

浅海域における不規則波の分散特性について

岩 垣 雄 一・木 村 晃

PROPAGATION OF RANDOM WAVES IN SHALLOW WATER

By Yuichi IWAGAKI, Akira KIMURA

Synopsis

This paper deals with propagation of uni-directional random waves in shallow water. Thirty five cases of experiments (fifteen cases of constant depth and twenty cases of 1/10 and 1/20 beach slopes) were performed using a random wave simulation system in a laboratory wave tank. Water surface records measured with six or twelve wave gauges were analyzed by means of cross spectra. Firstly, changes of the coherence with the ratio of the wave gauge distance to the component wave length l/L_n are discussed. Secondly, component wave lengths calculated by the phase spectrum are compared with theoretical values. Finally some problems on the concept of component wave are pointed out from the results of this study.

1. 緒 言

一方向に伝播する不規則波 (uni-directional random waves) の水位変動 $\eta(x, t)$ は一般に次式のように表わされる。

$$\eta(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(k_n x - \omega_n t - \varepsilon_n) \quad \dots\dots\dots (1)$$

この式は不規則波が、無数に多くの規則波が重なりあったものであることを意味し、 $a_n, k_n, \omega_n, \varepsilon_n$ はそれぞれ成分波の振幅、波数、角周波数、初期位相角である。個々の成分波は通常、波形の analogy から微小振幅波と同じ特性をもつものと考えられる。したがって、各成分波の ω_n と k_n の間には微小振幅波理論による次式の関係が成立するはずである。

$$\omega_n^2 = g k_n \tanh k_n h \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに g は重力加速度であり、 h は水深である。

従来、スペクトル解析法に基づく不規則波の取り扱いに際しては、ほぼ例外なく、式 (1), (2) の概念がとり入れられてきた。ところが最近になり、主として風洞水槽を用いて発生させた不規則波を対象として、不規則波を式 (1) のように仮定することの是非についての検討が行われ始めた。加藤・鶴谷¹⁾は、波と流れが共存する場における成分波の伝播速度について研究を行い、スペクトルのピーク周波数付近の成分波の伝播速度は理論値に等しいか、若干大きい値を示すのに対し、それより高周波域の成分波の波速は理論値に比してかなり大きな値を示すことを見出した。また光易・郭²⁾は、風洞水槽内に無風域をつくり、吹走流および風圧効果をともなわない場における深海性の不規則波の伝播速度について検討した。その結果、スペクトルエネルギーの大部分が含まれる領域であるスペクトルのピーク付近では、やはり、波速が理論値より若干大きく目であるがほぼ等しいという結果が得られ、この周波数帯では線型の分散関係が近似的に成立していることを示した。一方、石田・金³⁾は浅海域にある不規則波の波数・周波数スペクトルを計算し、式 (2) で示

した波数と周波数の線型の分散関係式が成立しない部分にも、かなりのエネルギーが存在することを示した。

以上3つの研究はそれぞれ互に少しずつ実験条件や目的とするところに差があるが、共に共通した結論として、スペクトルのピーク周波数付近では式(1)の仮定にもとづく成分波の波数と周波数は線型の分散関係をほぼ満足するが、それより高周波域の成分波は式(2)とかなり大きな差が見られること、ならびに波高計間隔が大きくなるにつれて、相互のコヒーレンスが徐々に低下している点をあげることができる。特に光易らの研究によれば、波高計間隔の増加とともに、スペクトルのピーク周波数より若干低周波域を除いて、相互のコヒーレンスはかなり顕著に低下してゆくが、成分波の波速は波高計間隔が増大する方がむしろ総ての周波数帯で理論値に近づいてゆく傾向がみられる。この点について光易らは、“狭い空間でみると風波の高周波成分は、成分波としての分散関係には従がわないで、主要成分波とともに進行しているが、広い空間でみると、近似的に分散関係を満足しているものと解釈できるかもしれない。”と述べている。

この研究はこの点を更に検討するため、実験室内で機械的に発生させた浅海性の不規則波を用い、前出の3つの研究が測定の対象とした区間(主要成分波の波長と同等もしくはそれ以下)より長い区間での不規則波の伝播特性について検討したものである。

標題に示した浅海域という言葉は、不規則波の場合何を基準として深海域と区別するかは必ずしも明確でないが、ここでは、水深と主要成分波の波長との比が1/2より小さいものを浅海域にある不規則波と定義した。

2. 実験装置および方法

実験は長さ 27m, 幅 50cm, 深さ 75cm の両面ガラス張り水槽を用いて行った。この水槽の一端には電気油圧式不規則波発生機が設置しており、他端には1/3勾配のアルミメッシュ製のスロープにステラシート

Table 1. Experimental conditions

Run No.	Slope	Peak frequency (Hz)	Water depth (cm)	Wave gauge interval (cm)
1	0	0.3	50	100
2		0.4	50	100
3		0.5	50	100
4		0.6	50	100
5		0.7	50	100
6		0.3	40	100
7		0.4	40	100
8		0.5	40	100
9		0.6	40	100
10		0.7	40	100
11		0.8	50	100
12		0.9	50	90
13		1.0	50	75
14		1.1	50	60
15		1.2	50	50
16	1/10	0.3		100
17		0.4		100
18		0.5		100
19		0.6		100
20		0.7		100
21		0.8		100
22		0.9		100
23		1.0		100
24		1.1		100
25		1.2		100
26	1/20	0.3		100
27		0.4		100
28		0.5		100
29		0.6		100
30		0.7		100
31		0.8		100
32		0.9		100
33		1.0		100
34		1.1		100
35		1.2		100

をはりつけたものを置いて波の反射を防いだ。実験は水平床で15ケース、1/10および1/20勾配の斜面を用いたものがそれぞれ10ケース計35ケース行った。実験に用いた不規則波は、いずれも著者らが先に発表した方法で Pierson-Moskowitz 型のスペクトルをシミュレートしたものであり、Table 1 に各ケースのピーク周波数、水深および波高計の間隔を示した。また Table 2 には各波高計の位置での水深を示した。波高計は電気抵抗線式であり、Fig. 1 に示すように、等間隔に並べて水位変動を測定した。実験に際しては、各波高計からの記録をペン書オシログラフでモニターし、記録がほぼ定常になったと思われる時より14チャンネルのデータレコーダーへの記録の収録を開始した。この記録は FACOM U-200を組み込んだ A-D 変換器を用いて Case No. 1 から10は 20Hz で残りの No. 11 から 35は 25Hz で準同時サンプリングを行い、後の解析に用いるため専用データセットにファイルした。

3. 解析方法

通常相互に異なる2点で測定した不規則変動の周波数成分の相関を検討するためには、クロススペクトル、コヒーレンスおよび位相スペクトルが用いられることが多い。この研究

Table2. Water depths at wave gauges

Run No.	Water depth (cm)											
	W-1	W-2	W-3	W-4	W-5	W-6	W-7	W-8	W-9	W-10	W-11	W-12
1~5	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50
6~10	40	40	40	40	40	40	40	40	40	40	40	40
11~15	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50
16~25	50	50	40	30	20	10	-	-	-	-	-	-
26~35	50	50	50	50	45	40	35	30	25	20	15	10

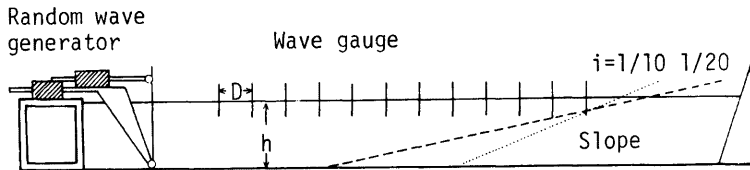


Fig. 1. Wave tank

でも、これらの方法を用いて解析を行ったが、計算のスピード化をはかるため FFT 法を用いた。この方法によれば、いま、 x 点および y 点での水位変動の時間記録をそれぞれ $\eta_x(k)$ および $\eta_y(k)$, ($k=0, 1, 2, \dots, N-1$) とする (N はデータの総数)。データのサンプリング間隔 Δt が十分小さければこれらの値は十分な精度で次式のように表現できる。

$$\eta_x(k) = \sum_{i=0}^{N/2} \left(A_{xi} \cos \frac{2\pi}{N} ki + B_{xi} \sin \frac{2\pi}{N} ki \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\eta_y(k) = \sum_{i=0}^{N/2} \left(A_{yi} \cos \frac{2\pi}{N} ki + B_{yi} \sin \frac{2\pi}{N} ki \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし、

$$A_{xi} = \frac{2}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \eta_x(k) \cos \frac{2\pi}{N} ki \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$B_{xi} = \frac{2}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \eta_x(k) \sin \frac{2\pi}{N} ki \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$A_{x0} = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \eta_x(k) \quad \dots\dots\dots (7)$$

であり、 A_{yi} , B_{yi} もまったく同様に求められる。この部分の計算に FFT が非常に効果的に利用される。FFT 法によるパワースペクトル P_{xi} は次式のように与えられる。

$$P_{xi} = \frac{1}{4} (A_{xi}^2 + B_{xi}^2) \cdot N \cdot \Delta t \quad (i=1, 2, \dots, N/2) \quad \dots\dots\dots (8)$$

式 (8) は自由度 2 の 2-side スペクトルである。自由度を増し、スペクトルの信頼性を高めるためにいくつかの方法が提案されているが、ここでは Taira⁵⁾ と同じ単純平均の方法を採用した。この方法によれば、自由度 $2a$ のパワースペクトル S_x は

$$S_x \left(\frac{n}{T} \right) = \frac{1}{a} \sum_{i=p}^q P_{xi} \quad \dots\dots\dots (9)$$

のように与えられる。ここに $T = N \cdot \Delta t$ であり、 a は平均をとる raw-spectrum の数であり $a = q - p + 1$ である。また n は p と q の中央値である。つぎに $\eta_x(k)$ と $\eta_y(k)$ とのクロススペクトル S_{xy} は

$$S_{xy}\left(\frac{n}{T}\right) = \frac{T}{4a} \sum_{i=p}^q \{A_{xi}A_{yi} + B_{xi}B_{yi} + j(A_{xi}B_{yi} - A_{yi}B_{xi})\} \quad \dots\dots\dots(10)$$

で与えられる。したがって Co-spectrum および Quadrature-spectrum はそれぞれ

$$C\left(\frac{n}{T}\right) = \frac{T}{4a} \sum_{i=p}^q \{A_{xi}A_{yi} + B_{xi}B_{yi}\} \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$Q\left(\frac{n}{T}\right) = \frac{T}{4a} \sum_{i=p}^q \{A_{xi}B_{yi} - A_{yi}B_{xi}\} \quad \dots\dots\dots(12)$$

であり、コヒーレンス COH ならびに位相スペクトル θ_{xy} は定義よりつぎのように与えられる。

$$COH\left(\frac{n}{T}\right) = \frac{C\left(\frac{n}{T}\right)^2 + Q\left(\frac{n}{T}\right)^2}{S_x\left(\frac{n}{T}\right) \cdot S_y\left(\frac{n}{T}\right)} \quad \dots\dots\dots(13)$$

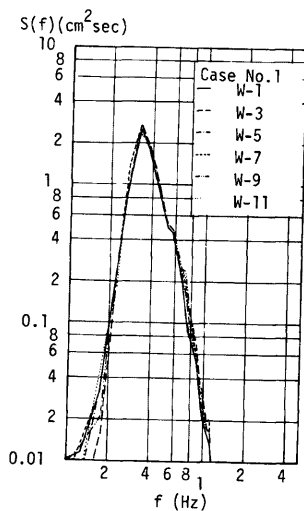
$$\theta_{xy}\left(\frac{n}{T}\right) = \tan^{-1}\left\{-Q\left(\frac{n}{T}\right)/C\left(\frac{n}{T}\right)\right\} \quad \dots\dots\dots(14)$$

式 (14) の位相スペクトルは x 点での n/T の周波数帯の成分波の位相角が y 点のそれに比して θ_{xy} radian だけ進んでいることを示す。

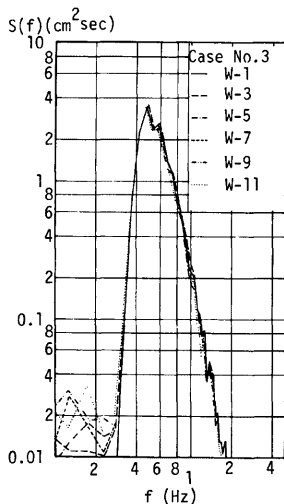
4. 実験結果ならびに考察

4.1 コヒーレンス

Fig. 2 (a)~(e) はそれぞれ **Table 1** に示した No. 1, 3, 5, 12, 14 の各ケースの不規則波の 1 点おきの測定点でのスペクトル型を示したものである (以下特にことわらない限りパワースペクトルおよびクロススペクトルはともにデータ数 8, 192, 自由度 82 で計算した)。図より No. 1, 3, 5, 12 の各ケースでは伝播にともな



(a)



(b)

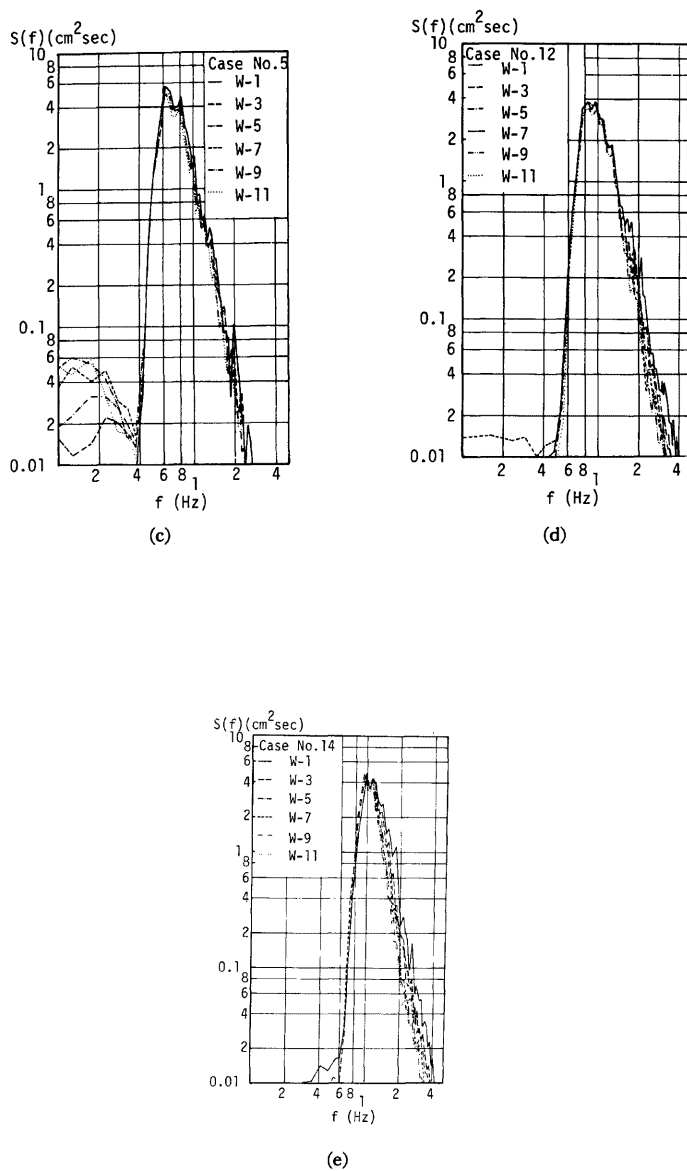
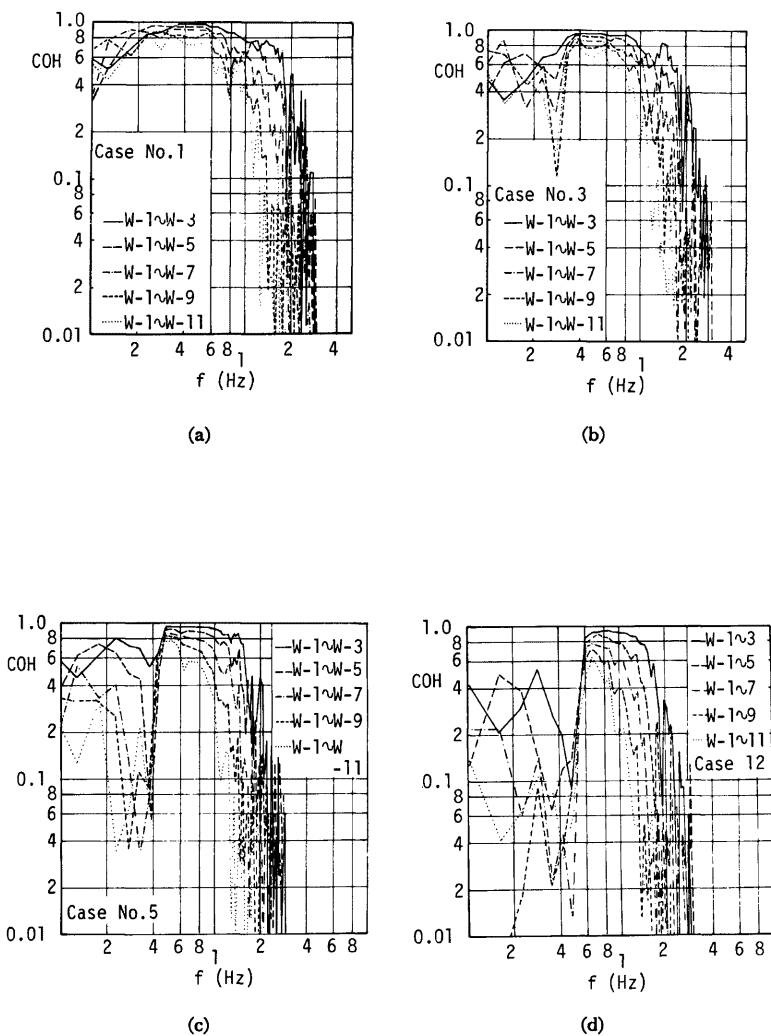


Fig. 2. Power spectrum (flat bed, $h=50\text{cm}$)

Fig. 3. Coherence (flat bed, $h=50\text{cm}$)

うスペクトルの変化はほぼ無視し得るが、No. 14においてわずかに高周波領域でのエネルギーの通減がみられる。これは水槽の側壁や底面での摩擦によるものと考えられるが、ここではこの点に関する検討は行わないので、伝播にともなうスペクトルの変形がほぼ無視し得る No. 12 まで、すなわちピーク周波数 f_p が 0.9 Hz より低い不規則波を対象として検討を進める。Fig. 3 (a)~(d) は同じ Case No. 1, 3, 5, 12 の各場合の W-1 と W-3, W-5, W-7, W-9, W-11 とのコヒーレンスを示したものである。一番距離の短い W-1 と W-3 のコヒーレンスについてみれば、各図ともスペクトルエネルギーの集中しているピーク周波数付近では 1 に非常に近い値を示しており、その周波数帯をはずれると、特に高周波域において値が急激に低下すること、 $3f_p$ 付近でかなり明確な極大値をとることなどの共通した特性がみられる。これは f_p の 2 倍および 3 倍の周波数より少し低周波側での急激な値の低下を指摘した光易らの結果とほぼ同じである。加藤らならびに光易らは、この高周波領域におけるコヒーレンスの急激な低下を不規則波の方向分散特性で説明を試みているが、必ずしも十分成功しているとはいいがたい。特に著者らの場合は機械的に発生させた波であり、その方向分散はまったくないと考えてよく、コヒーレンスの低下は別の理由によるものである。

Fig. 3 の各図とも W-1 に対し W-3, W-5, W-7 と波高計相互の間隔が大きくなるにつれて、コヒーレンスはすべての周波数で徐々に低下し、その程度は高周波になるほど著しい。しかし、波高計間隔が大きくなっても、 $2f_p$ もしくはそれよりいく分低い周波数を境にしてその前後でコヒーレンスの様子がかなり異なることは W-1~W-3 の場合と同様にみられるが、 $3f_p$ 付近の極大値は波高計間隔の増加とともにしだいに不明確になる。次にこの波高計間隔の増加にともなうコヒーレンスの変化について検討する。いま Fig. 4 の右上に示すようにコヒーレンスの値が低周波側および高周波側で急激な低下を示し始める周波数を f_1 および f_2 とし、それらを f_p で割ったものを示したのが Fig. 4 である。 f_1/f_p はあまり変化しないが、 f_p の増加にともない f_2/f_p は徐々に減少し、有効周波数帯 $f_e (=f_2-f_1)$ はしだいに狭まくなってはいるが、 $0.75 \leq f/f_p \leq 1.5$ の範囲はほぼ有効周波数帯と考えてよいであろう。

この有効周波数帯に含まれる各成分波の波長 L_n を微小振幅波理論による波長に等しいと仮定して算定し、各波高計の間隔 l との比 l/L_n と Fig. 3(a)~(d) に示した COH との関係を示したものが Fig. 5(a)~(d) である。各図とも各点は若干のばらつきはあるが、 l/L_n の増加にともない COH の

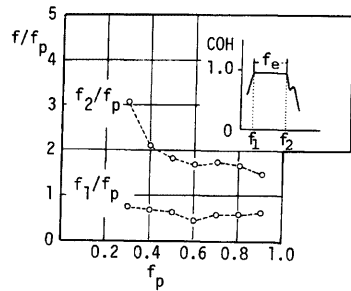
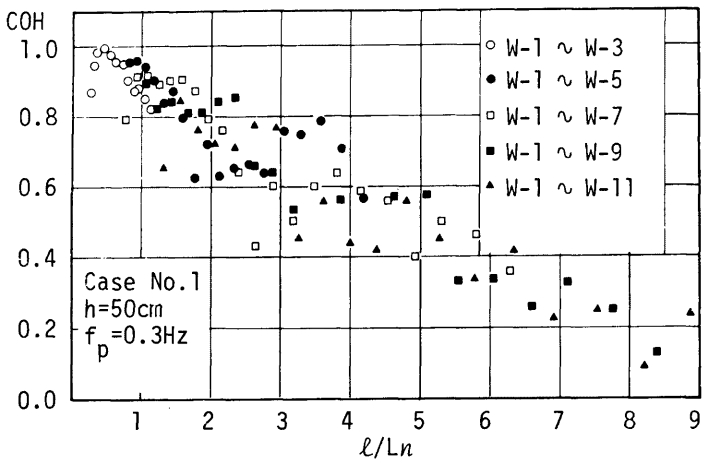


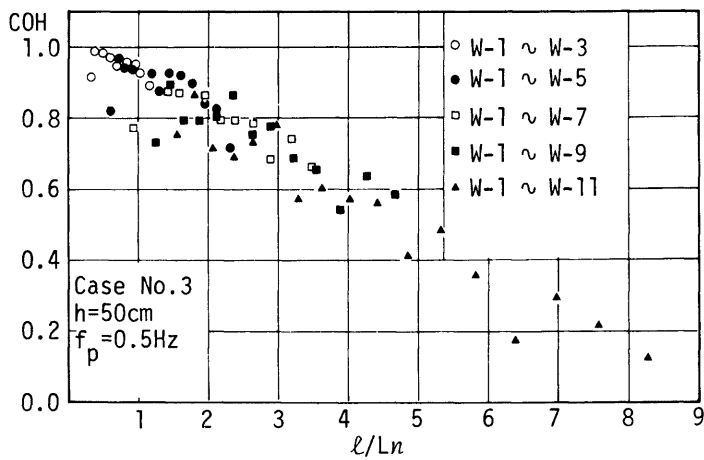
Fig. 4 Change of efficient frequency band

値は直線的に減少することがわかる。各図を相互に比較すれば、 f_p の増加にともないわずかに各点の示す勾配が急になっているようにも見えるが、その差は非常に小さい。したがって、この実験の範囲内では COH と l/L_n の関係は各ケースとも相互に差がないといってよい。このことから、一方向に伝播する不規則波のコヒーレンスの値は、相対的な距離の増加にともないほぼ直線的に減少し、各成分波とも 2 波長ほど離れた 2 点のコヒーレンスは 0.8 程度まで下がるのがわかる。Fig. 6 は Case No. 8 の $f_p=0.5$ Hz、水深 40cm の不規則波に対して同じ解析を行った結果を示したものである。これは水深 50cm での Fig. 5 (b) と対応するものであるが、この程度の水深の差であれば、水深減少にともなう COH の変化にはほとんど差がないことがわかる。

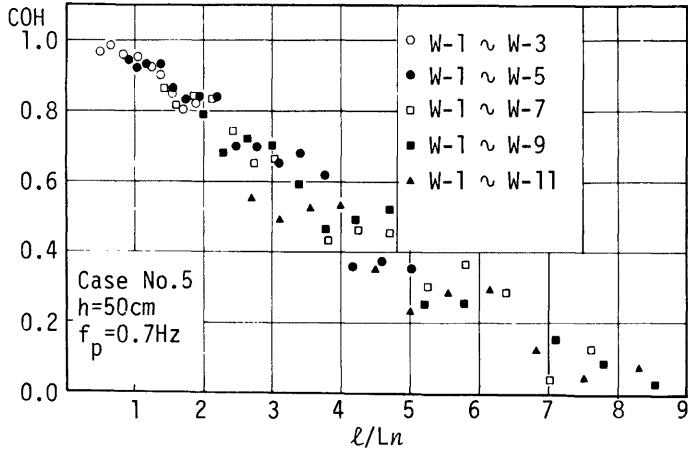
Fig. 7(a)~(d) および Fig. 8(a)~(d) は 1/10 および 1/20 勾配の斜面上を進行する不規則波のスペクトルの変化の様子を示したものである。各図はそれぞれ Table 1 の Case No. 16, 18, 20, 22 および 26, 28, 30, 32 に対応するもので、各図とも、水深の減少にともないピーク周波数付近でエネルギーが低下し、低周波域ならびに高周波域ではエネルギーが増加していることがわかる。したがって斜面上における不規則波の伝播は、各成分波の振幅が変化するという前提で議論を進めなければならない。しかし単なる振幅のみの変



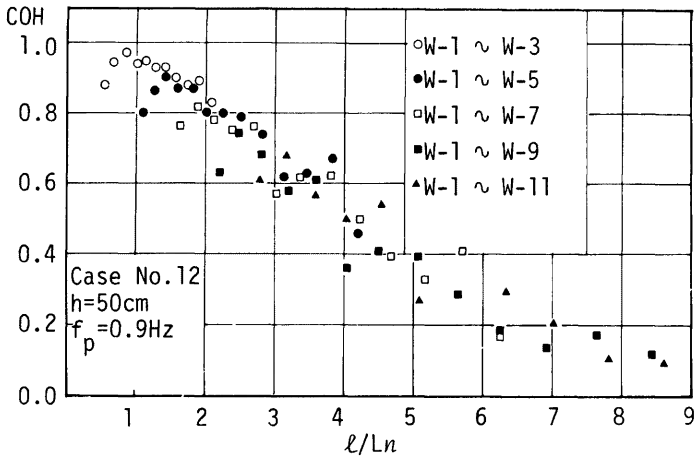
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 5 Relations between coherence and relative distance of wave gauges (flat bed, $h=50\text{cm}$)

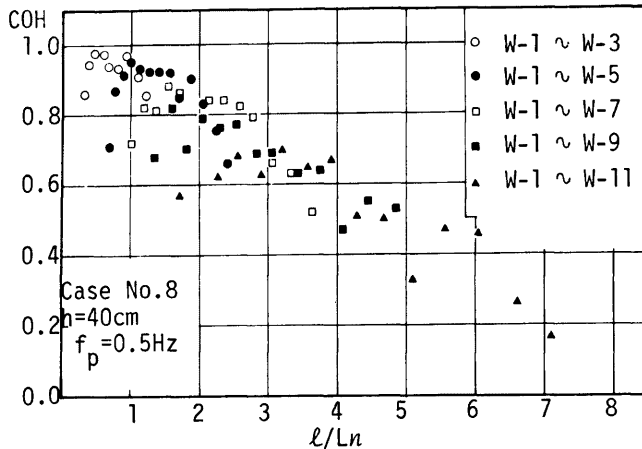


Fig. 6 Relations between coherence and relative distance of wave gauges (flat bed, $h=40\text{cm}$)

化であればコヒーレンスは式 (13) より1となるはずである。Fig. 9(a)~(d)および Fig. 10(a)~(d)はそれぞれ1/10および1/20勾配斜面上での不規則波のコヒーレンスを Fig. 5 と全く同様に示したものであり、有効周波数帯は Fig. 5 と同じ範囲をとった。計算に用いた各成分波の波長は隣りあった2つの波高計の中央の点での水深を用いて計算した。各ケースとも碎波点は $f_p=0.3\text{Hz}$ の Case No. 16 と26を除いて水深 15cm 付近、すなわち1/10勾配斜面では W-5 と W-6 の中間、1/20では W-11 付近であった。 $f_p=0.3\text{Hz}$ の両ケースでは、ほとんど碎波はみられなかった。Fig. 10(a)~(d)についてみれば、(c)と(d)の $f_p=0.7, 0.9\text{Hz}$ の結果は水平床における Fig. 5(c), (d)との間に明確な差はないが、Fig. 10(a), (b)と f_p が小さくなるにつれて、 l/L_n の増加にともなう COH の減少が急になり、水平床での実験結果ともかなり明確な差がみられるようになる。また、さらに Fig. 9(a)~(d)に示すように勾配が大きくなると(c), (d)の $f_p=0.7, 0.9\text{Hz}$ でも水平床の Fig. 5(c), (d)に比して l/L_n の大きな部分での COH の減少が顕著になり、(a), (b)の $f_p=0.3, 0.5\text{Hz}$ では $l/L_n=2.0$ を越えたあたりから COH の値が急激に低下し、 $l/L_n=3.0$ のあたりでは0.1程度まで下ってしまう。しかし、この1/10勾配の場合でも l/L_n が1.5~2.0以下であれば各図ともコヒーレンスの値は0.8を下らないことがわかる。また、前に述べたように Fig. 9, Fig. 10の(a)を除く各図には、1/10勾配では W-5 と W-6、1/20勾配では W-11 に碎波の影響が入ってくるはずであるが、他と比較して特に明確な差はないようである。

4.2 成分波の波長

式 (14) で与えられる位相スペクトルは、成分波の平均的な位相差をあらわすものである。したがって不規則波に対して式 (1) の仮定が成立すれば、この位相スペクトルと2点間の距離 l から波長もしくは波速を計算することができる。Fig. 11(a), (b), (c), (d) はそれぞれ Case No. 1, 3, 5, 12 の W-1~W-3 の記録にもとづく位相スペクトルから計算した成分波の波長を、微小振幅波理論による理論値と比較したものである。プロットに用いた各点は、Fig. 4 に示した有効周波数帯の範囲内のものをを用いた。図よりわかるように有効周波数帯内では理論曲線と実験値との対応は非常に良好である。しかし、さらに詳細にみると周波数が大きくなるにつれて、実験値の方がわずかではあるが徐々に大きくなるという共通点がみられる。この

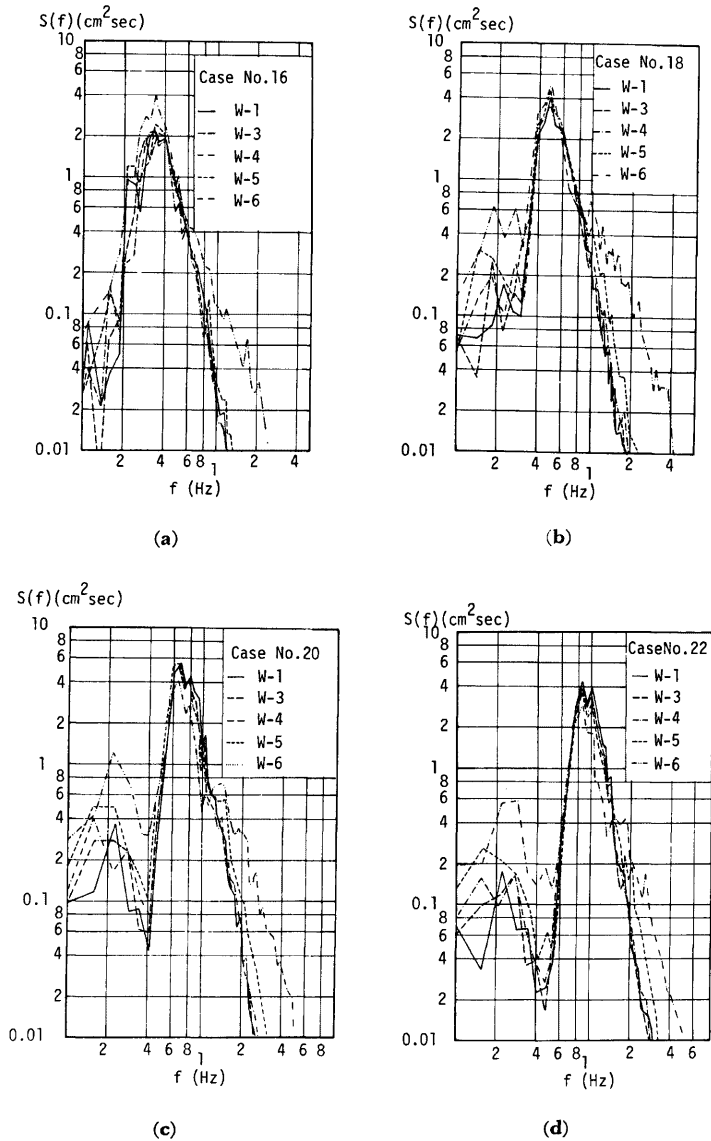
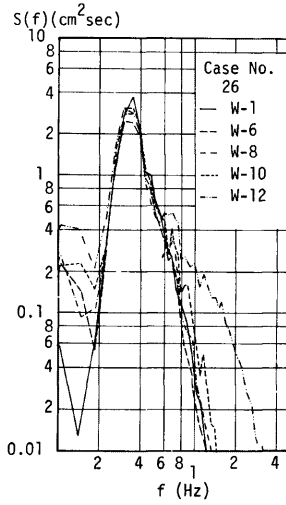
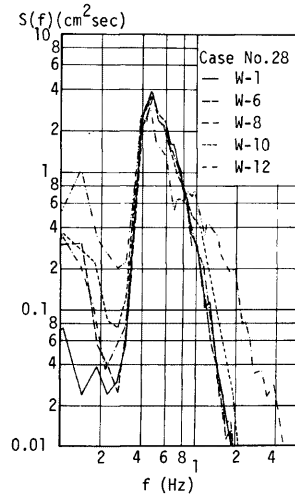


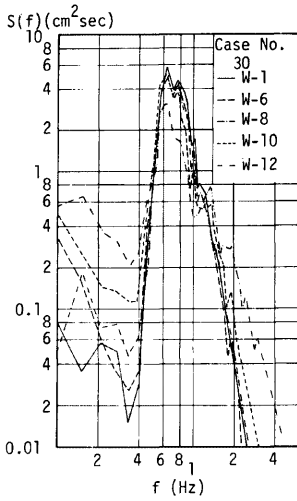
Fig. 7 Power spectrum (sloping beach, $i=1/10$)



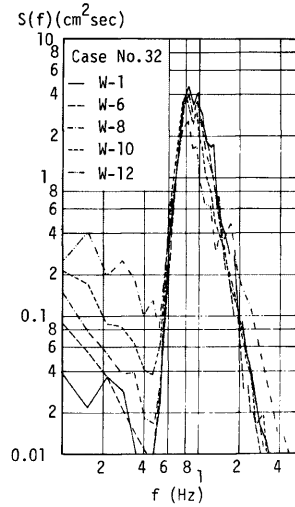
(a)



(b)

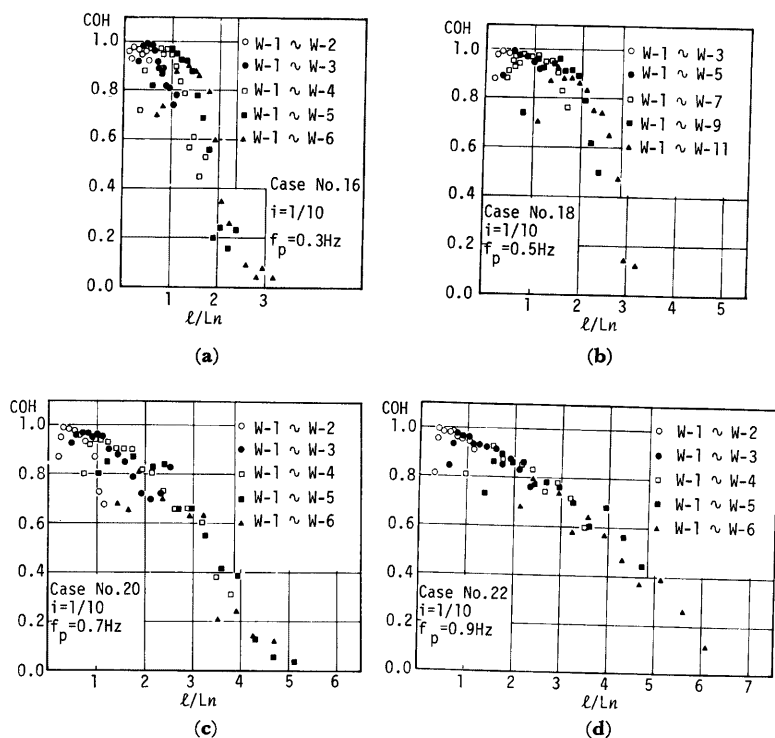
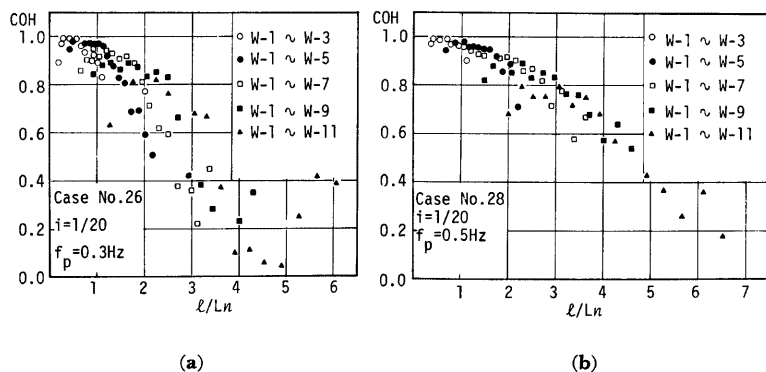


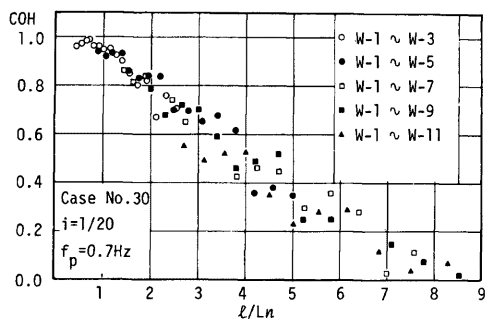
(c)



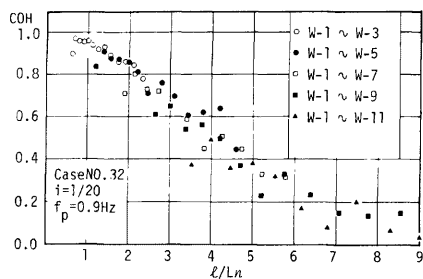
(d)

Fig.8 Power spectrum (sloping beach, $i=1/20$)


 Fig. 9 Relations between coherence and relative distance of wave gauges (sloping beach, $i=1/10$)




(c)

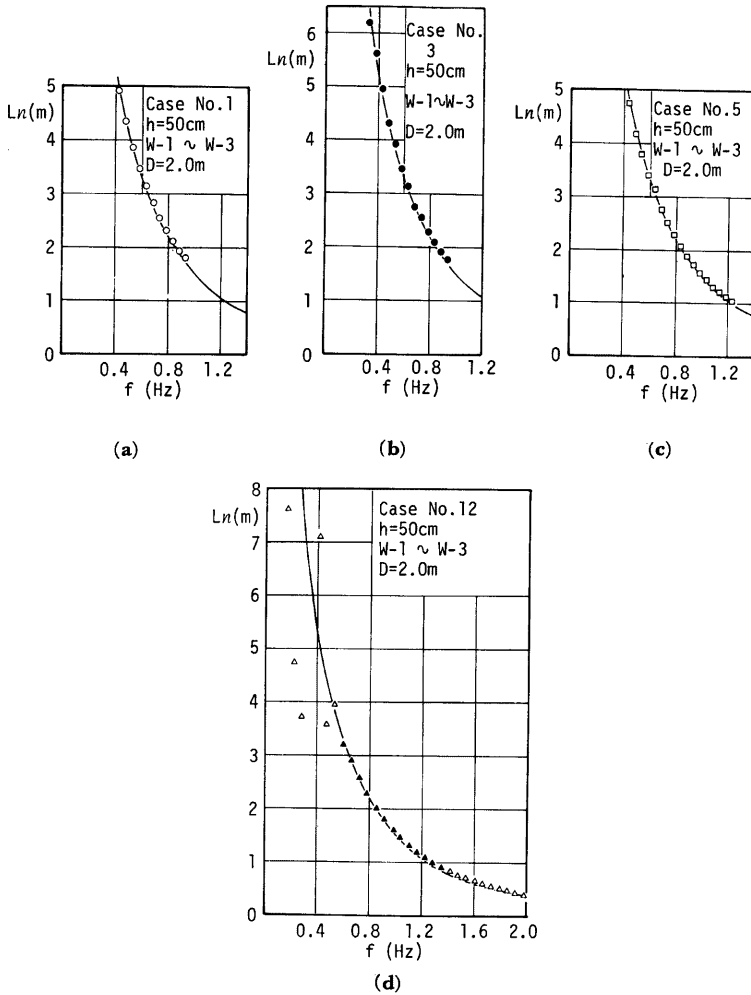


(d)

Fig. 10 Relations between coherence and relative distance of wave gauges (sloping beach, $i=1/20$)

理由は明らかではないが、石田らも同様の結果を示し、著者ら⁶⁾も波別解析法による研究で同じような結果を得ており、興味深い。

有効周波数帯外の成分波の波長の1例を Fig. 11(d) に記号をかえて示した。図よりわかるように、特に低周波側で理論曲線との対応がよくない。しかし高周波側では両者はかなり良く一致しているといえる。通常、位相スペクトルの値は主値の範囲内でしか与えられず、成分波の振幅の符号を考慮しても $\pm\pi$ の範囲内でしか与えられない。一方波長の計算は、理論値との差が最小になるように決めざるを得ないため、


 Fig. 11 Wave length of component waves (flat bed, $h=50\text{cm}$)

結果的に 1 波長以上の位相差は存在しないことになる。このため、周波数が大きくなればなるほど、または波高計間の距離が大きくなればなるほど波長の計算値に含まれる誤差は小さくなり見かけ上理論値に近づいてくる。高周波側での理論曲線と実験値との一致は、こうした理由によるものと考えられる。しかし、有効周波数帯内では $W-1 \sim W-3$ での l/L_n の比は約 2.0 以下であり、上に説明した誤差の入る割合は小さい。

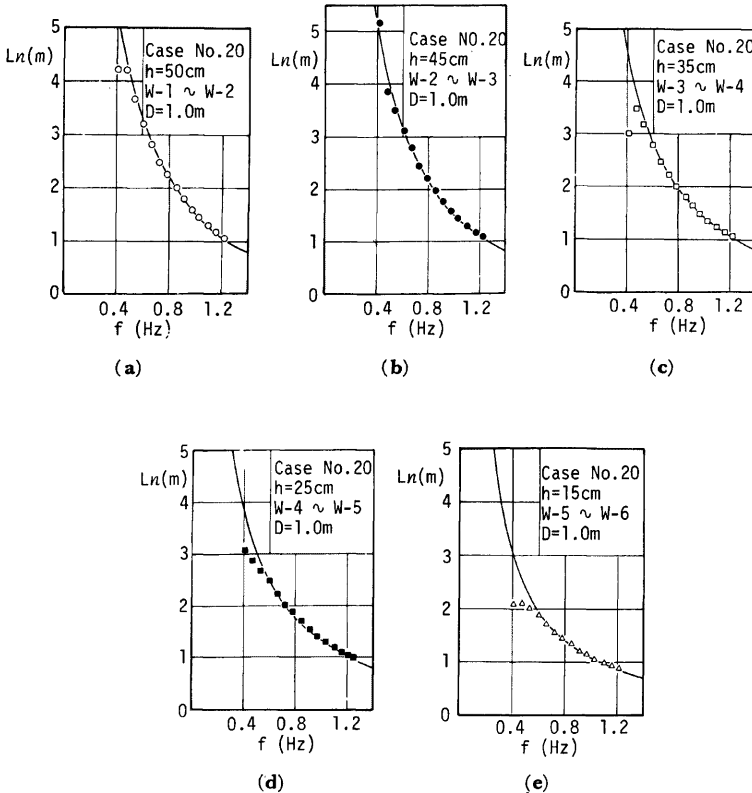


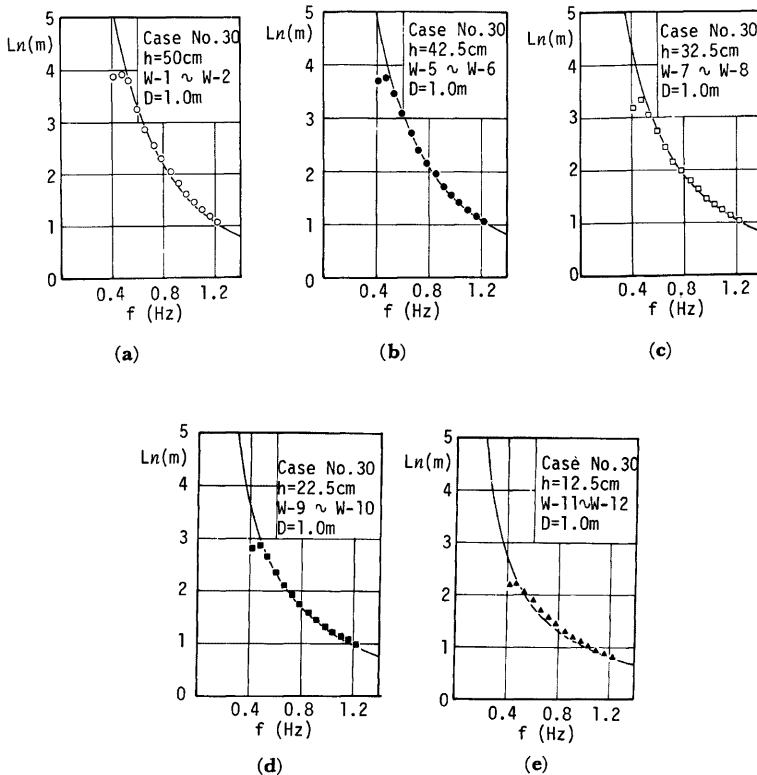
Fig. 12 Wave length of component waves (sloping beach, $i=1/10$)

Fig. 12 (a)~(e) および Fig. 13 (a)~(e) はともに Case No. 20 および 30 の 1/10 および 1/20 勾配斜面上での各成分波の波長の実験値と理論値の比較を行ったものである。実験値は図中に示したように、互に隣り合う（間隔 1m）波高計の記録を用いて計算した。各図も実験値は Fig. 4 に示した有効周波数帯内の値をプロットしたが、実線で示した理論曲線との対応は良好であることがわかる。なお波長の理論値は中点での水深を用いて計算した。また Fig. 12 の (e) および Fig. 13 の (e) はともに激しく砕波している領域での値であるが、水深の深い部分と特に明確な差はない。また、各図とも水平床での結果にも見られたような実験値と理論値との若干の相違が見出されるが、差そのものは比較的小さい。

以上成分波の波長について考察を加えてきたが、有効周波数帯内であれば、斜面の勾配等にかかわらず、実験値は理論値とほぼ一致することがわかった。各成分波の波速についても、定義より明らかなように波長とまったく同じことが言える。

4.3 成分波の基本的な特性

最後に、Fig. 5 等に見られたコヒーレンスの急激な低下について若干の検討を加える。元来、コヒーレ

Fig. 13 Wave length of component waves (sloping beach, $i=1/20$)

ンスの値は η_x と η_y の関係に応じて 0 から 1 までの値をとる。もし η_x および η_y に対して、式 (1) および (2) がともに成立すれば、すべての周波数帯でコヒーレンスは 1 となる。ところがコヒーレンスの値の計算には、式 (13) よりわかるように、2 点間の空間的な距離は必要でない。したがって、形式的に成分波の相互の位相差が保持されるならば、式 (2) は $COH=1$ となるための必要条件ではない。従来、コヒーレンスの低下の原因と考えられる不規則波に含まれる成分波の変形、もしくは、非線型特性を取り扱った研究^{7),8),9)} は多いが、それらはいずれも基本的には式 (1) の仮定を用いているわけである。shoaling 等にみられる成分波の振幅の場所的な変化は、式 (13) よりわかるように COH の値をスペクトル値で正規化するためコヒーレンス低下の理由にならない。高次の non-free wave の存在が COH の値にどの程度の影響を与えるかという点については必ずしも明らかではないが、free wave とそうでない成分波の波長は異なることから波長の値が式 (2) によるものと違ってくる可能性がある。しかし Fig. 11~13 よりわかるように、有効周波数帯内では各成分波の波長は (2) 式の理論値と良く対応しており非線型干渉等にもなる高次の non-free wave の影響は小さい。このように式 (1) を仮定する限りにおいて、いわゆる波の非線型現象はコヒーレ

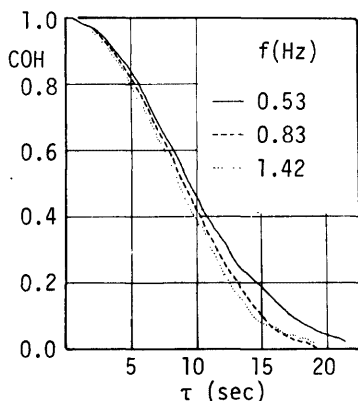


Fig. 14 Self coherence of lagged data
(degree of freedom=82)

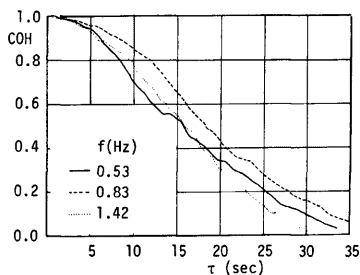


Fig. 15 Self coherence of lagged data
(degree of freedom=42)

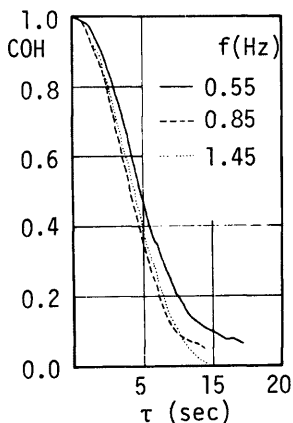


Fig. 16 Self coherence of lagged data
(degree of freedom=182)

はずである。この解析では、各成分波が free wave であるかどうかは全く無関係であり、ただ成分波が時間的に連続しているかどうかだけが問題となる。このようにデータの95%近くを共有しているにもかかわらず見かけ上無相関になってしまう。このことから、結局周波数分析の結果得られる成分波は、たとえ平均操作をほどこしても、単に見かけ上のものであり、各成分波が(2)式を満足しつつ時間的にも空間的にも連続して存在する点に基本的な問題がありそうである。

この例証として、例えば、水深の減少にともない、不規則波においても、波の峰が徐々にとがり始め、谷はしだいに平坦になってくる。式(1)の仮定のもとでは、このような一方的な波形のひずみは説明できず、

ンス低下の理由になりにくい。

つぎに同一点で、記録をもとに互に時間的な差をつけそのコヒーレンスを検討する。Fig. 14 は Case No. 5 ($f_p=0.7$ Hz) の W-2 で測定した記録の $\eta(t)$ と $\eta(t+\tau)$ と互に τ sec だけ時間をずらせた2つの値のコヒーレンスの τ による変化をプロットしたものである。図中の実線は 0.53Hz、破線は 0.83Hz、点線は 1.42Hz での値を示したものであるが、周波数による差はあまり大きくなく、いずれも 15sec 前後で COH の値は 0.2 以下まで下ってしまう。この計算には 819.2 sec ($dt=0.1$ sec) のデータを用いている。したがって互に 15sec の時間差があっても95%以上のデータを共有しているわけであるが、図に示すように COH の値は急激に低下している。つぎに Fig. 14 と同じ記録を自由度42で計算した結果が Fig. 15 であり、この場合には COH の値が 0.2 以下に下がるのは約 25sec 程度までにはびている。逆に Fig. 16

は自由度を 162 と大きくした場合のもので、この場合には 7sec 前後で 0.2 以下になっている。周波数分析により得た各成分波が有意なものであれば、このような現象は見られない

この仮定のもとではまったく同一の頻度で波の谷がとがり、峰が平坦になるはずである。またこのことと表裏一体であるが、水深の減少にともない、水位の skewness が徐々に大きくなることも知られている^{10),11)}。non-free wave の存在や, sholing にともなう成分波の振幅の変化だけでは、この現象は説明しにくい。この簡単な例からもわかるように、成分波が時間的にも空間的にも連続して存在するとした式 (1) の仮定は少なくとも浅海域の不規則波に対しては無条件に成立しているとはいえない。式 (1) が成立していると仮定して計算したコヒーレンスの値が Fig. 3~6 のような傾向を示すのは、この基本的な仮定が妥当でないためと考えられる。しかし、また、例えば Fig. 11~13 に示したように、比較的妥当と考えられる結果を与える場合もあり、今後、不規則波の基本的な特性について、その解析方法ともあわせて検討を要すると考えられる。

5. 結 言

この研究は浅海における不規則波の基本的な特性を明らかにするため、水平床15ケース、1/10および1/20勾配の斜面を用いたそれぞれ10ケースの計35ケースの実験を行い解析した結果について述べたものである。特にこの研究では、6本あるいは12本の波高計を用いて、少なくとも主要成分波の波長の数波長以上の距離を伝播する間の特性の変化について検討した。その結果、式 (2) の線型の分散関係は、Fig. 4 に示した有効周波数帯内の各成分波に対してはほぼ成立していると考えてよい。このことは水平床だけでなく、1/10および1/20勾配の斜面上の波に対してもいえる。特に、斜面上で激しい碎波現象の見られた水深15cmあたりの各成分波に対しても、碎波していない部分の状況と大きな差はみられず、やはり式 (2) の関係がほぼ成立する。各成分波の波速についても上とまったく同じことが言える。一方、各成分波の相互の関係を示すパラメーターであるコヒーレンスの値は、波高計の間隔 l と成分波の波長 L_n との比 l/L_n の増加にともない、ほぼ直線的に1.0から0.1あたりまで低下する。水平床においては、ピーク周波数による差は小さいが斜面上では勾配がきつくなるにつれて l/L_n の増加にともなうコヒーレンスの減少の勾配も急になる。また、この傾向はスペクトルのピーク周波数が小さいほど顕著であった。しかし、今回の実験の範囲内では、傾斜勾配が1/10の場合でも、 l/L_n が1.5~2.0以下であれば COH の値は0.8を下ることはなく、勾配が急で、ピーク周波数の小さい場合のコヒーレンスの低下は l/L_n の値がこれより大きな部分でみられた。しかし、このコヒーレンスの低下の理由については、従来考えられていたように、成分波の非線型干渉や、式 (2) を満足しない拘束波の存在だけでは説明がつかない。むしろ最も基本的な仮定である式 (1) に問題があると考えられる。

しかしわれわれがここで用いた解析法も問題がないとはいえない。この方法は広く用いられている方法であるが、この解析の結果と、式 (1) を短絡的に結びつけてよいかどうか十分な検討を要するであろう。不規則波の解析にあたって、基本的には周波数分析以外の手法をもたないわれわれにとって、式 (1) の不備と解析方法の不備とは、現象の解明が困難であることという意味において等価であるが、何らかの方法で検討を進め、解明をはかる必要のある問題ではある。

最後に、実験に協力して頂いた、岸田典史君（五洋建設）に感謝の意を表わすとともにこの研究は文部省科学研究費による研究の一部であることを付記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 加藤 始, 鶴谷広一: 風波の成分波の波速について, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974, pp. 255-259.
- 2) 光易 恒, 郭 一羽: 減衰領域における風波の研究—成分波の波速について—, 第23回海岸工学講演会論文集, 1976, pp. 323-328.
- 3) 石田 昭, 金 泰 順: 風波の波数周波数スペクトルに関する実験的研究, 第23回海岸工学講演会論文集, 1976, pp. 317-322.

- 4) 岩垣雄一, 木村 晃: 不規則波発生機による現地波浪のシミュレーションシステム, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974, pp. 231-236.
- 5) Taira, Keisuke: Wave particle velocities measured with a doppler current meter, Jour. of Oceanographical Society of Japan, Vol. 27, No. 25, 1971, pp. 218-232.
- 6) 岩垣雄一, 木村 晃: 波別解析法に基づく不規則波の波長・波速に関する 研究, 第23回海岸工学講演会論文集, 1976, pp. 406-409.
- 7) Bretschneider, C.L.: Modification of wave spectra on the continental shelf and in the surf zone, Proc. 8th Conf. Coastal Engg., 1963, pp. 17-33.
- 8) 樺木 亨, 田端竹千穂: 減衰域における不規則波の変形について, 第19回海岸工学講演会論文集, 1972, pp. 143-148.
- 9) 酒井哲郎: 不規則波の水深減少に伴う変形に関する 研究, 土木学会論文報告集, 第216号, 1973, pp. 9-20.
- 10) 合田良実: 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻第 3 号, 1975, pp. 59-106.
- 11) 木村 晃, 岩垣雄一: 水深変化にともなう不規則波の水位の頻度分布の変化について, 第31回土木学会年次学術講演会講演概要集, 1976, pp. 39-40.