Die Küste, 58 (1996), 161-177

Dispersionseffekte bei Schwerewellen im Flachwasser

Von Fritz Büsching und Nikolai Speranski

Zusammenfassung

Unter anomaler Dispersion wird das Anwachsen der Phasengeschwindigkeit hochfrequenter gebundener Frequenzkomponenten von Schwerewellen verstanden, wenn diese in Bereiche abnehmender Wassertiefe gelangen. Insbesondere im küstennahen Bereich, wo die Wassertiefe etwa der Wellenhöhe entspricht, kann die Geschwindigkeit solcher Komponenten bis zu 25 % größer als diejenige der Grundfrequenz werden. Demnach widerspricht dieser Effekt der Vorstellung von einer dispersionslosen Bewegung als Grenzfall für Flachwasser, wo die Bewegung theoretisch nur von der Wassertiefe abhängt. Nach den durchgeführten Untersuchungen wird der Effekt der Anomalen Dispersion (ADE) mit abnehmender Wassertiefe geringer, und die Bewegung ist für sägezahnförmige Strukturen von Brandungswellen dispersionslos. Der Effekt ist hier insbesondere durch Untersuchungen in der Natur nachgewiesen, bei denen Sturmwellen mit einem schmalen Spektrum vorhanden waren. Im Labor wurde das Verhalten von anfänglich monochromatischen Wellen mit Perioden von 2,0 bis 5,0 s und Höhen von 0,14 m über einer Böschung 1 : 33 untersucht. Auch diese Untersuchungen bestätigen den betreffenden Effekt (ADE). Insbesondere erfährt hier der ADE mit größerer Wellenperiode stärkere Ausprägung. Als Ergebnis beider Untersuchungen wird der ADE als nichtlinearer Effekt angesehen, der allerdings bei solchen Bedingungen verborgen bleibt, in denen gleichzeitig freie und gebundene Frequenzkomponenten im selben Spektrum vorhanden sind. Der ADE wird als verantwortlich für die Transformation der Wellen in sägezahnförmige Strukturen angesehen, die für die Brandungszone typisch sind.

Summary

Anomalous dispersion was found as a growing of the phase velocity of high-frequency bound components of shoaling gravity waves. The velocities of those components get bigger than that of the primary by up to 25 % in the near shore zone, where wave heights are approximately equal to the water depth. The effect thus contradicts the theoretical conception about non-dispersive motion as a limited case of shallow water wave movement depending on water depth only. According to the observations the anomalous dispersion effect (ADE) gets weaker with the water depth decreasing and the motion is found to be nondispersive for bore-like structures in the surf zone. The effect had been detected by field measurements when deep sea storm waves had a narrow spectrum. In laboratory measurements initially monochromatic waves of periods 2.0 to 5.0 s and heights of 0.14 m shoaled over upsloping plane bottom. The laboratory experiments do confirm the existence of the ADE. In particular the measurements show an increase of the intensity of the ADE with the wave periods also increasing. As a result of both investigations it is found that the ADE represents a nonlinear effect, which appears, however, to be hidden at conditions characterized by free components coinciding with bound components in the same spectrum. The anomalous dispersion effect is responsible for the transformation of waves into the so-called „saw-tooth" form being a typical feature of the surf zone.

Die Küste, 58 (1996), 161-177

Inhalt

1. Einführung 162
2. Fehlerabschätzung bezüglich der Messung von Phasengeschwindigkeiten 165
3. Untersuchungen im Wellenkanal 166
4. Naturuntersuchungen 170
5. Diskussion 174
5.1 Hochfrequenter Bereich 174
5.2 Niederfrequenter Bereich 175
6. Schriftenverzeichnis 177

1. Einführung

Die Phasengeschwindigkeiten von Schwerewellen, die in Bereiche abnehmender Wassertiefe einlaufen und schließlich über flach geneigtem Strand brechen, erregten Ende der 1970er und Anfang der 1980er Jahre besonderes Interesse, nachdem bei Auswertungen von Wellenmessungen vor Sylt ein der Theorie widersprechendes bis dahin unbekanntes Dispersionsverhalten gefunden worden war (BÜSCHING, 1978). Im Anschluß daran haben auch andere Forscher Naturuntersuchungen zu dieser Thematik im küstennahen Bereich der Wassertiefen 0,5 m–7,0 m durchgeführt (u. a. THORNTON u. GUZA, 1982; ELGAR u. GUZA, 1985). Im wesentlichen wurde das sogenannte Geschwindigkeitsspektrum diskutiert, das als Beziehung zwischen der Phasengeschwindigkeit C der Wellenkomponenten (Fourierkomponenten der Wasserspiegelauslenkung) und der Frequenz f definiert werden kann, entsprechend der Formel

$$C(f) = \frac{X_{12}}{\varphi_{12}(f)/2\pi f} \qquad (1)$$

Hier bedeutet X_{12} die Entfernung zwischen zwei Wellenmeßstationen 1 und 2 in einem küstennormalen Meßprofil und φ_{12} die Phasendifferenz zwischen den Fourierkomponenten der Frequenz f an diesen Stationen. ELGAR und GUZA haben Meßdaten geliefert, mit denen sie das Anwachsen der Energiedichte bei höheren Harmonischen als Ergebnis nichtlinearer Wechselwirkungen sowohl zwischen der Grundfrequenz und ihren höheren Harmonischen als auch wechselseitig zwischen den höheren Harmonischen erklärt haben. Es konnte experimentell nachgewiesen werden, daß im Falle eines schmalen Tiefwasser-Spektrums (als Ausgangsbedingung) höhere Harmonische von Seichtwasserwellen als gebundene Komponenten angesehen werden können. (ELGAR u. GUZA, 1985). Der Prozeß der Erzeugung nichtlinearer Harmonischer zeigt die Eigenschaft der Akkumulation, wenn Wellen hinreichend flaches Wasser erreichen, wo die Ursell-Zahl größer als 16 ist. (LIGHTHILL, 1978; SPERANSKI, 1986). THORNTON u. GUZA haben als Ergebnis ihrer Naturuntersuchungen die nachfolgenden Merkmale herausgestellt:

In hinreichend tiefem Wasser, wo nichtlineare Effekte schwach sind, fällt die Funktion C(f) mit zunehmender Frequenz etwa in Übereinstimmung mit der linearen Theorie.

Im Flachwasser wächst mit zunehmender Annäherung an die Küste die Diskrepanz zwischen theoretischen und gemessenen Werten der Phasengeschwindigkeit, weil die gemessenen Spektren zu einem konstanten Wert tendieren (THORNTON u. GUZA, 1982).

Dagegen wurden aber ganz andere Spektren aus dem Seichtwassergebiet und der Brandungszone bekannt, die durch eine Zunahme der Phasengeschwindigkeit mit der Frequenz

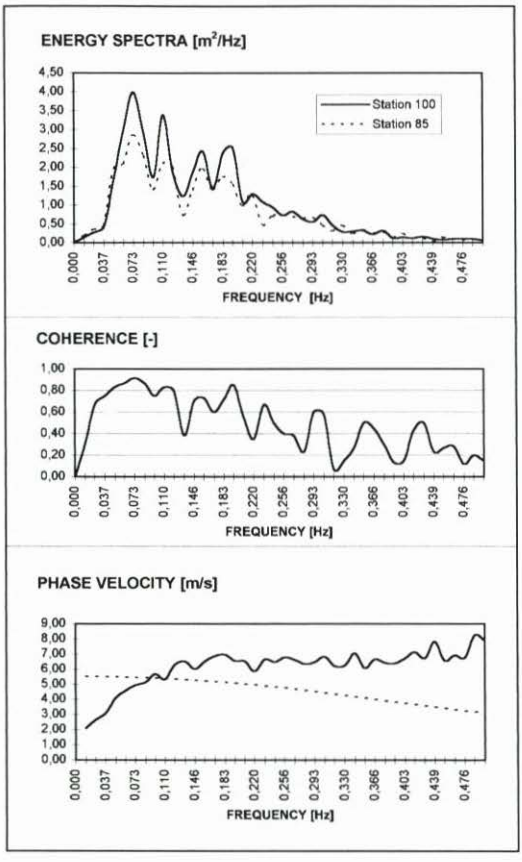

Abb. 1: Energiespektren, Kohärenzfunktion und Spektrum der Phasengeschwindigkeit bei Bedingungen einer schweren Sturmtide am 14. Dezember 1973. Sylt, Nordsee. Die Kurve der theoretischen Phasengeschwindigkeit ist gestrichelt dargestellt (BÜSCHING, 1978, 1979)

gekennzeichnet sind (Abb. 1). Hier soll zuerst der Anstieg oberhalb der Grundfrequenz also für $f \geq f_2$ behandelt werden; der Index bezeichnet die Ordnungszahl der Harmonischen.

Dieser Typ von Spektren wurde zuerst in der Brandungszone vor Sylt/Nordsee gemessen (BÜSCHING, 1978). Einige Jahre später wurden ähnliche Spektren auch an der Pazifikküste (ELGAR u. GUZA, 1985) und an der Küste des Schwarzen Meeres (KUZNETSOV u. SPERANSKI, 1990) ermittelt. Interessant ist, daß auch die oben erwähnten Daten von THORNTON u. GUZA dieses Merkmal – wenn auch nur schwach ausgeprägt – enthalten. Tatsächlich handelt es sich um ein bis dahin für Schwerewellen im Flachwasser unbekanntes anomales Verhalten.

Tab. 1 enthält die kennzeichnenden Daten dieser Untersuchungen. Insbesondere ist in Spalte 4 ein Wert für die Intensität des Effektes der anomalen Dispersion (ADE) mit der nachfolgenden Definition angegeben:

$$I_{j1} = \frac{C(f_j) - C(f_1)}{C(f_1)}, (j \geq 2) \qquad (2)$$

Hierin bezeichnet j die Ordnungszahl der Harmonischen.

Tab. 1: Charakteristik anomaler Spektren von Phasengeschwindigkeiten

Autor(en)	Jahr	Ort	Intensität (%)	Fehler (%)
BÜSCHING	1978	Nordsee Insel Sylt	$I_{21} = 25–32$	± 11
ELGAR, GUZA	1985	Pazifik Kalifornien	$I_{31} = 5–10$ $(f = f_3)$	± 9
KUZNETCOV, SPERANSKI	1990	Schwarzes Meer Schcorpilovzci	$I_{21} \approx 5$ $(f = f_2)$	± 8
THORNTON, GUZA	1982	Pazifik Kalifornien	$I_{21} \approx 0$	± 5

Da der maximale Wert $I_{21} = 0{,}32$ (32 %) beträgt, liegt die Vermutung eines neuen Effektes nahe, der hier als „Anomale Dispersion hochfrequenter gebundener Wellen im Flachwasser" bezeichnet werden soll. Wird die Grundfrequenz f_1 genannt, bezeichnet „hochfrequent" den Frequenzbereich $f > f_1$ und „niederfrequent" den Bereich $f < f_1$.

Da jedoch in allen oben erwähnten Arbeiten keine Angaben über die Genauigkeit der jeweiligen Messungen enthalten sind, war die tatsächliche Existenz des ADE bisher zweifelhaft. Um diese Zweifel zu beseitigen, ist es deshalb notwendig, die Fehler hinsichtlich der Ermittlung der Geschwindigkeitsspektren abzuschätzen, und diese den zugehörigen Beträgen der oben definierten Intensitäten I_{j1} gegenüberzustellen.

Wenn dieser Effekt tatsächlich existiert, könnte hiermit die positive (d. h. küstenwärtig zunehmende) Verschiebung zwischen den höheren Harmonischen und der Grundfrequenz erklärt werden, wenn Wellentranformation (shoaling) über ansteigendem Seegrund stattfindet (FLICK et al., 1981); d. h., einer der wichtigsten Mechanismen der Wellenumformung, der in Brandungszonen letztlich sägezahnförmige Strukturen erzeugt.

Das erste Ziel dieses Beitrages ist es also nachzuweisen, ob der ADE wirklich bei (regulären und irregulären) Flachwasserwellen existiert, und wenn das der Fall ist, seine Intensität und die Umstände seines Auftretens abzuschätzen. Das zweite Problem dieses Beitrages betrifft den niederfrequenten Teil des Geschwindigkeitsspektrums, da bei den Messungen vor Sylt tatsächlich die anomale Dispersion sich auch auf diesen Teil des Spektrums erstreckt (Abb. 1): Bei der Frequenz 0,04 Hz ist die Phasengeschwindigkeit 50 % kleiner als bei der Frequenz 0,07 Hz (BÜSCHING, 1978) Dieses Phänomen widerspricht im noch stärkeren Maße allen Theorien für Schwerewellen.

An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß die Untersuchungen vor Sylt bei Bedingungen einer schweren Sturmtidenfolge (mit hohen Wasserständen und Orkanwindgeschwindigkeiten) durchgeführt worden sind. Es ist deshalb wichtig zu überprüfen, ob dieser niederfrequente Effekt auch für weniger extreme Bedingungen vorliegt und insbesondere für Dünungswellen, für die der Windeinfluß vernachlässigbar ist. Bekanntlich sind niederfrequente Wasserspiegelschwankungen im Zusammenhang mit Erscheinungen wie dem Surf Beat zu sehen. Auch deshalb ist die Untersuchung der niederfrequenten Wellenkinematik zum Verständnis der Wellenverformung in der Brandungszone wichtig.

Also könnten beide Effekte möglicherweise für die Wellenentwicklung in der Brandungszone verantwortlich sein: die hochfrequente anomale Dispersion kann zu sägezahnförmigen Wellenprofilen (Boren) führen, während die niederfrequente anomale Dispersion Einfluß auf die Erzeugung von Surf Beats haben kann. Den formulierten Fragestellungen wird nachfolgend einerseits durch Abschätzung der Fehler in den früheren Unter-

Die Küste, 58 (1996), 161-177

suchungen nachgegangen und andererseits durch die Analyse neuer Natur- und Labormessungen.

2. Fehlerabschätzung bezüglich der Messung von Phasengeschwindigkeiten

Der Gesamtfehler der Geschwindigkeitsmessungen besteht aus zwei unabhängigen Anteilen:

- dem Fehler bei der Bestimmung von C(f) gemäß Formel (1) und
- dem Fehler infolge der Wirkung überlagerter Strömungen und der Winkelabweichung des Wellenspektrums.

Entsprechend Gleichung (1) kann der Fehler bei der Ermittlung der Phasengeschwindigkeit durch die nachfolgende Formel bestimmt werden

$$\frac{\Delta C}{|C|} = \frac{\Delta X}{|X|} + \frac{\Delta \varphi}{|\varphi_{12}|} \tag{3}$$

Darin ist der absolute Fehler durch das Symbol „Δ" markiert.

Der erste Term der rechten Seite von (3) bewegt sich gewöhnlich in der Größenordnung von 1 %. Der Wert von φ_{12} kann mit Hilfe der Kreuzspektrum-Analyse gefunden werden und hängt in diesem Falle sowohl von der Anzahl der Freiheitsgrade als auch vom Betrag der Kohärenzfunktion bei der betreffenden Frequenz ab. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2 wiedergegeben.

Die Fehlerberechnungen für die oben erwähnten Fälle zeigen, daß die Bestimmung der Phase mit der Kreuzspektrum-Methode recht genau ist. Die Daten für die Wassertiefe und

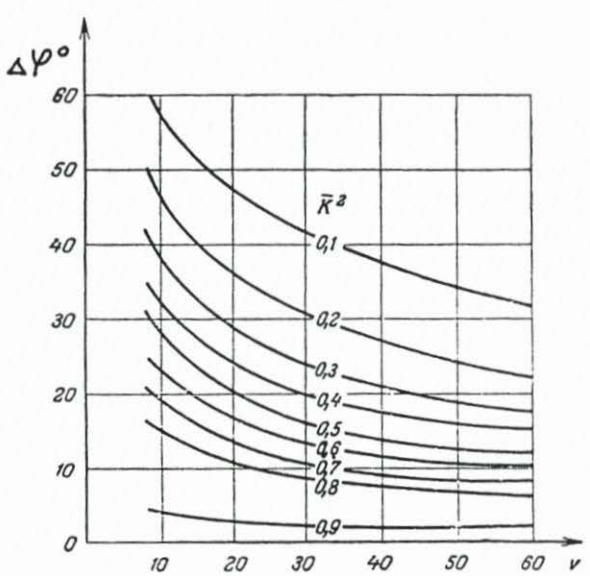

Abb. 2: 95%-Vertrauensbereich (Δφ) für das Phasenspektrum als Funktion des Freiheitsgrades (ν) und der Kohärenz (κ). Nach JENKINS u. WATTS (1968)

die spektrale Peakfrequenz wurden den Originalarbeiten entnommen. Die Phasenverschiebung ergibt sich entsprechend $2\pi X_{12}/L_j$, wobei hier die Länge der Harmonischen j $L_j = (gD)^{1/2}/f_j$. Der Fehler infolge des Einflusses der Strömung (die ablandige Richtung und die Größenordnung von 0,1 m/s hat) und die Winkelabweichung sind nicht größer als 2–3 % (THORNTON u. GUZA, 1982). Demnach belaufen sich die berechneten Gesamtfehler auf nicht größer als 11 % (Spalte 5. Tafel 1). Der Vergleich dieser Werte mit der gemessenen Intensität der anomalen Dispersion (Spalte 4, Tab. 1) zeigt aber, daß I_{j1} und $\Delta C/C$ Werte gleicher Größenordnung sind. Die Geschwindigkeitsspektren der Sylt-Messungen stellen die einzige Ausnahme dar. Dies bedeutet aber nur, daß zusätzliche Daten erforderlich sind, um die Existenz des ADE zu bestätigen. Was den niederfrequenten Effekt anbelangt, so liegt der betreffende Fehler der Geschwindigkeitsmessungen für Frequenzen $f < 0{,}08$ Hz in der Größenordnung von 10 % bis 20 % (abhängig von der Gestalt der Kohärenzfunktion, vergl. Abb. 1 und Abb. 2), während die Intensität des Effektes etwa bei 50 % liegt (Abb. 1). Demnach gibt es keinen Zweifel an der tatsächlichen Existenz des Effektes hinsichtlich dieses Frequenzbereiches.

3. Untersuchungen im Wellenkanal

Die Laboruntersuchungen sind im Wellenkanal der Qingdao Ozean Universität, China, im Jahre 1990 durchgeführt worden. Dieser Kanal hat die folgenden Hauptabmessungen: Länge L = 40 m, Breite = 1,20 m und Wassertiefe im horizontalen Bereich B = 0,70 m. Die Böschung bestand aus einer ebenen Stahlblechkonstruktion mit einer Neigung tan $\alpha = 1:33$ (Abb. 3).

Für die Erzeugung monochromatischer Wellen mit fest vorgegebenen Höhen im Bereich von 0,14–0,16 m und Perioden von 2,0, 3,0, 4.0 und 5,0 s wurde ein Kolben-Wellenerzeuger verwendet. Die Wasserspiegelauslenkungen wurden synchron mit sechs kapazitiven Wellenpegeln erfaßt, die mit unterschiedlichen Abständen 1,5 m bis 5,1 m voneinander entfernt über der Böschung angeordnet waren (Abb. 3, Tab. 2). Die Abtastrate lag bei 10 Hz.

Während Wellen der Periode 2 s am Meßort 1 (Fußpunkt der Böschung) noch etwa die Sinus-Form und das zugehörige Spektrum mit schmalem Peak zeigen (Abb. 3 bzw. Abb. 4),

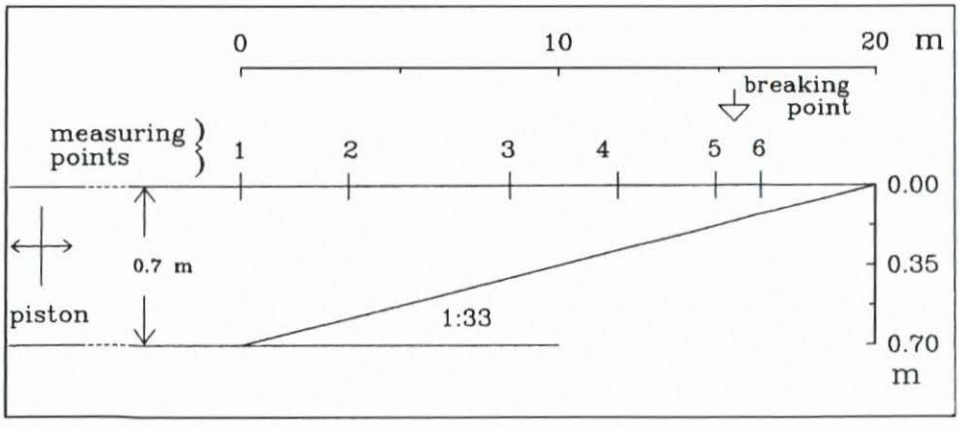

Abb. 3: Versuchsböschung des Wellenkanals der Qingdao Ozean Universität mit der Anordnung von 6 Wellenpegeln

Die Küste, 58 (1996), 161-177

Tab. 2: Anordnung der Wellenpegel bei den Labormessungen

Meßort	1	2	3	4	5	6
Tiefe (m)	0,70	0,61	0,45	0,32	0,22	0,17
Entfernung (m)	0,00	3,38	8,48	12,36	15,41	16,91
Pegel-Entfernungen	3,38	5,10	3,88	3,05	1,50	

treten bei Wellen mit Perioden $T \geq 3$ s an dieser Position zusätzliche Peaks bei Vielfachen der Grundfrequenz ($f_j = j \cdot f_1$) auf, deren Ursache auf die Randbedingung des über 20 m langen horizontalen Bodens (shoaling) zurückzuführen ist (Abb. 4).

Die Ursell-Zahl (Ur) wird hier zur Charakterisierung der Nichtlinearität der Wellen am Meßort 1 verwendet. Diese Zahl gibt das Verhältnis des nichtlinearen Terms in der Korteweg-de-Vries-Gleichung (proportional zu H/D) zum Dispersionsterm (proportional zu $(D/L)^2$) an und kann deshalb als ein Maß für den Grad nichtlinearer bzw. disperser Eigenschaften der Wellenbewegung dienen. H und L bezeichnen die Wellenhöhe bzw. -länge, D die örtliche Wassertiefe. In der in der Einleitung erwähnten allgemeinen Form lautet die Ursell-Zahl

$$Ur = 0{,}5 \ \frac{HL^2}{D^3} \tag{4}$$

Die in Abb. 4 angegebenen Werte der Ursell-Zahl dokumentieren das Anwachsen nichtlinearer Eigenschaften am Böschungsfußpunkt mit zunehmender Wellenperiode, und dieses Verhalten ist durch das Auftreten zusätzlicher Energiedichtemaxima (Peaks) gekennzeichnet. Die Transformation einer Welle ist beispielhaft für die Wellenperiode 4 s im einzelnen an den sechs Meßpositionen über der relativ flach geneigten Böschung in Abb. 5 dargestellt.

Beobachtet wurde, daß die Wellen abhängig von der Wellenperiode als Schwallbrecher, in einer Mischform von Schwall- und Sturzbrechern oder als reine Sturzbrecher brachen und zwar in der engen Zone zwischen Pegel 5 und Pegel 6, d. h., etwa 3–4 m entfernt vom Durchstoßpunkt der Böschung mit dem Ruhewasserspiegel. An den Pegeln 1 bis 4 wurden über den gesamten Meßzeitraum stabile Wellen beobachtet, während an den Pegeln 5 und 6 überlagerte langwellige Schwingungen mit einer Periode von etwa 30 s aber kleiner Amplitude ausgemacht werden konnten (Abb. 5).

Die Geschwindigkeitsspektren wurden unter Verwendung der Formel (1) berechnet, wobei die Größe φ_{12} mit Hilfe der Kreuzspektrum-Analyse der an zwei benachbarten Pegeln

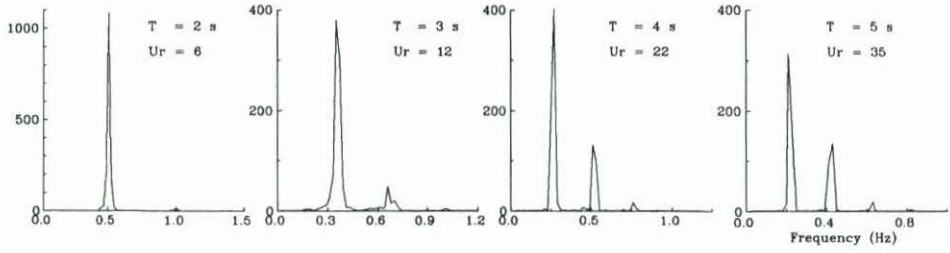

Abb. 4: Energiespektren der Wasserspiegelauslenkungen am Fußpunkt (1) der Böschung 1:33. Wellenperioden 2 s, 3 s, 4 s und 5 s

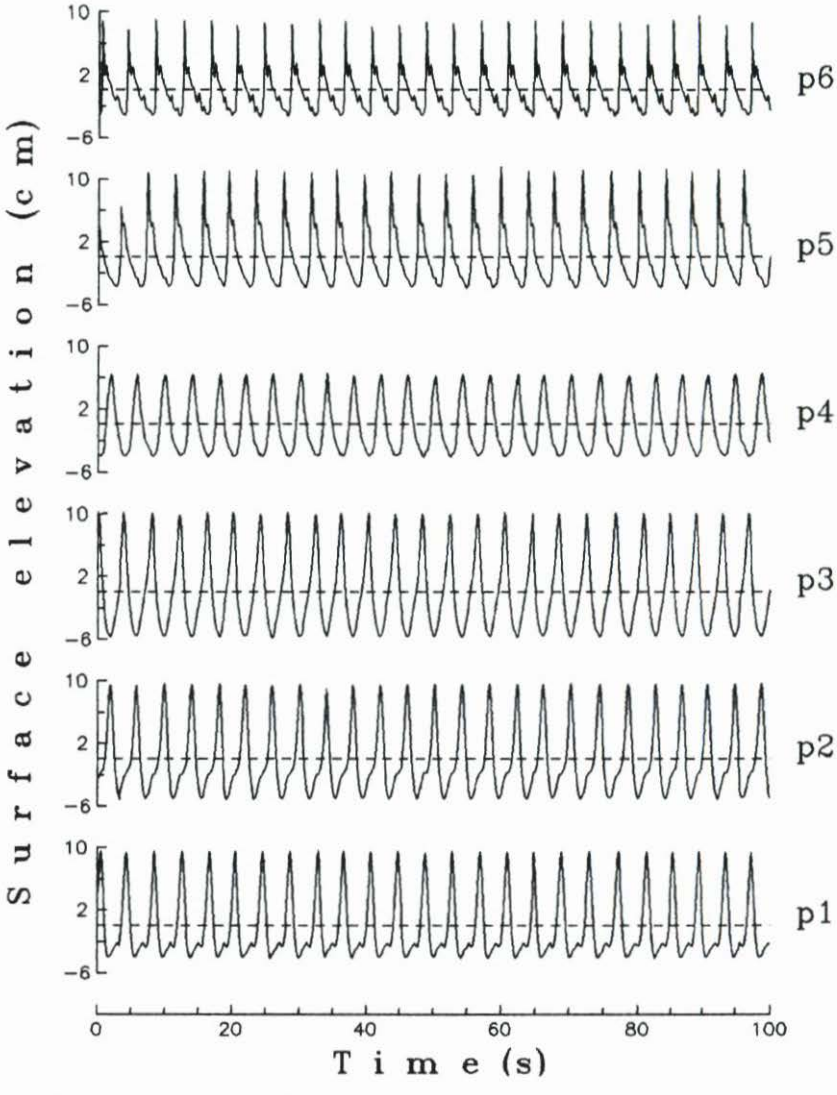

Abb. 5: Wellentransformation (shoaling) über einer flach geneigten Böschung. Wellenperiode T = 4 s. Meßpositionen p1 bis p6

gemessenen Zeitreihen $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$ bestimmt wurde. Die Breite des spektralen Fensters und die Anzahl der Freiheitsgrade waren 0,05 Hz bzw. 34.

Das wesentliche Ergebnis der Laboruntersuchungen ist in Abb. 6 enthalten. Hier handelt es sich um die Auftragungen der Phasengeschwindigkeiten $C_1(X)$ und $C_2(X)$, d. h., der Phasengeschwindigkeit der Grundfrequenz und derjenigen der zweiten Harmonischen als Funktion der horizontalen Entfernung X vom Böschungsfußpunkt. Diese Kurvenpaare dokumentieren ein in bestimmter Weise *vergleichbares* Verhalten aller untersuchter Wellen.

Im Bereich zwischen Pegel 1 und Pegel 2 übersteigt die Geschwindigkeit der Grundfrequenz diejenige der zweiten Harmonischen, entsprechend dem bekannten Vorhandensein normaler Dispersion von Schwerewellen. Weiter küstenwärts zwischen Pegel 2 und Pegel 3

Die Küste, 58 (1996), 161-177

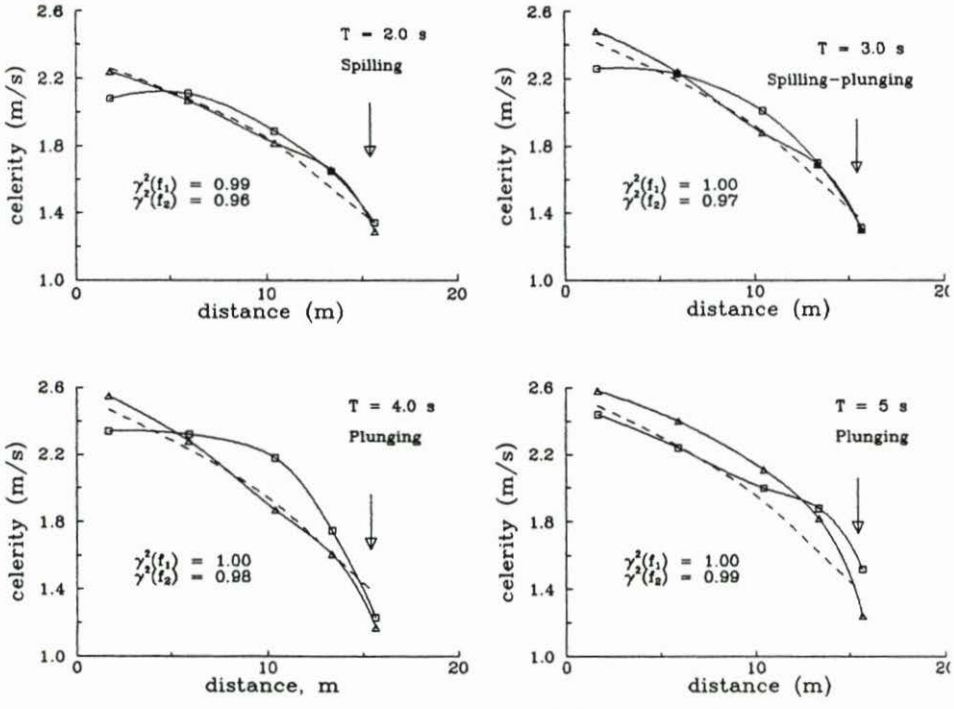

Abb. 6: Entwicklung der Phasengeschwindigkeit regulärer Wellen über einer flach geneigten Böschung: die Geschwindigkeit der Grundfrequenz ist durch Dreiecke gekennzeichnet, die der zweiten Harmonischen mit Quadraten. Die gestrichelte Linie zeigt die nach der linearen Theorie berechneten Werte. Die Pfeile bezeichnen die jeweilige Brecherzone

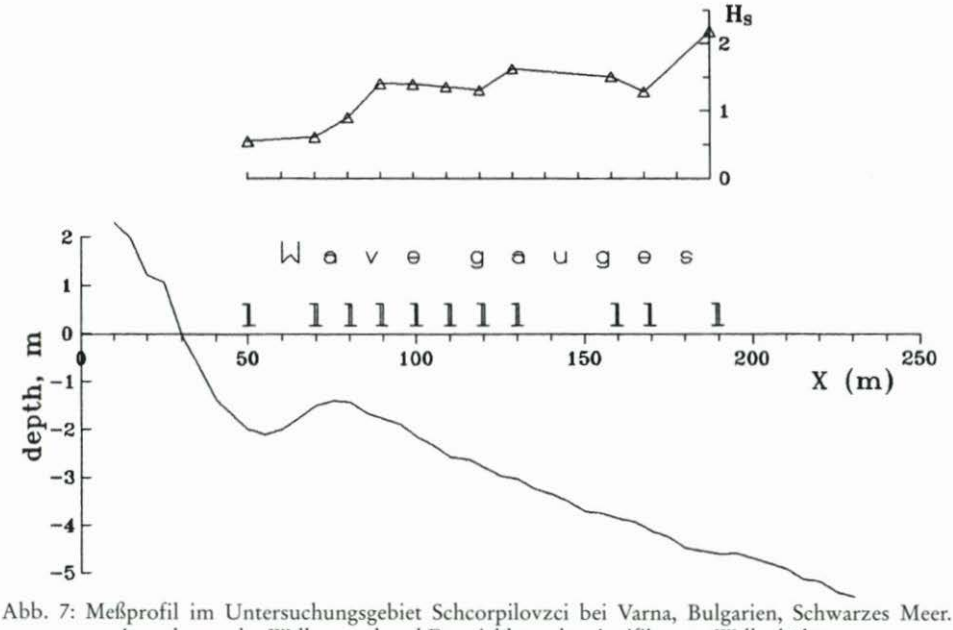

Abb. 7: Meßprofil im Untersuchungsgebiet Schcorpilovzci bei Varna, Bulgarien, Schwarzes Meer. Anordnung der Wellenpegel und Entwicklung der signifikanten Wellenhöhen

nähern sich die Werte C_1 und C_2 einander an, und schließlich belegen die Schnittpunkte beider Kurven örtlich dispersionslose Bewegung. Dies gilt für die Wellen mit Perioden T = 2 s, 3 s und 4 s. Im Falle der Wellen mit Periode T = 5 s ist der dispersionslose Bereich weiter küstenwärts zwischen Pegel 4 und Pegel 5 verlegt. Noch weiter küstenwärts (zwischen den Pegeln 3 und 5) übertrifft die Phasengeschwindigkeit der zweiten Harmonischen ständig den betreffenden Wert der Grundfrequenz (anomale Dispersion). Maximale positive Werte C_2–C_1 liegen zwischen den Pegeln 3 und 4 vor, außer bei Wellen mit der Periode T = 5 s. Diese Differenz nimmt wieder ab und bleibt für Wellen mit Perioden T = 2 s und 3 s zwischen den Pegeln 4 und 6 und für die Wellenperiode T = 4 s zwischen den Pegeln 5 und 6 in der Größenordnung des Meßfehlers. Bei den Wellen der Periode T = 5 s tritt die anomale Dispersion zwischen den Pegeln 5 und 6 auf, d. h., in der Brecherzone.

Was die Genauigkeit der Phasengeschwindigkeiten der Laboruntersuchungen anbelangt, ist festzustellen, daß der Gesamtfehler – wie oben beschrieben – in jedem Falle zu kleiner als 5 % bestimmt worden ist.

Der Betrag der Intensität des ADE ist mit $I_{21} \approx 4$ % am geringsten für die Welle mit der Periode T = 2 s, deren zweite Harmonische ziemlich schwach ausgebildet ist. Dagegen belaufen sich die betreffenden Werte für die Wellenperioden T = 3 s, T = 4 s und T = 5 s auf 7 %, 17 % und 23 %, d. h., daß die Intensität mit der Wellenperiode ansteigt. Demnach ist – außer für die Wellenperiode T = 2 s – das Kriterium einer größeren Intensität als der Betrag des abgeschätzten Fehlers für alle Untersuchungsreihen erfüllt. Für die Wellenperiode T = 5 s ist der prozentuale Wert sogar viermal höher.

Demnach wird die Existenz der hochfrequenten anomalen Dispersion durch diese Laboruntersuchungen für reguläre Wellen deutlich bestätigt.

4. Naturuntersuchungen

Die Naturuntersuchungen wurden im Oktober 1985 im Untersuchungsgebiet Schcorpilovzci am Schwarzen Meer bei der Stadt Varna in Bulgarien durchgeführt. Der Forschungspier des Bulgarischen Institutes für Ozeanologie liegt an einem sandigen, 12 km langen Küstenabschnitt, und das Meßprofil liegt 4 km von dessen südlichen Rand entfernt. Die mittlere Korngröße des Strandmaterials hat einen Durchmesser von 0,2 mm (Feiner Sand). Der Vorstrand hat eine Neigung von etwa tan α = 0,02 und verfügt über fast parallele Tiefenlinien. Der Bereich der Messungen erstreckte sich von der 0,5-m-Tiefenlinie bis zur 5,0-m-Tiefenlinie. Während des Meßzeitraumes gab es im Meßprofil ein einzelnes küstenparalleles Unterwasserriff, das sich etwa in einer Entfernung von 45 m von der Küstenlinie befand (Abb. 7). Die Tideschwankungen sind im Untersuchungsgebiet geringer als 0,1 m. Für die synchrone Messung der Wasserspiegelauslenkungen wurden an 11 Positionen nach dem Widerstandsmeßprinzip arbeitende Wellenpegel eingesetzt, vergl. Abb. 7. Weiterhin waren im selben Meßprofil an besonderen Beobachtungstürmen zwei weitere Wellenpegel installiert. Der erste Beobachtungsturm befand sich in einer Entfernung von X = 1000 m bei einer Wassertiefe von 18 m und der zweite Turm in einer Entfernung von X = 600 m bei einer Wassertiefe von 10 m. Dabei bezieht sich die Entfernung X auf den Koordinatenursprung 30 m landwärts der Wasserlinie, vergl. Abb. 7.

Die Dauer der digitalen Aufzeichnung betrug für jede Messung 15 Minuten mit einer Abtastrate von 3,3 Hz. Der Synchronisationsfehler war geringer als 0,005 s. Die Berechnung der Phasengeschwindigkeitsspektren wurde wiederum auf der Grundlage der Formel (1) durchgeführt und die Phasenspektren $\varphi_{12}(f)$ hierfür wiederum mit Hilfe der Kreuzspektrum-

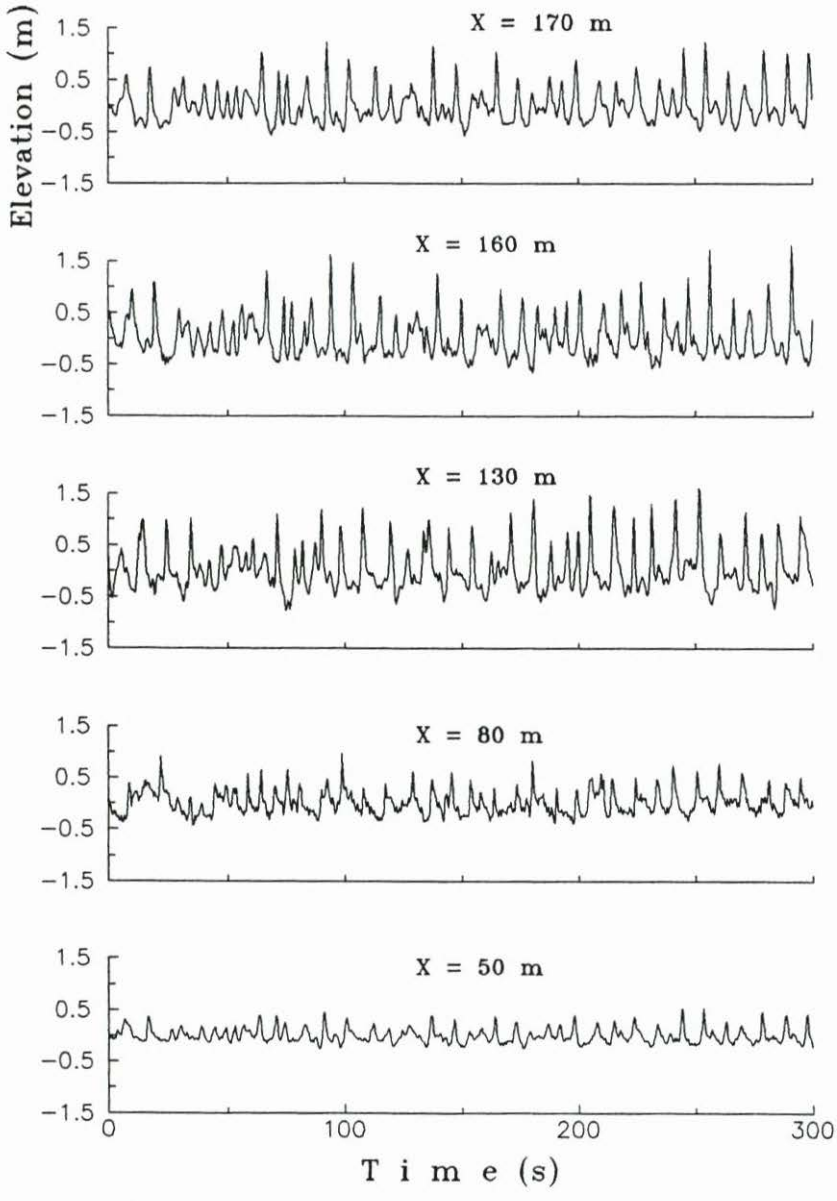

Abb. 8: An verschiedenen Positionen X des Meßprofiles gemessene Zeitfunktionen der Wasserspiegelauslenkungen

Analyse bestimmt. Die Breite des spektralen Fensters war bezüglich der Untersuchung des hochfrequenten Effektes (Bereich 0,08 Hz ≤ f ≤ 0,50 Hz) zu 0,03 Hz und bezüglich des niederfrequenten Effektes zu 0,015 Hz gewählt worden.

Für die Auswertung wurde insbesondere eine Meßreihe (D16) mit Dünungswellen ausgewählt, die sich im Meßprofil etwa n o r m a l zur Küste bewegten. Der Darstellung ist zu entnehmen, daß die signifikante Wellenhöhe H_S = 2,18 m der (noch ungebrochenen Wellen

bei der Position X = 190 m) auf H_S = 0,55 m bei Position X = 50 m im inneren Brandungsbereich abnahm. Das Brechen der höchsten Wellen begann bei Position X = 170 m, während der Brechpunkt für die Mehrzahl der Wellen im Bereich X = 90–80 m in unmittelbarer Nähe des Sandriffs lag.

Die Seegangsbedingungen bei Meßposition X = 1000 m (D = 18 m) können als Eingangsbedingungen (Input) in das System angesehen werden, weil hier die Wasserspiegelauslenkungen durch ein einziges auf einen engen Frequenzbereich beschränktes Maximum der Energiedichte (Peak) bei f_1 = 0,12 Hz charakterisiert waren. Mit abnehmender Wassertiefe (shoaling) wird das Spektrum breiter. Dieses Phänomen konnte an der Meßposition X = 600 m (D = 10 m) und allen weiteren Pegelpositionen beobachtet werden, Abb. 7.

Ein Grund für die Verteilung der Energiedichte über ein breiteres Frequenzband ist auf das Anwachsen der Energiedichte bei höheren Harmonischen (Vielfachen der Grundfrequenz) zurückzuführen. Ein zweiter Grund ist das Hervortreten eines weiteren Peaks im niederfrequenten Bereich bei etwa f = 0,04 Hz. Beide Effekte sind im gesamten Meßprofil vorhanden; der zweite Effekt ist indessen nur markant in der Nähe des Unterwasserriffs (zwischen dem Kamm des Sandriffs und der Position X ≈ 120 m).

Diese Phänomene steuern also die Asymmetrie der Wellen und die niederfrequenten Wasserspiegelschwankungen (Surf Beat), Abb. 8. Die zugehörigen Energiespektren sind dem rechten Teil von Abb. 9 zu entnehmen.

Im linken Teil von Abb. 9 ist die küstenwärtige Entwicklung der Phasengeschwindigkeitsspektren für den hochfrequenten Bereich 0,08-0,50 Hz dargestellt. Der Übergang erfolgt demnach ausgehend von schwacher normaler Dispersion im Bereich X = 170–160 m über etwa dispersionslose Bewegung bei X = 130–120 m, schwache anomale Dispersion bei den über dem Sandriff (X = 90–80 m) brechenden Wellen zu deutlicher anomaler Dispersion mit einer Intensität von I_{21} (20 % in der Rinne zwischen dem Sandriff und dem Strand (X = 70–50 m).

Zur Überprüfung der Vertrauenswürdigkeit der Messungen wird nachfolgend der Fehler für die Bestimmung von $C(f_2)$ für den Bereich X = 70–50 m abgeschätzt:

Die gemessene Phasendifferenz beträgt 477°, der zugehörige Wert der Kohärenz ist 0,6 (Abb. 9, mittlerer Teil) und die Anzahl der Freiheitsgrade ist 54.

Für diese Größen liefert Abb. 2 $\Delta\varphi = \pm 10°$, und demnach ist $\Delta\varphi/\varphi = 2\,\%$. Wird berücksichtigt, daß ($\Delta X/X \approx 1\,\%$ und überlagerte Strömungen und die Winkelabweichung der Wellen zusätzlich mit 2–3 % (THORNTON u. GUZA, 1982) anzusetzen sind, beläuft sich der Gesamtfehler auf 5–6 %. Dieser Wert ist aber wesentlich geringer als die Intensität der gemessenen anomalen Dispersion ($I_{21} \approx 20\,\%$). Damit ist auch die Existenz der hochfrequenten anomalen Dispersion für irreguläre Wellen in der Natur bestätigt. Niederfrequente Wellenbewegung im Frequenzbereich f < 0,08 Hz konnte im gesamten Meßprofil beobachtet werden (rechter Teil von Abb. 9). Ihre Intensität ist jedoch am stärksten bei Position X = 90 m, d. h., sehr nahe dem Riffkamm. Die Energiedichte der Wasserspiegelauslenkungen bei f = 0,03–0,04 Hz hat etwa die gleiche Größe wie die des Hauptmaximums der Energiedichte. Der zugehörige Betrag der Kohärenzfunktion beträgt etwa 0,8 (Abb. 10). Das Spektrum der Phasengeschwindigkeiten zeigt hier einen steilen Anstieg auf Werte von mehreren hundert m/s (Abb. 10). Dementsprechend sind die Werte des zugehörigen Phasenspektrums äußerst gering (in der Größenordnung von 1°).

Demnach bestätigt dieses Ergebnis nicht den niederfrequenten Effekt, der bei den Naturmessungen auf Sylt gefunden worden war. Das Verhalten der Phasengeschwindigkeiten in diesem Frequenzbereich ist vielmehr um einiges komplizierter als das in Abb. 1 gezeigte, vergl. weiter unten.

Die Küste, 58 (1996), 161-177

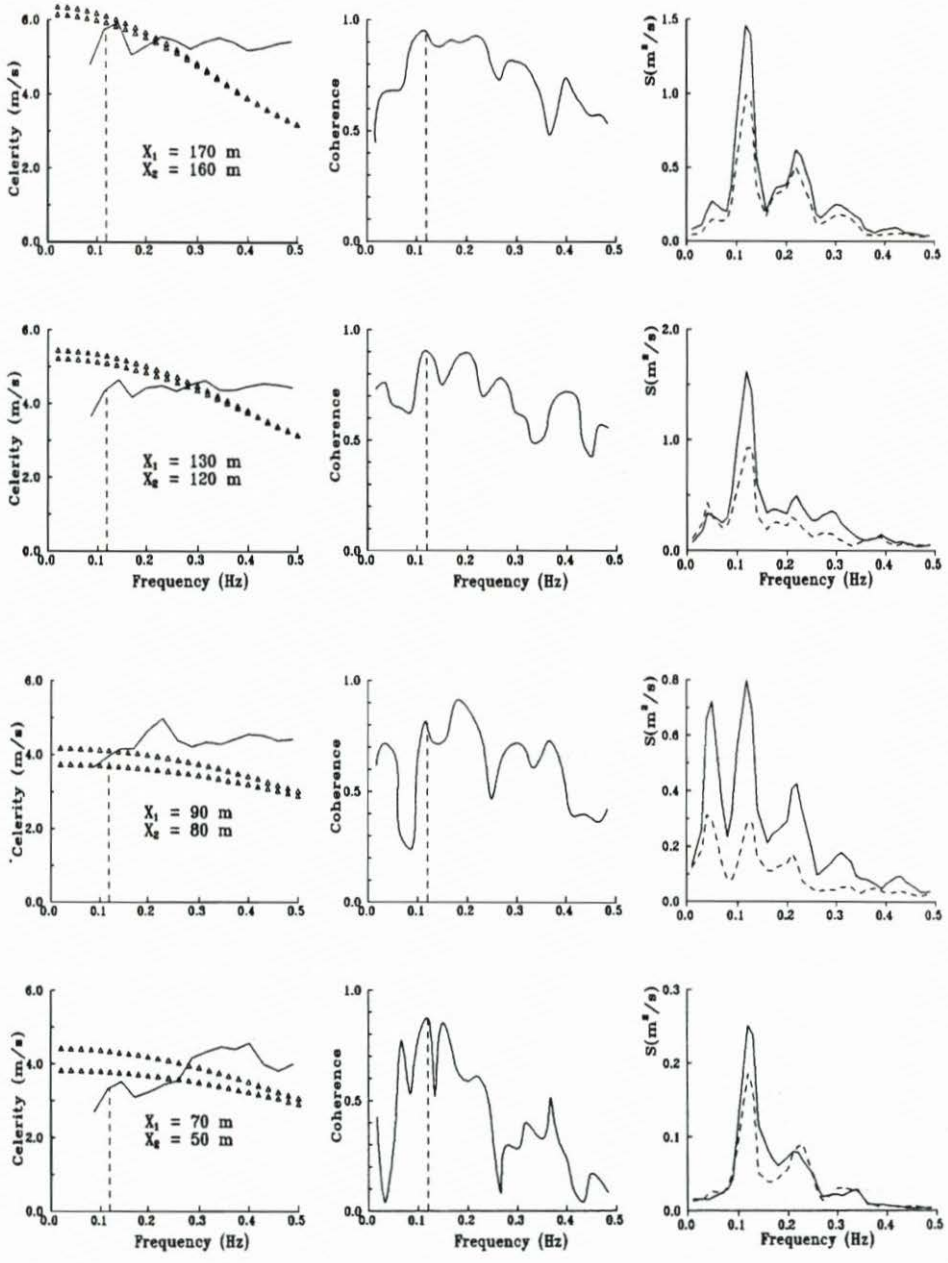

Abb. 9: Spektren der Phasengeschwindigkeiten, Kohärenzfunktionen und Energiespektren für die Bereiche X = 170–160 m, X = 130–120 m, X = 90–80 m und X = 70–50 m. Nach der linearen Theorie berechnete Phasengeschwindigkeiten sind durch Dreiecke gekennzeichnet. Die Frequenz der maximalen Energiedichte ist jeweils mit einer gestrichelten Linie markiert, die Energiedichte an der jeweils küstenferneren Meßposition mit einer durchgezogenen Linie und diejenige an der küstennäheren Meßposition mit einer gestrichelten Linie

5. Diskussion

5.1 Hochfrequenter Bereich

Die oben dargestellten Messungen dokumentieren die Existenz des Effektes der hochfrequenten anomalen Dispersion (ADE). Manchmal ist es ein Effekt zweiter Ordnung, aber in bestimmten Fällen erreicht seine Intensität 20 % und mehr. Unter Laborbedingungen kann das Phänomen bei regulären Schwerewellen über ansteigendem Boden beobachtet werden. In der Natur tritt schwache anomale Dispersion in der Nähe des Riffkammes auf, ihre maximale Intensität erreicht sie aber in der Rinne zwischen dem Riff und der Küstenlinie.

Das wesentliche Merkmal des betreffenden Effektes ist, daß er bei gebunden Wellen auftritt. Die Aussage, daß höhere Harmonische gebundene Komponenten darstellen, kann zumindest auf zwei Wegen untermauert werden. Die erste Möglichkeit besteht darin, die Bikohärenz-Funktion auf Dreifach-Harmonische auszuwerten und die gefundenen Größen als ein Maß für quadratische Kopplungen zu nutzen. Die zweite Möglichkeit besteht in der Verwendung des Kriteriums $Ur \geq 16$ (LIGHTHILL, 1978). In diesem Beitrag wird die zweite Methode verwendet.

Die Abschätzung der Ursell-Zahl Ur wurde oben für reguläre Wellenbedingungen vorgenommen. Wenn aber irreguläre Wellen beurteilt werden sollen, liegt eine Unsicherheit bezüglich der zu verwendenden Wellenhöhe vor. Es können unterschiedliche Wellenhöhen für die Berechnung der Ursell-Zahl verwendet werden: die signifikante Wellenhöhe (H_S), die Root-Mean-Square-Wellenhöhe (H_{rms}) oder etwa die mittlere Wellenhöhe $H = 2\sigma$ mit σ = Standardabweichung. Für die Meßposition X = 190 m wurden mit allen oben erwähnten Wellenhöhen Werte für die Ursell-Zahl Ur berechnet:

$$Ur(H_S) = 50$$
$$Ur(H_{rms}) = 35$$
$$Ur(H_M) = 25.$$

Wird berücksichtigt, daß H_M die minimale mittlere Wellenhöhe darstellt, kann geschlossen werden, daß das gesamte Untersuchungsgebiet eine hochgradig nichtlineare Zone darstellt.

Demnach sind die höheren Harmonischen in den Energiespektren von Abb. 9 gebundene Wellenkomponenten. Dann wieder bedeutet dies, daß der ADE ein nichtlineares Phänomen darstellt und deshalb die kritische Bedingung seines Auftretens durch den Parameter der Nichtlinearität (H/D) in der Korteweg-de-Vries-Gleichung ausgedrückt werden kann. Solche zugehörigen Werte wurden unter Verwendung der signifikanten Wellenhöhe berechnet und sind in Tab. 3 enthalten.

Tab. 3: Kritische Bedingungen für den ADE

Test	Labor	Labor	Labor	Labor	Natur
T (s)	2	3	4	5	8,5
H_S/D	0,4	0,4	0,4	0,8	0,8

Was den Widerspruch zwischen den Naturmessungen von THORNTON u. GUZA ($C(f)$ = konstant für $f \geq f1$) und unserem Ergebnis anbelangt, muß die nachfolgende Frage beantwortet werden:

Warum ist der ADE in bestimmten Messungen so schwach oder sogar vernachlässigbar gering?

Es kann angenommen werden, daß die Breite des Tiefwasser-Spektrums die wesentliche Rolle bei diesem Problem spielt. Wahrscheinlich ist der ADE deutlicher bei Vorhandensein eines engen „Input-Spektrums" ausgeprägt. Tatsächlich kann ein breites Input-Spektrum als ein Satz freier Wellen angesehen werden, die sich mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten bewegen. Bei abnehmender Wassertiefe erzeugt jede freie Komponente ihren eigenen Satz von höheren Harmonischen und infolgedessen wird ein breites Spektrum noch breiter. Einige neue gebundene Komponenten können Frequenzen haben, die sehr nahe bei Frequenzen von freien Wellen liegen, und ihre Überlagerung schwächt dann den Effekt der anomalen Dispersion bei Frequenzen der gebundenen Komponenten. Dies wäre ein möglicher Grund, weshalb der ADE oft schwach ist und manchmal in der Natur nicht beobachtbar ist.

Es ist interessant, festzustellen, daß in allen betrachteten Fällen der ADE ein Ergebnis des „anomalen" Verhaltens (im Vergleich zur linearen Abhängigkeit von C(f)) der zweiten Harmonischen und nicht der Grundfrequenz ist (Abb. 6). Dies läßt vermuten, daß der hochfrequente ADE den Hauptmechanismus für die Wellentransformation darstellt, die schließlich in der Brandungszone zu sägezahnförmigen Strukturen führt. Letztere können wie folgt angegeben werden:

$$\zeta(t) = \sum_{j=1}^{\infty} a_j \cos\left(2\pi f_j + \pi \frac{(j-1)}{2}\right) \tag{5}$$

Hier bezeichnet der Term $\pi(j-1)/2$ eine positive Verschiebung zwischen der Harmonischen j und der Grundfrequenz. Solche Verschiebungen der hohen Harmonischen wurden bei Laboruntersuchungen von FLICK et al. (1981) gefunden. Offensichtlich müssen die hohen Harmonischen von Wellen, die zur Sägezahnform tendieren, sich schneller als die Grundfrequenz bewegen. Gerade dieses wird durch unsere Labormessungen bestätigt. Also kann der hochfrequente ADE als der Mechanismus angesehen werden, der für die Transformation der Wellen in die Sägezahnform verantwortlich ist. Weiterhin haben Flicks Untersuchungen klar gezeigt, daß die betreffende Verschiebung für die Wellenasymmetrie bezüglich der Vertikalebene maßgeblich ist. Deshalb kann man feststellen, daß der ADE auch für das Auftreten und die Zunahme der vertikalen Wellenasymmetrie bei abnehmender Wassertiefe verantwortlich ist.

5.2 Niederfrequenter Bereich

Oben war festgestellt worden, daß die Gestalt des bei „Schcorpilovzci" gemessenen Spektrums der Phasengeschwindigkeiten im Frequenzbereich 0,01–0,08 Hz offensichtlich nicht die Existenz der in Abb. 1 gezeigten anomalen Dispersion bestätigt. Es gibt darüber hinaus eine deutliche Diskrepanz in der tendenziellen Veränderung auch gegenüber dem theoretischen Geschwindigkeitsspektrum: Während $C(f)_{SYLT}$ mit der Frequenz abnimmt, wächst $C(f)_{SCH}$ abrupt bis auf Werte an, die physikalisch unsinnig erscheinen (Abb. 10). Der Vergleich der Energiespektren von Abb. 1 und Abb. 9 legt aber nahe, daß wir es hier mit zwei völlig unterschiedlichen Phänomenen zu tun haben. Tatsächlich ist die Energiedichte bei den Sylt-Messungen im Frequenzbereich 0,03–0,04 Hz sehr gering (Abb. 1), während bei den Schcorpilovzci-Messungen in diesem Bereich der isolierte Peak vorhanden ist (Abb. 9). Was jedoch den Bereich unmittelbar links vom Hauptmaximum der Energiedichte anbetrifft, so fällt auch hier in allen beobachteten Fällen die Phasengeschwindigkeit mit der Frequenz.

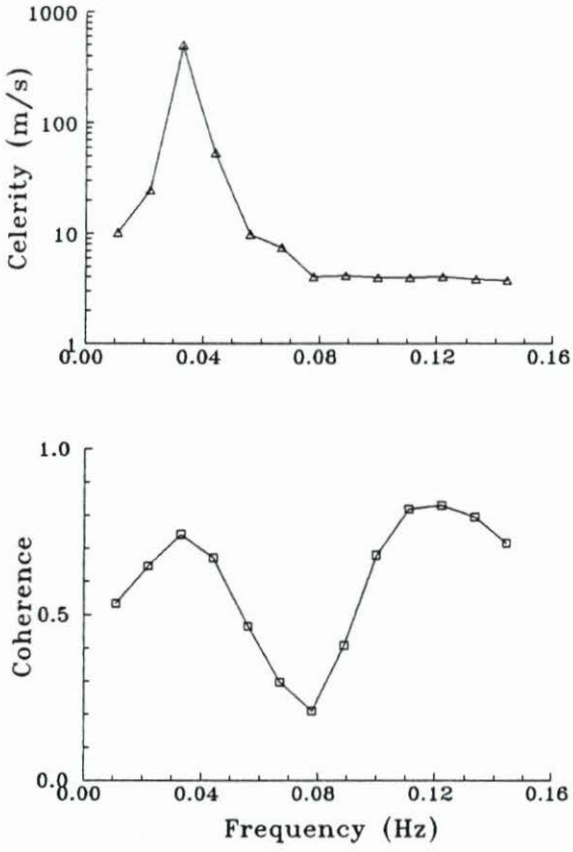

Abb. 10: Niederfrequenter Teil des Spektrums der Phasengeschwindigkeiten (oben) und Kohärenzfunktion (unten) für den Bereich X = 90–80 m

Einerseits bestätigen die im Meßprofil von Schcorpilovci erhaltenen Ergebnisse das Phänomen der anomalen Dispersion in den Spektren der Phasengeschwindigkeiten der Sylt-Untersuchungen, wenn auch der ADE bei den Messungen am Schwarzen Meer viel schwächer ausgeprägt ist. Andererseits zeigen die neuen Messungen aber ein zusätzliches Phänomen: Riesige Phasengeschwindigkeiten treten bei niedrigen Frequenzen zusammen mit hohen Werten der Kohärenz auf (Abb. 10), und eine fast nicht mehr meßbare Phasendifferenz zwischen den Meßpositionen X = 90 m und X = 80 m bedeutet, daß das Energiedichtemaximum bei 0,03–0,04 Hz zu einer stehenden Welle gehört. Tatsächlich befinden sich alle Punkte in einer stehenden Welle $\xi(x,t) = A \cdot \cos(kx) \cdot \sin(\omega t)$ in derselben Phase, und deshalb sollte die Phasengeschwindigkeit einen unendlich großen Wert aufweisen.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, daß Spektren der Phasengeschwindigkeiten von Schwerewellen über Informationen zu den nachfolgenden Phänomenen verfügen:

- Hochfrequente anomale Dispersion;
- Niederfrequente anomale Dispersion an der abfallenden Seite des Energiedichtemaximums des Energiespektrums;
- Stehende Wellen.

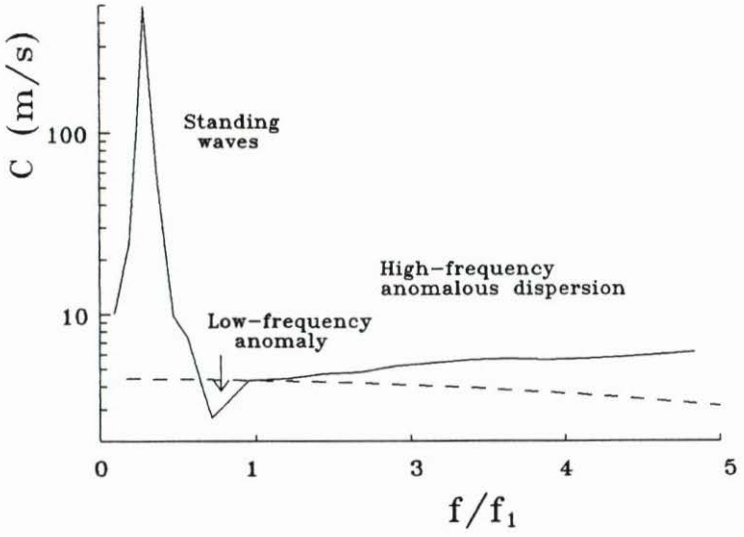

Abb. 11: Generalisiertes Spektrum der Phasengeschwindigkeiten von stark verformten brechenden Wellen (durchgezogene Linie) im Vergleich mit demjenigen nach der linearen Theorie berechneten (gestrichelte Linie)

Das generalisierte Phasengeschwindigkeitsspektrum für den Fall stark verformter brechender Wellen könnte also die in Abb. 11 dargestellte Form aufweisen. Diese unterscheidet sich signifikant von der nach der linearen Theorie berechneten.

6. Schriftenverzeichnis

BÜSCHING, F.: Wave deformation due to decreasing water depth. Mitteilungen des Leichtweiss-Instituts für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig, 63, pp. 168–217, 1978.

BÜSCHING, F.: Anomalous dispersion of Fourier components of surface gravity waves in the nearshore area. Proc. 16th Conf. Coastal Engineering, pp. 247–267, 1978.

BÜSCHING, F.: Anomale Dispersion zur Darstellung der küstennahen Wellenverformung. Die Küste, H. 34, pp. 159–183, 1979.

ELGAR, S. u. R. T. GUZA: Shoaling gravity waves: comparisons between field observations, linear theory and nonlinear model. Fluid Mech., vol. 158, pp. 47–70, 1986.

FLICK, R. E., R. T. GUZA u. D. L. INMAN: Elevation and velocity measurements of laboratory shoaling waves. J. Geophys. Res., 86, pp. 4149–4160, 1981.

JENKINS, G. M.: Spectral analysis and its application. San Francisco: Holden-Day, pp. 525, 1968.

KUZNETSOV, S. YU. u. N. S. SPERANSKI: Phase velocities of free and forced waves in shallow water. In:„Modern processes of sedimentation on shelf", pp. 180–186, „Nauka", Moscow, (in Russian), 1990.

LIGHTHILL, J.: Waves in fluids. Cambridge Univ. Press, London, pp. 504, 1978.

SPERANSKI, N. S.: Two types of deformation of wave velocity field in coastal zone. Oceanology, vol. 25, n 6, pp. 723–726, 1985.

THORNTON, E. u. R. T. GUZA: Energy saturation and phase speed measured on a natural beach. J. Geophys. Res., C86(5): pp. 4149–4160, 1982.