

強風により発生する碎波波列

土屋義人*・筒井茂明**・山下隆男***

1. 緒 言

強風時の遠浅海岸においては、碎波しながらほとんど波形を変えず進行する波が見られることがある。浅海域で強風が連吹し、風により発生する吹送流の効果が顕著に現われる場合、流体内部の運動には水平方向の流速成分が卓越するであろうが、さらに進行に伴って波高が大きくなると碎波し、風速と resonance した波長、周期、波高をもつ碎波の出現頻度が高くなり、前述したような碎波現象が起こるものと考えられる。ここでは、このような波を碎波波列 (Breaking wave trains) と呼ぶことにする。風による吹送流が卓越するであろうこの碎波現象は、特に離岸流の発生、漂砂移動などに関係し、海岸工学上重要であると考えられる。にもかかわらず、碎波波列に関する研究がこれまで皆無に近い状況であるのは、1 つには現地における実測が困難であり、また実験室において十分発達した吹送流を伴う風波を発生することのできる風洞水槽が普及していないことなどに原因するのであろう。

そこで、本研究においては、碎波波列に関する研究の第1歩として、吹送流を十分発達させることができる循環式風洞水槽を用いて水理実験を実施し、強風により発生する碎波波列の基礎的水理特性を明らかにする。

2. 碎波波列に関する実験

2.1 実験装置および方法

実験に用いた水槽は、京都大学防災研究所附属宇治川水理実験所に設置されている循環式風洞水槽であり、図-1 にその概略を示す。送風機により発生した風波は、直線水路部 ⑤ の端部に設置されている波向制御装置を閉じることで、水路内を循環するようになっている。

通常の直線部分のみから成る風洞水槽においては、吹送距離が水路長で制限され、発生する吹送流には水路端部付近で反流が生じる。しかし、この循環式風洞水槽に

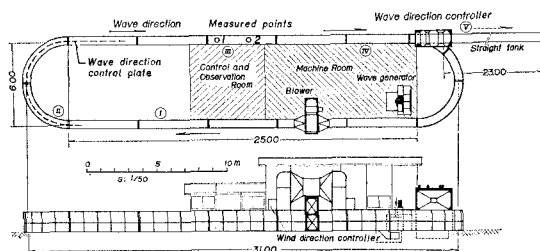


図-1 循環式風洞水槽

は端部が存在しないので、このような反流は発生せず、吹送時間を長くすれば、十分発達した吹送流上の風波に関する実験が可能である。発生した風波および吹送流は同一水路内を循環するため、厳密には吹送距離が無限大の場合の現象とは言えないが、土屋・山口¹⁾の実験結果によると、風波のスペクトル構造は現地波浪のそれとよく一致し、統計的な観点からは、吹送距離が十分大きい場合の風波の再現が可能であることがわかっている。

風速は、カップ式風速計を用いて 5 cm 間隔で測定した。また、図-1 に示した測点 1 および 2 に容量式波高計をそれぞれ 1 台設置し、時間波形を測定するとともに、この 2 測点間 (距離 2.44 m) の波の移動時間から波速を換算した。

流速測定には、予備実験の結果、吹送流が十分発達し流向の反転が生じないこと、および水質、水温などの種々の実験条件を考慮して、プロペラ式流速計 (直径 20

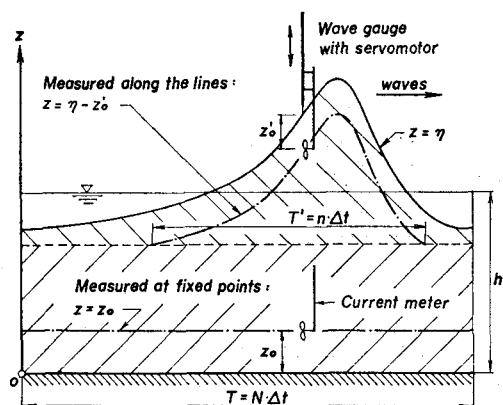


図-2 流速測定方法および記号説明

* 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所

** 正会員 工修 琉球大学助手 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 京都大学助手 防災研究所

mm)を用いた。流速測定方法の概略は、以下の通りである。図-2に示すように、波の谷より下側の領域においては、流速計を測点($z=z_0$)に固定し流速の時間変化を計測する。波の谷より上側の領域においては、水面変動を追尾することができるサーボ式波高計に流速計を取り付け、水面より一定距離だけ鉛直下方に位置する曲線($z=\eta-z_0'$)に沿う流速を計測する。このような方法で波の谷の上下2領域における流速測定を、測定位置 z_0 および z_0' を変化させて、容量式波高計が設置されている測点2における同一断面内で繰り返し実施する。なお、峯の部分の流速測定に際し、流速計の上下運動による見かけの流速は、できるだけ小さいことが望ましい。この点に関して流速計を静水中で検証した結果、この誘導流速は計測可能な最小流速(3 cm/sec)の程度であることがわかっている。

2.2 実験結果および考察

(1) 風波の諸特性

図-3は、FFT法による風波のパワー・スペクトルの時間変化を例示するものである。ただし、計測時間は約100 sec、読み取り間隔は0.06 secである。ピーク周波数より高周波数側ではPhillips²⁾による f^{-5} 則とよく一致し、 $f=2$ Hz付近に倍周波数成分の発生が顕著に見られる。また、通常の風波のパワー・スペクトルに比べて低周波数成分が広いことが特徴的である。これは、発達した吹送流と砕波との相互作用により長周期波が水路

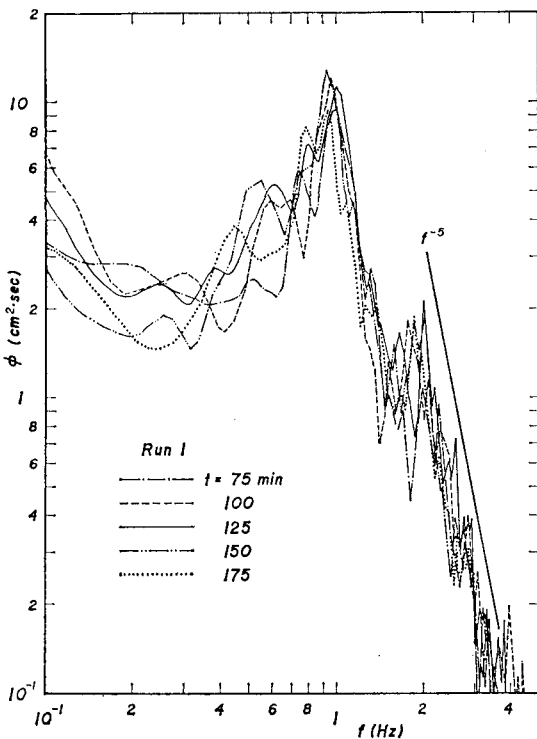


図-3 風波のパワー・スペクトル (FFT 法)

内に発生していることを意味する。また、ピーク周波数よりやや低周波数側にスペクトルの極大値が現われているが、これは、実験中の観測によると、吹送流が発達しているため水路円弧部の影響が現われ、平均水面が若干横振動を起したことによるものと思われる。Run 1 および 2 のいずれの場合にも、流速測定開始時間 ($t=100$ min) 以後においては、パワー・スペクトルはほぼ定常となり、ピーク周波数は約 1 Hz である。

ここで、目視観測による風波の崩れ率 α_b を次のように定義する。完全に砕波し波高がかなり減少している波、および波頭の部分は崩れているが波形がほぼ保たれている波高の大きい波の割合をそれぞれ α_{b1} および α_{b2} とし、 $\alpha_b = \alpha_{b1} + \alpha_{b2}$ とする。この風波の崩れ率と粗度 Reynolds 数³⁾ $R_{e2}^* = W^*H/\nu$ との関係を示すと図-4が得られる。ここに、 ν ; 空気の動粘性係数、 W^* ; 風の摩擦速度、および H ; 特性波の波高であり、 H としては後述の砕波波列の波高を用いている。鳥羽ら³⁾の実験値は粗度 Reynolds 数の増加とともに崩れ率が增大するが、本実験値はほぼ一定となっている。これは、吹送距離が相違すること、本実験においては波が循環すること

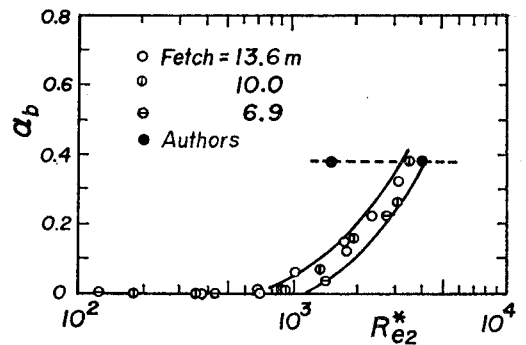


図-4 風波の崩れ率

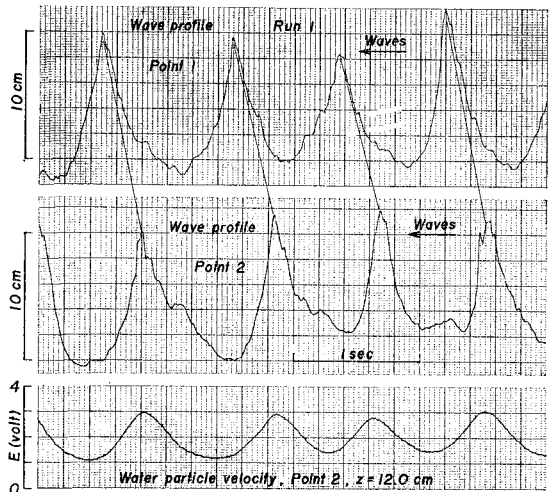


図-5 砕波波列の波形および流速の測定例 (Run 1)

など、実験条件が本質的に異なっていることによるものである。

(2) 碎波波列の波形および流速分布

碎波波列の波形および流速の測定例を図—5に示す。波の谷の部分に短周期の表面波あるいは碎波により生じた攪乱波が存在することがよくわかる。また、流速の測定曲線から、波の谷の位相での流向の反転は見られず、発生した吹送流が波動による流速よりも大きいことを示している。ただし、このような碎波波列が常に現われるのではなく、図—4に示したような頻度で不規則に観測される。このようにして得られる碎波波列のうち、波高、

表—1 碎波波列の諸元

Run	h (cm)	$T\sqrt{g/h}$	H/h	$c/\sqrt{gh}$	$W/\sqrt{gh}$
1	24.1	6.89	0.458	1.28	11.48
2	19.7	6.78	0.408	1.27	10.93

N.B. W : wind speed

波形、周期がほぼ同一と考えられるものを抽出すると、碎波波列の諸元は表—1のようになる。

碎波波列の周期はパワー・スペクトルのピーク周波数に対応するものであり、また、その波高は有義波高の程度となっている。

次に、図—6は、碎波波列の各位相での流速の鉛直分布を Run 1 について例示したものである。図中の曲線は実験値に対する内挿曲線である。ただし、波の峯近くの位相においては、水面にごく近い地点での流速が測定されていないので、下側領域での実験値から外挿してある。

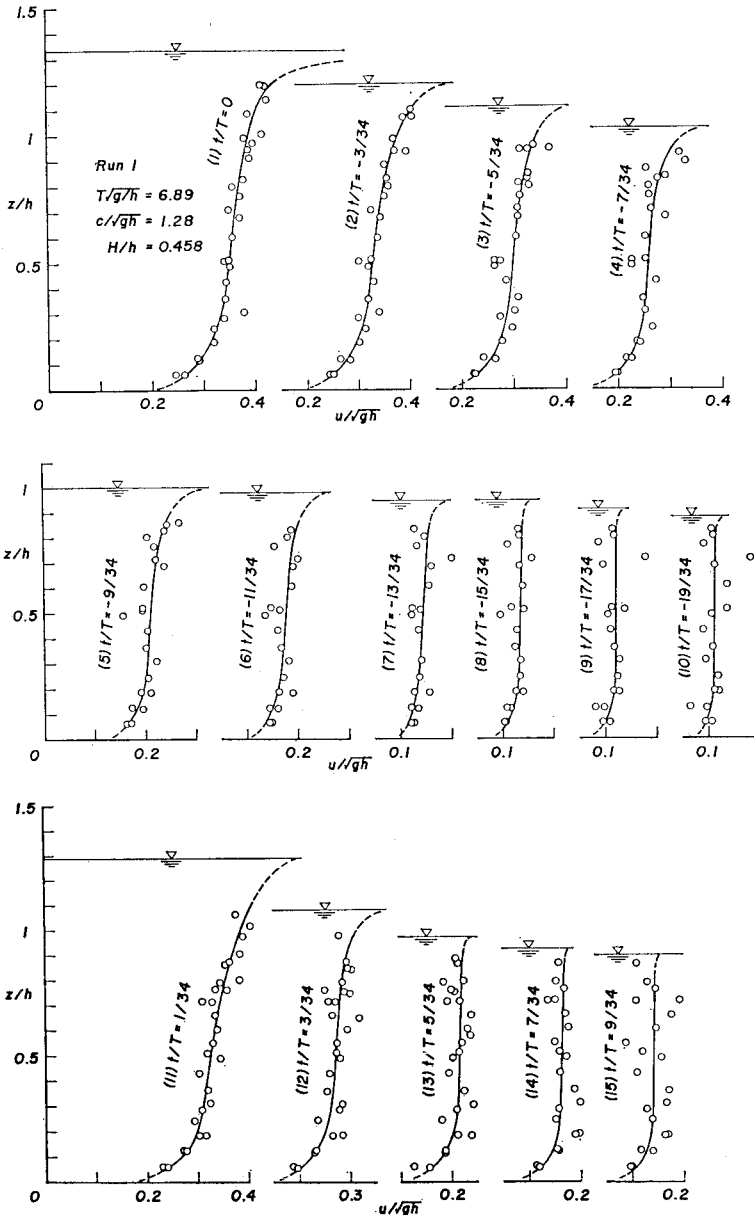
波の背後 ($t/T \leq 0$) の峯近くでは、かなりの表層流が発生し、峯から遠ざかるにつれてこの表層流は漸減し、一様分布に近い流速分布となることがわかる。また、波の前面 ($t/T > 0$) では、表層流の減衰は急激に起っている。これは、この表層流が主として波の崩れに起因する流速成分であり、いわゆる遮へい領域の存在を示唆している。

(3) 碎波波列内における限界水深の発生

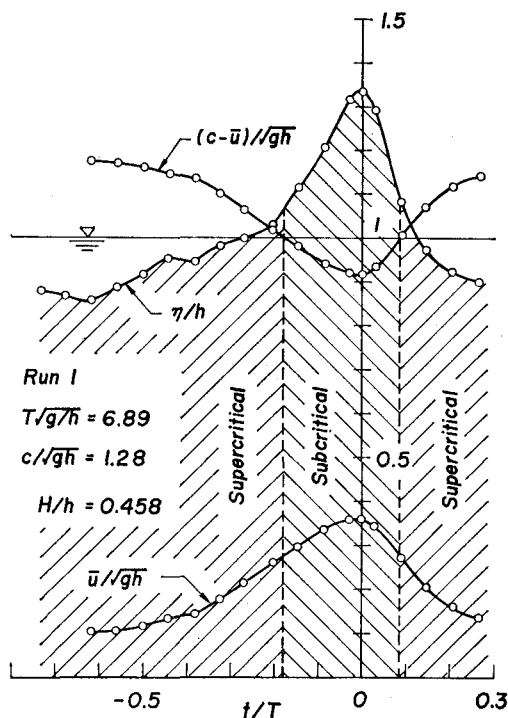
流速の鉛直分布から各位相における断面平均流速

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_0^{\eta} u dz \quad \dots\dots\dots (1)$$

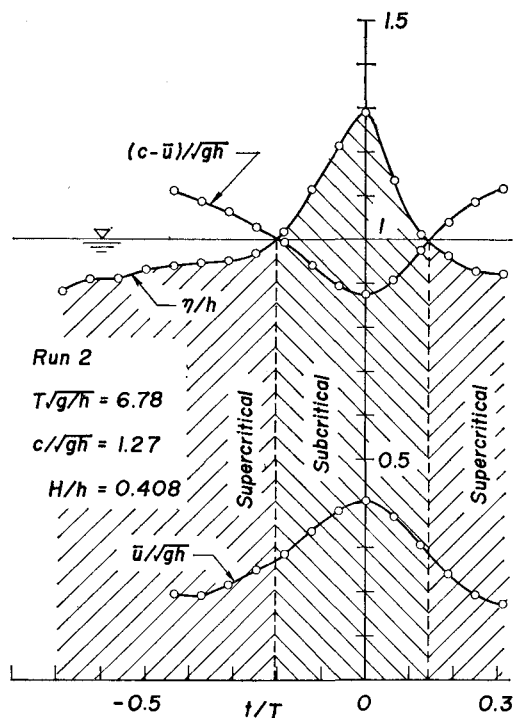
を求め、波速 c の移動座標から見て定常化された流速 $\bar{u}-c$ 、および波形 η とともに示すと、図—7のようになる。ただし、同図には便宜上 $c-\bar{u}$ が表示されている。平均水面近くで $c-\bar{u}=1$ となる位相が存在する。これは、移動座標から碎波波列を見ると、流れの状態が峯近くでは常流、谷の部分では射流となっており、限界水深が存在することを示すもので、水理学的に非常に興味ある事実である。



図—6 碎波波列の各位相における流速分布 (Run 1)



(1) Run 1



(2) Run 2

図-7 碎波波列における限界水深の発生

(4) 風による吹送流

流速の計測時間 (T_{total}) 内の平均

$$U_m = \frac{1}{T_{\text{total}}} \int_0^{T_{\text{total}}} u dt \quad \dots\dots\dots (2)$$

の鉛直分布を、平均水面下について示すと 図-8 のようになる。この時間平均流速には、当然のことながら、波動成分も含まれているが、強風により発生した吹送流の程度を示すものと考えられる。

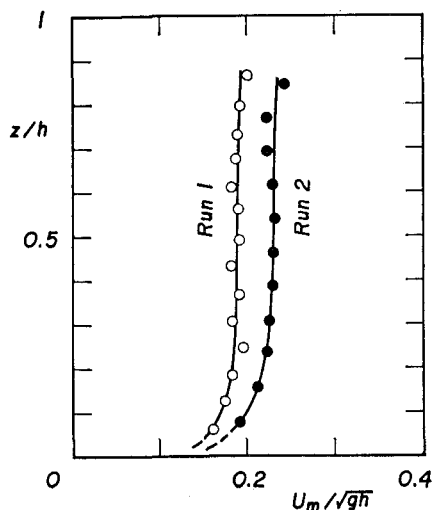


図-8 吹送流の鉛直分布

(5) 碎波波列の質量輸送速度

ここでは、碎波波列の質量輸送速度を次式で定義する。

a) 波の谷より下側の領域 ($z = z_0$ 上)

$$u_m = \frac{1}{T'} \int_0^{T'} u dt = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \Delta u_j \quad \dots\dots\dots (3)$$

b) 波の谷より上側の領域 ($z = \eta - z'_0$ 上)

$$u_m = \frac{1}{T'} \int_0^{T'} u dt = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \Delta u_j \quad \dots\dots\dots (4)$$

1 周期平均で表わすと、式 (4) は次のようになる。

$$u'_m = \frac{1}{T} \int_0^T u dt = \frac{T'}{T} u_m = \frac{n}{N} u_m \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 T : 周期、および T' : 図-2 に示したように峯の部分における流速の計測時間である。

図-9 は、式 (3)~(5) で与えられる質量輸送速度の鉛直分布を示すものである。波の谷より上側の領域においては便宜上峯の位相 $z = \eta_{\text{crest}} - z'_0$ にプロットしてある。図-9 から次のことがわかる。波の谷より下側の領域における質量輸送速度は、図-8 に示した吹送流によるものより若干大きく、波動成分による質量輸送速度の存在が認められるが、吹送流による質量輸送が卓越する。また、谷より上側の領域では、図-6 にも示されているように表層流による効果が大である。

本実験においては、無次元周期 $T\sqrt{g/h} \approx 6.8 \sim 6.9$ とほぼ一定であるが、波高水深比 H/h の小さい Run 2 の場合が Run 1 よりも質量流束が大きくなっている。

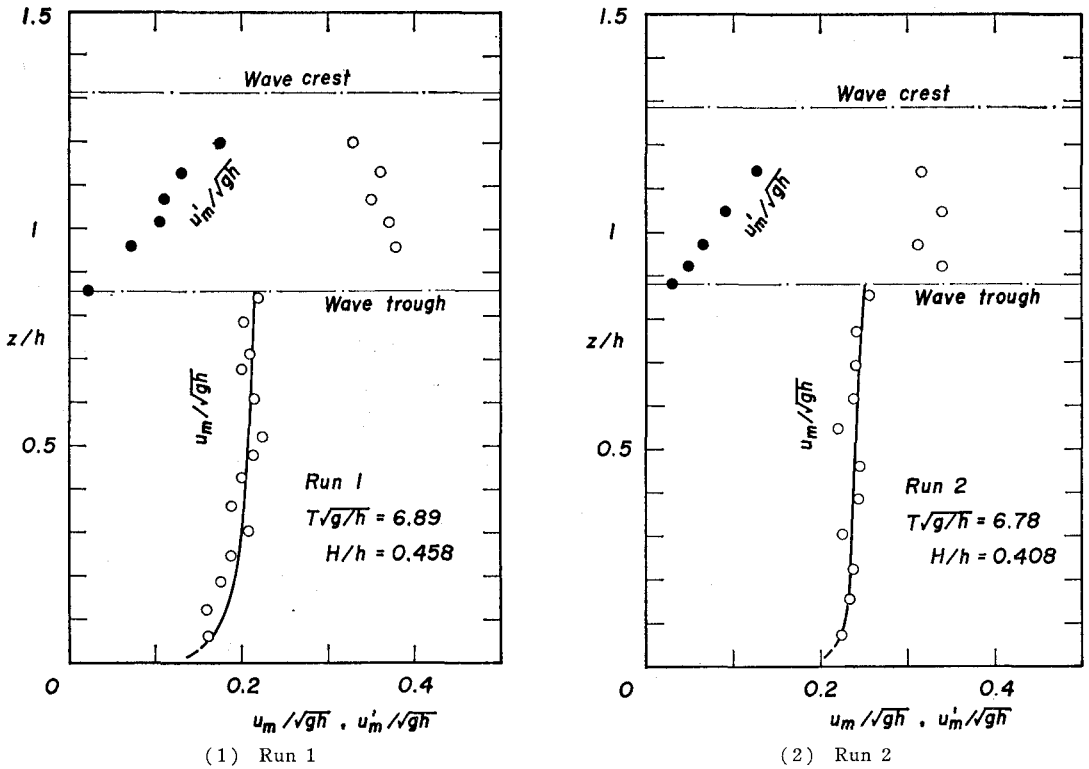


図-9 碎波波列の質量輸送速度の鉛直分布

この点については、発生する吹送流および碎波波列との関連が深いので、数多くの実験による検討が必要であろう。

3. 結 言

循環式風洞水槽を用いて十分発達した吹送流を伴う碎波波列の波形、波高、周期、流速、質量輸送速度などの水理特性を実験的に調べた結果、特に、この波動場は流れに近い状態となっており、波速と等速度の移動座標から碎波波列を見ると限界水深が存在するなどの興味ある事実が判明した。これら碎波波列の諸現象は、その機構解明への礎となるであろうと期待される。

最後に、本実験に際し多大な御助力をいただいた京都大学防災研究所附属宇治川水理実験所の関係各位に深謝

の意を表わす。

また、本研究は、文部省科学研究費自然災害特別研究（研究代表者 岩垣雄一教授）および奨励研究（A）による成果の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 土屋義人・山口正隆：風洞水槽を利用した不規則波の発生装置（海岸波浪シミュレーター）とその2, 3の特性について、京都大学防災研究所年報，第14号B，pp. 1~6, 1971.
- 2) Phillips, O. M.: The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves, Jour. Fluid Mech., Vol. 4, pp. 426~434, 1958.
- 3) Toba, Y. and H. Kunishi: Breaking of wind waves and the sea surface stress, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, 26, pp. 71~80, 1970.