gezeigt werden, daß auch für kleine Horizontalskalen Variabilität des Windfeldes mit Perioden von einem halben bis zu mehreren Jahren existiert. Jedoch nicht nur das Niveau der Ozeanspektren, sondern auch spektrale Eigenschaften, wie das Verhältnis der potentiellen Energie zur kinetischen so wie die Form ihrer Spektren und auch das Verhältnis der Geschwindigkeitskomponenten hängen im Frequenzbereich entscheidend von k_c ab. Auch das Frequenzspektrum der Windschubspannungsrotation ist in der Realität nur bis

zu einer maximalen Frequenz weiß, die jedoch größer ist als die maximale Frequenz barokliner Rossbywellen und so die Ozeanreaktion nicht weiter beeinflussen kann. Auffällig an dem von FM abgeleiteten Frequenzspektrum der Windschubspannungsrotation ist das Fehlen eines deutlichen Maximums bei der Jahresperiode. Willebrand (1978) stellte heraus, daß ein Maximum bei der Jahresperiode in den Spektren des Luftdrucks und der Windstresskomponenten identifizierbar ist, jedoch das Spektrum der Windschubspannungsrotation nahezu weiß ist. Auch die Rotationsspektren der Analysen der Winddaten aus der Übergangszone zwischen Nordostpassat und Westwindzone bestätigen, daß kein signifikantes Maximum bei der Jahresperiode existiert: Aus Luftdruckdaten, die aus den täglichen Wetterkarten des deutschen Wetterdienstes Offenbach gewonnen wurden und in Spektren und Zeitreihen in einem Datenreport zu NEADS (Müller, 1981) dargestellt sind, wurden Schätzungen der Windstresskomponenten, der Windschubspannungsrotation und ihrer Spektren vorgenommen. Es lagen Zeitreihen an den fünf Stationen Santa Maria/Azores, Funchal/Madeira, Las Palmas/Gran Canaria, Porto/Portugal und dem Wetterschiff Romeo bei 47°N und 17°W über eine Zeitspanne von 4 Jahren (1. Jan. 1977 bis 1. Jan. 1981) vor. Die Windschubspannung wurde mit Hilfe der Formel:

$$\tau = c_D \rho_L |\underline{u}| \underline{u} ,$$

mit $c_D = 1.2 \cdot 10^{-3}$, $\rho_L = 1.255 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ bestimmt, wobei die Windgeschwindigkeiten geostrophisch aus den Luftdruckdaten berechnet wurden. Die Schubspannungsrotation wurde anhand einer 5-Punkte Formel (Abramowitz, 1964) numerisch bestimmt. Die eigenen Schätzungen erbrachten ebenfalls ein weißes Rotationsspektrum, das Niveau ($\text{rms rot}_z \tau = 1.67 \cdot 10^{-8} \text{ dyn cm}^{-3}$) lag allerdings etwas höher als das von Willebrand bestimmte und niedriger als das von

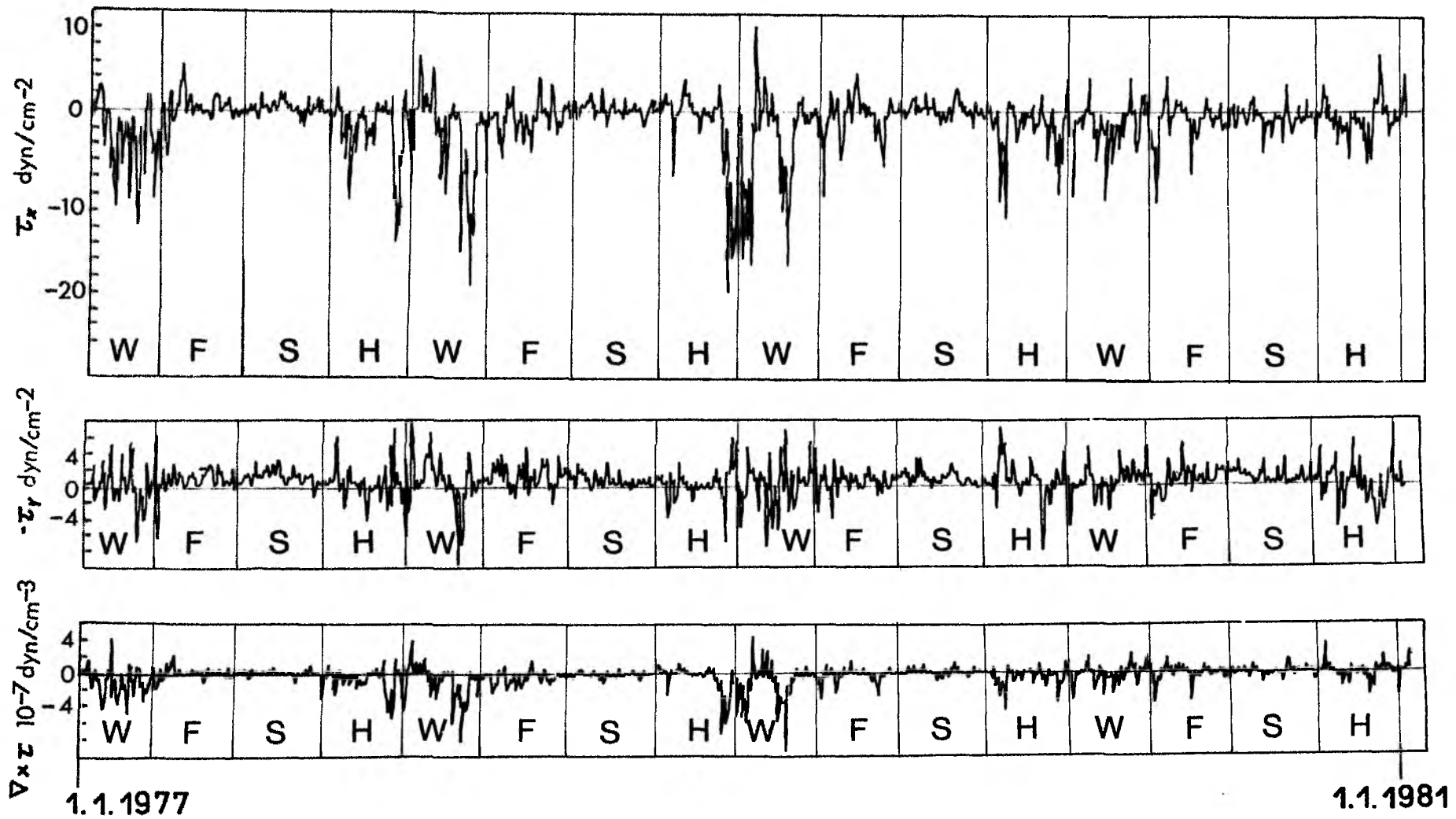


Abb.02.7 Zeitreihen der tagesgemittelten Werte der meridionalen und zonalen Schubspannung sowie der Windschubspannungsrotation vom 1. Januar 1977 bis 1. Januar 1981 für eine Region zwischen 10°-30°W und 28°-40°N.

Müller & Frankignoul (1979a). In den Zeitreihen der täglich gemittelten Daten (Abb. 02.7) ist erkennbar, daß die Variabilität im Herbst und Winter deutlich stärker ist als im Frühjahr und Sommer, so daß das Niveau des Frequenzspektrums im Winter um einen Faktor 5 höher ist als im Sommer. Die jahreszeitliche Änderung des Energieniveaus in der nördlichen Hemisphäre ist auch aus Windstress- und Luftdruckdaten bekannt (Fissel, 1975; Fissel et al., 1976). Diese ist jedoch nicht einem deterministischen Jahresgang vergleichbar, sondern entspricht einer Stationarität zweiter Art (die Varianz ändert sich mit den Jahreszeiten), der jedoch vorwiegend bei der Betrachtung barotroper Vorgänge oder aber barokliner Bewegungsvorgänge mit Zeitskalen in der Größenordnung von Monaten Beachtung geschenkt werden müßte.

Anders als bei den vertikalen Wärmeflüssen von der Atmosphäre in den Ozean und auch den Oberflächentemperaturanomalien, bei denen deutlich einem Jahresgang mit großen Amplituden nur geringe Fluktuationen überlagert sind (Price, 1983), ist die stochastische Komponente entscheidend für die Variabilität in der Windschubspannungsrotation. Nur in begrenzten Gebieten, wie beispielsweise vor der afrikanischen Küste, spielt der Jahresgang eine Rolle (Krauß und Wüßler, 1982; Isemer, 1986). Ich sehe es daher als gerechtfertigt an, mich in dieser Arbeit vorwiegend mit der Reaktion auf ein weißes Frequenzspektrum der Windschubspannungsrotation zu befassen. Das Niveau ist auf:

$$F_{\text{rot}_2 \xi} = 0.67 \cdot 10^{-8} \text{ N}^2 \text{ m}^{-6} \text{ s}$$

festgelegt und liegt unter dem oben angeführten. Da jedoch die Reaktion linear von dem Niveau abhängt, können durch Multiplikation mit einem entsprechenden Faktor die "realen" Amplituden der Ozeanfluktuationen berechnet werden. Kritisch ist allerdings die Abhängigkeit der Ergebnisse

von k_c , so daß in einigen der nachfolgenden Untersuchungen speziell darauf eingegangen wird.

2.4 Die Spektren winderzeugter barokliner Rossbywellen in einem Ozean ohne Berandungen.

Die Form der Frequenzspektren winderzeugter barokliner Rossbywellen wird in großem Ausmaß durch die Breite des "white noise"-Bereichs im Wellenzahlbereich der Windspektren beeinflusst. Die Abhängigkeit von der Breite der weißen Spektralbänder sei hier zunächst am Spektrum der kinetischen Energie der 1. Eigenmode barokliner Rossbywellen untersucht. Im Falle eines im gesamten Frequenz-Wellenzahl-Bereich weißen Spektrums der Windschubspannungsrotation ist dieses ebenfalls bis zur cut-off-Frequenz weiß. Dies ist vielleicht zunächst nicht ohne weiteres erkennbar. Geht man davon aus, daß das Energieniveau vorwiegend durch den resonanten Anteil bestimmt wird, ist die kinetische Energie gegeben durch

$$\Omega_{res}(\eta, \omega) = \frac{c}{R^2 (\kappa^2 + \eta^2)} \quad ; \quad (2.21)$$

R sei die durch $M_0 N_0^2 \lambda_n^2$ festgesetzte Dämpfungskonstante. Da diese Proportionalität für die Resonanzstellen gültig ist, muß die zonale Wellenzahl durch die resonante Wellenzahl κ_n ersetzt werden. Mit

$$\kappa_n^2 = -\beta \kappa_n / \omega - f_0^2 \lambda_n^2 - \eta^2$$

und

$$\kappa_n = -\beta/2\omega + \sqrt{\beta^2/4\omega^2 - f_0^2 \lambda_n^2 - \eta^2} \quad (2.22)$$

folgt dann für die kinetische Energie:

$$\Omega_{res} = \frac{C}{R^2(\beta\chi_n/\omega - f_0^2\lambda_n^2)} = \frac{C \omega^2 / 2\beta^2}{R^2 \left[1 - \sqrt{1 - \frac{4\omega^2 f_0^2 \lambda_n^2 + 4\omega^2 \eta^2}{\beta^2}} - \frac{2\omega^2 f_0^2 \lambda_n^2}{\beta^2} \right]} \quad (2.23)$$

Für kleine Frequenzen kann, unter der Voraussetzung, daß $\beta^2/4\omega^2 \gg f_0^2\lambda_n^2 + \eta^2$ ist, die resonante Wellenzahl approximiert werden durch:

$$\chi_n \approx -\frac{\omega}{\beta} (f_0^2 \lambda_n^2 + \eta^2) \quad (2.24)$$

Damit ist das Spektrum der kinetischen Energie nicht mehr frequenzabhängig:

$$\Omega_{res} \approx \frac{C}{R^2 \eta^2} \quad (2.25)$$

Das Spektrum der kinetischen Energie verliert seine weiße Form, wenn das Windfeld nur noch in einem begrenzten Wellenzahlbereich Energie enthält. Es zeigt dann ebenfalls nur noch ein begrenztes energiereiches Band. Denn fehlen gerade die Partialwellen im Wellenzahlbereich der Windschubspannungsrotation, die zur Erzeugung von resonanten Wellen bei einer festen Frequenz benötigt werden, wird die Energie der Fluktuationen im Ozean bei dieser Frequenz durch den mit wesentlich geringeren Amplituden verbundenen nichtresonanten Anteil bestimmt. Im hochfrequenten Bereich zeigt das Spektrum einen Abfall mit ω^{-2} , während im niederfrequenten Bereich die nichtresonante Reaktion vorwiegend durch die Balance zwischen Windvorticity und planetarischer Vorticity dominiert ist, so daß das Spektrum auch in diesem Bereich, nur leicht modifiziert durch die Reibung, ebenfalls weiß ist.

Wie sich die Bandgrenzen des Wellenzahlbereichs der Windschubspannungsrotation in den Grenzen des resonanten Bereichs widerspiegeln, sei an Abbildung 02.8 erläutert. Dargestellt sind die Resonanzkreise der 1. baro-

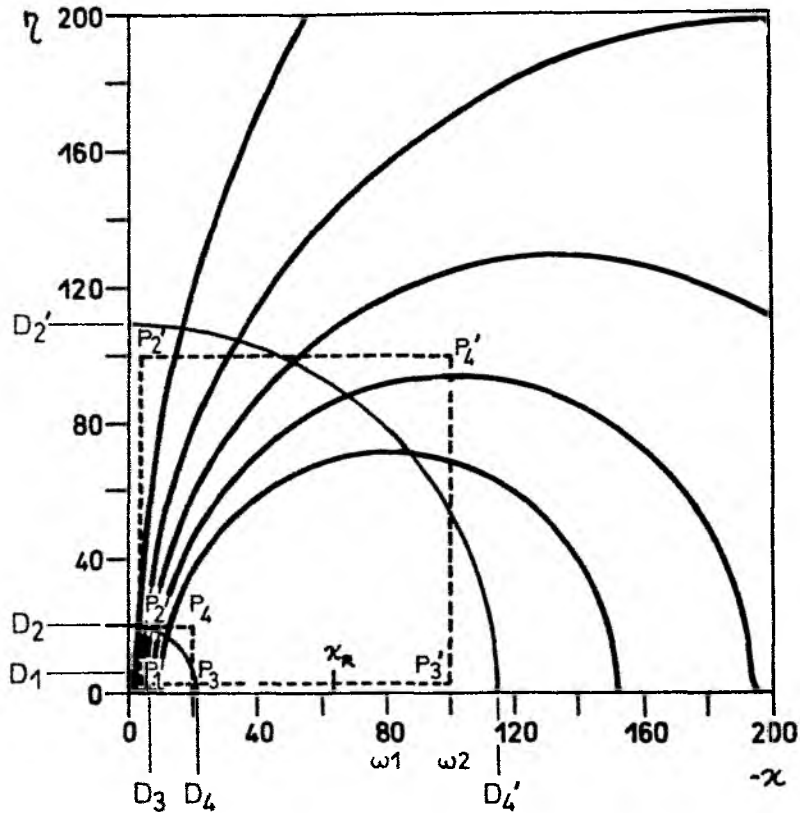


Abb.02.8 Resonanzkreis im Abstand von $\Delta\omega = 0.2$ cpy (beginnend mit 1.2 cpy, kleinster Kreis) und die Bandgrenzen des Wellenzahlbandes der Windschubspannungsrotation. Die Wellenzahlen sind in $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ angegeben.

klinen Mode im Abstand von $\Delta\omega = 0.2$ cpy für den negativen Wellenzahlbereich. Markiert sind die den weißen Bereich begrenzenden Wellenzahlen des Windfeldes durch die Punkte P_1, P_2, P_3, P_4 bzw. P_1', P_2', P_3', P_4' , wenn davon ausgegangen wird, daß nur Windvariabilität auf meridionalen und zonalen

Wellenzahlen zwischen 5000 und 1000 km bzw. zwischen 5000 und 200 km auftritt. D1, D2, D3, D4 und D1, D3, D2', D4' begrenzen die Spektren isotroper Windfelder, deren meridionale und zonale Abhängigkeit nicht näher spezifiziert ist und nur über $k = \sqrt{\kappa^2 + \eta^2}$ eingeht. (D1, D3, D2', D4' entspricht dem von Müller & Frankignoul (1981) verwendeten Spektrum). Erkennbar ist nun, daß also die kleinste und die größte meridionale Wellenzahl des Windspektrums die niederfrequente Grenze des resonanten Bereiches festlegt. P3 ist maßgeblich für die hochfrequente Grenze, solange die zonale Wellenzahl am Punkte P3 nicht größer ist als $\kappa_R = \sqrt{f_0^2 \lambda_4^2}$ (gestrichelte Linie). Für das Wellenzahlband P1, P2', P3', P4' ist dies nicht gegeben, die maximale Frequenz des resonanten Bereiches ist dann durch die "cut-off"-Frequenz barokliner Rossbywellen festgelegt, die abhängig von der kleinsten meridionalen Wellenzahl des Windfeldes ist. Für Wellenzahlbänder begrenzt durch D1 existiert keine hochfrequente Begrenzung des Resonanzbereiches. Die niederfrequente Begrenzung ist entweder durch die größte zonale Wellenzahl des Windfeldes (D1, D2, D3, D4) oder aber durch den theoretischen "cut-off" der baroklinen Rossbywellen (Gleichung 2.3; trifft bei Müller & Frankignoul, 1981 zu) bestimmt. Diese Erklärungen berücksichtigen das effektive Responseverhalten des hier betrachteten Modells nicht, das ja auch zusätzlich durch die Reibung bedingt nur einen Teil der möglichen resonanten Ozeanreaktion zuläßt. Dennoch stimmen die Begrenzungen des Resonanzbereichs recht gut mit den über die Dispersionsrelation bestimmten Grenzfrequenzen überein. Dies wird in Abbildung 02.9 deutlich (aus Lippert & Käse, 1985). Dargestellt sind die Ozeanfrequenzspektren in Abhängigkeit von der größten Horizontalskala (Abb. 02.9A) und

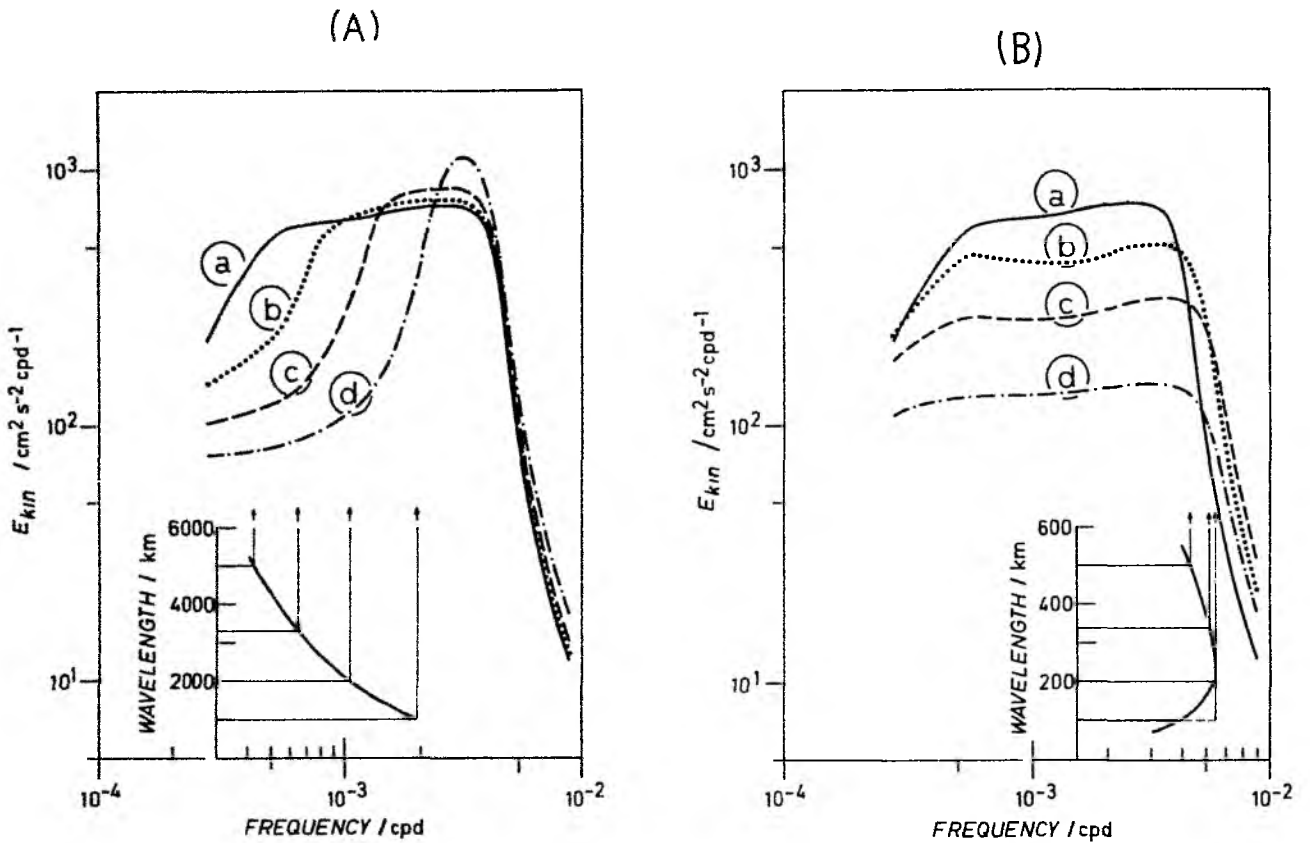


Abb.02.9 Abhängigkeit des Spektrums von den Bandgrenzen des Wellenzahlbandes der Windschubspannungsrotation (aus Lippert & Käse, 1985)

Abbildung A zeigt das Spektrum der kinetischen Energie der 1. baroklinen Mode für verschiedene Wellenzahlbänder und die Dispersionsrelation: $\omega_n = -\beta \kappa_b / (\kappa_b^2 + \eta_b^2 + f_0^2 \lambda_1^2)$, durch die die niederfrequente Grenze des Resonanzbereiches festgelegt ist.

Die kleinste Wellenzahl des Windfeldes ist $\kappa_b = \eta_b$:
 (a) $2\pi / 5000\text{km}$, (b) $2\pi / 3333\text{km}$, (c) $2\pi / 2000\text{km}$, (d) $2\pi / 1000\text{km}$.
 Die obere Grenze ist $\kappa_c = \eta_c = 2\pi / 500\text{km}$.

Abbildung B zeigt das Spektrum der kinetischen Energie der 1. baroklinen Mode für verschiedene Wellenzahlbänder und die Dispersionsrelation: $\omega_n = -\beta \kappa_c / (\kappa_c^2 + \eta_b^2 + f_0^2 \lambda_1^2)$, durch die die hochfrequente Grenze des Resonanzbereiches festgelegt ist. Die größte Wellenzahl ist $\kappa_c = \eta_c$:

(a) $2\pi / 500\text{km}$, (b) $2\pi / 333\text{km}$, (c) $2\pi / 200\text{km}$, (d) $2\pi / 100\text{km}$.
 Die kleinste Wellenzahl ist: $\kappa_b = \eta_b : 2\pi / 5000\text{km}$.

der kleinsten Horizontalskala des Windfeldes (Abb. 02.98) sowie der aus der Dispersionsrelation bestimmten Grenzfrequenz. In Abbildung 02.98 ist erkennbar, daß die Maximalfrequenz des resonanten Bereichs für kleine Horizontalskalen des Windfeldes größer wird, jedoch ihr Maximum ab ca. 257 km ($2\pi \times$ Rossbyradius, der Rossbyradius ist hier 41 km) beibehält. Das Energieniveau nimmt ab, da zwar jeweils unabhängig von der Breite des Wellenzahlbandes des Windfeldes gleichviel Energie vorgegeben wurde, jedoch wird auf kleinen Wellenzahlen aufgrund der Reibung wenig Energie erzeugt. Abbildung 02.9A zeigt die Abhängigkeit von der maximalen Horizontalskala des Windfeldes. Verdeutlicht wurde die Reduktion des Resonanzbereichs durch Wahl von vielleicht etwas unrealistischen maximalen Begrenzungen des Windfeldes, weil dadurch die generelle Aussage gut veranschaulicht werden kann. In der Realität wird sich wohl ein Resonanzbereich von ca. 4 bis zu einem halben Jahr abzeichnen, wie er auch in den Spektren im Nordpazifik (Magaard, 1983) beobachtet wurde. Die Reduktion des Resonanzbereichs prägt die gesamte Ozeanreaktion. Zusammen mit der Tatsache, daß vorwiegend resonante Erzeugung dominiert, bewirkt diese, daß in den Autokorrelationsfunktionen der Ozeanreaktion z.T. eher eine quasideterministische Struktur auffindbar ist (Abb. 02.10a). Untersuchungen zu langperiodischen Temperaturanomalien im Nordpazifik zeigen ähnliche Strukturen, allerdings mit unterschiedlichen räumlichen Skalen. White (1985) deutete die zwar mit ΔT und ΔX abnehmenden aber deutlich periodischen Autokorrelationskoeffizienten als Hinweis auf deterministische Quellen der Temperaturanomalien. Dies ist mit Sicherheit nicht gerechtfertigt. Eine rein deterministische Reaktion würde sich in einem periodischen Autokorrelationskoeffizienten widerspiegeln, der nach gewissen Abständen stets wieder den Wert 1

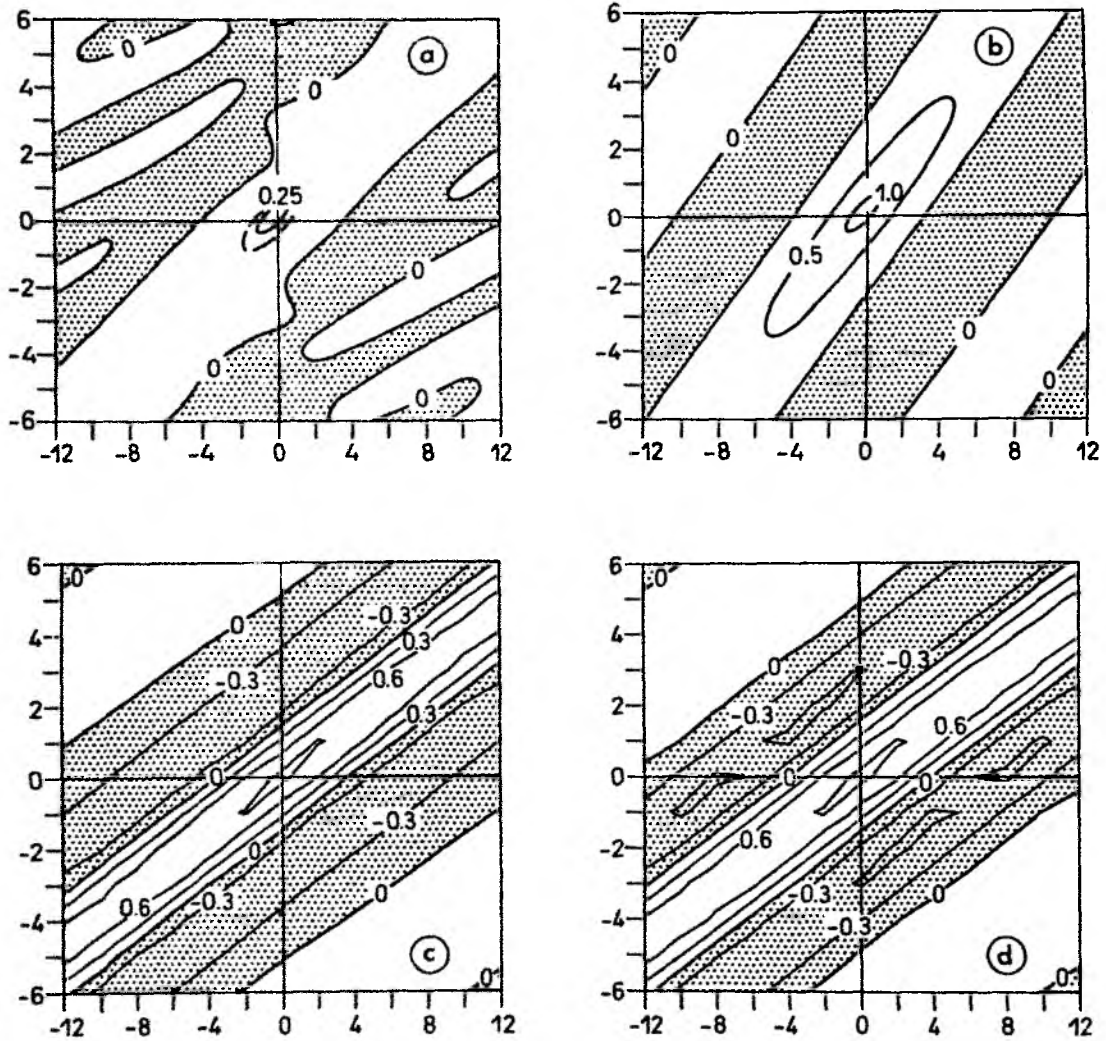


Abb.02.10 2-dimensionale Autokorrelationsfunktion ($\Delta T, \Delta X$)

- (a) der im Norpazifik beobachteten Temperaturschwankungen (aus White, 1985),
 - (b) der Modellergebnisse von White (1985),
 - (c) der Modellergebnisse der vorliegenden Arbeit für ein Wellenzahlband $\kappa, \eta : 2\pi/5000 \text{ km} - 2\pi/2500 \text{ km}$,
 - (d) der Modellergebnisse der vorliegenden Arbeit für ein Wellenzahlband $\kappa, \eta : 2\pi/5000 \text{ km} - 2\pi/1000 \text{ km}$.
- ΔT ist in 0.25 Jahren angegeben.
 ΔX ist in 10^2 km angegeben.

annehmen würde. Ob allerdings die Abnahme des Autokorrelationskoeffizienten der Temperaturanomalien durch Wechselwirkungsprozesse oder schmalbandige stochastische Winderzeugung bedingt ist, kann allein anhand der Autokorrelationsfunktion nicht entschieden werden.

Wieviel der gesamten ozeanischen Fluktuationsenergie in Form von potentieller Energie vorliegt und wieviel in der kinetischen Energie vorhanden ist, hängt ebenfalls von dem Wellenzahlband des Windspektrums ab, da das Verhältnis von potentieller Energie zur kinetischen Energie frequenzabhängig ist. Die langperiodischen Ozeanbewegungen zeichnen sich durch große Auslenkungen (Abb. 02.11a) der Isopyknen und kleine Horizontalgeschwindigkeiten aus, demzufolge ist in diesem Frequenzbereich (01.-0.3 cpy) EPOT/EKIN in der Größenordnung 10-100. Für die Kanarenbeckenschichtung und ein Wellenzahlband der Windspektren zwischen $\kappa_b = \eta_b = \frac{2\pi}{5000\text{km}}$ und $\kappa_c = \eta_c = \frac{2\pi}{1000\text{km}}$ liegt der maximale Wert bei 40. Für größere Perioden nimmt der Anteil der potentiellen Energie an der Gesamtenergie ab. Das Abklingen ist identisch mit dem Abklingen der potentiellen Energie in dem Frequenzbereich, in dem die kinetische Energie ihr resonantes Niveau innehat. Liegen energiereiche Fluktuationen im Windfeld nur in einem schmalen Wellenzahlband vor, ergeben sich andere Verteilungen für EPOT/EKIN. Für ein Wellenzahlband zwischen $\kappa_b = \eta_b = \frac{2\pi}{5000\text{km}}$ und $\kappa_c = \eta_c = \frac{2\pi}{2500\text{km}}$ werden resonant Rossbywellen erzeugt, die aufgrund ihrer Horizontalskala mit nur geringen Horizontalgeschwindigkeiten, dafür aber mit recht großen Auslenkungen der Isopyknen verbunden sind. Im niederfrequenten Bereich erreicht daher EPOT/EKIN Werte bis über 100 (Abb. 02.11b). Ein schmales Wellenzahlband des Windfeldes zwischen $\kappa_b = \eta_b = \frac{2\pi}{2500\text{km}}$ und $\kappa_c = \eta_c = \frac{2\pi}{500\text{km}}$ erzeugt Bewegungen,

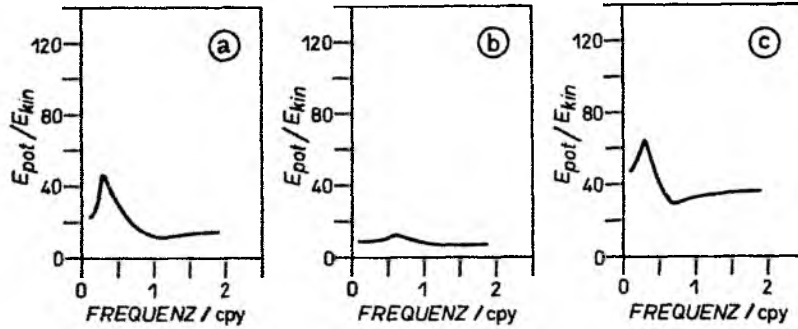


Abb.02.11 Verhältnis der potentiellen zur kinetischen Energie für unterschiedliche Wellenzahlbänder der Windschubspannungsrotation:

- (a) $\alpha, \eta : 2\pi / 5000\text{km} - 2\pi / 1000\text{km}$
- (b) $\alpha, \eta : 2\pi / 5000\text{km} - 2\pi / 2500\text{km}$
- (c) $\alpha, \eta : 2\pi / 2500\text{km} - 2\pi / 500\text{km}$

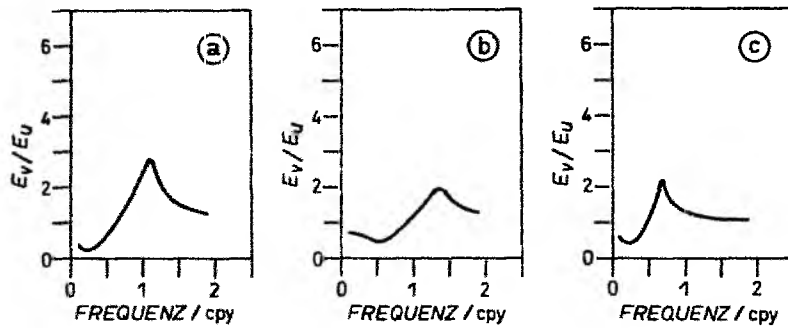


Abb.02.12 Verhältnis der kinetischen Energie der meridionalen zur zonalen Geschwindigkeitskomponente bei unterschiedlichen Wellenzahlbändern der Windschubspannungsrotation:

- (a) $\alpha, \eta : 2\pi / 5000\text{km} - 2\pi / 1000\text{km}$
- (b) $\alpha, \eta : 2\pi / 5000\text{km} - 2\pi / 2500\text{km}$
- (c) $\alpha, \eta : 2\pi / 2500\text{km} - 2\pi / 500\text{km}$

bei denen potentielle Energie und kinetische Energie sich maximal nur um einen Faktor 10 unterscheiden (Abb.02.11c).

Das Verhältnis der potentiellen Energie zur kinetischen Energie ist jedoch auch von anderen Faktoren wie der Schichtung, der Bezugsbreite und natürlich der Reibung abhängig. Die in Abbildung 02.11 dargestellte Frequenzabhängigkeit resultiert für eine typische Kanarenbeckenschichtung. Für kleinere Schichtungsparameter (größere effektive Vertikalskala) wie auch eine nördlichere Bezugsbreite wird der Beitrag der potentiellen Energie an der gesamten Energie größer. Die Abhängigkeit von der Reibungsart wurde schon hervorgehoben. Die Skalenabhängigkeit bewirkt die Dominanz der potentiellen Energie im niederfrequenten Bereich. Dieselbe Form resultiert für eine Bodenreibung und Rayleighdämpfung. Nur die MF-Reibung weicht davon ab, da sie für den turbulenten Dichte- bzw. Temperaturaustausch sehr kleine Zeitskalen (dieselben wie für den Impulsaustausch) vorsieht. Die letztere ist daher nur für Perioden zwischen 1 Jahr und einem halben Jahr anwendbar. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß die in Abbildung 02.12 dargestellte Verteilung repräsentativ für barokline winderzeugte Rossbywellen ist, zumal eine Änderung der Reibungsstärke um ein bis zwei Größenordnungen keinen Einfluß auf das Verhältnis $EPOT/EKIN$ hat. Da die Bandgrenzen des Wellenzahlbandes der Windschubspannungsrotation nicht genau bekannt sind, kann keine feste Aussage über den im Ozean zu erwartenden Wert von $EOPT/EKIN$ gemacht werden. Da allerdings davon ausgegangen werden kann, daß die Bandgrenze sich, wenn überhaupt, nur auf sehr großen Skalen ändert, ist der rms-Wert des Verhältnisses $EPOT/EKIN$ innerhalb dieses Modells für weite Ozeanbereiche eine Konstante. Dies gilt natürlich auch für ein determini-

stisches Modell, das nur die direkte Winderzeugung berücksichtigt. Bei der Interpretation von beobachteten Wellenphänomenen wurde diese Tatsache meist nicht überprüft. Eine Änderung des Verhältnisses EPOT/EKIN auf mehreren 100 km würde bedeuten, daß ein Modell mit reiner Winderzeugung die Beobachtungen nicht erklären kann. Es müßten dann Prozesse wie Ostranderzeugung

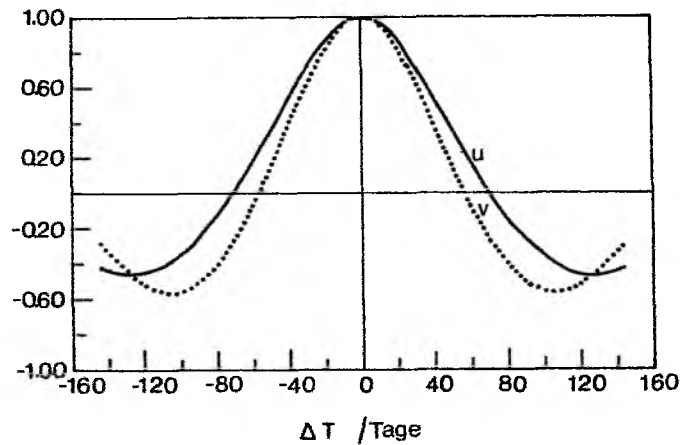


Abb.02.13 Autokorrelationsfunktion der Geschwindigkeitskomponenten der winderzeugten Rossbywellen (Wellenzahlband zwischen $\alpha_b = \eta_b = 2\pi/5000\text{km}$ und $\alpha_c = \eta_c = 2\pi/1000\text{km}$).

von Rossbywellen (Kapitel 3) und der Einfluß von schwachen, stationären Strömungen (Kapitel 4) mit berücksichtigt werden.

Eine weitere Größe, die das Rossbywellenfeld charakterisiert, ist das Verhältnis der kinetischen Energie der meridionalen Komponente zur zonalen Geschwindigkeitskomponente. Auch aus diesem können Schlüsse auf die Ursachen der Wellen gezogen werden. Im Falle eines isotropen Windfeldes sind im Rahmen dieses Modells die rms-Werte der Geschwindigkeitskomponenten gleich groß. Wohl aber unterscheidet sich ihre Energieverteilung im Frequenzbereich. Abbildung 02.12 zeigt das Verhalten von meridionaler zur zonalen Komponente der kinetischen Energie (im weiteren mit EV/EU bezeichnet), die durch ein zwischen $\kappa_b = \eta_b = \frac{2\pi}{5000 \text{ km}}$ und $\kappa_c = \eta_c = \frac{2\pi}{1000 \text{ km}}$ weißes Wellenzahlenband der Windschubspannungsrotation erzeugt wurde. Auf kleinen Frequenzen dominiert die zonale Komponente der Bewegung, während die meridionale Komponente eindeutig bei Perioden um ein Jahr die Bewegung prägt. Die Zeitskala der meridionalen Geschwindigkeitskomponente ist somit stets kleiner als die der zonalen (s. Abbildung 02.13). Die Bandgrenzen sind auch

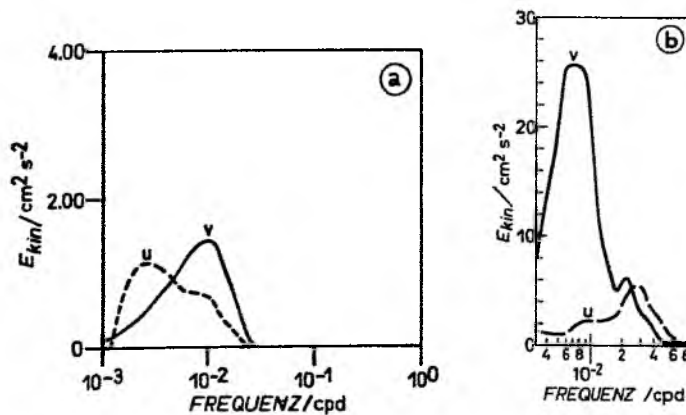


Abb.02.14 Spektren der kinetischen Energie der meridionalen (durchgezogene Linie) und zonalen (gestrichelte Linie) Geschwindigkeitskomponente aus Langzeitverankerungen:
(a) MODE: Cluster A, 1498 m (nach einer Abbildung aus FU et. al 1982)
(b) NEADS 1: 700m (nach einer Abbildung aus Lippert & Käse, 1985)

in der Frequenzverteilung von EV/EU deutlich sichtbar. EV/EU steigt mit größerwerdenden Frequenzen gerade bis zu der Frequenz an, die der größten Wellenzahl im Windfeld entspricht, dann erfolgt ein Abfall auf 1, da der nichtresonante Response auf ein isotropes Winfeld keine Komponente bevorzugt.

$$\frac{\Omega_{EV}}{\Omega_{EU}} \approx \frac{\int \int \kappa^2 dx d\eta}{\int \int \eta^2 dx d\eta} \approx \frac{(\eta_c - \eta_b)(\kappa_c^3 - \kappa_b^3)}{(\kappa_c - \kappa_b)(\eta_c^3 - \eta_b^3)} = 1 \quad (2.27)$$

Die Verteilung der kinetischen Energie auf die zonale und meridionale Geschwindigkeitskomponente ist weder von der Reibungsstärke noch Reibungsform stark abhängig. Unterschiedlich breite Wellenzahlbänder bewirken weniger eine Änderung des maximalen Wertes EV/EU als eine Änderung seiner Lage im Frequenzbereich. In Langzeitverankerungen konnte diese ungleiche Verteilung der beiden Komponenten im Frequenzbereich beobachtet werden.

Zwei Beispiele seien hier angeführt. Im Rahmen des POLYMODE-Experiments konnten Zeitreihen der Geschwindigkeitskomponenten zur Analyse mesoskaliger Variabilität für den westlichen Nordatlantik gewonnen werden. Cluster A (28° N, 48° W) und B (27° N, 41° W) des POLYMODE Array's III liegen im Atlantik jeweils an der westlichen (A) und östlichen (B) Flanke des Mittelatlantischen Rückens. Die beobachteten Fluktuationen sind daher sicher z.T. durch topographische Effekte beeinflusst, was sich u.a. durch eine dominante Zeitskala von 100 Tagen, die kleiner als die der baroklinen Rossbywellen ist, äußert. Im Periodenbereich der baroklinen Rossbywellen zeigt sich auch hier, daß für größere Frequenzen die meridionale Komponente etwa einen doppelt so großen Anteil an der kinetischen Energie hat wie die

zonale Komponente, während im niederfrequenten Bereich die zonale Komponente an Bedeutung gewinnt (Abbildung 02.14). Die Spektren der NEADS I Verankerung zeigen allerdings nicht nur eine doppelt so starke meridionale

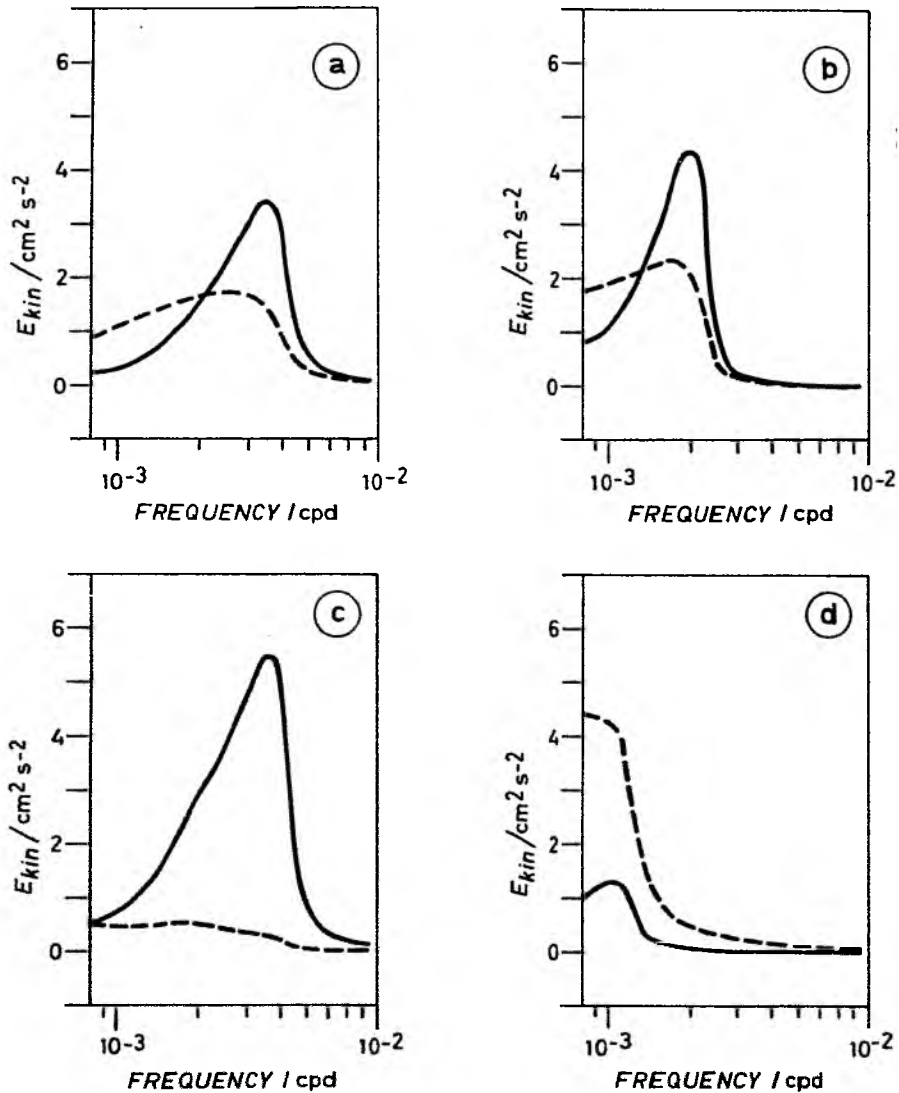


Abb.02.15 Frequenzspektren der meridionalen (durchgezogene Linie) und zonalen (gestrichelte Linie) Geschwindigkeitskomponente, die mit unterschiedlichen Wellenzahlbändern der Windschubspannung erzeugt wurden.

(a) $\kappa_b = \eta_b = 2\pi / 5000\text{km}$, $\kappa_c = \eta_c = 2\pi / 500\text{km}$

(b) $\kappa_b = \eta_b = 2\pi / 5000\text{km}$, $\kappa_c = \eta_c = 2\pi / 3000\text{km}$

(c) $\kappa_b = \eta_b = 2\pi / 5000\text{km}$, $\kappa_c = 2\pi / 3000\text{km}$, $\eta_c = 2\pi / 500\text{km}$

(d) $\kappa_b = \eta_b = 2\pi / 5000\text{km}$, $\kappa_c = 2\pi / 500\text{km}$, $\eta_c = 2\pi / 3000\text{km}$

Geschwindigkeit, sondern ihr Niveau ist 4–5 mal so hoch wie das der zonalen Geschwindigkeiten. Eine Verstärkung der meridionalen Komponente ließe sich im Rahmen dieses Modells ohne Berücksichtigung ozeanischer Berandungen nur durch anisotrope Windfelder erklären. Eine Abbildung aus Lippert & Käse (1985) (02.15) zeigt die meridionale und zonale Komponente der kinetischen Energie für 4 verschiedene Wellenzahlspektren. Es sei darauf hingewiesen, daß die Abbildung in einer energieerhaltenden Darstellung gewählt wurde, die aufgrund der logarithmischen Abszisse eine gute Auflösung des niederfrequenten Anteils bewirkt. Allerdings ist diese Art der Abbildung nicht für einen Niveauvergleich geeignet. Nur die Flächen unter den Kurven geben Auskunft über den Energieinhalt der Geschwindigkeitskomponenten. In den Abbildungen 02.15 a und b, in denen Beispiele für den Response auf schmale und breite Wellenzahlbänder isotroper Windfelder gegeben sind, zeigt sich daher, daß in beiden Fällen zwar die Energie der Geschwindigkeitskomponenten im Frequenzbereich unterschiedlich verteilt, insgesamt aber gleichviel Energie enthalten ist. Im Fall c ist der Response auf ein breites meridionales und schmales zonales Wellenzahlband dargestellt. Die meiste Energie enthält in diesem Fall die meridionale Geschwindigkeitskomponente, so daß dieser Fall am ehesten mit den bei NEADS-1 gewonnenen Beobachtungen übereinstimmt. Abbildung d zeigt dagegen die Dominanz der zonalen Komponente als Response auf ein breites zonales Wellenzahlband. Da auf eine solche Anisotropie im Windfeld über dem Nordostatlantik keine Hinweise existieren, erscheint es zu hypothetisch, die beobachteten Spektren hierdurch interpretieren zu wollen. Andere Faktoren wie horizontale Ozeanberandungen (Kapitel 3) oder mittlere Strömungen (Kapitel 4) sind wohl eher als potentielle Quellen solcher Bewegungsvorgänge zu sehen.

3. MODELL DER NIEDERFREQUENTEN WINDERZEUGTEN OZEANISCHEN VARIABILITÄT UNTER BERÜCKSICHTIGUNG HORIZONTALER BERANDUNGEN.

3.1. Winderzeugte Rossbywellen unter Berücksichtigung lateraler ozeanischer Berandungen.

Ozeanische Berandungen sollten bei der Beschreibung großskaliger Bewegungsformen nicht unbeachtet gelassen werden, da besonders für den Atlantik gilt, daß die West-Ost-Erstreckung mit der Größenordnung der Wellenlängen barokliner Rossbywellen vergleichbar ist. Nord-Süd Berandungen sind zudem für planetarische Wellen von besonderer Bedeutung. Die anisotrope Natur dieser Wellen hinsichtlich ihrer Phasen- und Energieausbreitung bewirkt, daß die an einer Küste reflektierte Welle sich in ihrer Horizontalskala und Ausbreitungseigenschaft vollständig von der einfallenden unterscheidet. An einer rein Nord-Süd-ausgerichteten westlichen Ozeanberandung wird die auftreffende Energie in Form kurzer Rossbywellen reflektiert. Häufig werden daher Westküsten als Quellen kurzer Rossbywellen bezeichnet. (LeBlond & Mysak, 1978). In Analogie hierzu können östliche Berandungen als Quellen langer Rossbywellen gesehen werden. Nicht nur die Energie kurzer Rossbywellen, sondern auch die nichtresonante Reaktion des Ozeans können dort in Form von langen Rossbywellen abgestrahlt werden. Ein zeitlich variables aber horizontal konstantes Feld der Windschubspannungsrotation kann "direkt" keine Rossbywellen erzeugen. Die durch ein solches Windfeld nichtresonant erzeugten Auslenkungen horizontaler Dichteflächen müssen aber an der Berandung kompensiert werden. Es entstehen daher freie Kelvinwellen und Rossbywellen, die die überschüssige Energie aufnehmen und vom Rand wegtransportieren. In dieser indirekten Erzeugung planetarischer Wellen

sieht White (1977) eine Quelle der jahreszeitlich fluktuierenden Temperaturschwankungen im tropischen Nordpazifik, die er mit einem quasigeostrophischen Zweischichtenmodell nichtdispersiver Rossbywellen zu simulieren versucht. Auch Krauß & Wüßler (1982) berücksichtigten den indirekten Entstehungsmechanismus neben direkter Winderzeugung bei der Untersuchung von Rossbywellen im Nordatlantik. Mit einem Halbspektralmodell eines rechteckigen Ozeanbeckens auf der β -Ebene bestimmten sie die ozeanische Reaktion auf den aus dem Bunkerdatensatz bestimmten Jahresgang des Windfeldes. Gerade vor der afrikanischen Küste zeigt sich ein ausgesprochen starkes Signal im Jahresgang der Meridional Komponente des Windes, so daß die damit verknüpften variablen Strömungen an der Küste im Rahmen dieses Modells durch freie Rossbywellen kompensiert werden, deren Amplituden die Größenordnung von einigen cm/sec erreichen. In beiden oben angeführten Modellen wird die mit dem Geschwindigkeitsfeld verknüpfte Stromfunktion als Summe aus einem durch direkte Windeinwirkung erzeugten Anteil und dem der freien Rossbywelle dargestellt. Beide Anteile müssen zusammen die Randbedingung an der horizontalen Berandung erfüllen, so daß sich aus dieser eine Bestimmungsgleichung für die Amplitude der freien Welle ergibt. Der Vorteil, die Randbedingung auf diese Art zu berücksichtigen, besteht zum einen darin, daß so trotz der Diskontinuität, wie sie eine Küste darstellt, eine Fourierdarstellung der zonalen Abhängigkeit des Ozeanresponses erlaubt ist. Daher findet dieses mathematische Prinzip auch bei Anfangswertproblemen Anwendung, wenn eine spektrale Darstellung erforderlich ist (Simons, 1972). Ein weiterer methodischer Vorteil besteht darin, daß in einem solchen Modell der Effekt einer Berandung auf die Variabilität im Ozean besser isoliert werden kann. So soll auch in dieser Arbeit bei der Berechnung der Ozeanreaktion auf die

stochastische Komponente des Windfeldes dieses Prinzip Anwendung finden. Die Berücksichtigung der horizontalen Randbedingung erfolgt so, daß die direkterzeugte Variabilität im Ozean einer Realisierung des Windfeldes an den Berandungen durch freie Wellen kompensiert wird. Die Spektren werden dann aus den Realisierungen durch Ensemble-Mittelung bestimmt. Es wird hier zunächst der Fall einer rein meridionalen Ozeanberandung, wie er auch bei Lippert & Käse (1985) behandelt ist, vorgestellt aber auch der Einfluß komplizierterer Küstenformen auf die quasigeostrophischen Ozeanbewegungen diskutiert.

3.2 Meridionale Berandungen

Die Rolle horizontaler ozeanischer Berandungen für winderzeugte quasigeostrophische Bewegungen sei zunächst an einer rein meridionalen Berandung aufgezeigt. Da eine solche Küste parallel zu der y -Achse des gewählten karthesischen-Koordinatensystems verläuft, wird sich der Einfluß der Berandung nur senkrecht zur Küste in der zonalen Abhängigkeit der Bewegungsgrößen und einer zonalen statistischen Inhomogenität der Spektren zeigen. Unter der Annahme, daß sich die Stromfunktion der quasigeostrophischen Bewegungen aus einem direkt winderzeugten Anteil und freien Wellen zusammensetzt, können zunächst beide Anteile getrennt bestimmt werden. Der direkt winderzeugte Anteil entspricht einer Realisierung der in Kapitel 2 bestimmten Ozeanreaktion, wobei die stochastische Natur des Windfeldes und somit auch die des Ozeans dadurch berücksichtigt wird, daß die einzelnen Partialwellen der Fourierdarstellung mit Zufallsphasen versehen werden. Die freien Wellen sind Lösungen des Problems (1.4) ohne antreibende Kraft, so

daß die Amplituden nicht spezifiziert sind und im Frequenz-Wellenzahlbereich für eine κ - η -Kombination jeweils eine "lange" und eine "kurze" Rossbywelle resultiert. Da in diesem Fall nur eine Randbedingung existiert, müssen die Reflexionseigenschaften planetarischer Wellen zusätzlich berücksichtigt werden, so daß die Bestimmungsgleichung für die Amplitude der langen freien Rossbywelle, wenn A_n die Amplituden der freien Wellen, F_n die Amplituden der winderzeugten Wellen und φ_κ , φ_η und φ_ω Zufallsphasen sind,

$$\sum_{\omega'} \sum_{\eta'} \sum_{n=1}^{\infty} A_n z_n e^{-i\omega't + i\eta'y} = - \sum_{\omega} \sum_{\eta} \sum_{\kappa} \sum_{n=1}^{\infty} F_n z_n e^{i\varphi_\kappa - i\omega t + i\eta y + i\varphi_\eta + i\varphi_\omega} \quad (3.1)$$

sowohl die kinematische Randbedingung

$$\psi = 0 \quad x = 0$$

als auch eine Bedingung für die Energieausbreitung darstellt. Ferner beinhaltet sie die Bedingung, daß der Einfluß der an westlichen Berandungen entstandenen kurzen Rossbywellen vernachlässigt werden kann, was für große Ozeanbereiche sicher zutrifft. Die gesamte Stromfunktion hat dann folgende Form:

$$\psi(\eta, \omega, x, z) = \sum_{\kappa} \sum_{n=1}^{\infty} F_n z_n e^{i\varphi_\kappa + i\kappa x} - \sum_{n=1}^{\infty} z_n e^{i\kappa_n x} \sum_{\kappa} F_n e^{i\varphi_\kappa} \quad (3.2)$$

Hieraus läßt sich ein Spektrum bestimmen, indem mit der konjugiert komplexen Funktion multipliziert und eine Ensemblemittelung durchgeführt wird. Das dann resultierende Spektrum gibt die Energieverteilung im Wellenzahlbereich und Frequenzbereich in Abhängigkeit vom Abstand von der

östlichen Berandung in unterschiedlichen Tiefen an. Lippert & Käse (1985) bestimmten die tiefenintegrierten Spektren der Geschwindigkeitskomponenten und der potentiellen Energie, in denen der Kopplungsterm zwischen den vertikalen Modes verschwindet, wodurch die Betrachtung einzelner vertikaler Moden möglich gemacht wird.

$$\Omega_{\text{POT}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} f_0^2 \lambda_n^2 (z_n|_{z=0})^2 |R_{\text{sn}}|^2 \cdot \Omega_{\text{rot}_z \mathbb{E}} \cdot (1 + e^{-2\kappa_I x} - 2\cos\gamma e^{-\kappa_I x}) dx \quad (3.3a)$$

$$\Omega_{\text{EV}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} (z_n|_{z=0})^2 |R_{\text{sn}}|^2 \cdot \Omega_{\text{rot}_z \mathbb{E}} \cdot (\kappa^2 - 2\kappa(\kappa_R \cos\gamma + \kappa_I \sin\gamma)e^{-\kappa_I x} + (\kappa_R^2 + \kappa_I^2)e^{-2\kappa_I x}) dx \quad (3.3b)$$

$$\Omega_{\text{EU}} = \eta^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} (z_n|_{z=0})^2 |R_{\text{sn}}|^2 \Omega_{\text{rot}_z \mathbb{E}} \cdot (1 + e^{-2\kappa_I x} - 2\cos\gamma e^{-\kappa_I x}) dx \quad (3.3c)$$

mit $\gamma = (\kappa - \kappa_n)x$

wobei der Realteil und der Imaginärteil der resonanten Frequenz gegeben ist durch:

$$\kappa_n = \kappa_R + i\kappa_I = \left(1 - \frac{iM_0 N_0^2 \lambda_n^2}{\omega} \right)^{-1/2} \left\{ -\frac{\beta}{2\omega} + \left[\frac{\beta^2}{4\omega^2} - \eta^2 \left(1 - \frac{iM_0 N_0^2 \lambda_n^2}{\omega} \right)^2 - f_0^2 \lambda_n^2 \left(1 - \frac{iM_0 N_0^2 \lambda_n^2}{\omega} \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (3.4)$$

Dadurch, daß die Wellenzahlen der freien Rossbywellen komplex sind, klingen diese mit zunehmendem Abstand vom Ostrand ab. Für eine η - ω -Kombination existiert jeweils eine lange freie Rossbywelle mit einer Amplitude, die durch die Summe über alle zonalen Wellenzahlen der winderzeugten Ozeanreaktion bestimmt ist. Den größten Beitrag erhält sie allerdings - besonders bei kleiner Reibung - bei der zonalen Wellenzahl, die resonante Reaktion

ermöglicht. Da aber die direkt resonanterzeugte und freie Rossbywelle in Phase sind und die gleiche Wellenlänge haben, ist nahe den Küsten die Energie der Bewegungsvorgänge geringer als die direkt winderzeugte. Erst mit größer werdendem Abstand von der Küste werden durch die Dämpfung der freien Wellen auch größere Energiewerte erreicht. Die Stärke der Reibung bestimmt, wann der Grenzwert - die direkt winderzeugten Spektren - erreicht wird. Im reibungslosen Fall wächst die Energie mit x^2 an, der direkt winderzeugte Response (Resonanzkatastrophe) wird allerdings erst für einen unendlich großen Abstand vom Ostrand erreicht. Im Fall sehr großer Reibung entspricht der Ozeanresponse schon in der Nähe der Küste dem direkterzeugten, der aber wegen der großen Reibung auch entsprechend gering ist. Es kann also im Rahmen dieses Modells zwischen zwei Regionen unterschieden werden: Nahe den Küsten existiert eine Region, in der die Spektren der Bewegungsgrößen nicht homogen sind und die Energie mit zunehmendem Abstand von der Küste zunimmt. Der Umfang dieser Region wird durch die Reibung bestimmt. Dieser Region schließt sich ein Gebiet an, in dem keine Beeinflussung der ozeanischen Variabilität durch die östliche Berandung auftritt. Die Spektren entsprechen denen der direkt winderzeugten Reaktion und sind statistisch homogen. Die Form der Spektren der Bewegungsvorgänge, wieviel an Energie als potentielle oder kinetische Energie vorliegt, sowie die Frage, ob und welche Strömungsrichtung dominiert, ist es wert, genauer betrachtet zu werden. Einen Spezialfall stellt das in Lippert & Käse (1985) beschriebene "zero-wavenumber-forcing" dar. Ein Windfeld ohne horizontale Abhängigkeit seiner Rotation, dessen Energiebeiträge im Wellenzahlbereich bei $\kappa = \eta = 0$ liegt, kann bei Anwesenheit einer meridionalen Berandung potentielle und kinetische Wellenenergie entstehen lassen. Die kinetische

Energie resultiert allerdings nur aufgrund rein meridionaler Bewegungen und ist im reibungslosen Fall statistisch homogen. Anhand dieses Beispielen wird am deutlichsten, daß eine östliche Berandung das Entstehen von Wellen mit Wellenlängen bewirken kann, die sich vollständig von denen der antreibenden Kraft - dem Windfeld - unterscheiden. Vernachlässigt man außerdem den Reibungseffekt, wird der gesamte Ozean durch die Berandung beeinflußt, und es resultiert eine potentielle Energie, die sich - wie auch das Verhältnis von potentieller zur kinetischen Energie - periodisch mit ω_1

$$E_{POT}/E_{KIN} = (4 \omega_c / \omega)^2 \sin^2 [\omega x / (2c_1)] \quad (3.5)$$

c_1 ist die Phasengeschwindigkeit der 1. baroklinen Mode.

Diese Betrachtungen gelten sowohl für deterministisch angeregte als auch für durch stochastische Komponenten des Windfeldes angeregte Bewegungsvorgänge. So entspricht Whites (1977) Lösung des Zweischichtenmodells annähernd der Lösung der ersten baroklinen Mode, da auf diesen Skalen der Dispersions-effekt keine große Rolle spielt. Deutlich wird dies an Abbildung 03.1. Dort sind die ozeanischen Frequenzspektren in 2000 km Abstand vom Ostrand dargestellt, die die Ozeanreaktion auf ein weißes Frequenzspektrum des Windes zeigen, wenn drei verschiedene Modelle verwendet werden. Das erste Modell enthält sowohl Dispersion als auch Reibung, das zweite ist reibungs-frei, das letzte ist sowohl dispersions- als auch reibungsfrei. Die Abweichungen sind nur für Frequenzen größer als 1 cpy wesentlich. Die Ent-wicklung des Frequenzspektrums mit zunehmendem Abstand vom Ostrand stellt Abbildung 03.2 dar. Die Frequenzspektren zeigen mehrere energiereiche Bänder, deren Anzahl mit größer werdender Distanz zum Ostrand zunimmt, deren

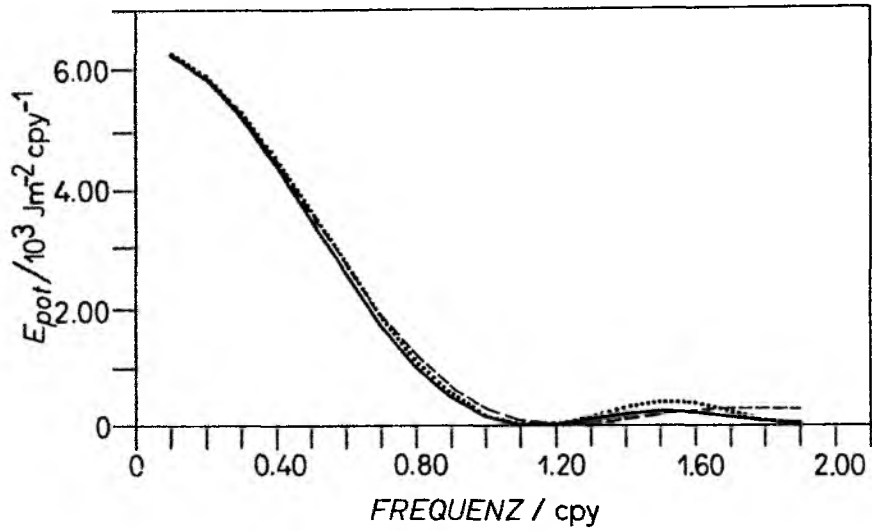


Abb.03.1 Frequenzspektrum der potentiellen Energie für $\kappa = \eta = 0$ in 2000km Abstand vom Ostrand, berechnet mit 3 verschiedenen Modellen:
(a) Modell mit Reibung und Dispersion (durchgezogene Linie)
(b) Modell ohne Reibung (kleine Strichelung)
(c) Modell ohne Reibung und Dispersion (lange Striche)

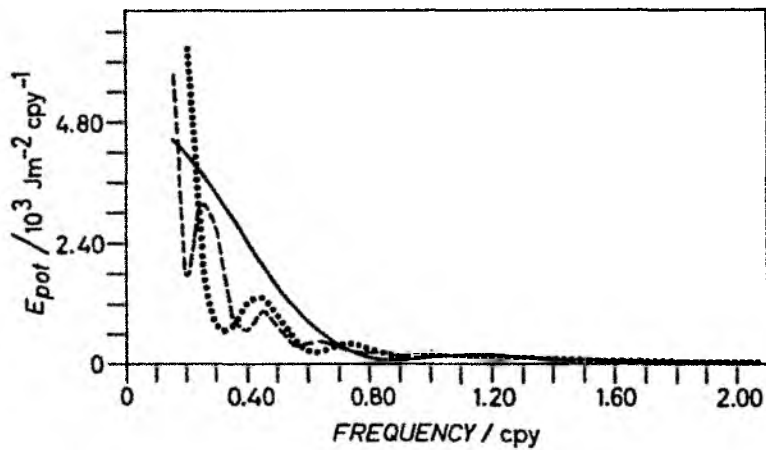


Abb.03.2 Frequenzspektrum der potentiellen Energie für $\kappa = \eta = 0$ in unterschiedlichem Abstand von dem Ostrand. (Die durchgezogene Linie entspricht 1000km Abstand, die gepunktete 3000km, die gestrichelte 5000km.)

Energiebeiträge jedoch mit größer werdendem Abstand vom Ostrand zu kleineren Frequenzen hin gewichtet werden. Schließt man mit Hilfe der Dispersionsrelation auf die Horizontalskalen, folgt, daß die mittlere Horizontalskala mit zunehmendem Abstand vom Ostrand zunimmt, die kinetische Energie jedoch gleich bleibt, da auch die potentielle Energie in gleichem Maße zunimmt wie die Horizontalskala.

Die Diskussion dieses Spezialfalles diene mehr zur Veranschaulichung des Effektes der Ostranderzeugung, als daß man vermuten kann, ihn im Ozean in einer solchen reinen Form vorzufinden. Unrealistisch ist sicher, daß Windfluktuationen ohne horizontale Variabilität oder mit Variabilität größer als die der Ozeandimensionen auf allen Zeitskalen anzutreffen sind, ohne daß auch Windfluktuationen mit kleinen Horizontalskalen existieren. Ebenso meine ich, daß die Berücksichtigung der Reibung die Ergebnisse realistischer macht. Ich möchte mich daher nun der Behandlung des Einflusses meridionaler Berandungen auf die breitbandig erzeugte ozeanische Variabilität zuwenden.

Fernab von Berandungen lassen sich mit einem auf allen Frequenzen und in einem breiten Wellenzahlband weißen Windschubspannungsrotationsspektrum, wie in Kapitel 2 gezeigt wurde, breite energiereiche Bänder in den Spektren der Geschwindigkeitskomponenten und der potentiellen Energie der Variabilität im Ozean erzeugen. In der Nähe einer östlichen Berandung ist jedoch nicht nur das Energieniveau der Spektren niedriger, was ja eine Folge der oben erwähnten Phasenkopplung zwischen freier Welle und direkt resonant erzeugter Partialwelle ist, sondern auch die Form der Spektren unterscheidet sich von

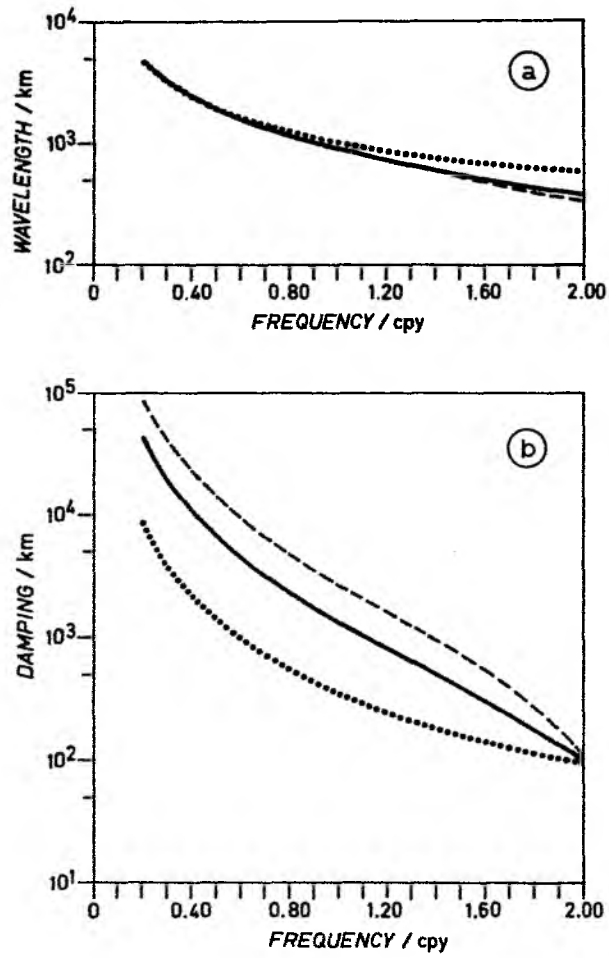


Abb.03.3 Wellenlänge und Dämpfungsskala für $\eta=0$ berechnet mit Gleichung 3.4 (aus Lippert & Käse, 1985)

denen des direkterzeugten Responses. Die Ursache hierfür ist in der Reibungsform zu suchen. Die Dämpfung erfolgt aufgrund der Wahl des vertikalen Austausches als Dissipationsmechanismus skalenselektiv. Generell sind die Amplituden der Partialwellen mit geringeren Wellenlängen daher eher nach einem kleineren Abstand von ihrem Entstehungsort auf den e -ten Teil abgeklungen als solche mit größeren Wellenlängen. Deutlich wird dies in Abbildung 03.3, in der für drei verschiedene Reibungsparameter der Imaginär- und Realteil der Resonanzwellenlänge dargestellt ist. Projiziert in den Frequenzbereich bedeutet dies, daß mit zunehmendem Abstand vom Ostrand zunächst die freien Wellen mit größeren Frequenzen weggedämpft werden. Die direkt winderzeugten Energiewerte werden daher im hochfrequenten Teil des Spektrums schon nahe dem Ostrand erreicht, während im niederfrequenten Teil, abhängig von der West-Ost-Ausdehnung des Ozeans, diese möglicherweise gar nicht angenommen werden. Das partielle Zunehmen der Energie im Spektrum zeigt sich am besten an der meridionalen Geschwindigkeitskomponente, die mit einem weißen Wellenzahlband des Windspektrums von 5000 km - 500 km erzeugt wurde. Abbildung 03.4 zeigt die Form der Frequenzspektren in

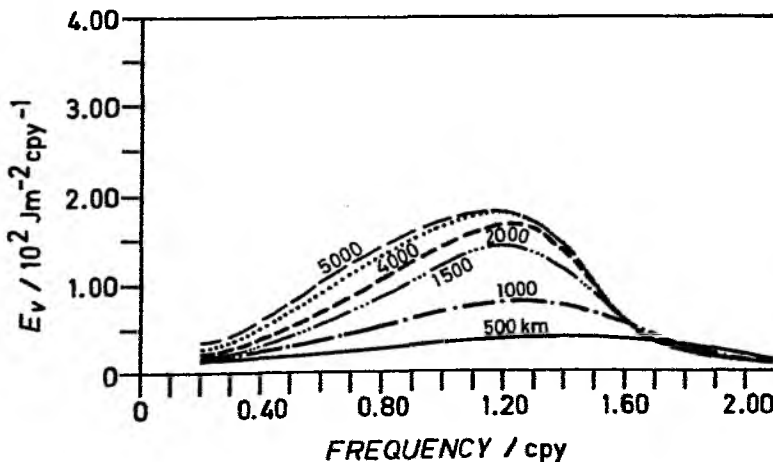


Abb.03.4 Frequenzspektrum der kinetischen Energie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente in unterschiedlichen Abständen vom Ostrand. (Aus Lippert & Käse, 1985)

Abhängigkeit vom Abstand vom Ostrand. Bis 2000 km Abstand ist ein starkes Ansteigen des Energieniveaus sichtbar, während dann jedoch das Niveau nahezu konstant bleibt und eine Verbreiterung des energiereichen Bandes deutlich wird. Im hochfrequenten Teil des Spektrums läßt sich eine Energieabnahme mit zunehmendem Abstand erkennen. In diesem Frequenzbereich kann keine Wellenenergie direkt durch das Windfeld resonant erzeugt werden, da das Windfeld auf das diesen Frequenzen entsprechenden Wellenzahlen keine Energie zur Verfügung stellt (siehe Kapitel 2). Die Energie in diesem Bereich resultiert folglich aus am Ostrand erzeugten Wellen, deren Amplituden durch die nichtresonanten Reaktionen bestimmt sind und die mit zunehmendem Abstand von der Berandung abklingen. So ist die Ozeanreaktion auf ein solches Windfeld in der Nähe der Berandung durch indirekt erzeugte Wellen dominiert, während sein stochastischer Charakter erst mit zunehmendem Abstand zum tragen kommt.

Hinweise auf die Existenz so gearteter ozeanischer Variabilität sind in Beobachtungen im Nord-Ostpazifik gegeben. Unabhängig voneinander untersuchten Price & Maggaard (1983) und White & Saur (1981) denselben zwischen San-Franzisko und Honolulu gewonnenen XBT Datensatz mit unterschiedlichen Modellannahmen hinsichtlich Rossbywellen. Es zeigte sich, daß nahe der amerikanischen Küste gute Übereinstimmungen der Beobachtungen mit den Modellergebnissen eines Modells von am Ostrand erzeugten Rossbywellen, wie es White & Saur (1981) vorschlugen, zu erzielen sind, während westlich von ca. 144°W die Annahme, daß die einzelnen Partialwellen nicht phasengekoppelt sind (Price & Maggaard, 1983), zu besseren Ergebnissen führt. Die quasideterministische Natur des Ozeanresponses und die Entwicklung seines

stochastischen Charakters mit zunehmendem Abstand könnte mit dem hier vorgestellten Modell erklärt werden.

Ein weiteres Indiz für die Gültigkeit dieser Modellannahmen ist auch das Verbreitern des energiereichen Bandes um die Jahresperiode mit zunehmendem Abstand vom Ostrand, was sich in den Spektren der potentiellen Energie ebenfalls auf der Verbindung zwischen San-Franzisko und Honolulu andeutet (Magaard, 1983).

Trotz der Abhängigkeit der Form der Spektren von der Ostranddistanz bleibt das Verhältnis von potentieller Energie zur kinetischen Energie nahezu unbeeinträchtigt davon und entspricht dem der direkt winderzeugten Ozeanreaktion. Dies liegt daran, daß bei breitbandiger Winderzeugung - anders als beim "zero-wavenumber-forcing" - keine zusätzliche Wellenenergie am Ostrand entsteht. Die am Ostrand entstandenen Wellen dienen nur zur Kompensation. So ändert sich folglich EPOT/EKIN nicht, wie es bei reiner Ostranderzeugung der Fall wäre.

Einen ähnlichen Mechanismus wie die reine Ostranderzeugung schlugen White & Saur (1981) für die Entstehung beobachteter Wellenphänomene in Temperaturdaten vor. Starke jahreszeitliche Änderungen des Windfeldes nahe der nordamerikanischen Küste können indirekt an der Übergangszone zwischen der Küstenzone und den Schwachwindgebieten des offenen Ozeans Wellen erzeugen. Da aber in diesem Fall sowohl die gesamte potentielle wie auch die kinetische Energie indirekt erzeugt wird, ist das Verhältnis EPOT/EKIN konstant.

Auch die Verteilung der kinetischen Energie auf die meridionale und zonale Komponente ist bei breitbandiger Anregung nur schwach durch den Ostrand

modifiziert. Nahe der Berandung ist das Verhältnis EV/EU etwas verstärkt und zu größeren Frequenzen hin verschoben. Mit zunehmender Ostrandddistanz geht auch seine spektrale Verteilung in die des winderzeugten Responses über.

3.3 Gegenüber Meridianen geneigte Küsten

In vielen Modellen beschränkt man sich auf die Diskussion der windgetriebenen quasigeostrophischen Bewegungen in rechteckigen Ozeanbecken. Die Berandungen sind dabei häufig so gewählt, daß sie parallel zu einem Koordinatensystem verlaufen, dessen x -Achse annähernd parallel zu den Breitenkreisen und dessen y -Achse senkrecht dazu entlang der Längengrade verläuft. Die Wahl eines solchen Koordinatensystems birgt den Vorteil, daß der β -Effekt nur Einfluß in einer Richtung nehmen kann. Doch gerade bei der Betrachtung quasigeostrophischer Bewegungsvorgänge kann aufgrund ihrer anisotropen Natur die Lage der Berandungen in der β -Ebene von großer Bedeutung sein. Deutlich wird dies bereits, wenn man die Reflexion von Rossbywellen betrachtet. Während die meridionalen Wellenzahlen bei einer Reflexion an einer meridionalen Berandung unverändert bleiben und somit das Problem hinsichtlich der x -Achse im physikalischen Bereich und bzgl. ω im Wellenzahlbereich symmetrisch ist, geht jegliche Symmetrie bei der Berücksichtigung gegenüber Meridianen geneigten Küsten verloren (z.B. LeBlond & Mysak, 1978).

Untersuchungen, in denen der Effekt der Neigung der Küste auf die mesoskaligen Ozeanbewegungen besonders zutage tritt, liegen von Mysak & Willmott (1980) vor. Die Autoren versuchen darin, Wirbel, die sich in Temperatur-

und Salzgehaltsdaten im Nordpazifik beobachten ließen, mit einem quasi-geostrophischen Modell eines kontinuierlich geschichteten Ozeans zu simulieren. Als Entstehungsmechanismus schlugen sie die Reflexion winderzeugter Störungen an zwei im rechten Winkel zueinander stehenden Küsten vor, wie das bei der kanadischen und alaskanischen Küste approximativ der Fall ist. Es wurde die zeitliche Entwicklung der horizontalen Dichteverteilung sowohl für Küsten, die Nord-Süd; West-Ost verlaufen, als auch für Küsten, die von diesen Richtungen 45° abweichen, berechnet. Der Neigung der Küste gegenüber dem Meridian wurde durch Drehung des Koordinatensystems Rechnung getragen. Die hiermit erzielten Modellergebnisse zeigten deutlich bessere Übereinstimmungen mit den Beobachtungen als die, die aus dem Modell ohne geneigte Berandungen resultierten. Die Tatsache, daß gerade die nordafrikanische Küste ebenso wie die nordamerikanische Pazifikküste - Berandungen, die die mesoskaligen Bewegungen in den östlichen Ozeanbereichen beeinflussen - keineswegs parallel zu Längenkreisen verlaufen, inspiriert die folgenden Untersuchungen. Es ist natürlich im Rahmen einfacher analytischer Modelle generell schwierig, reale Küstenkonturen zu berücksichtigen, doch die in dem vorhergehenden Abschnitt beschriebene Möglichkeit, Berandungen mit einzubeziehen, läßt sich auch auf gegenüber Meridianen geneigte Küsten verallgemeinern. Die Neigung der Küste bewirkt nun allerdings eine in alle Richtungen räumliche Inhomogenität der Frequenzspektren, die sich analog zu dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Weg bestimmen läßt.

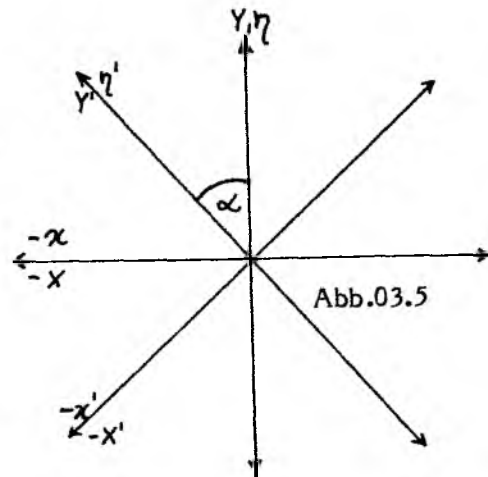
Der direkt winderzeugte Anteil entspricht wiederum der Summe über alle Partialwellen der im Kapitel 2 angegebenen Lösung für eine Realisierung der

Stromfunktion. Um die den direkt erzeugten Anteil kompensierende richtige freie Rossbywelle auswählen zu können, ist es jedoch vorteilhaft, eine Koordinatentransformation vorzunehmen. Die neuen Koordinaten liegen, wie aus Abbildung 03.5 zu entnehmen ist, parallel zur Küstenlinie und senkrecht zu ihr. Folgende Relationen bestehen zwischen den ursprünglichen Koordinaten und den neuen:

$$\begin{aligned} x' &= x \cos \alpha + y \sin \alpha \\ y' &= -x \sin \alpha + y \cos \alpha \\ x &= x' \cos \alpha - y' \sin \alpha \\ y &= x' \sin \alpha + y' \cos \alpha \end{aligned} \quad (3.6)$$

Im Wellenzahlbereich gelte:

$$\begin{aligned} x' &= x \cos \alpha + \eta \sin \alpha \\ \eta' &= -x \sin \alpha + \eta \cos \alpha \end{aligned} \quad (3.7)$$



Die Dispersionsrelation erhält in den neuen Koordinaten folgende Form:

$$k'^2 \left(1 - \frac{i M_0 N_0^2 \lambda_n^2}{\omega} \right) + f_0^2 \lambda_n^2 - \frac{\beta x' \cos \alpha}{\omega} - \frac{\beta \eta' \sin \alpha}{\omega} = 0 \quad (3.8)$$

so daß sich die resonante Wellenzahl der freien Rossbywelle, die Energie von der Berandung wegtransportiert, zu:

$$x'_n = - \frac{\beta \cos \alpha}{2 \left(1 - \frac{i R}{\omega} \right)} + \sqrt{ \frac{\beta^2 \cos^2 \alpha}{4 \omega^2 \left(1 - \frac{i R}{\omega} \right)^2} - \eta'^2 - \frac{f_0^2 \lambda_n^2}{\left(1 - \frac{i R}{\omega} \right)} + \frac{\beta \eta' \sin \alpha}{\omega \left(1 - \frac{i R}{\omega} \right)} } \quad (3.9)$$

mit $R = M_0 N_0^2 \lambda_n^2$

bestimmt. Dies gilt sowohl für östliche als auch für westliche Berandungen. Für $\alpha = 0^\circ$ erhält man die lange Rossbywelle, für $\alpha = 180^\circ$ die kurze. Unter Berücksichtigung des Zusammenhangs:

$$\chi'x' + \eta'y' = \chi x + \eta y \quad (3.10)$$

zwischen den Partialwellen entsteht aus der in den neuen Koordinaten einfachen Form der Randbedingung:

$$\psi = \sigma \quad X' = \sigma \quad (3.11)$$

die Bestimmungsgleichung für die Amplituden der freien Wellen:

$$\sum_{\eta} \sum_{\chi} \sum_{n=1}^{\infty} F_n Z_n e^{i\eta'y' + i\varphi_{\chi} + i\varphi_{\eta}} = - \sum_{\eta'} \sum_{n=1}^{\infty} A_n Z_n e^{i\eta'y'} = \sum_{\eta} \sum_{\chi} \sum_{n=1}^{\infty} A_n Z_n e^{i\eta'y'} \quad (3.12)$$

Multiplikation der gesamten Stromfunktion einer Realisierung mit ihrer konjugiert komplexen Funktion und Ensemblemittelung führt schließlich zu dem Frequenzspektrum der Stromfunktion, woraus sich die tiefenintegrierten Spektren der Geschwindigkeitskomponenten und der potentiellen Energie zu:

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{POT}}(\omega, x') &= \sum_{\eta} \sum_{\chi} \sum_{n=1}^{\infty} f_0^2 \lambda_n^2 (Z_n|_{z=0})^2 |R_{sn}|^2 \Omega_{\text{rot}_z \mathbb{E}} \\ &\quad |e^{i\chi x'} - e^{i\chi_n x'}|^2 \\ \Omega_{\text{EV}}(\omega, x') &= \sum_{\eta} \sum_{\chi} \sum_{n=1}^{\infty} (Z_n|_{z=0})^2 |R_{sn}|^2 \Omega_{\text{rot}_z \mathbb{E}} \\ &\quad |i\chi e^{i\chi x'} - i(-\chi_n \cos \alpha - \eta' \sin \alpha) e^{i\chi_n x'}|^2 \quad (3.13) \\ \Omega_{\text{EU}}(\omega, x') &= \sum_{\eta} \sum_{\chi} \sum_{n=1}^{\infty} (Z_n|_{z=0})^2 |R_{sn}|^2 \Omega_{\text{rot}_z \mathbb{E}} \\ &\quad |i\eta e^{i\chi x'} - i(\chi_n \sin \alpha + \eta \cos \alpha) e^{i\chi_n x'}|^2 \end{aligned}$$

berechnen lassen. Betrachtet man in dem tiefenintegrierten Spektrum der potentiellen Energie die horizontale Abhängigkeit, so scheint sie die gleiche zu sein wie die, die bei der Berücksichtigung einer meridionalen Berandung resultiert, Linien gleicher Varianz verlaufen auch hier parallel zur Küste, und nach einem durch die Reibung bestimmten Abstand von der Berandung wird das direkt winderzeugte Spektrum erreicht. Allerdings werden die direkt resonant erzeugten Wellen nicht durch freie Wellen gleicher Wellenlänge und Phasenausbreitung kompensiert. Abbildung 03.6 zeigt für eine rein meridionale und eine geneigte Küste, durch welche freie Welle die jeweils resonant durch das Windfeld erzeugte Welle kompensiert wird. Im Fall einer meridionalen Berandung wird die kurze direkterzeugte Welle durch die entsprechende lange Rossbywelle, die lange aber durch eine freie Welle mit gleicher Wellenlänge und Zufallsphase kompensiert. Anders ist es im Fall einer geneigten Küste, hierbei unterscheiden sich die direkterzeugte und die kompensierende Welle vollständig in ihrer Wellenlänge. Da im Rahmen dieses Modells die Variabilität im Ozean vorwiegend durch lange Rossbywellen bestimmt sind, ist die Energie nahe einer meridionalen Küste stark abgeschwächt. Zur destruktiven Interferenz, wie sie im Fall einer rein meridionalen Küste auftritt, kann es bei einer geneigten Küste nicht kommen. Die Energie nahe der Küste kann sogar größer sein als die der direkterzeugten Bewegungen. Dies wird im einzelnen noch diskutiert. Da aber insbesondere die Entwicklung der Frequenzspektren in Abhängigkeit vom Ostrand für geneigte Küsten sehr viel komplizierter wird, soll zunächst der

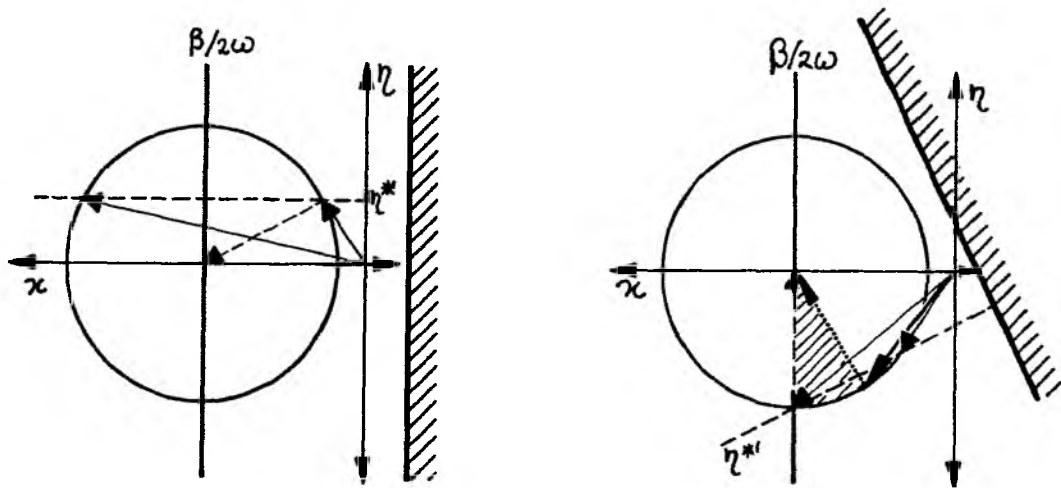


Abb.03.6 Reflexion und Kompensation von Wellen im Fall einer meridional verlaufenden Küste (linke Abbildung) und einer Küste, die gegenüber einem Meridian geneigt ist.

Im Fall einer meridional verlaufenden Küste wird eine lange Rossbywelle mit Wellenzahlen κ_n, η^* durch eine lange Rossbywelle mit derselben Wellenzahlkombination kompensiert.

Im Fall einer gegenüber einem Meridian geneigten Küste gibt es einen Wellenzahlbereich langer Rossbywellen, in dem die einfallenden Wellen nicht die gleiche Wellenzahlkombination haben wie die kompensierenden (schraffierter Bereich). Dieser Bereich ist zum einen durch die kleinste Rossbywelle mit der kleinstmöglichen zonalen Wellenzahl ($\beta/2\omega$) und durch eine Welle mit der Wellenzahlkombination, die einer Gruppengeschwindigkeit, parallel zur Küste verlaufend, entspricht, begrenzt.

einfache Fall des "zero-wavenumber-forcing" betrachtet werden. Mit einem konstanten Feld der Windschubspannungsrotation läßt sich bei Anwesenheit einer meridionalen Berandung kinetische Energie erzeugen, die aus der meridionalen Geschwindigkeitskomponente resultiert. Im Rahmen eines dispersions- und reibungsbehafteten Modells ist diese maximal an der Küste und nimmt mit größer werdender Distanz zur Küste ab (Abbildung 03.7). Eine Neigung der Küste bewirkt nun, daß auch eine zonale Geschwindigkeit entsteht. Mit größer werdendem Neigungswinkel wächst diese an. Dabei kommt es allerdings nicht zu einer Umverteilung von der kinetischen Energie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente zur zonalen Geschwindigkeitskomponente sondern die gesamte kinetische Energie wächst ebenfalls an. Das ist dadurch zu erklären, daß die Horizontalskalen der potentiellen Energie mit zunehmendem Neigungswinkel kleiner werden. Sie liegen zwischen ca. 600 km (meridionale östliche Berandung) und $2\pi \cdot$ Rossbyradius (ca. 230 km, zonale Berandung). Im Falle noch größerer Winkel nimmt die zonale Komponente ab, jedoch die gesamte kinetische Energie wächst bis zu ihrem Maximum

$$EKIN_{0,max} = \sum_{\omega} \sum_{\eta} \sum_{\kappa} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\kappa_{max}^2 \Omega_{rot,z} \mathbb{E}(|\psi_n|_{z=0})^2}{f_0^4 \lambda_n^4} \quad (3.14)$$

$$\text{mit } \kappa_{max} = -\frac{\beta}{2\omega(1-\frac{iR}{\omega})} - \sqrt{\frac{\beta^2}{4\omega^2(1-\frac{iR}{\omega})^2} - \eta^2 - f_0^2 \lambda_n^2 (1-\frac{iR}{\omega})^{-1}}$$

an, das sie bei einem Winkel von 180° (westliche meridionale Berandung) annimmt. Indirekte Erzeugung mesoskaliger Bewegungen tritt folglich, wie zu erwarten war, in verstärktem Maße an westlichen Küsten auf. Durch die Reibung bedingt, sind die Amplituden der Geschwindigkeitskomponenten für kleinere Horizontalskalen jedoch auch schon nach einer geringeren Distanz von der Berandung weggedämpft. Die Abhängigkeit des Spektrums der

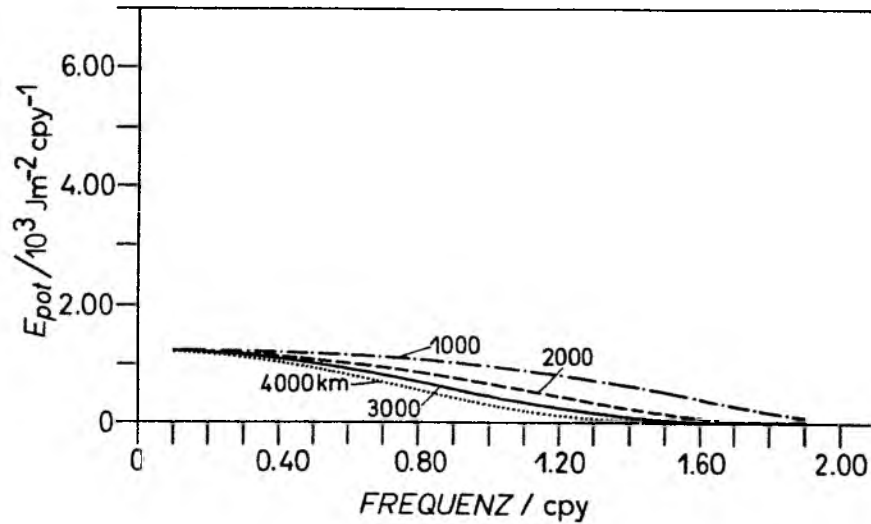


Abb.03.7 Frequenzspektrum der meridionalen Geschwindigkeitskomponente für $\alpha = \eta = 0$ in Abhängigkeit vom Ostrand.

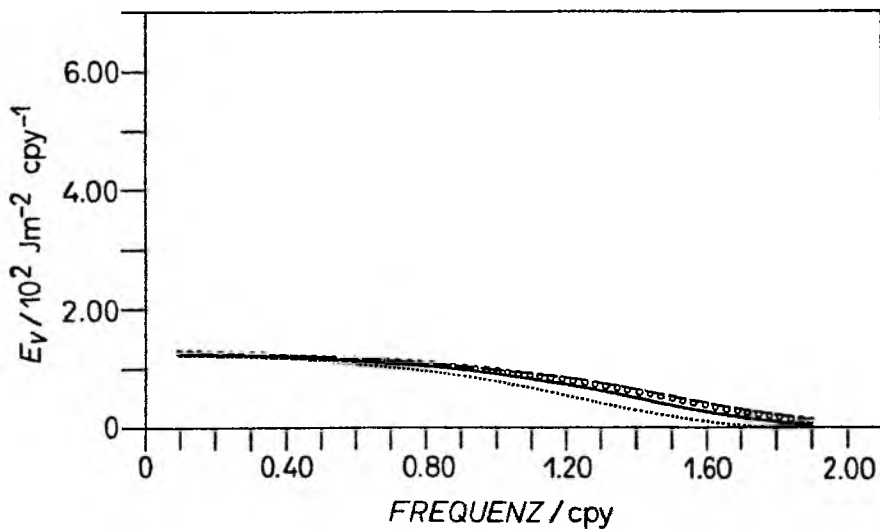


Abb.03.8 Frequenzspektrum der meridionalen Geschwindigkeitskomponente für $\alpha = \eta = 0$ in 1000km Abstand von der Küste in Abhängigkeit vom Neigungswinkel der Küste.
Die gestrichelte Linie entspricht einem Neigungswinkel von 0° , die Linie mit den unausgefüllten Kreisen 10° , die durchgezogene Linie 20° und die gepunktete Linie 30° .

kinetischen Energie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente vom Abstand von einer meridionalen Berandung hat daher (Abb. 03.7) eine ähnliche Form wie die Abhängigkeit des Frequenzspektrums vom Neigungswinkel (Abb. 03.8) bei einer festen Ostranddistanz. Im Abstand von 1000 km von der Küste nimmt die meridionale Komponente mit zunehmendem Winkel stetig ab und konzentriert sich mehr auf größere Zeitskalen. Die zonale Komponente nimmt an diesem Ort zunächst zu und erreicht bei 45° den gleichen rms-Wert wie die meridionale Komponente, wird aber bei ca. 80° wieder schwächer, da die großen rms-Werte aufgrund der Reibung nicht bis 1000 km auffindbar sind. Bemerkenswert ist, daß das Verhältnis von der kinetischen Energie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente zur zonalen Geschwindigkeitskomponente weder vom Rossbyradius noch von der Reibung noch von der Frequenz abhängt, sondern lediglich durch den Neigungswinkel durch

$$\frac{EV}{EU} = \frac{\cos^2 \alpha}{\sin^2 \alpha} \quad (3.15)$$

festgelegt ist.

Das "zero-wavenumber-forcing" kann zwar im Fall einer rein meridionalen östlichen Berandung als nicht relevant für die Erzeugung mesoskaliger Variabilität in den Ozeanen angesehen werden, da die kinetische Energie um eine Größenordnung geringer ist als die der direkt winderzeugten Energie, für eine zonale Berandung ist sie allerdings bereits von gleicher Größenordnung. Wenn deshalb dieser Spezialfall nur einen geringen Anteil an der gesamten Ozeanreaktion einnimmt, sind es doch wichtige Punkte, die durch seine Untersuchung deutlich wurden. Wenn die östliche Berandung nicht rein meridional verläuft, entsteht sowohl eine zonale als auch eine meridionale

Geschwindigkeitskomponente. Die Gesamtenergie ist größer als die, die im Fall einer rein meridional verlaufenden Berandung resultiert, ist aber auf einen kleineren Bereich nahe der Küste beschränkt.

Bei direkter Erzeugung durch ein weißes Spektrum der Windschubspannungsrotation und indirekter Erzeugung durch Anwesenheit einer östlichen Berandung wirken sich zwei Prozesse, bedingt dadurch, daß die Küste nicht rein meridional verläuft, verstärkend auf die Energie des ozeanischen Bewegungsfeldes aus.

Zum einen gibt es auch bei Erzeugung der Ozeanbewegungen durch weiße Windspektren Frequenzbereiche, in denen keine resonante Erzeugung möglich ist. Auch in diesen Bereichen ist die Energie nahe den Küsten verstärkt, nimmt aber mit zunehmender Distanz zur Berandung ab. Die Ozeanreaktion in diesem Frequenzbereich ist vorwiegend indirekt erzeugt und zeigt ähnliche Eigenschaften wie die, die durch ein "zero-wavenumber-forcing" entsteht. Sie unterscheidet sich allerdings von diesem Spezialfall durch die Horizontalskalen, weil diese durch die im Windfeld vorhandenen Horizontalskalen modifiziert werden.

Die Verstärkung der Energie im Frequenzbereich resonanter Erzeugung wird dadurch hervorgerufen, daß die einfallenden und reflektierten Wellen nicht die gleichen Wellenlängen haben und damit destruktive Interferenz verhindert wird.

Abbildung 03.9 zeigt für eine feste Frequenz (1cpy) in Abhängigkeit vom Neigungswinkel der Küste die Wellenzahl freier Rossbywellen, wie sie aus der Dispersionsrelation (3.9) für 5×5 verschiedene Wellenzahlen des

Windfeldes resultieren. Um die Ausbreitungsrichtungen für unterschiedliche Neigungswinkel vergleichbar zu machen, sind die Ausbreitungsrichtungen in die x-y-Ebene mit folgenden Relationen:

$$\begin{aligned} \kappa_{\text{eff}} &= \kappa_n \cos \alpha + \kappa \sin^2 \alpha - \eta \cos \alpha \sin \alpha \\ \eta_{\text{eff}} &= \kappa_n \sin \alpha + \eta \cos \alpha - \kappa \sin \alpha \cos \alpha \end{aligned} \quad (3.16)$$

transformiert worden.

Die in diesen Abbildungen eine meridionale Küste repräsentierenden fünf Wellenzahlen sind zugleich auch die Wellenzahlen der Wellen, die resonant durch das Windfeld angeregt werden, und sind somit diejenigen, die mit den größten Amplituden versehen sind.

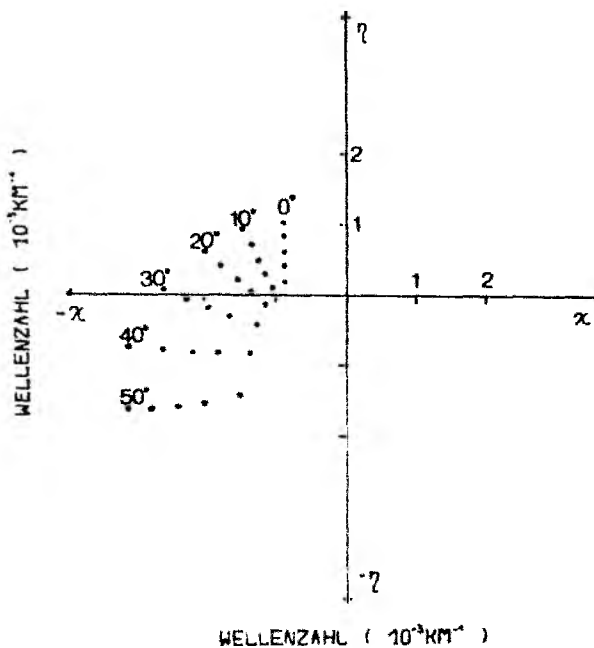


Abb.03.9 κ_{eff} , η_{eff} (gemäß Gleichung 3.16) für 5 X 5 Wellenzahlen zwischen $\kappa = \eta = 2\pi/5000\text{km}$ und $\kappa = \eta = 2\pi/1000\text{km}$ im Abstand von $\Delta\kappa = \Delta\eta = 2\pi/5000\text{km}$.

Für kleinere Neigungswinkel zeigt sich, daß in geringem Maße die am Ostrand entstehenden Wellen sehr viel kleinere zonale Wellenzahlen als meridionale erhalten, so daß die kinetische Energie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente verstärkt wird. Je größer der Neigungswinkel, um so dominanter wird jedoch die zonale Geschwindigkeitskomponente.

Durch die Unterschiede der einfallenden und kompensierenden Wellen kann bis zu doppelt soviel Energie entstehen. Die Abnahme der Horizontalskala mit größerem Neigungswinkel wirkt sich zusätzlich verstärkend auf die kinetische Energie nahe der Berandung aus. Wieweit von einer Küste diese Verstärkungseffekte noch wirksam sind, ist von der Dämpfungsskala der am Ostrand erzeugten Wellen abhängig (s. Gl. 3.9). Diese ist sowohl davon abhängig, welche Wellenzahlen die jeweils zu kompensierende Partialwelle

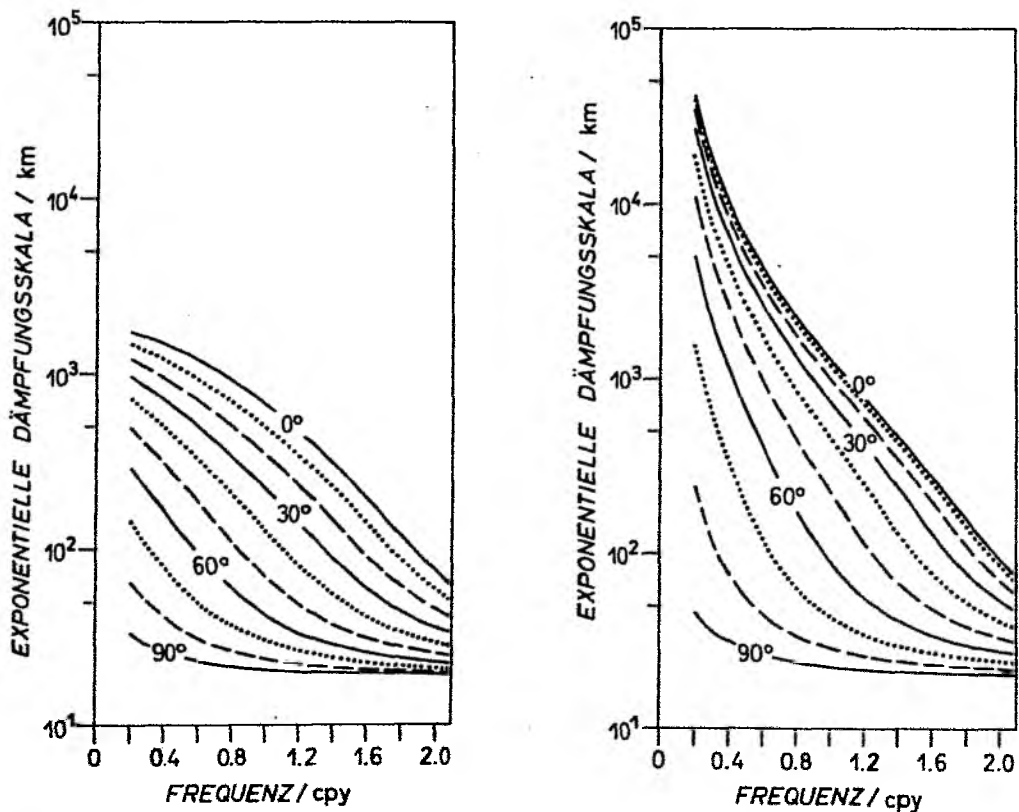
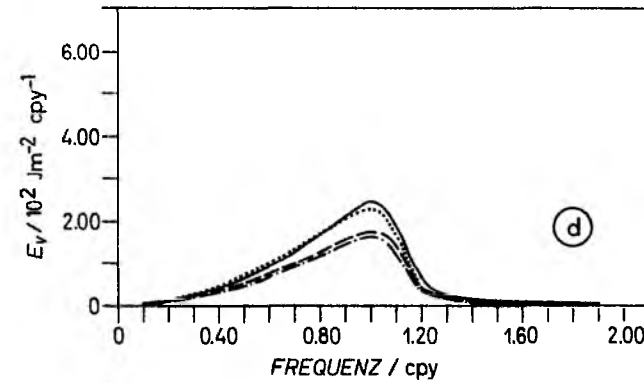
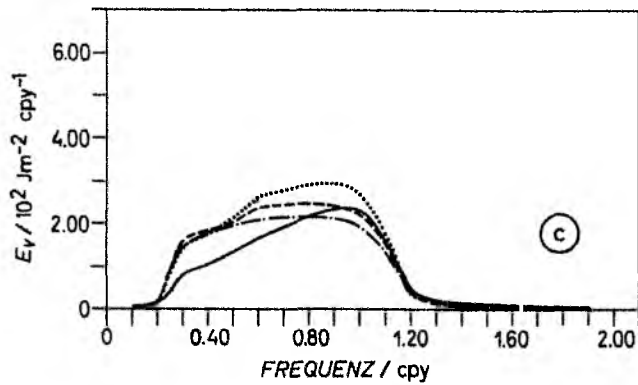
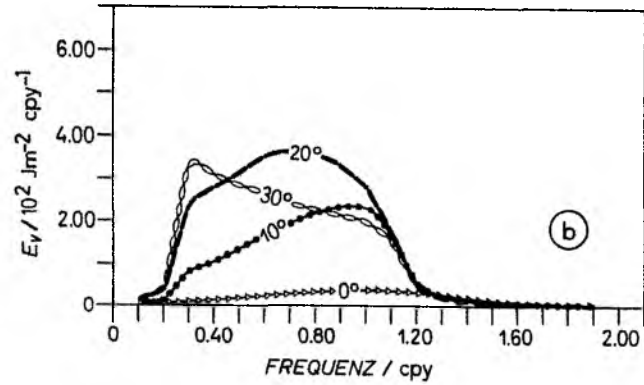
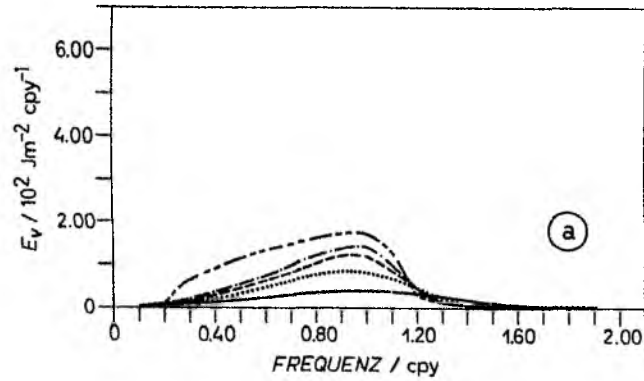


Abb.03.10 Exponentielle Dämpfungsskala (nach Gleichung 3.9) für $\chi = 2\pi / 5000 \text{ km}$ und (a) $\eta = 2\pi / 5000 \text{ km}$, (b) $\eta = 2\pi / 1000 \text{ km}$.

des Ozeanresponses hat, als auch von dem Rossbyradius. Für eine feste zonale Wellenzahl $\kappa = \frac{2\pi}{5000 \text{ km}}$ und zwei verschiedene meridionale Wellenzahlen ($\eta = \frac{2\pi}{5000 \text{ km}}$ und $\frac{2\pi}{1000 \text{ km}}$) sind die Dämpfungsskalen senkrecht zur jeweiligen Berandung in Abhängigkeit vom Neigungswinkel und der Frequenz in Abbildung 03.10 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Dämpfungsskala mit zunehmender Wellenzahl und zunehmendem Neigungswinkel abnimmt. Für große Neigungswinkel sind außerdem die Unterschiede der Skalen im niederfrequenten und hochfrequenten Bereich wesentlich geringer als für kleinere. In einem solchen Fall ändert sich das gesamte Niveau des Spektrums in Abhängigkeit von der Berandung. Für eine rein meridionale Küste wird durch die Dämpfungsskala der Bereich beschrieben, in dem die Energie bis auf das direkt erzeugte Niveau angewachsen ist (Abb. 03.3). Sind die Küsten gegenüber einem Meridian geneigt, muß dieser Bereich nochmals unterteilt werden. Zunächst wächst die Energie bis weit über die winderzeugte an, um dann langsam wieder abzunehmen und gegen das winderzeugte Niveau zu konvergieren.

Der Effekt der skalenselektiven Reibung wird dabei besonders gut an der kinetischen Energie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente sichtbar. Abbildung 03.11d zeigt, wie sich mit zunehmendem Ostrandabstand lediglich das Niveau des Spektrums ändert, wenn eine skalunenabhängige Reibung (MF-Reibung allerdings mit geringerer Dämpfungszeit von ca. 2 Jahren) die Dynamik beeinflusst. Im Rahmen dieses Modells (Abb 03.11c) wächst zunächst die Energie im hochfrequenten Bereich an. Während dort das Maximum im Bereich zwischen 1000 km und 2000 km erreicht ist, wächst die Energie im niederfrequenten Bereich noch an. Bei 4000 km ist das Energieniveau im hochfrequenten Bereich fast auf das Niveau des winderzeugten abgefallen,



————— 1000 km
 2000 km
 - - - - - 3000 km
 - - - - - 4000 km
 - - - - - ∞

Abb.03.11 Frequenzspektren der meridionalen Geschwindigkeitskomponente
 (a) in Anhängigkeit vom Abstand von einer meridional verlaufenden Küste,
 (b) im Abstand von 1000km von einer Berandung, die um 0°, 10°, 20° und 30° gegenüber einem Meridian geneigt ist,
 (c) in Anhängigkeit vom Abstand von einer um 10° gegenüber einem Meridian geneigten Küste,
 (d) in Anhängigkeit vom Abstand von einer um 10° geneigten Küste (MF-Reibung mit $R=2.0 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)

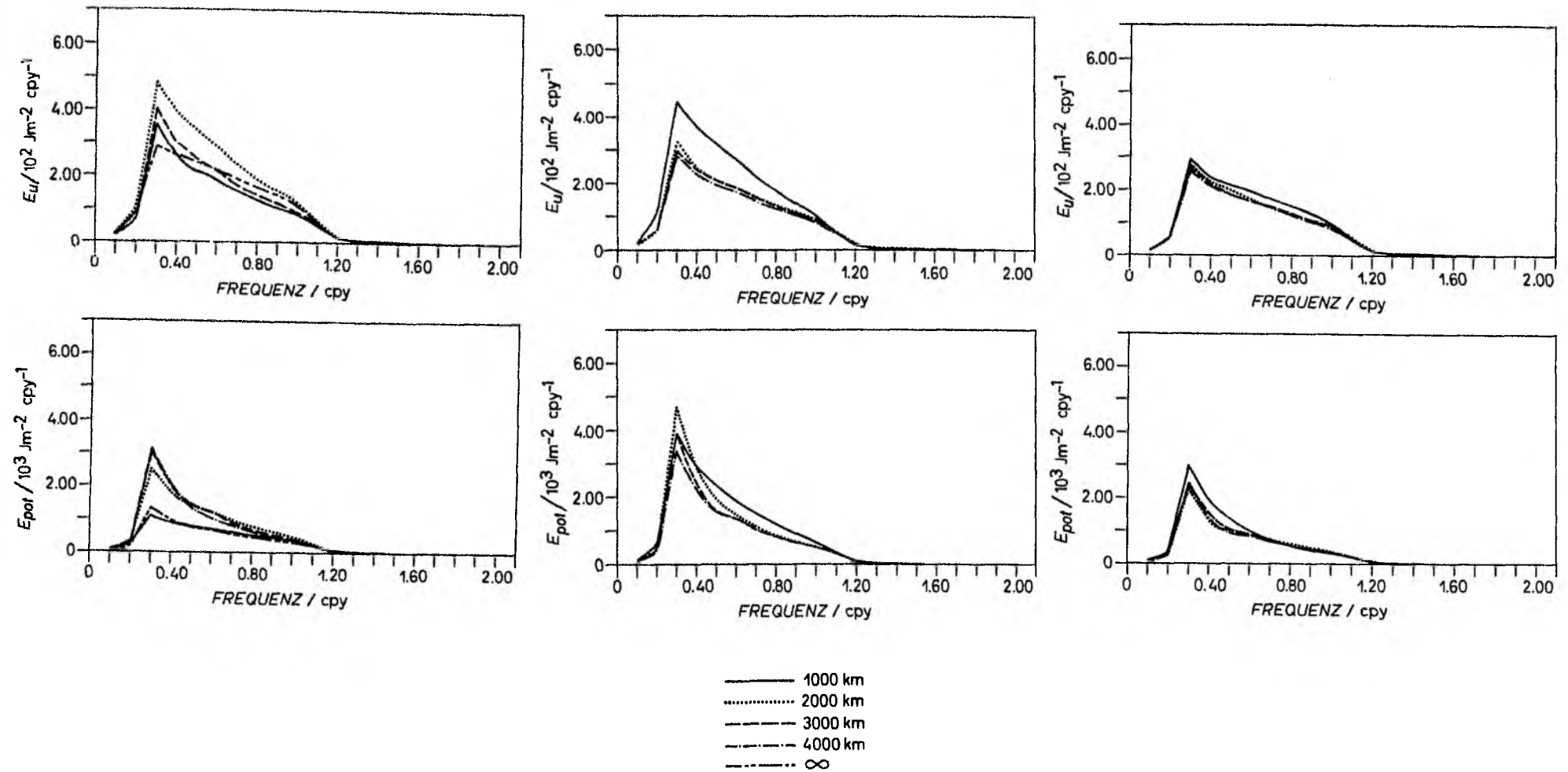


Abb.03.12 Spektren der kinetischen Energie der zonalen Geschwindigkeitskomponente und der potentiellen Energie in Abhängigkeit vom Abstand von der Küste, die um 10° (linke Abbildung), 20° (Abbildung in der Mitte) und 30° (rechte Abbildung) gegenüber einem Meridian geneigt ist.

während es im niederfrequenten Bereich noch etwa doppelt so hoch ist. Betrachtet man die Spektren bei einer festen Ostrandddistanz für unterschiedliche Neigungswinkel (Abb.03.11b), erkennt man an der Form der Spektren, in welchen der beiden Bereiche sie einzuordnen sind. An dem stark zu großen Frequenzen hin gewichteten Spektrum für eine 10° geneigte Küste läßt sich erkennen, daß die Energie mit zunehmendem Abstand noch anwachsen wird. Das breite Band im Spektrum der um 20° geneigten Küste zeigt an, daß bei 1000 km etwa die maximale kinetische Energie erreicht ist. Im Falle einer 30° geneigten Küste zeigt das stark zu großen Frequenzen hin abfallende Spektrum, daß die Energie mit zunehmendem Abstand nur noch schwächer werden kann.

Die Bereiche, auf denen die kinetische Energie der zonalen Geschwindigkeitskomponente anwächst, sind größer als die der meridionalen Geschwindigkeitskomponente. Die Unterschiede sind allerdings gering und zeigen sich erst bei größeren Neigungswinkeln. Die Horizontalskala der potentiellen Energie ist jedoch deutlich verschieden von denen der Geschwindigkeitskomponenten. In Abbildung 03.12 zeigt sich daher, daß auch, nachdem die zonale Komponente ihr Maximum erreicht hat, die potentielle Energie weiterhin zunimmt. Das Verhältnis der potentiellen zur kinetischen Energie wächst daher merklich mit zunehmendem Ostrandabstand an, bis auch das Maximum der potentiellen Energie erreicht ist. Während nahe der Küste $EPOT/EKIN$ weit unter dem Wert des winderzeugten Response liegt, überschreitet es diesen, nachdem das Maximum der kinetischen Energie erreicht ist. Dieses Verhalten zeigt sich besonders gut an der Ozeanreaktion auf ein schmales Wellenzahl-

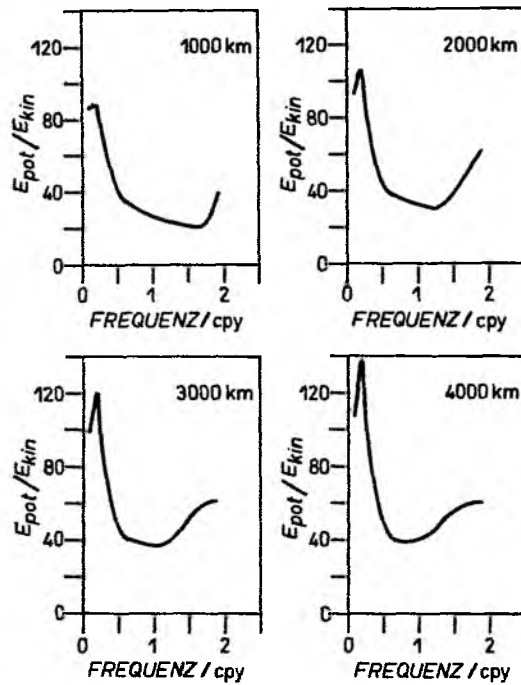


Abb.03.13 Verhältnis von potentieller und kinetischer Energie der Ozeanreaktion auf ein schmales Wellenzahlband: $\alpha_b = \eta_b = 2\pi / 5000\text{km}$ und $\alpha_c = \eta_c = 2\pi / 2500\text{km}$ in Abhängigkeit vom Abstand von einer um 10° geneigten Küste.

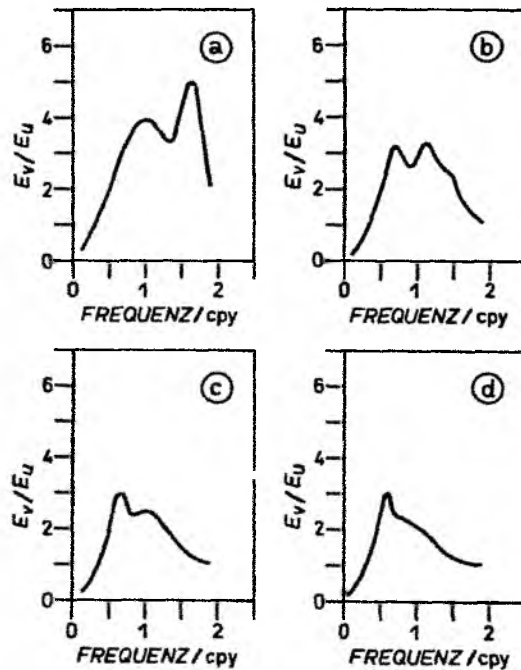


Abb.03.14 Verhältnis der kinetischen Energie der meridionalen und zonalen Geschwindigkeitskomponente der Ozeanreaktion auf ein schmales Wellenzahlband: $\alpha_b = \eta_b = 2\pi / 5000\text{km}$ und $\alpha_c = \eta_c = 2\pi / 2500\text{km}$ in Abhängigkeit vom Abstand von einer um 10° geneigten Küste: (a): 1000km, (b): 2000km, (c): 3000km, (d): 4000km .

band der Windfluktuationen ($\alpha_b = \eta_b = \frac{2\pi}{5000 \text{ km}}$ und $\alpha_c = \eta_c = \frac{2\pi}{2500 \text{ km}}$), deren Verhältnis EPOT/EKIN in Abbildung 03.13 dargestellt ist.

In der spektralen Verteilung des Verhältnisses EV/EU können bei Anregung mit einem schmalen Wellenzahlband des Windes $\alpha_b = \eta_b = \frac{2\pi}{5000 \text{ km}}$, $\alpha_c = \eta_c = \frac{2\pi}{2500 \text{ km}}$ eindeutig die oben beschriebenen zwei Arten der Rossbywellenerzeugung identifiziert werden (Abb. 03.14). Der Frequenzbereich läßt sich für diesen Fall in zwei Bereiche unterschiedlicher Ozeandynamik gliedern. Bei einem Abstand von 1000 km zeigt sich dies in dem Vorhandensein von zwei Maxima, die beide über dem des direkt winderzeugten liegen (vergl. Kapitel 2). Von diesen hat das Maximum im hochfrequenten ein höheres Niveau als der im niederfrequenten Bereich, fällt aber stark mit zunehmender Ostrandndistanz ab und ist bei 4000 km kaum noch erkennbar. Seine Lage (größere Frequenz als die durch das Windfeld festgelegte maximale Frequenz) und sein Niveau zeigen eindeutig, daß er durch den an der östlichen Berandung kompensierten und reflektierten nichtresonanten Anteil der Ozeanreaktion entstanden ist. Das Maximum im hochfrequenten Bereich ändert sein Niveau nicht in dem Maße wie der im niederfrequenten Bereich. Er resultiert aus den resonant erzeugten Wellen und denen, die diese an der Berandung kompensieren. Bemerkenswert ist, daß diese eindeutige Identifizierung der beiden unterschiedlichen Entstehungsursachen nur in EV/EU deutlich wird aber nicht in den Spektren der Komponenten selbst. Im Fall breitbandiger Anregung dominiert die resonant erzeugte Energie die nicht-resonant erzeugte Energie auf allen Frequenzen. Die räumliche Änderung von EV/EU ist da nur in abgeschwächter Form erkennbar, im Vergleich zu der, die im Fall nichtresonanter Erzeugung resultiert.

Die hier erläuterten charakteristischen Eigenschaften des ozeanischen Bewegungsfeldes, das bei breitbandiger Anregung im Fall geneigter Küsten resultiert, werden entscheidend durch die Dispersion der Wellen geprägt. Beliebige geformte Küsten lassen sich allerdings im Rahmen einfacher analytischer Modelle nur für den Fall des "zero-wavenumber-forcing" berücksichtigen. White & Saur (1981) entwickelten ein Modell nichtdispersiver Wellen, das die reale Geometrie einer küstennahen Starkwindregion berücksichtigt. Die in dieser Region nichtresonant erzwungenen Auslenkungen der Druckflächen bewirken das Entstehen von Rossbywellen in Schwachwindregionen des zentralen Ozeans.

Ebenso wie die Kontur der Küstenregion im Modell von White & Saur (1981) berücksichtigt wurde, läßt sich auch die Geometrie realer Küstenkonturen in ein Modell mit stochastischer Windanregung für das "zero-wavenumber-forcing" mit einbeziehen. Für die Spektren ergibt sich dann folgende räumliche

Abhängigkeit:

$$\Omega_t(x, y, \omega) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(Z_n|_{z=0})^2 \Omega_{rot, \tau}|_{\alpha=\eta=0}}{\omega^2 f_0^4 \lambda_n^4} \left| 1 - e^{i\alpha_n K(x)} \right|^2$$

$K(x)$ entspricht der Küstenlinie.

Die Isolinien der Energie verlaufen parallel zur Küste. Die Eigenschaften der Ozeanreaktion unterscheiden sich ansonsten nicht von denen, die für den Fall des "zero-wavenumber-forcing" bei Berücksichtigung geneigter Küsten resultieren.

4. MODELL ZUR NIEDERFREQUENTEN OZEANISCHEN VARIABILITÄT UNTER BERÜCKSICHTIGUNG BAROTROPER UND BAROKLINER GRUNDSTRÖMUNGEN

4.1 Behandlung des Problems innerhalb der linearisierten Theorie

Nicht für alle Regionen des Sverdrupregimes kann davon ausgegangen werden, daß die mittleren Strömungen ohne Bedeutung für die Variabilität des Bewegungsfeldes mit den hier betrachteten Raum- und Zeitskalen ist. Zwar können nur an starken Temperaturfronten wie der subarktischen und subtropischen Front die horizontalen und vertikalen Gradienten so groß sein, daß sie für niederfrequente Bewegungen den β -Effekt dominieren und somit als rücktreibender Effekt Wellenphänomene bewirken können (Kang & Magaard, 1982), aber auch in Gebieten schwacher, mittlerer Strömungen kann, wie Abschätzungen beispielsweise für die Nordpazifische Strömung zeigen (Kang & Magaard, 1982), der Effekt der vertikalen Scherung der mittleren Strömung von gleicher Bedeutung sein wie der β -Term. Rossbywellenanalysen (Price & Magaard, 1983) erfolgten daher für Bereiche der Nordpazifischen Strömung (30°N - 40°N) unter Berücksichtigung von Scherungs-Moden, die nach einem Verfahren von Kang & Magaard (1980) berechnet wurden. Es zeigte sich, daß vor allem für Wellen mit kürzeren Wellenlängen die Resonanzkreise der Scherungsmoden stark deformiert sind, verglichen mit denen der linearen Rossbywellenmoden (Kang, Price & Magaard, 1982). Der Einfluß der gescherten Grundströmungen schlägt sich daher in den Zeitskalen der Rossbywellen und deren Frequenzspektren nieder. Inwiefern sich die dominanten Zeitskalen und Frequenzspektren der winderzeugten niederfrequenten ozeanischen Variabilität unter

Einfluß gescherter wie auch barotroper Grundströmungen ändern, ist ein Teil der Untersuchungen in diesem Kapitel. Doch bei dem Vorhandensein gescherter Grundströmungen kann es zusätzlich zur Veränderung der Zeitskalen auch zu Instabilitäten kommen. In gewissen Frequenz-Wellenzahl-Bereichen, festgelegt durch die Instabilitätsbedingungen, besteht die Möglichkeit, daß die durch das Windfeld entstandenen Störungen zusätzlich Energie aus der verfügbaren potentiellen Energie der Grundströmung erhalten. In diesen Bereichen werden dann nicht mehr die in den beiden vorherigen Kapiteln diskutierten Verteilungen der kinetischen Energie auf ihre meridionale und zonale Komponente und das typische Verhältnis von potentieller zur kinetischen Energie vorherrschen. Die Untersuchungen des Einflusses mittlerer Grundströmungen auf die winderzeugten Störungen sollen mittels der linearisierten Vorticitygleichung erfolgen. Linearisiert heißt - folgt man der Terminologie von LeBlond & Mysak (1978) -, daß das gesamte quasigeostrophische Strömungsfeld durch eine stationäre Stromfunktion und eine, anfänglich mit kleiner Amplitude versehene, zeitabhängige Stromfunktion beschrieben werden kann. Die Balancegleichungen für den stationären Anteil bilden dabei stets ein geschlossenes System, während der zeitabhängige Teil durch den stationären Teil mit bestimmt wird. Dies impliziert, daß ein Energietransfer nur von der stationären Strömung, die extern vorgegeben werden muß, in die Störungsgrößen erfolgen kann. Während im Falle einer rein zonalen Grundströmung diese nur durch ein entsprechend vorgegebenes Dichtefeld geostrophisch balanciert sein muß (LeBlond & Mysak, 1978, S. 423), bedarf es im Falle einer nichtzonalen Grundströmung einer externen Kraft, wie sie aus einem stationären Windfeld resultieren könnte, die diese aufrecht erhält (Pedlosky, 1979, S.498). Die externe Kraft erscheint aber

nicht als solche in den Gleichungen der Störungsgrößen. Folgende Form der linearisierten Vorticitygleichung :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_s \frac{\partial}{\partial x} + V_s \frac{\partial}{\partial y}\right) \left(\nabla_h^2 \psi' + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi'}{\partial z}\right)\right) - \frac{\partial \psi'}{\partial y} \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial V_s}{\partial z}\right) + \frac{\partial \psi'}{\partial x} \left(\beta - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial U_s}{\partial z}\right)\right) = D \quad (4.1)$$

mit $U_s = \frac{\partial \psi_s}{\partial y}$, $V_s = -\frac{\partial \psi_s}{\partial x}$

erhält man ausgehend von der nichtlinearen Gleichung (1.1), wenn der Störungsansatz :

$$\psi = \psi_s(x, y) + \psi'(x, y, t, z)$$

- ψ_s darf sich dabei bzgl. x und y nur linear ändern - verwendet wird und die Wechselwirkung zwischen den Größen des Störungsfeldes vernachlässigt oder durch einen Dissipationsterm (D) parametrisiert werden. Man beachte dabei jedoch, daß der Trägheitsterm und die advektiven Terme in der skalierten Form der Vorticitygleichung beide mit der Rossbyzahl skaliert wären. Damit ist vorausgesetzt, daß die Phasengeschwindigkeit die gleiche Größenordnung wie die typische mittlere Geschwindigkeit der Grundströmung hat. Daher dürfen die Grundströmungen die Größenordnung 1 cm/s, die den typischen Phasengeschwindigkeiten der baroklinen Rossbywellen entspricht, nicht allzusehr überschreiten, was sonst die Gültigkeit der Ergebnisse in Frage stellen würde. Bisher verwendete man die linearisierte Vorticitygleichung hauptsächlich zur Untersuchung des reinen Instabilitätsmechanismus und unter Berücksichtigung eines ebenen Wellenansatzes zur Findung von

Instabilitätskriterien, aus denen man ersehen kann, auf welchen Zeit- und Raumskalen die Wellen mit den größten Wachstumsraten auftreten. Die ersten Untersuchungen erfolgten dabei zunächst mit ganz einfachen Modellen, in denen analytische Vertikalprofile zonaler Grundströmungen vorgegeben waren (Charney, 1947 und Eady, 1949). Hieran konnte die Bedeutung der baroklinen Instabilität bei der Entwicklung von Störungen der zonalen atmosphärischen Zirkulation aufgezeigt werden. Eine Reihe von Untersuchungen zur baroklinen Instabilität (u.a. Robinson & McWilliams, 1974; Pedlosky, 1979) erfolgten auch für den Ozean. Eine neuere Arbeit (Kang, Price & Magaard 1982) schließt die Möglichkeit nichtzonaler Grundströmungen ein. Mit einem "two-level" Modell konnten Wellenzahlbereiche instabiler Wellen bestimmt werden. Die Grundströmung erwies sich als instabil gegenüber Störungen, deren Längenskalen größer als der Rossbyradius sind. Gegenüber Störungen, die sich senkrecht zur Grundströmung ausbreiten, ist sie gänzlich stabil. Alle Untersuchungen basierten dabei auf dem homogenen Problem (4.1) für die Störungsgrößen, wodurch sämtliche Wellen, gegenüber denen die Grundströmungen instabil werden können, betrachtet wurden.

In dieser Arbeit soll das Problem mit einer nichthomogenen Randbedingung an der Meeresoberfläche (1.2) behandelt werden. Die Störungen werden demnach durch den Wind erzeugt. Die resonante Erzeugung erfolgt jedoch auf Raum- und Zeitskalen, die durch das Hintergrundfeld modifiziert sind. Zusätzlich können Partialwellen, die die Instabilitätsbedingungen erfüllen, Energie aus der verfügbaren potentiellen Energie des Hintergrundfeldes erhalten, so daß deren Amplituden mit der Zeit anwachsen würden. Da auch in diesem Kapitel wie in den vorangegangenen eine Lösung im Spektralbereich angegeben werden

soll, heißt das, daß die Wellen, die durch barokline Instabilität modifiziert werden, mit komplexen Frequenzen versehen sind. Solange die Anwachsrate groß gegenüber der Dämpfungszeit ist, wird das Niveau des Frequenzspektrums auf den Frequenzen, bei denen barokline Instabilität auftritt, höher sein als das für den linearen Fall. Ist allerdings die Dämpfungszeit kleiner als die Anwachsrate, enthält der entsprechende Frequenzbereich keine endlichen Energiewerte. Für den Fall sind mit diesem Modelltyp nur noch Aussagen über die Skalen der Instabilität möglich.

Anders als bei reinen Instabilitätsuntersuchungen ist die Möglichkeit von Instabilitäten im inhomogenen Fall durch die begrenzten Wellenzahl-Frequenzbänder im Windfeld eingeschränkt. Nur wenn Partialwellen, die die Instabilitätsbedingungen erfüllen, auch im Windfeld vorhanden sind, wobei es außerdem wichtig ist, ob diese im Ozean resonant oder nichtresonant erzeugt werden können, wird sich der Effekt der baroklinen Instabilität im Ozeanresponse bemerkbar machen.

4.2 Winderzeugte Rossbywellen unter Einfluß barotroper Grundströmungen

Am Spezialfall einer räumlich konstanten barotropen Grundströmung soll hier deren Effekt - die Dopplerverschiebung - auf die winderzeugten Rossbywellen untersucht werden. Gleichung (4.1) vereinfacht sich in diesem Fall zu:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_S \frac{\partial}{\partial x} + V_S \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\nabla_A^2 \psi' + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right) \right) + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = D \quad (4.2)$$

so daß im Spektralbereich gilt :

$$(i\omega - i\alpha U_s - i\eta V_s) \left(k^2 - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right) \right) + \beta i \alpha \psi' = D \quad (4.3)$$

Die Vertikalabhängigkeit soll, wie beim linearen Problem nach den vertikalen Eigenfunktionen entwickelt werden, so daß die Lösung für jede einzelne Mode getrennt betrachtet werden kann. Man erhält sie bei Berücksichtigung der Randbedingungen:

$$\begin{aligned} \omega^* \frac{\partial \psi'}{\partial z} &= -\frac{f_0^2}{N^2} \text{rot}_z \underline{E} & z=0 \\ \omega^* \frac{\partial \psi'}{\partial z} &= 0 & z=H \end{aligned}$$

$$\text{mit } \omega^* = (\omega - \alpha U_s - \eta V_s) \quad (4.4)$$

In Analogie zum im Kapitel 2 beschriebenen Lösungsweg resultiert die gleiche Form der Lösung wie für die linearen Rossbywellen, wenn ω durch ω^* ersetzt wird. So können bereits allein durch Betrachtung der Dispersionsrelation:

$$\omega_n = \frac{-\beta \alpha}{k^2 + f_0^2 \lambda_n^2} + \alpha U_s + \eta V_s \quad (4.5)$$

einige grundlegende Eigenschaften der durch die barotrope Grundströmung modifizierten Ozeanreaktion auf fluktuierende Windfelder erläutert werden. In Abbildung 04.1 ist (4.5) für den Spezialfall der 1. baroklinen Mode und $\eta = 0$ (zonale Wellenausbreitung) für zonale Grundströmungen unterschiedlicher Stärke und Richtungen dargestellt. Die Dispersionsrelation linearer Rossbywellen ($u = 0$) läßt nur Ausbreitung nach Westen zu. Deutlich sind Wellenzahlen erkennbar, bei denen die Frequenz ein Maximum erreicht (cut-off-Frequenz), kleinere Wellenzahlen entsprechen den langen Rossbywellen, größere den kurzen Rossbywellen. Verläuft die Grundströmung in die gleiche Richtung wie die Phasengeschwindigkeit linearer Rossbywellen, bleibt die

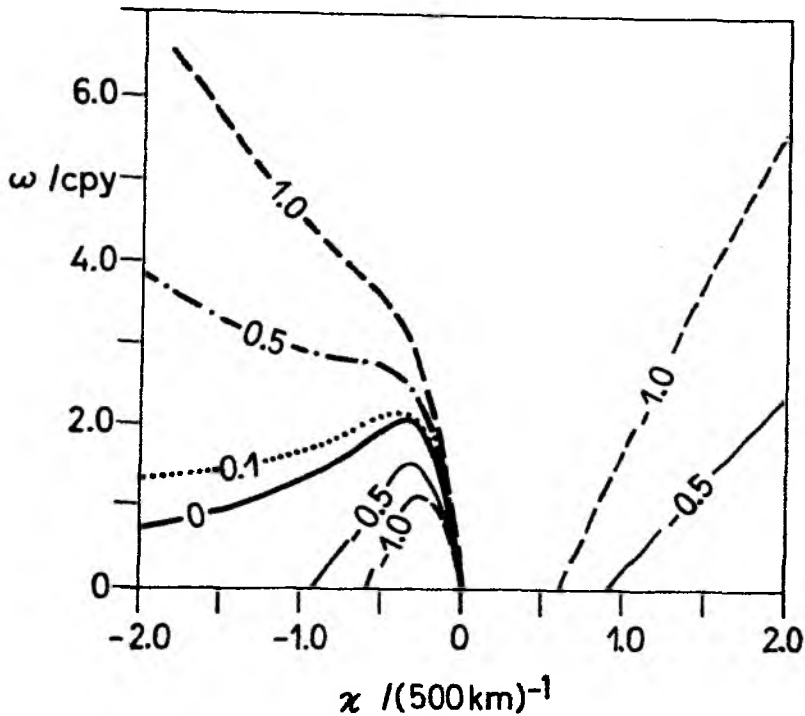


Abb.04.1 Dispersionsrelation der ersten baroklinen Mode für $\eta=0$ (gemäß Gleichung 4.5) in Abhängigkeit von der barotropen Grundströmung (in cm/s).

Phasenausbreitung der Wellen nach Westen bestehen. Die Phasengeschwindigkeit nimmt mit zunehmender Amplitude der Grundströmung ebenfalls zu. Bemerkenswert ist, daß für größere westliche Grundströmungen, die $\chi - \omega$ -Relation eindeutig wird. Damit ist verbunden, daß keine cut-off-Frequenz mehr existiert und somit auch keine "kurzen" Rossbywellen, wenn unter "kurzen" Rossbywellen Wellen mit einer Energieausbreitung nach Osten verstanden werden. Die in dem Fall stets nach Westen gerichtete Gruppengeschwindigkeit erreicht allerdings bei einer bestimmten Wellenzahl ein Minimum. Für ostwärtsgerichtete Grundströmungen wird das Frequenzmaximum zu kleineren Frequenzen verschoben. Für eine Wellenzahl, bei der die lineare Rossbywelle

eine entgegengesetzte gleichgroße Phasengeschwindigkeit wie die mittlere Geschwindigkeit hat, wird $\omega^* = 0$ (Schnittpunkt der Dispersionskurve mit der Abszisse). Resonante Erzeugung ist bei dieser Wellenzahl nur durch die stationäre Komponente des Windfeldes möglich. Für den Betrag nach größere Wellenzahlen als diese "kritische" Wellenzahl können nur noch Wellen resonant erzeugt werden, deren Phasen- und Gruppengeschwindigkeit nach Osten gerichtet ist.

Das Responseverhalten des Ozeans unter Einfluß barotroper Strömungen läßt sich am besten in der 2-dimensionalen Darstellung der Dispersionsrelation erkennen. Im Falle linearer Rossbywellen (Abb. 04.2a) ist resonante Erzeugung nur in der linken Hälfte der κ - η -Ebene möglich. Die Linie $\eta = 0$ entspricht $\omega = \omega^* = \sigma$. Die Linien gleicher Frequenz bilden die Resonanzkreise. Ihr Radius nimmt für größere Frequenzen ab, bis er bei der cut-off-Frequenz (in diesem Fall 2.1 cpy) zu Null wird. Unter Einfluß westwärtsgerichteter Grundströmungen werden die Resonanzkreise derart deformiert, daß nur noch für größere Frequenzen diese geschlossene Linien bilden (Abb. 04.2b). Die cut-off-Frequenz verschiebt sich außerdem zu größeren Frequenzen. Bereits bei einer westlichen Geschwindigkeit von 0.5 cm/s existieren keine Resonanzkreise mehr. Rossbywellen mit westlichen Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten beliebig großer Frequenzen und Wellenzahlen sind möglich. Wenn dennoch in den Frequenzspektren (Abb. 04.6) eine hochfrequente Begrenzung des energiereichen Bandes erkennbar ist, ist diese nur durch die Grenzen (κ_c, η_c) des Wellenzahlbandes bedingt. Unter Einfluß östlicher

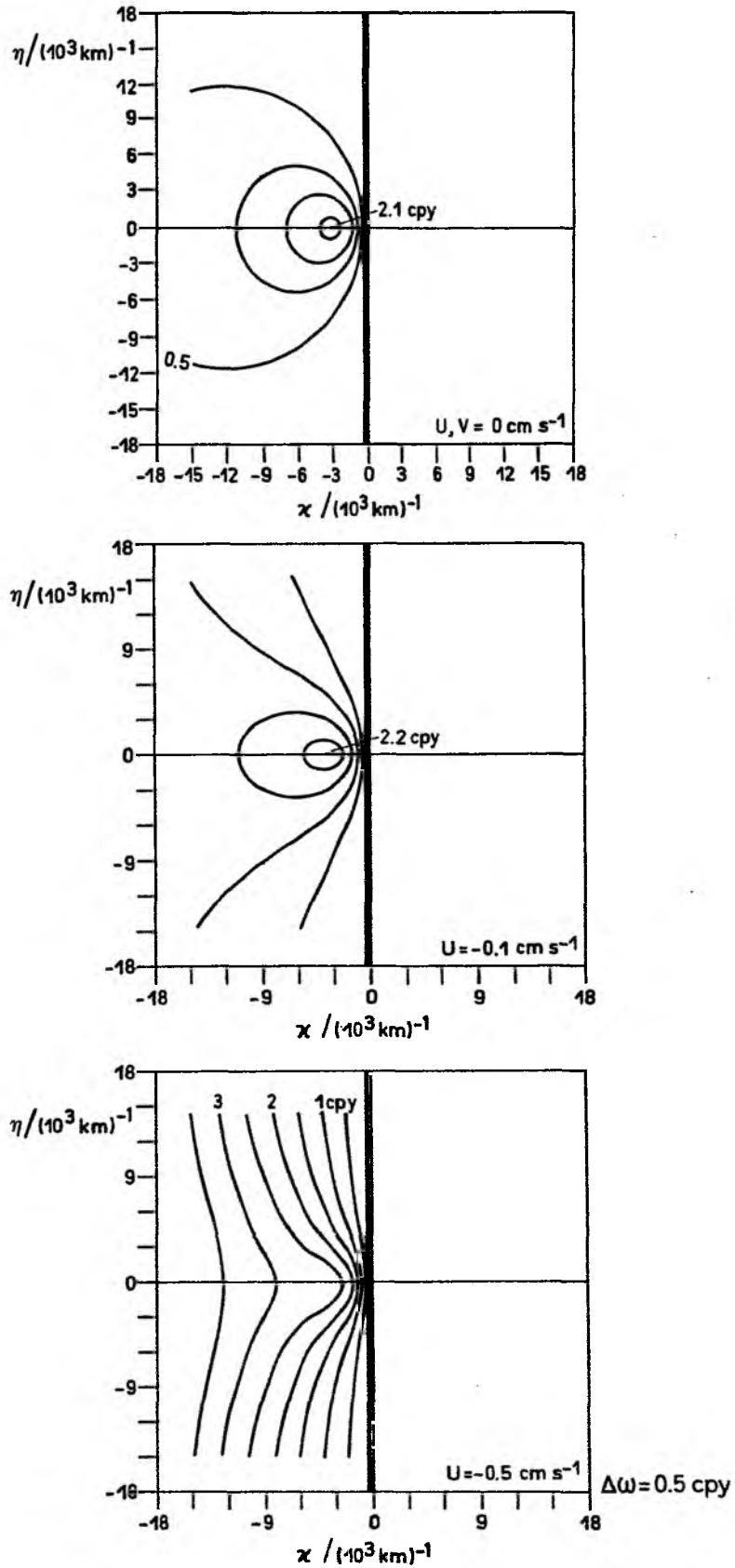


Abb.04.2 2-dimensionale Darstellung der Dispersionsrelation der ersten baroklinen Mode für unterschiedliche barotrope westwärtsgerichtete Grundströmungen unterschiedlicher Stärke.

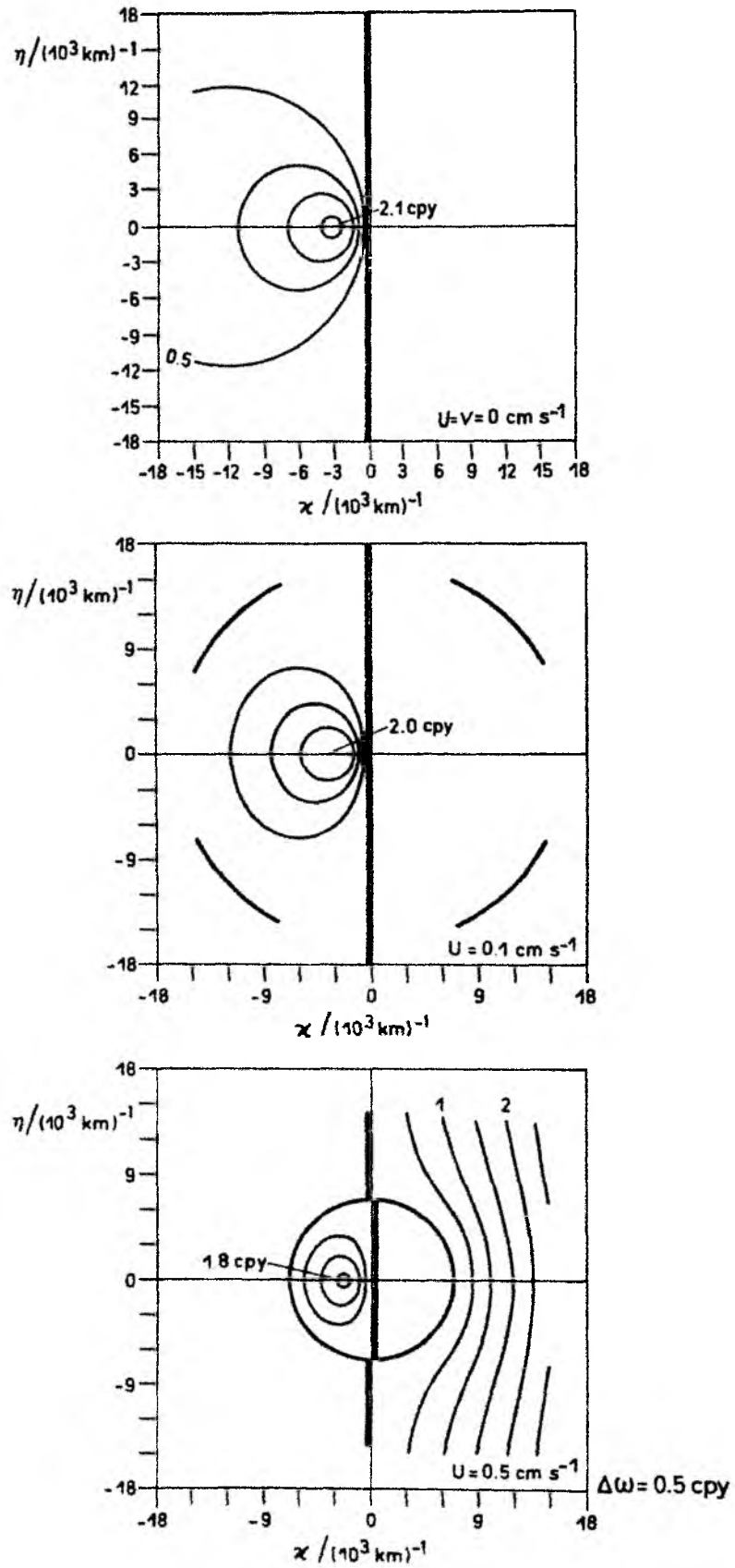


Abb.04.3 2-dimensionale Darstellung der Dispersionsrelation der ersten baroklinen Mode für unterschiedliche barotrope ostwärtsgerichtete Grundströmungen unterschiedlicher Stärke.

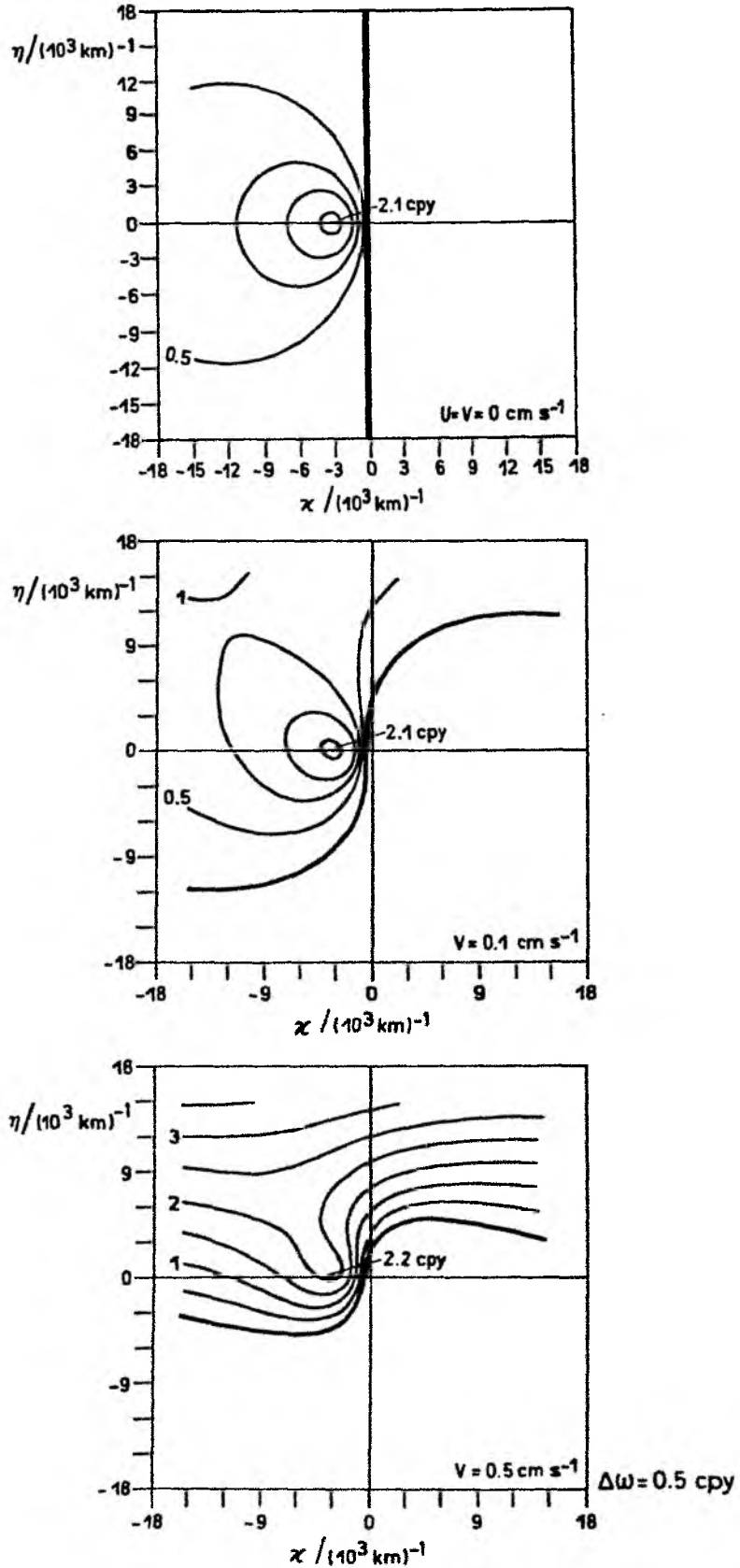


Abb.04.4 2-dimensionale Darstellung der Dispersionsrelation der ersten baroklinen Mode für unterschiedliche barotrope norwärtsgerichtete Grundströmungen unterschiedlicher Stärke.

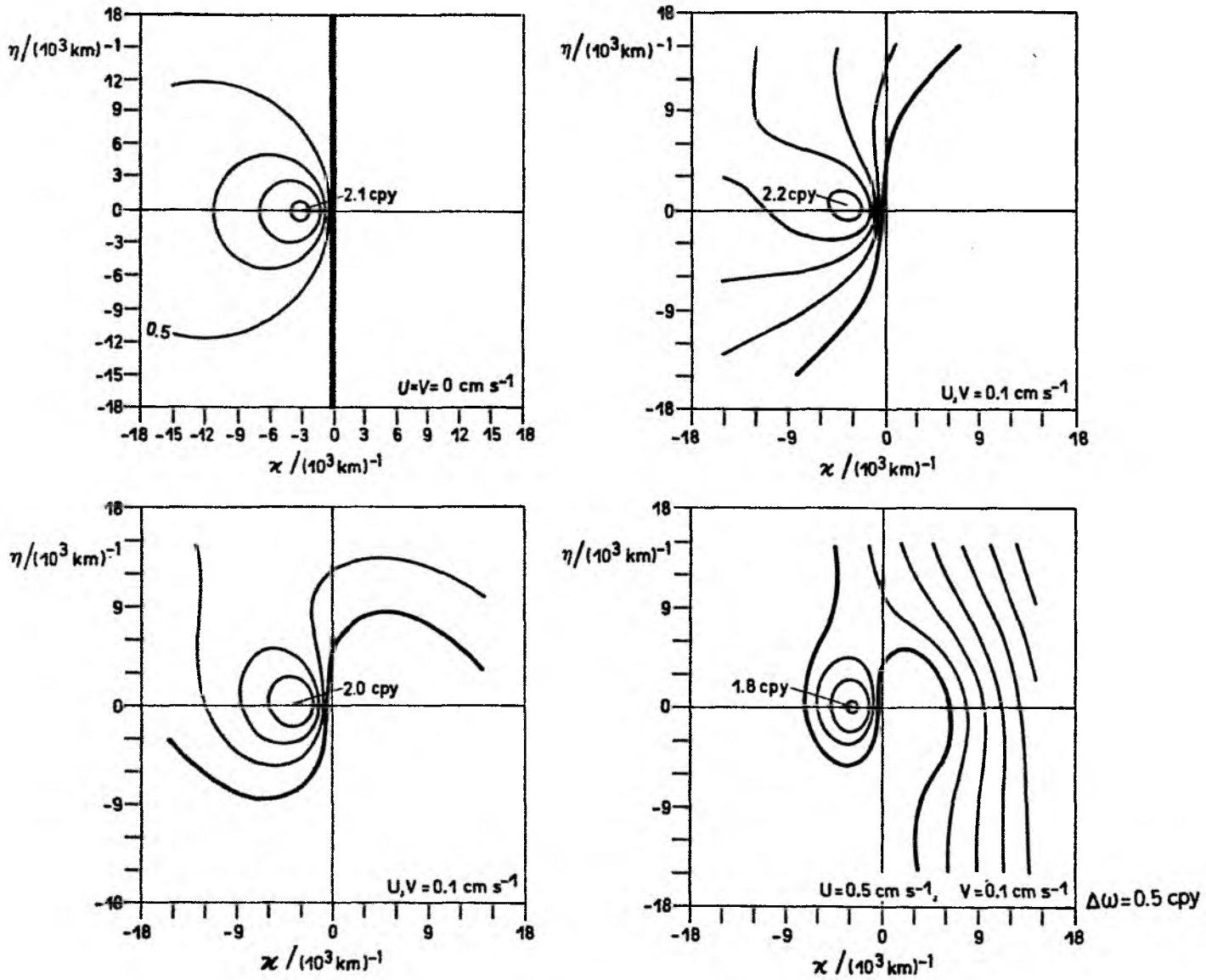


Abb.04.5 2-dimensionale Darstellung der Dispersionsrelation der ersten baroklinen Mode für barotrope Grundströmungen unterschiedlicher Stärke.

Grundströmungen nimmt der Radius der Resonanzkreise ab, und die cut-off-Frequenz wird zu niedrigen Frequenzen hin verschoben (Abb.04.3b). Da auf großen Wellenzahlen keine Energie im Windfeld vorhanden ist, macht sich der Einfluß östlicher Grundströmungen mit geringen Geschwindigkeitswerten vorwiegend in einer Verschiebung der "cut-off"-Frequenz zu kleineren Frequenzen bemerkbar. Für große ostwärtsgerichtete Grundströmungen ist der resonante Bereich im negativen κ -Bereich stark reduziert, dann können auch Wellen mit ostwärtiger Phasenausbreitung durch das Windfeld hervorgerufen werden. Generell existiert dann keine obere Grenze der Frequenz mehr. Auch in diesem Fall sind die Bandgrenzen im Frequenzbereich (Abb. 4.6) nur durch das Wellenzahlband im Windfeld bestimmt. Der Einfluß meridionaler Grundströmungen zeigt sich in Abbildung 04.4, in der die Veränderung des Responseverhaltens unter Einfluß einer nordwärtsgerichteten Grundströmung dargestellt ist. Für eine südliche Grundströmung würde allerdings die gleiche Veränderung resultieren, nur daß der resonante Bereich an der κ -Achse gespiegelt wäre. Es zeigt sich, daß auch unter Einfluß meridionaler Grundströmungen das für lineare Rossbywellen typische Responseverhalten - die Resonanzkreise - nicht mehr vorhanden ist. Unter Einfluß meridionaler Strömungen geht zusätzlich jegliche Symmetrie des Responseverhaltens verloren. Das Responseverhalten barokliner Rossbywellen, die durch meridionale und zonale Grundströmungen modifiziert sind, enthält die Eigenschaften der oben einzeln diskutierten Modifikationen. Einige Eigenschaften der windbedingten Ozeanreaktion, die durch Grundströmungen modifiziert ist, können Betrachtungen der Dispersionsrelation erklären, da der größte Energiebeitrag aus den resonant erzeugten Wellen resultiert. Nur unter Berücksichtigung der Skalenselektivität der Reibung und den

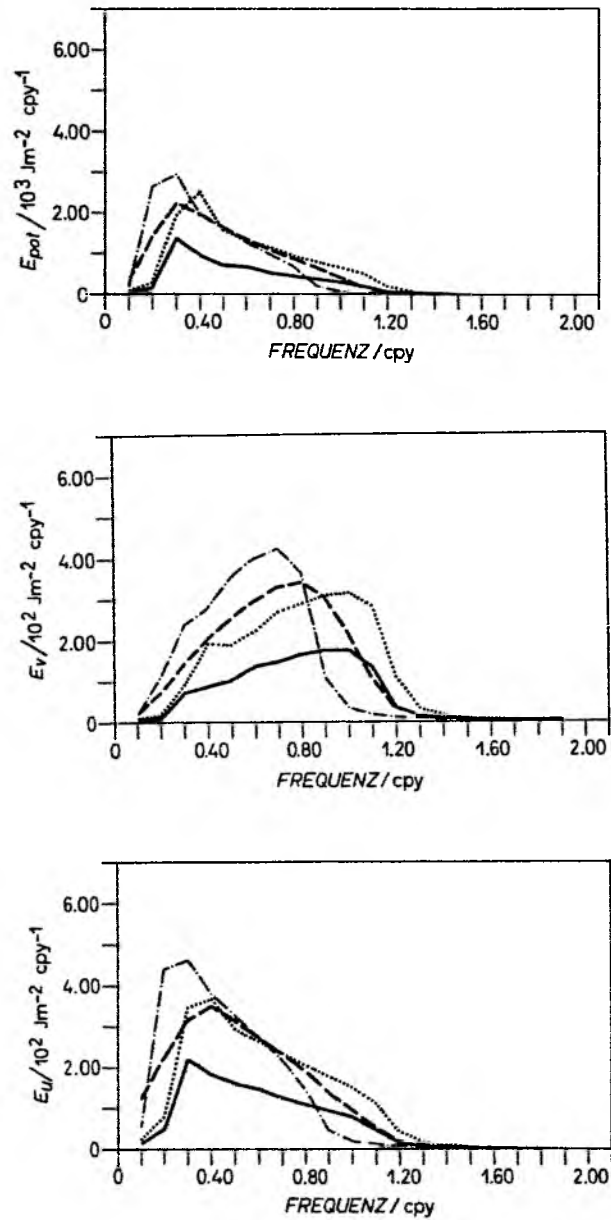


Abb.04.6 Frequenzspektren der meridionalen und zonalen Geschwindigkeitskomponente sowie der potentiellen Energie für ein Wellenzahlband von $\kappa = \eta = 2\pi/5000\text{km} - 2\pi/1000\text{km}$ unter Einfluß barotroper Grundströmungen von:

- durchgezogene Linie : $U = V = 0 \text{ cm/s}$
- gestrichelte Linie : $U = 0.5 \text{ cm/s}, V = 0 \text{ cm/s}$
- gepunktete Linie : $U = -0.5 \text{ cm/s}, V = 0 \text{ cm/s}$
- Linie mit Strichen und Punkten: $U = 0 \text{ cm/s}, V = 0.5 \text{ cm/s}$

Grenzen des Wellenzahlbandes des Windfeldes kann sich ein vollständiges Bild von Grundströmungen modifizierten Ozeanreaktion ergeben, daher wurden die Frequenzspektren der niederfrequenten Ozeanreaktion unter Einfluß drei verschiedener Grundströmungen berechnet. Es konnten die anhand der Betrachtung der Dispersionsrelation gewonnenen Erkenntnisse verifiziert werden. Es zeigt sich außerdem, daß die Energie größer ist als die, die im linearen Modell bei sonst gleichen Parametern erzeugt wurde. Dies liegt daran, daß die resonante Erzeugung auf kleineren Wellenzahlen erfolgt, auf denen die Reibung weniger wirksam ist. Ebenso wird deutlich, daß die Grenzen des resonanterzeugten Bereiches vorwiegend durch die Skalen des Windfeldes bestimmt sind. Hervorzuheben ist allerdings, daß sich trotz der unterschiedlichen Formen der Spektren dies nicht in der spektralen Verteilung des Verhältnisses $EPOT/EKIN$ niederschlägt. Ebenso bleibt die Verteilung der kinetischen Energie auf die meridionale und zonale Geschwindigkeitskomponente erhalten.

Es sei hier jedoch noch kurz auf einen besonderen Effekt der Dopplerverschiebung durch barotrope Grundströmungen hingewiesen. Für den Fall, daß die Phasengeschwindigkeit der Störungen mit der Richtung und der Amplitude der Grundströmungen übereinstimmt, erscheint das Windfeld für einen mit der Grundströmung mitgeführten Beobachter stationär ($\omega^* = 0$). Daher erhalten Rossbywellen mit einer solchen Phasengeschwindigkeit relativ hohe Amplituden, wie sie im linearen Fall bei $\omega = 0$ resultieren würden. Dieser Effekt spielt allerdings für winderzeugte Rossbywellen unter Einfluß barotroper Grundströmungen nur auf sehr kleinen Frequenzen (für $\alpha_c = \eta_c = 2\pi/1000$ km und $U = 0.5$ cm/s : 0.06 cpy) eine Rolle.

4.3 Winderzeugte barokline Rossbywellen unter Einfluß gescherter Grundströmungen

Der Einfluß gescherter Grundströmungen auf winderzeugte Wellen kann sich zum einen in einer Dopplerverschiebung zeigen (s. Kapitel 4.2); zum anderen kann die Grundströmung bei Erfüllung gewisser notwendiger Bedingungen gegenüber Wellen bestimmter Wellenlängen instabil werden und so durch einen Energietransfer von der mittleren Strömung in die Wellen diese verstärken. Notwendige Bedingungen sind vielfach Bedingungen an die Gradienten (insbesondere nordwärtige Gradienten) der potentiellen Vorticity des Umgebungsfeldes (effektives β). Die Instabilitätsbedingung für zonale Grundströmungen (Charney & Stern, 1962) läßt sich auf den Fall nichtzonaler Grundströmungen erweitern, wobei die Ableitung analog zu der für zonale Grundströmungen erfolgt (s. z.B. Gill, 1962). Sie besagt, daß barokline Instabilität nur dann auftreten kann, wenn:

$$\left. \frac{\frac{\partial U_s}{\partial z} + \frac{\eta}{\kappa} \frac{\partial V_s}{\partial z}}{N^2} \right|_{z=0} - \left. \frac{\left(\frac{\partial U_s}{\partial z} + \frac{\eta}{\kappa} \frac{\partial V_s}{\partial z} \right)}{N^2} \right|_{z=H}$$

negativ ist, oder aber der effektive β -Term: (4.6)

$$\beta_{\text{eff}} = \left(\beta - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial U_s}{\partial z} \right) - \frac{\eta}{\kappa} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial V_s}{\partial z} \right) \right)$$

irgendwo in der betrachteten Wassersäule eine Vorzeichenumkehr aufweist. Während diese Bedingung im Fall zentraler Grundströmungen keine weiteren Anforderungen an die Skalen der Wellen beinhaltet, ergibt sich bei nichtparallelen Strömungen durch die Wellenzahlabhängigkeit der Bedingung die

Möglichkeit, daß stets Wellenzahlkombinationen α, η gefunden werden können, die diese Bedingung erfüllen. Besonders kleine meridionale Skalen und besonders große zonale Skalen der Störungen würden demnach auch bei sehr kleinen Geschwindigkeitswerten bzw. sehr geringen Scherungen zur baroklinen Instabilität nichtzonaler Grundströmungen führen.

Kang, Price und Magaard (1982) konnten jedoch zeigen, daß Grundströmungen nur gegenüber quasigeostrophischen Störungen mit Horizontalskalen größer als der Rossbyradius instabil werden können. Im Fall zonaler Grundströmungen existiert jedoch zusätzlich - abhängig von der Schichtung, der Amplitude der Störung und der Scherung - eine obere Grenze der Skalen instabiler Wellen.

Demgegenüber kann eine meridionale Grundströmung gegenüber jeder rein meridionalen ($\alpha = 0$) Störung instabil werden, wenn ihre Skala nur größer als der Rossbyradius ist.

Dies ist eine bemerkenswerte Tatsache, insbesondere, da sie unabhängig von der Amplitude der meridionalen Grundströmung gilt. Zonale Grundströmungen dagegen müssen einen Grenzwert überschreiten, der für ostwärtsgerichtete Grundströmungen bei typischen Schichtungsverhältnissen (größere Dichteunterschiede in einer oberflächennahen Schicht als in größeren Tiefen) einen größeren Wert hat als für westwärtsgerichtete, da sich für Ostströmungen nur der Term $\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$ als destabilisierend erweist, während $-2 \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial N}{\partial z} \frac{\partial U}{\partial z}$ diesem entgegenwirkt.

Nach Kang et al. (1982) muß die Differenz zwischen den Geschwindigkeitswerten im oberen Ozeanbereich und im Tiefenbereich für ostwärtsgerichtete

Strömungen mindestens 13cm/s und für westwärtige 3cm/s betragen. In den Sverdrupregimen der Ozeane kann nicht von mittleren ostwärtsgerichteten Strömungen dieser Amplituden ausgegangen werden. Dort ist die Existenz einer nordwärtigen (bzw. südwärtigen) Komponente von entscheidender Bedeutung für die Instabilität.

Mehrere neuere Untersuchungen widmeten sich der Entstehung von Wirbeln durch barokline und barotrope Instabilität in der Nähe östlicher Berandungen. So entwickelten Ikeda, Mysak & Emery (1984) in Erweiterung eines linearisierten quasigeostrophischen Modells des Kalifornienstroms, das die Möglichkeit des Anwachsens von Anfangsstörungen durch barokline Instabilität und damit zur Mäanderbildung offenbarte, ein nichtlineares Modell, mit dem sich die in Satellitenmessungen beobachteten Wirbel und ihre Abspaltung von der Grundströmung gut simulieren ließ. Als Quelle der Anfangsstörungen wird die Entstehung durch Wechselwirkung der Bodentopographie mit der mittleren Strömung vermutet, da die Bodentopographie sich auf den Skalen der beobachteten Anfangsstörungen ändert (Ikeda & Emery, 1984). Die Anfangsstörungen wachsen dann durch barokline Instabilität an, was durch einen im Frühjahr existierenden, zur Oberflächenströmung entgegengesetzt verlaufenden Unterstrom, bedingt ist. Durch nichtlineare Welle-Welle-Wechselwirkung werden die dominanten Skalen der Mäander länger, und es kommt zusätzlich zum Abspalten von Wirbeln. Die Entstehung der Wirbel ist jedoch an den Jahreszyklus gebunden, da nur im Frühjahr und Sommer das Strömungssystem existiert, das - bestehend aus der Oberflächenströmung, entgegengesetztem Unterstrom und Tiefenstrom - mit geringen Geschwindigkeitswerten die Voraussetzung für die barokline Instabilität bildet.

Den Nordostatlantik betreffend, widmeten sich die Untersuchungen verschiedener Arbeitsgruppen dem Azorenstrom. Die Existenz dieses schmalen mäandrierenden Strombandes, das als möglicher Zweig des Golfstroms und als die nördliche Begrenzung des Subtropenwirbels angesehen werden kann, konnte in einer Reihe von Feldexperimenten und durch Satellitenfernerkundung bestätigt werden (Käse & Siedler, 1982; Käse et al., 1985; Gould, 1985; Hardtke, 1985, persönliche Mitteilung). In numerischen Modelluntersuchungen (Kielmann & Käse, 1986), in denen ein schmales mäandrierendes Stromband als Anfangszustand vorgegeben wurde, konnte gezeigt werden, daß Wirbel mit Durchmessern von 50 km bevorzugt erzeugt werden. Dieses ist in Übereinstimmung mit einem Feldexperiment (Käse et al., 1985: Poseidonreise 86/2), in dem sich neben einem großskaligen Mäander zusätzlich starke Wirbelaktivität auf Skalen um 50 km zeigte. In Satelliteninfrarotmessungen wird allerdings deutlich, daß die geographische Lage der Azorenfront von Jahr zu Jahr variiert (Hardtke, 1985, persönliche Mitteilung). Ferner zeigen Karten der Anomalien vom Geopotential, die aus historischen XBT-Daten gewonnen wurden (Siedler, Emery & Zenk, 1985), zwar frontale Strukturen, doch verändert sich ihre geographische Lage ebenfalls mit dem Jahreszyklus. In den Zeitreihen der Geschwindigkeitskomponenten, die an der Verankerung NEADS-1 (bei 33°N und 22°W) gewonnen wurden (welche nach Siedler et al., 1985, in manchen Jahren von dem Azorenstrom tangiert wird), zeichnet sich frühestens nach 3 Jahren ein annähernd stationärer Mittelwert ab (T.J. Müller, 1985, persönliche Mitteilung).

So ist in den langzeitlichen Mitteln diese Region durch ein breites Band geringer Strömungen gekennzeichnet. Aus diesem Grund werden im folgenden

geostrophische Grundströmungen aus der Analyse historischer Daten (Stramma, 1984) mit einer typischen meridionalen Skala $> 300\text{km}$ berücksichtigt. Daher kann das Instabilitätsproblem mit nur tiefenabhängiger Strömung behandelt werden (Gleichung 4.1). Das dadurch beschriebene Problem ist allerdings nur für spezielle Fälle analytisch lösbar. Für beliebige Verteilungen $N^2(z)$ und $U(z)$, $V(z)$ können Ergebnisse nur über numerische Lösungsverfahren ermittelt werden. Die Gleichung 4.1 wird zu diesem Zweck bezüglich z diskretisiert und die Differentiale durch Differenzen approximiert. Ähnlich, wie es für den Fall interner Wellen (Krauß, 1967) angewendet wurde, kann auch hier die Lösung der resultierenden Matrixgleichung mit Hilfe eines impliziten Verfahrens nach Lindzen & Kuo (1966) gewonnen werden.

Wie bereits erwähnt (Kapitel 2.1), bewirkt vertikaler Impulsaustausch allein keine Dämpfung der barotropen Komponente, so daß zusätzlich horizontaler Impulsaustausch mit $A_H = 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ mit einbezogen wurde.

Der Einfluß von Grundströmungen auf die winderzeugte barokline Ozeanreaktion soll am Beispiel der bei NEADS-1-Verankerung vorherrschenden stationären Strömung verdeutlicht werden. Analysen historischer Datensätze (Stramma, 1984) liefern für diese Region eine schwache Süd-Ost-gerichtete mittlere Strömung, deren Amplituden an der Oberfläche kaum den Wert 2cm/s überschreiten (Abbildung 04.7). Die zonale Komponente (gestrichelte Linie) ändert sich stärker mit der Tiefe als die meridionale Geschwindigkeitskomponente (durchgezogene Linie). In 750m zeigt sich eine schwache Unterströmung, die der Oberflächen- und Tiefenströmung entgegengerichtet ist. Um die unterschiedlichen Effekte gescherter Grundströmungen besser

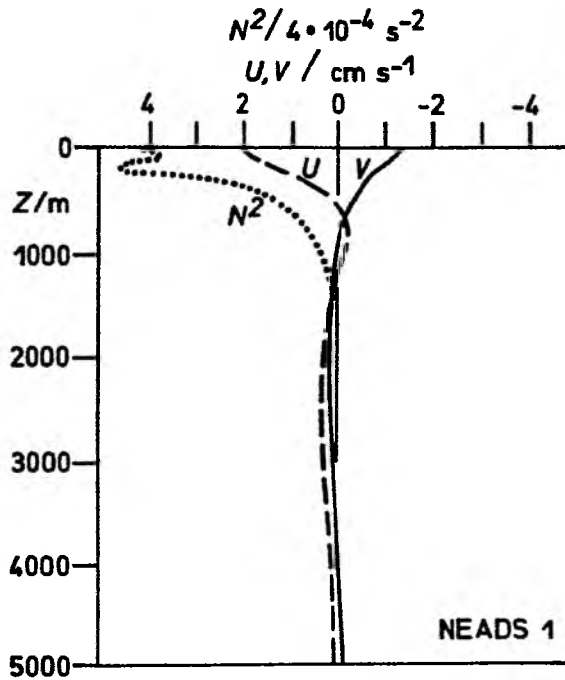
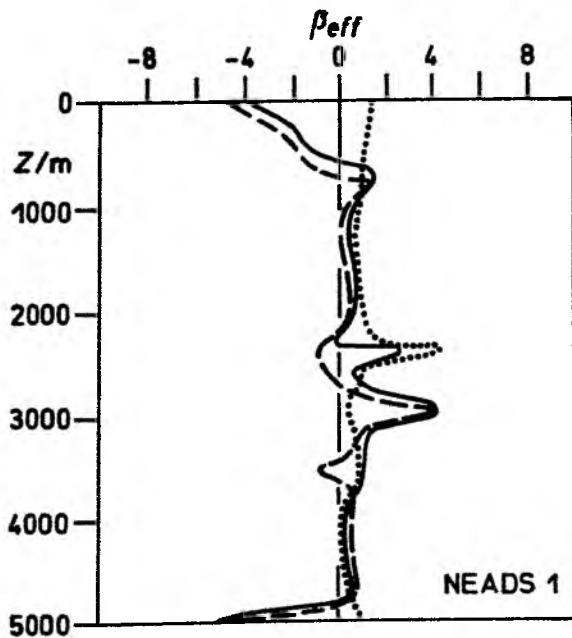


Abb.04.7 Vertikalprofil der zonalen (gestrichelte Linie) und meridionalen Geschwindigkeitskomponente (durchgezogene Linie) der mittleren Strömung bei der NEADS-1-Verankerung (nach Stramma, 1984) sowie die Brunt-Väisälä-Frequenz (gepunktete Linie).



$$\dots : \left(\beta - \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial U}{\partial z} \right) / \beta$$

$$\frac{b}{\alpha} = 4$$

$$\dots : \left(\beta - 4 \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial V}{\partial z} \right) / \beta$$

$$\dots : \left(\beta - \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial U}{\partial z} - 4 \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial V}{\partial z} \right) / \beta$$

Abb.04.8 Vertikalabhängigkeit des normierten β_{eff} (Gl. 4.6)

veranschaulichen zu können, wurde die Ozeanreaktion unter Berücksichtigung jeweils einer einzelnen Geschwindigkeitskomponente (Fall B,C), für die bei NEADS-1 vorherrschende mittlere Strömung (Fall D) und zu Vergleichszwecken die Ozeanreaktion ohne Grundströmung (Fall A) berechnet.

Fall B:

Die zonale Komponente der beobachteten Strömung allein kann nicht gegenüber quasigeostrophischen Störungen instabil werden, da gemäß der Instabilitätsbedingung (4.6) weder die Randwerte noch der effektive β -Term (gepunktete Linie in Abbildung 04.8), in irgendeiner Tiefe einen negativen Wert annimmt. Die Dopplerverschiebung prägt daher im Fall B die winderzeugten Wellen. Das Vertikalprofil der winderzeugten ozeanischen Reaktion (am Beispiel der rms-Geschwindigkeitswerte; Abbildung 04.9 B) zeigt daher auch keine Unterschiede zwischen der zonalen und der meridionalen Geschwindigkeitskomponente. Allerdings ist das Strömungsminimum für den Fall B in einer geringeren Tiefe aufzufinden als im Fall A (vergl. Abbildung 04.9 A u. B). Dies liegt daran, daß durch die Dopplerverschiebung Partialwellen mit Vertikalskalen, die einer 2. baroklinen Mode entsprächen und im Fall B nur auf Frequenzen 0.1 cpy möglich sind und somit nicht mehr in der hier berechneten ozeanischen Reaktion enthalten sind. Ein weiterer Effekt, der sich durch Beeinflussung der Wellen durch die zonale Komponente der Grundströmung ergibt, zeigt sich in den relativ zu Fall A verstärkten Amplituden an der Oberfläche. Diese sind eine Folge der Verstärkung von Wellen mit kritischer Phasenausbreitung (s. Kapitel 4.2) und werden vorwiegend für Partialwellen mit Frequenzen kleiner 0.28 cpy hervorgerufen. Dieser Effekt zeigt sich u. a. in dem Verhältnis EPOT/EKIN (Abbildung 04.14 B), das in dem Frequenz-

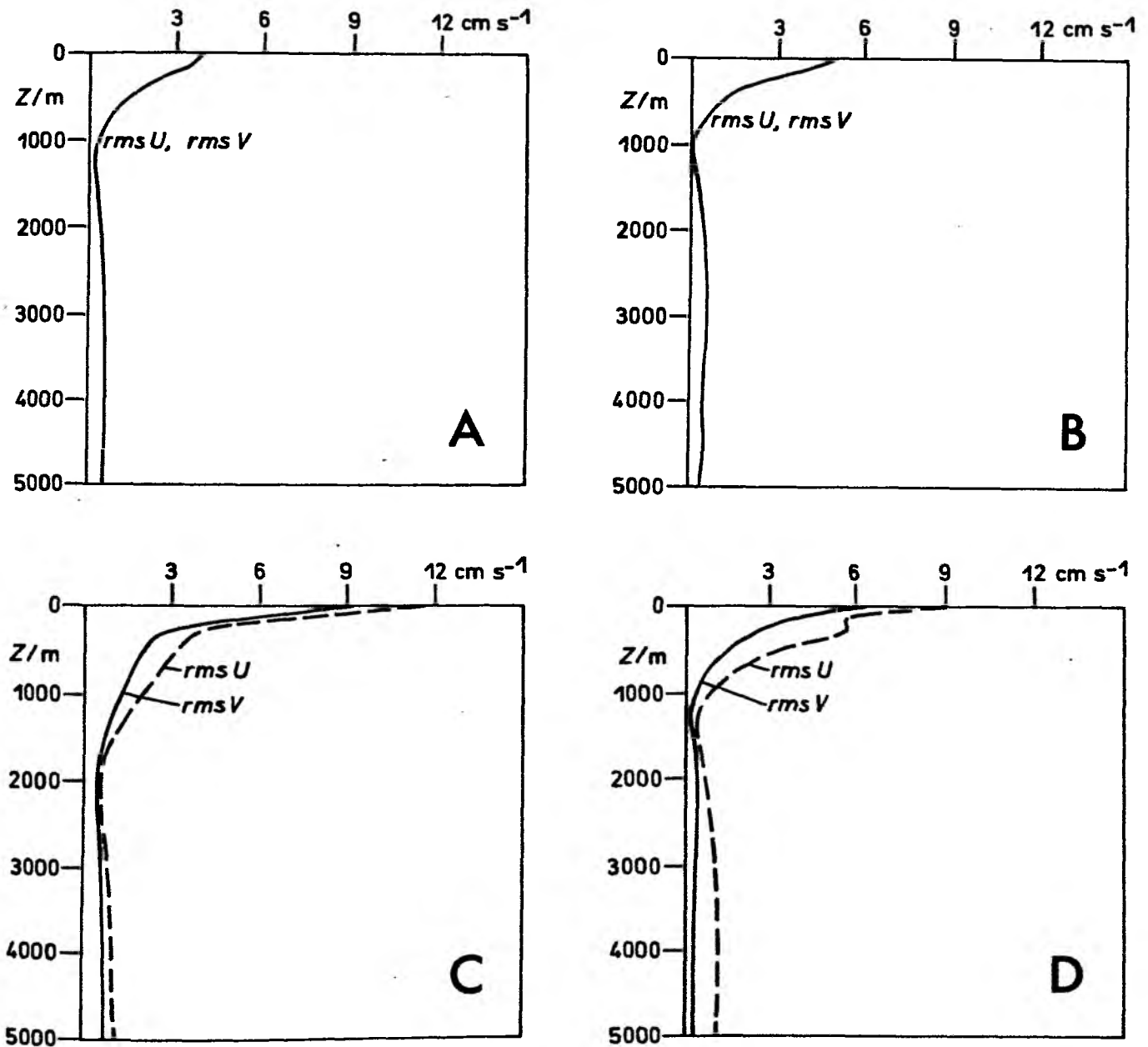


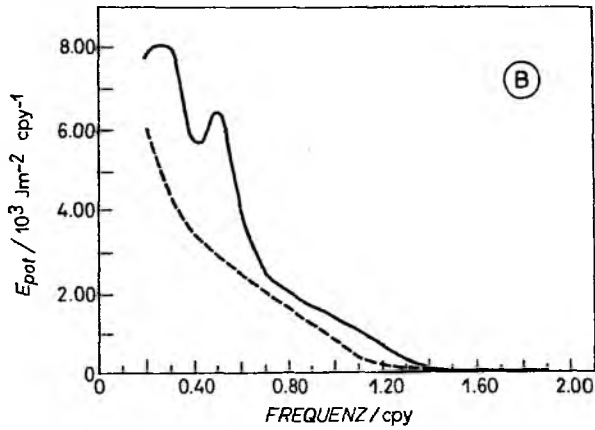
Abb.04.9 Vertikalprofil der rms-Geschwindigkeitswerte der Rossbywellen
A: im linearen Fall,
B: unter Einfluß der zonalen Komponente der mittleren Grundströmung bei NEADS-1,
C: unter Einfluß der meridionalen Komponente der mittleren Grundströmung bei NEADS-1,
D: unter der bei NEADS-1 gemessenen mittleren Strömung.

bereich Werte bis >120 annimmt. Ebenso wird der "Peak" im niederfrequenten Bereich der tiefenintegrierten Spektren (Abbildung 04.10) hierdurch hervorgerufen. Der zweite "Peak" um 0.5 cpy kommt durch Dopplerverschiebung des resonanten Bereiches zustande. Die generell etwas höheren Energiewerte als im Fall A sind durch die Skalenselektivität der Reibung bedingt (s. Kapitel 4.2).

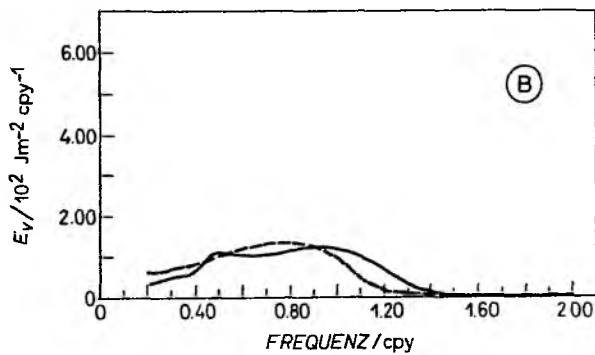
Fall C:

Im Fall C wird die ozeanische Reaktion zusätzlich zur Dopplerverschiebung durch Wellen mit bestimmt, gegenüber denen die meridionale Grundströmung instabil wird. Die zonale Skala der Wellen muß allerdings mindestens 4 mal so groß sein wie die meridionale Skala, damit β eine Vorzeichenumkehr in der Wassersäule aufweist (vergl. Abbildung 04.8 gestrichelte Linie). Daher wird durch barokline Instabilität meridionaler Grundströmungen vorwiegend die zonale Geschwindigkeitskomponente der Wellen verstärkt. Deutlich wird dies in den Vertikalprofilen der rms-Geschwindigkeitswerten der Wellen (Abbildung 04.9 C). Ebenfalls zeigt sich an dieser Abbildung, daß es genau wie im Fall B auch für den Fall C zu einer Verstärkung der Amplituden und der Scherung in Oberflächennähe kommt. Unterhalb 100m wird die Scherung schwächer; die Amplituden, vor allem die der zonalen Geschwindigkeitskomponente, sind durch Prozesse der baroklinen Instabilität verstärkt. Das Strömungsminimum liegt nun ca. 750 m unter dem des Falls A. Der größte Teil der Wellenenergie insbesondere der kinetischen Energie der zonalen Geschwindigkeitskomponente ist im Fall C in einem schmalen Frequenz-Wellenzahlband konzentriert (s. Abbildung 04.11). Die tiefenintegrierten

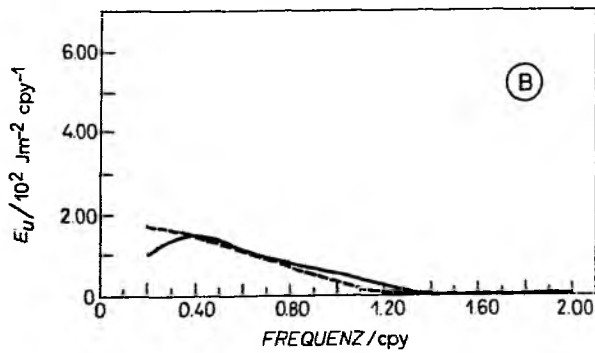
Abb.04.10



Spektrum der potentiellen Energie unter Einfluß der zonalen Komponente der Grundströmung bei NEADS-1 (durchgezogene Linie) und für den linearen Fall A (gestrichelte Linie).



Spektrum der meridionalen Geschwindigkeitskomponente unter Einfluß der zonalen Komponente der Grundströmung bei NEADS-1 (durchgezogene Linie) und für den linearen Fall A (gestrichelte Linie)

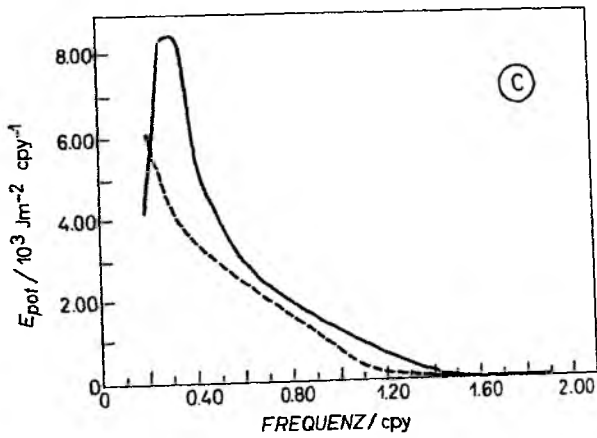


Spektrum der zonalen Geschwindigkeitskomponente unter Einfluß der zonalen Grundströmung bei NEADS-1 (durchgezogene Linie) und für den linearen Fall A (gestrichelte Linie)

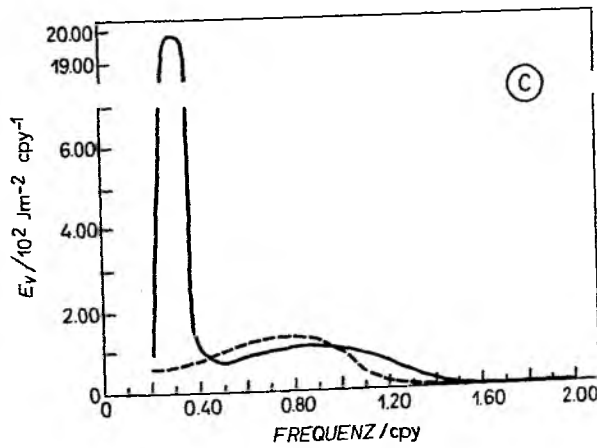
Spektren zeigen deutlich einen "Peak" im niederfrequenten Bereich ($0.3 \text{ cpy} = 2.8 \text{ Jahre}$), der für die zonale Geschwindigkeitskomponente mit einer 40 mal so hohen Amplitude wie der übrige resonante Response ausgeprägt ist. Der Anteil der potentiellen Energie an der Gesamtenergie ist für diese Frequenzen stark reduziert (Abbildung 04.14 C). Die Verstärkung der zonalen Geschwindigkeitskomponente durch die barokline Instabilität zeigt sich auch darin, daß EV/EU bei 0.3 cpy (Abbildung 04.15 C) sehr geringe Werte annimmt, bei 1 cpy werden allerdings wieder Werte um 2 erreicht.

Eine Ursache für das schmale Frequenzband läßt sich auch hier in dem begrenzten Wellenzahlband der Windschubspannungsrotation sehen. Abschätzungen des Wellenzahlbereiches instabiler Wellen (nach Kang et al 1982) zeigen (Abbildung 04.12), daß die maximale Anwachsrate mit $0.9 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ eine Welle mit Wellenzahlen $\eta = 2\pi / 414 \text{ km}$ und $\alpha = 0$ erhält. Diese Partialwelle kann keinen Beitrag zu der hier berechneten Ozeanreaktion liefern, da das berücksichtigte Windfeld nur auf Wellenzahlen bis $\eta = 2\pi / 1000 \text{ km}$ Beiträge gibt. Dennoch sind auch einige der winderzeugten Wellen durch die barokline Instabilität beeinflusst. Die größten Anwachsrate erhalten dabei Wellen, die durch die kleinsten meridionalen und größten zonalen Skalen des Windfeldes angeregt werden, so daß sich wieder einmal zeigt, welche große Rolle die obere Grenze des Wellenzahlbandes der Windschubspannungsrotation für die baroklinen Rossbywellen spielt. Der Frequenzbereich, dem diese Wellenzahlen entsprechen, liegt abhängig von der größten Wellenzahl des Windfeldes zwischen 0.3 cpy (entspricht Bandgrenze von $2\pi / 1000 \text{ km}$) und 0.6 cpy ($2\pi / 500 \text{ km}$). Die

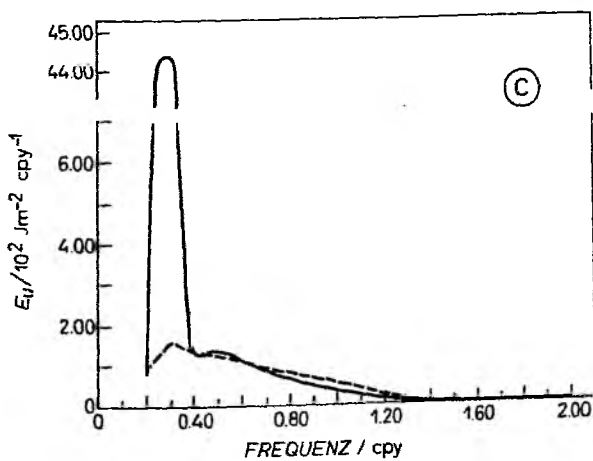
Abb.04.11



Spektrum der potentiellen Energie unter Einfluß der meridionalen Komponente der Grundströmung bei NEADS-1 (durchgezogene Linie) und für den linearen Fall A (gestrichelte Linie).



Spektrum der meridionalen Geschwindigkeitskomponente unter Einfluß der meridionalen Komponente der Grundströmung bei NEADS-1 (durchgezogene Linie) und für den linearen Fall A (gestrichelte Linie).



Spektrum der zonalen Geschwindigkeitskomponente unter Einfluß der meridionalen Grundströmung bei NEADS-1 (durchgezogene Linie) und für den linearen Fall A (gestrichelte Linie).

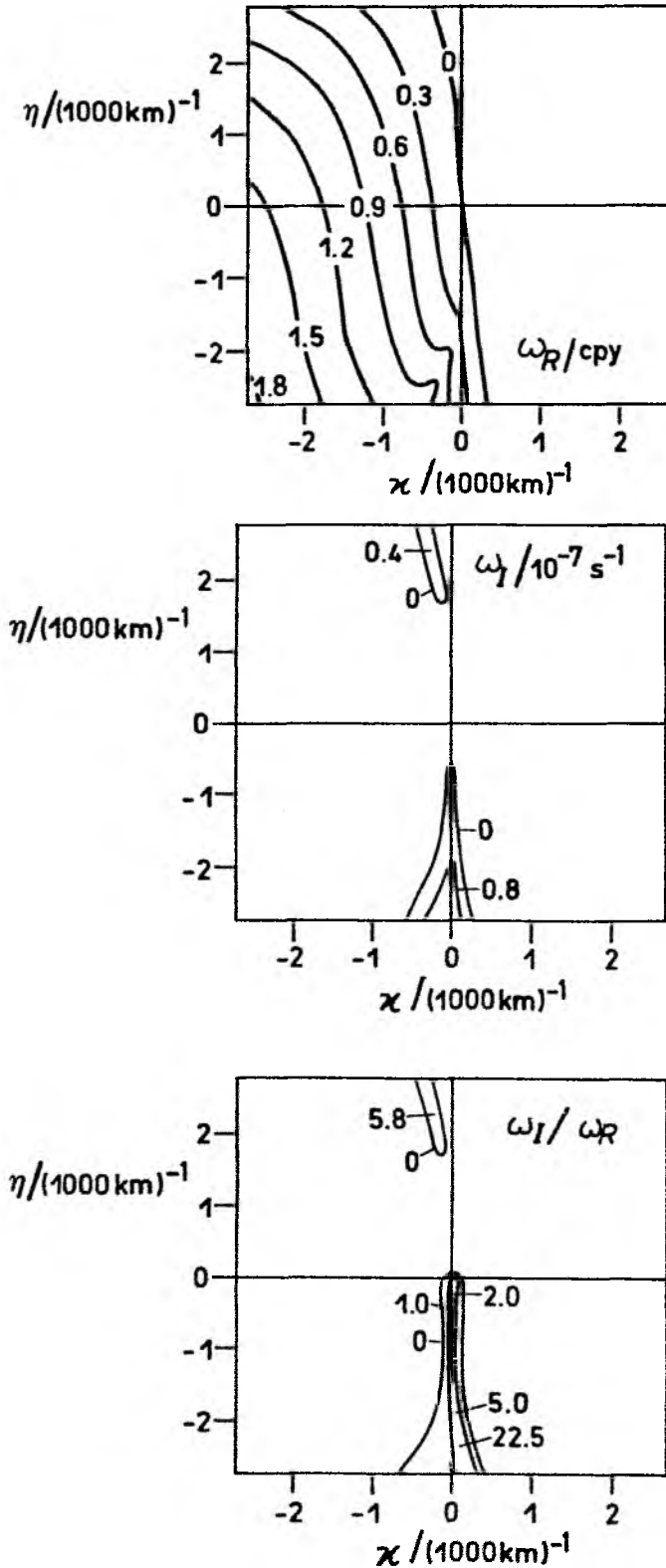


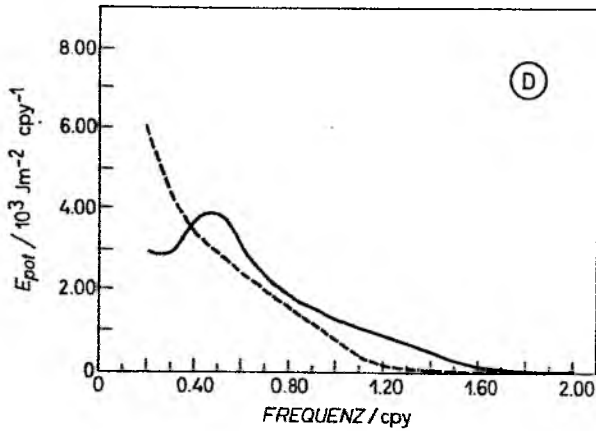
Abb.04.12 Realteil (a), Imaginärteil (b) und das Verhältnis von Realteil zum Imaginärteil (c) der resonanten Frequenz, wie sie nach der von Kang et al. 1982 mit einem "two-level" abgeleiteten Formel resultiert, wenn das Verhältnis der Schichtdicken 0.25 ist und die Geschwindigkeitswerte in der oberen Schicht $U=1.2 \text{ cm/s}$, $V=0.75 \text{ cm/s}$ und in der unteren Schicht $U=V=0$ ist. Der Realteil der Frequenz ist in cpy der Imaginärteil in 10^{-7} s^{-1} angegeben.

Wellen mit Jahresperiode können somit nicht durch Prozesse der baroklinen Instabilität beeinflußt werden. Wie effektiv die barokline Instabilität die winderzeugten Wellen verstärken kann, wird allerdings erst in Abbildung 04.10c deutlich. Durch die Nulllinie sind zwar die Bereiche im Wellenzahlbereich getrennt, in denen instabile Lösungen existieren, jedoch erst wenn die Anwachsrate kleiner ist als die Wellenperiode ($\omega_I / \omega_R > 1$) kommt es zur erheblichen effektiven Verstärkung der Energie. Die Wellenzahlen des Windfeldes bzw. die Frequenzen überlappen die entsprechenden Bereiche nicht. Somit ist zu erklären, warum die zonale Komponente im Fall C nur doppelt so groß ist wie im Fall A (vergl. Abbildung 04.9 C) und die meridionale Komponente noch weniger durch Effekte der baroklinen Instabilität verstärkt ist.

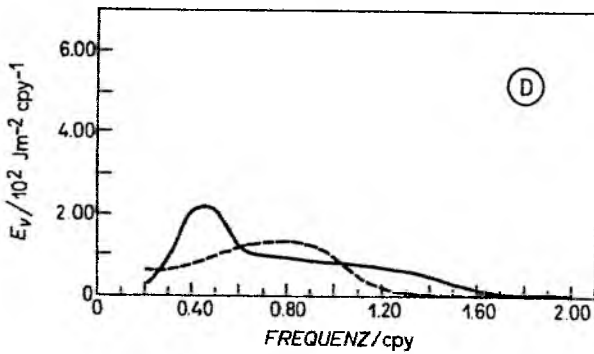
Fall D:

Für den Fall D ist der Einfluß der baroklinen Instabilität nur noch in abgeschwächter Form wirksam (vergl. Abbildung 04.8 durchgezogene Linie) verglichen mit dem im Fall C. Deutlich erkennbar ist in den Darstellungen des Vertikalprofils der rms-Werte (Abbildung 04.09 D), daß die Scherung der meridionalen Komponente nunmehr wiederum wie in B verstärkt wird. Das Minimum der zonalen Komponente liegt in der gleichen Tiefe wie für den Fall ohne Grundströmung (Fall A), die Amplituden sind allerdings deutlich höher. Die tiefenintegrierten Spektren zeigen, soweit es die potentielle Energie und die kinetische Energie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente betrifft, Bereiche verstärkter Energie zwischen 0.35 cpy und 0.6 cpy (Abb. 04.13). Nur die zonale Geschwindigkeitskomponente weist noch den "Peak" auf, dessen Amplitude allerdings nur noch bei $24.5 \cdot 10^3 \text{ J m}^{-2} \text{ cpy}^{-1}$ liegt.

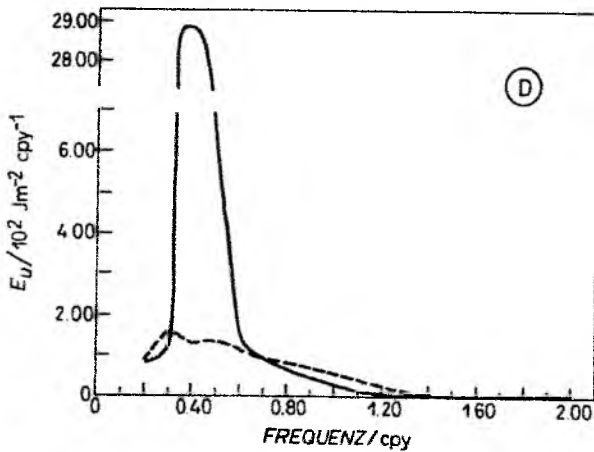
Abb.04.13



Spektrum der potentiellen Energie unter Einfluß der bei NEADS-1 gemessenen Grundströmung (durchgezogene Linie) und für den linearen Fall A (gestrichelte Linie).



Spektrum der meridionalen Geschwindigkeitskomponente unter Einfluß der bei NEADS-1 gemessenen Grundströmung (durchgezogene Linie) und für den linearen Fall A (gestrichelte Linie).



Spektrum der zonalen Geschwindigkeitskomponente unter Einfluß der bei NEADS-1 gemessenen Grundströmung (durchgezogene Linie) und für den linearen Fall A (gestrichelte Linie).

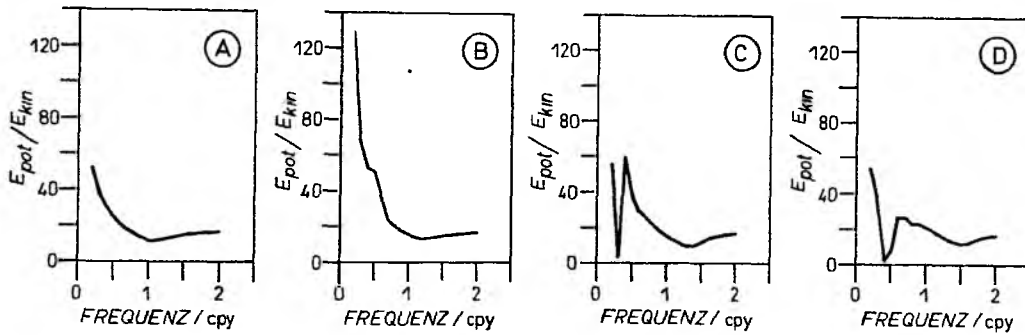


Abb.04.14 Verhältnis der potentiellen zur kinetischen Energie

- A: im linearen Fall,
- B: unter Einfluß der zonalen Komponente der mittleren Grundströmung bei NEADS-1,
- C: unter Einfluß der meridionalen Komponente der mittleren Grundströmung bei NEADS-1,
- D: unter der bei NEADS-1 gemessenen mittleren Strömung.

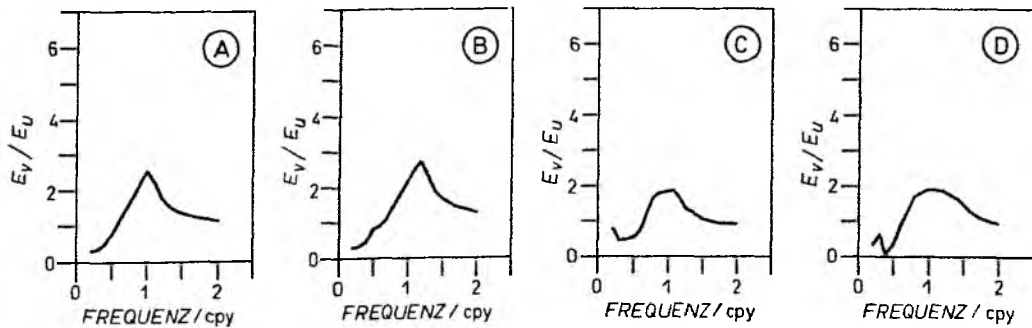


Abb.04.15 Verhältnis der kinetischen Energie der meridionalen Geschwindigkeitskomponente und zonalen Geschwindigkeitskomponente

- A: im linearen Fall,
- B: unter Einfluß der zonalen Komponente der mittleren Grundströmung bei NEADS-1,
- C: unter Einfluß der meridionalen Komponente der mittleren Grundströmung bei NEADS-1,
- D: unter der bei NEADS-1 gemessenen mittleren Strömung.

Diese Ergebnisse machen deutlich, daß es unter Einfluß selbst geringer stationärer meridionaler Strömungen zu einer Verstärkung der durch das Windfeld hervorgerufenen Störungsenergie kommt. Bedingt durch den begrenzten Wellenzahlbereich des Windfeldes wird sie allerdings nur bei kleinen Frequenzen (ab 0.5 cpy), insbesondere für die kinetische Energie der zonalen Geschwindigkeitskomponente, wirksam. Die Horizontalstruktur der durch barokline Instabilität verstärkten ozeanischen Variabilität zeichnet sich damit durch große zonale Skalen (größte Skala des Windfeldes ca. $5000 \text{ km}/2\pi$) und verglichen damit kleine meridionale Skalen (kleinste meridionale Skala des Windfeldes ca. $1000 \text{ km}/2\pi$) aus.

5. ZUSAMMENFASSENDE SCHLUSSBETRACHTUNG

Im Mittelpunkt dieser Untersuchungen standen winderzeugte barokline Rossbywellen, insbesondere deren Entstehung durch stochastische Windfelder. Mittels einfacher analytischer und semianalytischer Modelle sollten charakteristische Eigenschaften der niederfrequenten ozeanischen Variabilität unter drei verschiedenen Aspekten der Winderzeugung ausgearbeitet werden. Neben der lokalen Winderzeugung, die durch einen zeitlich und räumlich variierenden Ekmantransport und den damit verbundenen Deckschichtauslenkungen quasigeostrophische Bewegungen im Innern des Ozeans herbeiführt, wurde auch die Möglichkeit der indirekten Windanregung durch Reflexion und Kompensation direkterzeugter Energie an lateralen ozeanischen Berandungen mit einbezogen. Außerdem erfolgten Untersuchungen, wie sich Dopplerverschiebungsprozesse und barokline Instabilität bei Berücksichtigung stationärer Grundströmungen auf die winderzeugten Wellen auswirken.

Hinsichtlich der lokalen Winderzeugung ergibt sich als wichtiges Ergebnis, daß das Bewegungsfeld niederfrequenter ozeanischer Variabilität vorwiegend durch ein begrenztes Frequenzband resonant erzeugter Energie bestimmt wird. Die Skalenselektivität der Dissipationsprozesse (s. Kapitel 2.), das begrenzte Wellenzahlband der Windschubspannungsrotation sowie die Tatsache, daß resonant erzeugte Energie ein ca. 10 mal höheres Niveau hat (vergl. Abbildung 02.3), bewirken das bevorzugte Entstehen langer barokliner Rossbywellen mit Horizontalskalen der atmosphärischen Variabilität. Das begrenzte Wellenzahlband schlägt sich gemäß der Dispersionsrelation in einem begrenzten Frequenzband in den Spektren der kinetischen Energie nieder (Abbildung 02.9, Lippert & Käse, 1985). Eine Folge des von

Frankignoul & Müller (1981) abweichenden Resultats ist, daß die durch ein stochastisches Windfeld erzeugte Ozeanreaktion eher quasideterministisch erscheint. Abhängig von den Grenzen des "white-noise"-Bereiches der Schubspannungsrotation - aber kaum von der Größe des Reibungsparameters - ist, wieviel von der Gesamtenergie der Wellen in Form von potentieller und kinetischer Energie vorkommt. Für die hier betrachteten Fälle betrug der Anteil der potentiellen Energie zwischen 89% und 97% der Gesamtenergie, so daß barokline Rossbywellen hauptsächlich durch Messungen der Veränderlichkeit des Temperatur- bzw. Dichtefeldes erfaßt wurden, wie im Übersichtsartikel von Magaard (1983) für den Nordpazifik gezeigt wird. Die mit der niederfrequenten Variabilität des Temperaturfeldes verknüpften Geschwindigkeitswerte überschreiten selten rms-Werte von 1 cm/s, so daß eine direkte Messung der kinetischen Energie nur schwer möglich ist. Diese kann allerdings gegebenenfalls indirekt über die geostrophische Relation bestimmt werden, wenn - wie bei Rossbywellenanalysen (z.B. Price & Magaard, 1983) - die mittleren Wellenzahlen der Phasenausbreitung bekannt sind. So sind auch die hier vorgenommenen Untersuchungen des Verhältnisses der kinetischen Energie der meridionalen Komponente und zonalen Geschwindigkeitskomponente daher ebenfalls von praktischem Interesse, da in EV/EU Informationen über die mittlere Richtung der Phasenausbreitung (u. auch der Energieausbreitung) enthalten sind. Es zeigt sich, daß EV/EU -berücksichtigt man den gesamten Frequenzbereich- für isotrope Windfelder stets den Wert 1 annimmt. Für Wellen mit Perioden um ein Jahr weist das Bewegungsfeld jedoch eher kleinere zonale als meridionale Skalen auf ($EV/EU = 2-3$), während für Perioden > 3 Jahre stets die zonale Skala größer ist (Abbildung 02.12).

Bei den auf dem 2. Modelltypus (Kapitel 3) basierenden Untersuchungen zeigte es sich, daß die Berandungen eine entscheidende Rolle für die niederfrequente Variabilität des Ozeans spielen. Rossbywellen, die durch Kompensation und Reflexion direkt winderzeugter Energie an den Berandungen entstehen, prägen entscheidend die ozeanische Reaktion in küstennahen Bereichen. Auf ihrem Weg nach Westen werden sie durch Dissipationsprozesse gedämpft, so daß außerhalb des Einflußbereiches der Küste die ozeanische Reaktion nur noch durch die lokalerzeugte Energie bestimmt ist. Aufgrund der Skalenselektivität der Dämpfung (Abbildung 03.3) ist der Bereich, in dem die Berandung Einfluß auf die ozeanischen Bewegungsvorgänge nehmen kann, für Wellen mit Jahresperiode wesentlich geringer (2000 km) als für längerperiodische Vorgänge (5000 km). In den "küstennahen" Regionen sind die statistischen Größen der ozeanischen Variabilität trotz ihrer statistisch homogenen Quelle statistisch inhomogen. Für den Fall, daß die kinetische Energie nur durch das Vorhandensein einer Berandung erzeugt wird ("zero-wavenumber-forcing"), wächst die potentielle Energie mit zunehmendem Abstand zur Berandung an. Charakteristisch ist für diesen Spezialfall, daß auch das Verhältnis von potentieller zu kinetischer Energie räumlich variiert. Die allein durch indirekte Windanregung erzeugte Energie ist allerdings erheblich ($1/100-1/10$) geringer als die, die durch ein breites Wellenzahlband entsteht.

Im Fall breitbandiger Winderzeugung ist die geographische Orientierung bzw. Form der Küste von großer Wichtigkeit. Im Fall einer meridionalen Küste bildet die lokalerzeugte Energie ein oberes Limit, da im küstennahen Bereich destruktive Interferenz der lokalerzeugten Wellen mit am Ostrand

erzeugten Wellen die Energie reduziert. Ist die Küste gegenüber einem Meridian geneigt, gibt es Wellenzahlbereiche, in denen die einfallenden langen Rossbywellen nicht durch Wellen gleicher Wellenlänge kompensiert werden (Abbildung 03.9), wodurch die Energie zunächst verstärkt wird. Mit zunehmendem Abstand von der Berandung werden die am Ostrand entstandenen Wellen gedämpft. Die Energie nimmt dann mit größerem Abstand auf das Niveau der lokalerzeugten Energie ab. In der Nähe der Küste ist generell die kinetische Energie der küstenparallelen Geschwindigkeitskomponente dominierend. Mit zunehmendem Abstand gewinnt die Komponente senkrecht zur Küste an Bedeutung. Außerhalb des Einflußbereiches der Küste sind beide Komponenten gleich groß.

Von großem Interesse wäre sicherlich, wie sich die ozeanische Reaktion verhält, wenn bei breitbandiger Anregung reale Küstenkonturen mit berücksichtigt würden. Dies ist allerdings nur im Rahmen numerischer Modelle möglich. In neueren Untersuchungen mit numerischen Modellen zeigte sich die Bedeutung der realen Küstenkonturen. Cummins, Mysak & Hamilton (1985) untersuchten mit einem in Kugelkoordinaten formulierten Modell die Erzeugung von Rossbywellen mit Jahresperiode für den östlichen Pazifik. Auch sie erhielten eine Verstärkung der küstenparallelen Strömung nahe der Berandung (sichtbar an der Orientierung der Stromlinien und den Wellenzahlen). Die Änderung des Strömungsfeldes mit zunehmendem Abstand zur Küste ist jedoch eher durch Effekte des variablen Coriolisparameters bedingt, zumal nur in einer Reibungsschicht entfernt von der Küste Energie dissipiert wird. Auch in den Untersuchungen von Herrmann & Krauß (pers. Mitteilung, 1985) zeichnet sich die Bedeutung realer Küstenkonturen ab. Doch auch deren Ergebnisse sind

nicht ohne weiteres mit den hier vorgestellten zu vergleichen, da die Autoren zum einen die ozeanische Reaktion auf Windfelder aus dem Bunkerdatensatz (nur eine Realisierung) berechnen, und zusätzlich nichtlineare Effekte, dafür aber geringere Dissipation, berücksichtigen.

Ein weiterer Gesichtspunkt der hier vorgenommenen Untersuchungen war der Einfluß stationärer Grundströmungen auf die lokalerzeugte niederfrequente Variabilität im Ozean. Die Untersuchungen erfolgten im Rahmen der linearisierten Theorie, wodurch von vornherein die Anwendbarkeit des Modells auf die Beschreibung der Dopplerverschiebungseffekte und die durch barokline Instabilität nur sehr langsam anwachsenden Partialwellen beschränkt wurde. Es zeigte sich, daß die Dopplerverschiebung der Raum- und Zeitskalen der Rossbywellen durch barotrope Grundströmungen selbst geringer Amplitude ($O(10^{-1}$ cm/s) die ozeanische Reaktion entscheidend modifiziert (Abbildung 04.2 - 04.6).

Der Einfluß gescherter Grundströmungen auf barokline Rossbywellen ist allerdings von wesentlich geringerem Ausmaß. So wird die Phasengeschwindigkeit von Rossbywellen der 1. baroklinen Mode durch Grundströmungen mit demselben Vertikalprofil nicht beeinträchtigt, da der Dopplerverschiebungsterm den Scherungsterm der mittleren Strömung kompensiert (Krauß, pers. Mitteilung, 1985). Nur Grundströmungen mit großer vertikaler Scherung (zonale Komponente bei NEADS-1 Verankerung, Abbildung 04.7) vermögen die Raum- und Zeitskalen der Rossbywellen zu modifizieren.

Die Möglichkeit der baroklinen Instabilität ist in den Sverdrupregimen der Ozeane weitgehend an die Existenz einer meridionalen Komponente der Grund-

strömung gebunden. Die Wellen, gegenüber denen die nichtzonale Grundströmung instabil wird, haben mindestens eine 4 mal so große zonale wie meridionale Skala. Daß nur Wellen mit Perioden von ca. 3 Jahren von der baroklinen Instabilität betroffen sind, ist durch das begrenzte Wellenzahlband der Windschubspannungsrotation zu erklären (Abbildung 04.12).

Dem stationären Strömungsfeld überlagert, können die durch barokline Instabilität verstärkten winderzeugten Wellen die Form des Subtropenwirbels wesentlich modifizieren und dessen Veränderlichkeit auf langen Zeitskalen, wie sie von Armi & Stommel (1984) beobachtet wurde, erklären. Ebenfalls können durch Überlagerung von stationärer Strömung und diesen Wellen schmale Strombänder von relativ geringer Persistenz (Lebensdauer von einigen Monaten) entstehen. Damit kann die Voraussetzung für die Entstehung von mesoskaligen Wirbeln geschaffen werden, die entscheidend zum meridionalen Wärmetransport beitragen (Käse et al., 1985).

Abhängig von der horizontalen Ausdehnung der Region, in der die Grundströmung von der Zonalität abweicht, und der kleinsten Skala des Windfeldes kann es zudem durch diese Wellen zu einer Bandstruktur zonaler Strömungen mit räumlich variierenden Richtungen kommen. White & Walker (1986) fanden in Datenmaterial mit großer horizontaler Auflösung (0.5° Gitter) eine solche quasistationäre Bandstruktur im westlichen Nordpazifik und versuchten sie durch topographische Effekte des Hawaiianischen Archipels zu erklären. In diesem Datenmaterial scheint sich aber auch im östlichen Nordpazifik ein "Mändrieren" der vorwiegend Nord-Süd-gerichteten Strömung zu zeigen.

Die Untersuchungen dieser Arbeit zeigten, daß sowohl der Einfluß von Berandungen wie auch der Grundströmungen entscheidende Faktoren für die

niederfrequente Variabilität im Ozean bilden. So zeigt ein Vergleich der Modellspektren mit den NEADS-I gewonnenen Spektren der kinetischen Energie, daß direkte Winderzeugung und der Einfluß der dort vorhandenen stationären Strömungen allein nicht die Beobachtungen erklären können. Die Dominanz der meridionalen Geschwindigkeitskomponente ist zwar auch dann noch für Perioden um ein Jahr sichtbar (Abbildung 04.15); allerdings nicht in dem Maße, wie sie bei NEADS-I gemessen wurde. Nur Berandungen können eine Verstärkung der meridionalen Geschwindigkeitskomponente herbeiführen. So wäre möglicherweise ein Modell, das sowohl reale Küstenkonturen als auch den Einfluß stationärer Strömungen mit berücksichtigt, in der Lage, hinsichtlich der Variabilität auf den hier betrachteten Zeit- und Raumskalen mit den Beobachtungen übereinstimmende Ergebnisse zu liefern. Eine solchen Anspruch kann allerdings nur ein vollständig numerisch formuliertes Modell erfüllen, in dem die Einflüsse der einzelnen Effekte nicht mehr isolierbar wären, was ja gerade ein Hauptanliegen der Untersuchungen dieser Arbeit war.

Für die zukünftigen Untersuchungen wäre es daher gewiß von Interesse, sowohl reale Küstenkonturen als auch Wechselwirkungsprozesse bei der Modellierung der niederfrequenten ozeanischen Reaktion auf stochastische Prozesse einzubeziehen. Es wäre außerdem besonders wichtig, die Frage nach den Bandgrenzen des Wellenzahlbandes der Windschubspannungsrotation zu beantworten, was möglicherweise durch die neuen Technologien der Satellitenfernerkundung realisiert werden könnte. Ebenso wäre die weitere Gewinnung von Datenmaterial im Ostatlantik wesentlich, um die niederfrequente Variabilität nicht nur theoretisch sondern auch empirisch aufklären zu können.

LITERATUR

- Abramowitz, M. & I.A. Stegun (Editors), 1964: Handbook of Mathematical Functions. Dover, New York.
- Armi, L. & H. Stommel, 1984: Four views of a portion of the North Atlantic subtropical gyre. *J. Phys. Oceanogr.* 13, 828-857.
- Bernstein, R.L. & W.B. White, 1974: Time and length scales of baroclinic eddies in the Central North Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 4, 613-624.
- Bröcker, W.S., 1981: Geochemical tracers and ocean circulation. Aus : Evolution of Physical Oceanography, B. A. Warren und C. Wunsch, Eds., MIT Press, 140-183.
- Bryan, K. & P. Ripa, 1978: The Vertical Structure of North Pacific Temperature Anomalies, *J. Geophys. Res.* 83, 2419-2429.
- Charney, J.G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteorol.* 4, 135-163.
- Charney, J.G. & M.E. Stern, 1962: On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 19, 159-172.
- Cummins, P.F., L.A. Mysak & K. Hamilton, 1985: Wind-stress-curl-generation of annual Rossby waves in the North Pacific (eingereicht bei *J. Phys. Oceanogr.*).
- Dorman, C.E. & J.F.T. Saur, 1978: Temperature Anomalies between San Francisco and Honolulu, 1966-1978 gridded by an Objective Analysis. *J. Phys. Oceanogr.* 8, 247-257.
- Eady, E.T., 1949: Long waves and cyclonic waves. *Tellus* 1 (3), 33-52.
- Ekman, V.W., 1932: Studien zur Dynamik der Meeresströmungen. Gerlands Beiträge zur Geophysik Bd. 36, 385-438.

- Emery, W.J. & L. Magaard, 1976: Baroclinic Rossby waves as inferred from temperature fluctuations in the Eastern Pacific. *J. Mar. Res.* 34, 365-385.
- Fissel, D.B., 1975: A frequency analysis of ten years of surface atmosphere data at ocean weathership 'Papa' (50°N, 145°W). M.S. thesis, University of British Columbia.
- Fissel, D.B., S. Pond & M. Miyake, 1976: Spectra of surface atmospheric quantities at ocean weathership 'P'. *Atmosphere*, 14, 77-97.
- Fjeldstadt, J.E., 1964: Internal waves of tidal origin Part 1: Theory and analysis of observations. *Geophys. Publ.* 25(5), 1-73.
- Frankignoul, C. & K. Hasselmann, 1977: Stochastic climate models, Part II: Applications to sea surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus* 29, 289-305.
- Frankignoul, C. & P. Müller, 1979a: Quasigeostrophic response of an infinite β -plane ocean to stochastic forcing by the atmosphere. *J. Phys. Oceanogr.* 9, 104-127.
- Frankignoul, C. & P. Müller, 1979b: On the Generation of Geostrophic Eddies by Surface Buoyancy Flux Anomalies. *J. Phys. Oceanogr.* 9, 1207-1213 .
- Fu, L., T. Keffer, P.P Niiler & C. Wunsch, 1982: Observations of mesoscale variability in the North Atlantic: A comparative study. *J. Mar. Res.* 40(3), 809-848.
- Gallegos-Garcia, A., W.J. Emery, R.O. Reid & L. Magaard, 1981: Frequency-wavenumber spectra of sea surface temperature and wind-stress curl in the Eastern Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1059-1077.
- Gargett, A. E., 1984: Vertical eddy diffusivity in the ocean interior. *J. Mar. Res.* 42, 359-393.
- Gill, A., 1982: *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, London

- Gould, W. J., 1985: Physical oceanography of the Azores front. Progress in Oceanogr., 14, 167-190.
- Gradshteyn, I.S. & I.M. Ryzhik, 1965: Tables of Integrals Series and Products. Academic Press, New York und London.
- Hough, S.S., 1897: On the Influence of the viscosity on waves and currents. Proc. Lond. Math. Soc. 28, 264-288; zitiert in: Krauß, W. 1973: Methods and results of theoretical oceanography. Gebr. Bornträger Berlin.
- Hough, S.S., 1898: On the application of harmonic analysis of the dynamical integration of Laplace's dynamical equation. Philos. Trans. R. Soc. (A) 191, 139-185; zitiert in: Krauß, W. 1973: Methods and results of theoretical oceanography. Gebr. Bornträger Berlin.
- Isemer, H.J. & L. Hasse, 1986: The Bunker climatic atlas of the North Atlantic ocean. Vol 2: air-sea interactions. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo (im Druck).
- Ikeda, M. & W.J. Emery, 1984: Satellite Observations and Modelling of Meanders in the California Current System off Oregon and Northern California. J. Phys. Oceanogr. 14, 1434-1450.
- Ikeda, M., L.A. Mysak & W.J. Emery, 1984: Observation and Modelling of Satellite-sensed Meanders and Eddies off Vancouver Island. J. Phys. Oceanogr. 14, 3-21.
- Jenkins, G. M. & D. G. Watts, 1969: Spectral Analysis and its applications. Holden-Day 1968, San Francisco
- Kang Y.Q. & L. Magaard, 1979: Stable and Unstable Rossby waves in the Northern Pacific Current as inferred from the mean stratification. Dyn. Atmosph. a. Oceans 3, 1-14.
- Kang Y.Q. & L. Magaard, 1980: Annual Baroclinic Rossby Waves in the Central North Pacific. J. Phys. Oceanogr. 10, 1159-1167.

- Kang, Y.Q. & L. Mugaard, 1982: Annual Temperature Fluctuations at the Subtropical and Subarctic Fronts in the Central North Pacific. *J. Geophys. Res.* 87, 5663-5665.
- Kang, Y.Q., J.M. Price & L. Mugaard, 1982: On Stable and Unstable Rossby Waves in a Non-Zonal Oceanic Shear Flow. *J. Phys. Oceanogr.* 12, 528-537.
- Käse, R.H. & C.L. Tang, 1976: Spectra and coherence of windgenerated internal waves. *J. Fish. Res. Board. Can.*, 33(10), 2323-2328.
- Käse, R.H. ,W. Zenk, T.B. Sanford & W. Hiller, 1964: Currents, fronts and eddy fluxes in Canary Basin. *Progress in Oceanography Pergamon* 14, 231-258.
- Käse, R.H. & G. Siedler, 1982: Meandering of the subtropical front south-east of the Azores , *Nature* 300, 245-246.
- Kielmann, J. & R.H. Käse, 1986: Numerical Modelling of Meander and Eddy Formation in the Azores-Current Frontal Zone (eingereicht bei *J. Phys. Oceanogr.*).
- Krauß, W., 1976: On the Currents, Internal and Inertial Waves in a stratified Ocean due to variable Winds Part 1. *Deutsch. Hydr. Zeitschrift* 29, 87-96.
- Krauß, W. & Chr. Wüßber, 1982: Response of the North Atlantic to annual wind variations along the eastern coast. *Deep Sea Res.* 29, 851-868.
- Laplace, P.S., 1775: Recherches sur plusieurs points du systeme du monde. *Memoires de l'Academie royale des Sciences de Paris* 88, 75-182; Reprinted in *Oeuvres Completes de Laplace*, Gauthier-Villars, Paris,9 (1983); zitiert in *Evolution of Physical Oceanography*, B.A. Warren and C. Wunsch, Eds., MIT Press.
- LeBlond, P.H. & L.A. Mysak, 1978: *Waves in the Ocean*. Elsevier Scientific Publistics Company , Amsterdam.

- Lindzen, R.S. & H.-L. Kuo, 1966: A reliable method for the numerical integration of a large class of ordinary and partial differential equations. *Month. Weather Rev.* 97, 732.
- Lippert, A. & R.H. Käse, 1985: Stochastic Wind Forcing of Baroclinic Rossby Waves in the Presence of a meridional Boundary. *J. Phys. Oceanogr.* 15, 184-194.
- Magaard, L. & J.M. Price, 1977: Note on the significance of a previous Rossby wave fit of internal temperature fluctuations in the eastern Pacific. *J. Mar. Res.* 35(4), 649-651.
- Magaard, L., 1977: On the generation of baroclinic Rossby waves in the Ocean by meteorological forces. *J. Phys. Oceanogr.* 7, 359-364.
- Magaard, L., 1983: On the potential energy of baroclinic Rossby waves in the North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.* 13, 38-42.
- McCreary, J.P., 1981a: A linear stratified ocean model of the Equatorial Undercurrent. *Phil. Trans. Roy. Soc. A* 298, 603-653.
- McCreary, J.P., 1981b: A linear stratified ocean model of the coastal undercurrent. *Phil. Trans. Roy. Soc. A* 302, 385-413.
- Müller, P. & C. Frankignoul, 1981: Direct atmospheric forcing of geostrophic eddies. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 287-308.
- Meyers, G., 1979: On the Annual Rossby Wave in the Tropical North Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.* 9, 663-672.
- Müller, T.J., 1981: Current and temperature measurements in the North-East Atlantic during NEADS. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde Nr. 90*.
- Müller, T.J. & W. Zenk, 1983: Some eulerian current measurements and XBT-sections from the North-East Atlantic, October 1980-March 1982. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde Nr. 114*.
- Munk, W.H., 1950: On the wind-driven ocean circulation. *J. Meteor.* 7, 79-93.

- Mysak, L.A. & L. Magaard, 1983: Rossby waves driven eulerian mean flows along a non-zonal barriers with application to the Hawaiian ridge. *J. Phys. Oceanogr.* 13, 1716-1725.
- Mysak, L.A. & A.J. Willmott, 1980: Atmospherically forced eddies in the northeast Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1769-1791.
- Pedlosky, J., 1979: *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer Verlag, New York.
- Price, J.M., 1981: Monthly mean sea level fluctuations Honolulu and San-Francisco and in the intervening geostrophic currents. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 1375-1382.
- Price, J.M., 1983: *Historic Hydrographic and Meteorological Data from the North Atlantic and some derived quantities*. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde*, Nr. 117.
- Price, J.M. & L. Magaard, 1980: Rossby wave analysis of the baroclinic potential energy in the upper 500 meters of the North Pacific. *J. Mar. Res.* 38, 249-264.
- Price, J.M. & L. Magaard, 1983: Rossby wave analysis of subsurface temperature fluctuations along the Honolulu-San Francisco Great Circle. *J. Phys. Oceanogr.* 13, 258-268.
- Price, J.M. & L. Magaard, 1986: Interannual baroclinic Rossby waves in the mid-latitude North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, (im Druck).
- Rayleigh, Lord, 1883: *Investigations of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density*. *Proceedings of the London Mathematical Society* 14, 170-178; zitiert in: *Evolution of Physical Oceanography*, B.A. Warren and C. Wunsch, Eds. MIT Press.
- Rhines, P.B., 1970: Edge-, bottom- and Rossby waves in a rotating stratified fluid. *Geophys. Fluid Dynamics* 1, 273-302.

- Rhines, P.B. & W.R. Young, 1982: Homogenization of potential vorticity in planetary gyres. *J. Fluid Mech.* 122, 347-367.
- Reznik, F.M., 1983: A Feature of generation of Rossby waves in a stratified ocean. *Oceanology*, 23, 281-285.
- Richman, J.G., C. Wunsch & N.G. Hogg, 1977: Space and time scales and mesoscale motions in the sea. *Reviews of Geophysics and Space Physics* 15, 385-420.
- Rossby, C.G. & Collaborators, 1936: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the Atmosphere and the displacements of the semipermanent centers of actions. *J. Mar. Res.* 2, 38-55.
- Siedler, G., W. Zenk & W.J. Emery, 1985: Strong-current events related to a subtropical front in the Northeast Atlantic. *J. Phy. Oceanogr.*, 15, 885-897.
- Simons, T.J., 1972: Development of numerical models of Lake Ontario, Part 2. *Proc.Conf. Great Lakes Res. IAGLR* 15, 655-672.
- Stramma, L., 1984: Geostrophic transport in the Warm Watersphere of the eastern subtropical North Atlantic. *J. Mar. Res.* 42, 537-558.
- Tomczak, M.jr., 1967: Über den Einfluß fluktuierender Windfelder auf ein stetig geschichtetes Meer. *Dt. Hydrogr. Zeitschrift.* 20(3), 101-129.
- Veronis, G. & H. Stommel, 1956: The action of variable windstresses on a stratified ocean. *J. Mar. Res.* 15, 43-75.
- Wenzel, M., 1986: Zirkulation im Nordatlantik auf der Grundlage klimatologischer hydrographischer Daten.(in Vorbereitung)
- White, W.B., 1977: Annual Forcing of baroclinic long waves in the tropical North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.* 7, 50-61.

- White, W.B. & J.F.T Saur, 1981: A source of annual baroclinic waves in the Eastern Subtropical North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 1452-1462.
- White, W.B., 1982: Traveling wave-like mesoscale perturbations in the North Pacific Current. *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 231-243.
- White, W.B. & J.F.T. Saur, 1983: Sources of interannual baroclinic waves in the Eastern Subtropical North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1452-1462.
- White, W.B., 1985: The resonant response of interannual baroclinic Rossby waves to windforcing in the eastern midlatitude North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 403-405.
- White, W.B. & A.E. Walker, 1986: The influence of the Hawaiian Archipelago upon the wind-driven Subtropical Gyre in the Western North Pacific. submitted to *J. Phys. Oceanogr.*
- Willebrand, J., 1978: Temporal and spatial scales of the wind field over the North Pacific and the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* 8, 1080-1094.
- Willebrand, J., 1981: Zur Erzeugung großräumiger Strömungsschwankungen in mittleren Breiten durch veränderliche Windfelder. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde Nr. 83.*