

## 斜面上の碎波による乱れ

### TURBULENCE GENERATED BY WAVE BREAKING ON BEACH

酒井哲郎\*

By Tetsuo SAKAI

On-offshore and vertical water particle velocities in surf zones on beaches in wave tanks are measured with a hot-film anemometer and a two-component laser-doppler velocimeter. Turbulence generated by wave breaking is estimated. Vertical distribution of turbulence intensity inside the surf zone is discussed in comparison with the vertical distribution of eddy diffusion coefficient in surf zone. Time variation of turbulence intensity during one wave period can be explained by extending the turbulent wake theory. Time variation of Reynolds stress during one wave period shows a similar trend as that in oscillatory pipe flow. Reynolds stress, which is defined here, may not play an important role in the on-offshore momentum transfer in a time scale shorter than the wave period.

#### 1. はじめに

碎波帯における乱れは、碎波帯での漂砂の問題に関連して、碎波帯での波動と流れの場におけるスケールの小さい運動形式として認識され、計測器の発達によって、最近特に実験水槽で測定が始められ、その実態が少しずつわかってきた現状である。すなわち、二次元の波浪実験水槽内で一成分のレーザードップラー流速計を用い1/40の勾配の斜面上の碎波帯の流速測定を行った Stive の研究<sup>1)</sup>、ホットフィルム流速計を用いて一様水深での碎波帯の流速測定を行った青野らの研究<sup>2)-4)</sup>、さらに一成分レーザードップラー流速計を用いて1/20勾配上の碎波帯の流速測定を行った灘岡らの研究<sup>5)</sup>がある。著者らも、ホットフィルム流速計および二成分レーザードップラー流速計を用い、1/20および1/30勾配の斜面上の碎波帯内での流速測定を行ってきた<sup>6)-8)</sup>。

Stive は、碎波帯内の運動と Peregrine ら<sup>9)</sup>のいう turbulent shear layer や turbulent wake との類似性を確認した。また青野らは、碎波形式の効果を議論するとともに、レイノルズ応力をも測定している。さらに灘岡らは、乱れの鉛直方向の構造として、Huntley<sup>10)</sup>と類似の、異

なった特性を有する上層および下層が存在することを確かめている。これに対して著者らは、Stive および灘岡らと同様に一様勾配斜面上の碎波帯を対象として、特に乱れ強度とレイノルズ応力の位相変化の特性の議論をしてきた。

ここでは、これまで著者らが部分的に発表してきた研究を、未発表のデータをも含めてとりまとめ、碎波による乱れの鉛直分布および浮遊砂の鉛直分布を支配する拡散係数の鉛直分布との関係、波の一周期内での乱れの位相変化の turbulent wake 理論による説明、波の一周期内におけるレイノルズ応力の変化と振動流の場合との比較、および波の一周期より短い時間スケールでの岸沖方向運動量輸送におけるレイノルズ応力項の貢献度に関して議論する。

#### 2. 乱れ強度とレイノルズ応力の定義

##### (1) 時間スケール

碎波帯における乱れのスケールは、当然のことながら研究目的によって異なる。1つの漠然とした定義は、波の周期より長いスケールを有する海浜流と、波の周期の時間スケールを有する碎波後の波による運動の2種類の運動形態より時間スケールの小さい運動として、乱れを定義するもので、ここでもこの定義による。この定義は

\* 正会員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科  
(〒606 京都市左京区吉田本町)

もっともらしいが、すぐ問題となるのは、規則波の砕波自体が不安定な現象で砕波点や砕波高が変動し、その結果内部の流速場も一波ごとに变化する結果、この変動を砕波後の波動運動に入れるのか、砕波帯における乱れに入れるのかという点である。また、波の非線形性による高周波数成分による、波の周期より短い時間スケールの流速変動も存在する。

## (2) horizontal roller

この言葉は、榎木ら<sup>11)</sup>が用いた用語で、砕波による水塊が前面の水面から内部に突入することによって生じるとされている、水深あるいは砕波高のスケールの渦である。その後、Miller<sup>12)</sup>も同様な渦の存在を示し、ごく最近 Peregrine<sup>13)</sup>も紹介している。この渦が砕波による乱れを発生する強いシヤーの原因であることは、容易に想像できる。この渦運動による流速変動の時間スケールも、一般に波の周期より短いことが考えられる。

## (3) 底面から生じる壁面乱れ

砕波による乱れという場合は、普通(2)で述べた砕波という不安定現象による水面からの水塊の突入と、それに伴う多量の気泡の連行によって生じる乱れを考えるが、砕波帯内では当然のことながら海底面でのせん断による乱れも共存している。これはいわゆる壁面乱れであり、前者は自由乱れである。砕波帯では、この2種類の乱れが共存していることになる。ここでは、水面の不安定から生じる自由乱れとしての砕波による乱れを中心に議論する。

## (4) 乱れの抽出

(1)で述べたように、砕波帯での乱れを波の周期より短い時間スケールの運動として定義し、測定される流速の時間記録から乱れを抽出する方法としては、いくつかの方法がある。問題は、乱れ以外の運動をいかに定義するかであり、位相平均<sup>1),2)</sup>や移動平均<sup>6)-8)</sup>後の流速、バンドパスフィルターを用いる方法<sup>5)</sup>、特定の周波数より低い周波数成分のみによる合成流速<sup>14)</sup>、水面変動とのコヒーレンスをフィルターとして得られる流速<sup>3),4)</sup>など、いくつかの定義がある。少なくとも位相平均で乱れ以外の運動を定義すると、砕波帯の場合、(1)で述べた一波ごとの変動をも乱れとして抽出してしまう可能性がある。ここでは、砕波帯での流体運動の複雑さから考えて、むしろ簡単な移動平均の方法を採用した。

## (5) 乱れ強度とその平均時間

乱れの統計量として、最もよく使われるのは乱れ強度である。この場合、振動流特有の問題として、乱れの位相変化の平均的傾向を知る目的で、よく位相平均としての乱れ強度が定義される<sup>15)</sup>。波の場合もこの定義を用いることは多い<sup>11)-3)</sup>。一方、一様流の場合の乱れ強度の定義と同様に、ある時間における二乗平均として乱れ強度

を定義することもできる。この研究の5.ではこの定義を用いる。この場合、その平均時間を波の周期との関係でどうとるかという問題がある。さらに、波の周期より長い時間スケールでの平均としての乱れ強度も定義し得る<sup>4),5)</sup>。この研究の4.では、この定義に近い定義を用いる。

## (6) レイノルズ応力とその平均時間

レイノルズ応力については、まず一般に三次元の場合、水平2方向と鉛直方向の3方向の乱れのうち、どの2成分の相互相関としてのレイノルズ応力なのかを明らかにしておく必要がある。ここでは二次元海浜を対象としており、波の進行方向と鉛直方向の乱れの相互相関としてのレイノルズ応力を扱う。

レイノルズ応力に関しても、砕波帯内の波動運動における運動量輸送を議論する場合には、その位相変化が問題となる。その定義として、位相平均<sup>2),3)</sup>によって定義することもできるし、時間平均としても定義できる。この研究の6.,7.では、この定義によるレイノルズ応力を議論する。時間平均の場合その平均時間を波の周期との関連でどうとるかという問題がある。さらに、波の周期より長い時間スケールでの平均としてのレイノルズ応力も定義し得る。青野らの第3報<sup>1)</sup>は、この種のレイノルズ応力を扱っている。

## 3. 実験条件

実験は、京都大学工学部土木工学教室地下実験室の2種類の二次元波浪水槽(長さ約30 m, 高さ70 cm, 幅50 cm)で行われ、5種類の条件下で砕波帯の乱れを測定した。Table 1は、その条件を示している。ここで、 $i$ は斜面勾配、 $h_1$ は斜面前面の一樣水深部水深、 $T$ は波の周期、 $h_b$ は砕波点の静水深、 $H_b$ は砕波高、 $W$ は砕波帯幅、 $H_0/L_0$ は測定された波高から換算した沖波波高勾配である。砕波形式は、斜面勾配と沖波波高勾配によって分類される砕波形式である。HFAはホットフィルム流速計、LDVはレーザードップラー流速計を意味する。なおFig. 1は、5つのケースの砕波帯の相対的な

Table 1 Experimental Conditions.

case	$i$	$h_1$ (cm)	$T$ (sec)	$h_b$ (cm)	$H_b$ (cm)
1	1/31	35.0	1.00	19.4	13.3
2	1/31	35.0	1.32	14.5	10.4
3	1/28	35.0	1.16	17.7	12.8
4	1/31	35.0	1.17	18.0	12.8
5	1/20	35.0	1.82	14.0	13.0
case	$W$ (cm)	$H_0/L_0$	breaker type	instrument	
1	600	0.088	spilling	HFA	
2	450	0.032	transient	HFA	
3	490	0.066	spilling	HFA	
4	530	0.063	spilling	LDV	
5	275	0.019	plunging	LDV	

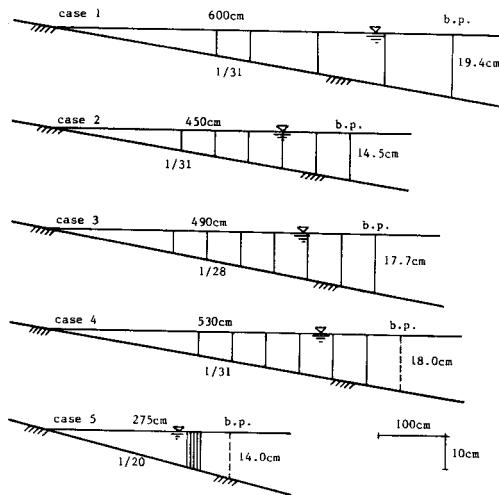


Fig. 1 Surf Zone of 5 Cases.

大きさを示している。ここで, b. p. は碎波点を意味する。

#### 4. 乱れ強度の空間分布と拡散係数

ケース1と2は、碎波帯の乱れの空間分布を調べるために行った実験である。ケース2は崩れ波型碎波から巻き波型碎波への遷移型であるが、ケース1の崩れ波型碎波との比較では、相対的に巻き波型碎波に近い特性を示すものと考えられる。なおケース2についてはすでに文献<sup>6)</sup>でその結果を示したが、ここではケース1との比較すなわち碎波形式の効果と、浮遊砂の拡散係数との関連について述べる。

##### (1) 実験装置、実験方法および乱れ強度の定義

その詳細は、文献<sup>6)</sup>に詳しいので簡単に述べる。ここでは、受感部が円筒形のホットフィルム流速計を用い、受感部を鉛直方向に設置して、波の進行方向すなわち岸沖方向の流速を測定した。流速測定は、Fig.1の細い実線で示した測線で行った。いずれの場合も碎波点を測線として含んでいる。各測線では、鉛直方向に波の谷直下から底面付近までの5~6点で測定した。なお鉛直方向5~6点での測定は同時に行ったのではなく、造波機を運転し続けて順に測定をした。各測定点での測定時間は90秒である。90秒間の記録を0.01秒でAD変換し、そのうちの24秒間を図示した。

用いたホットフィルム流速計は、流れの向きを識別できない。したがってその記録は、一般に波の一周期の間に二山を有する形になる (Fig. 2)。しかし碎波帯での激しい流速変動と、特に底面付近では強い戻り流れのために流れの向きが変化しないことがあり、そのため、この二山の境界の位相を判別できないことがあった。ここでは判別が可能である波のみについて、以後の解析を行った。

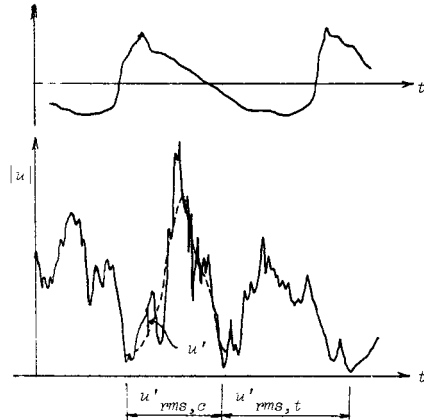


Fig. 2 Definition of Turbulence Intensity in Crest and Trough Phases  $u'_{rms,c}$  and  $u'_{rms,t}$  (Cases 1 and 2).

乱れの定義のための、波動による水粒子速度  $u_w$  を、0.1秒の移動平均をした流速とし、それからの偏差として乱れ  $u'$  を定義した。これは、約0.1秒より短い時間スケールの変動を乱れとして定義することになる。0.1秒はケース1では波の周期の1/10、ケース2では1/13となるが、2.(1)、(2)で述べた碎波帯内の運動を考えた場合、この定義はきわめて便宜的なものであるといわざるを得ない。

この操作は二山の判別が可能であった波の峯と谷の位相区間別に行い (Fig. 2)、各区間での rms 値を求めた。それらを波の峯の位相区間での乱れ強度および谷の位相区間での乱れ強度とよび、 $u'_{rms,c}$ 、 $u'_{rms,t}$  と表現した。24秒間には、ケース1の場合には約24波、ケース2の場合には約18波が含まれるが、このような解析が可能であったのは最大でその9割程度であった。

##### (2) 乱れ強度の空間分布

Fig. 3は、上述の波の峯の位相区間と谷の位相区間での乱れ強度の碎波帯における分布を示したものである。ここで  $x$  は碎波点から岸向きにとった座標であり、 $z$  は静水面を原点に鉛直上向きにとった座標である。ただし、各測定点での  $u'_{rms,c}$  と  $u'_{rms,t}$  は、各波ごとにかなり変動するので、その最大値と最小値を横棒で結んでいる。各図の上側の図は、各測線での最も上側の測定点での値の変動のみを、その岸沖方向の変化として表わしたものである。ケース2の上側の図中の折れ線は、岸沖方向の波高の変化を示す (ケース1では波高分布は測定していない)。なお、碎波点では、図示された流速記録には、他の測線と比較して顕著な乱れはみられず、図で示された乱れ強度は、(1)で述べた解析方法による見掛けの乱れ強度と考えられ、その大きさは約1cm/sである。

この図から、特にケース2の崩れ波型と巻き波型碎波

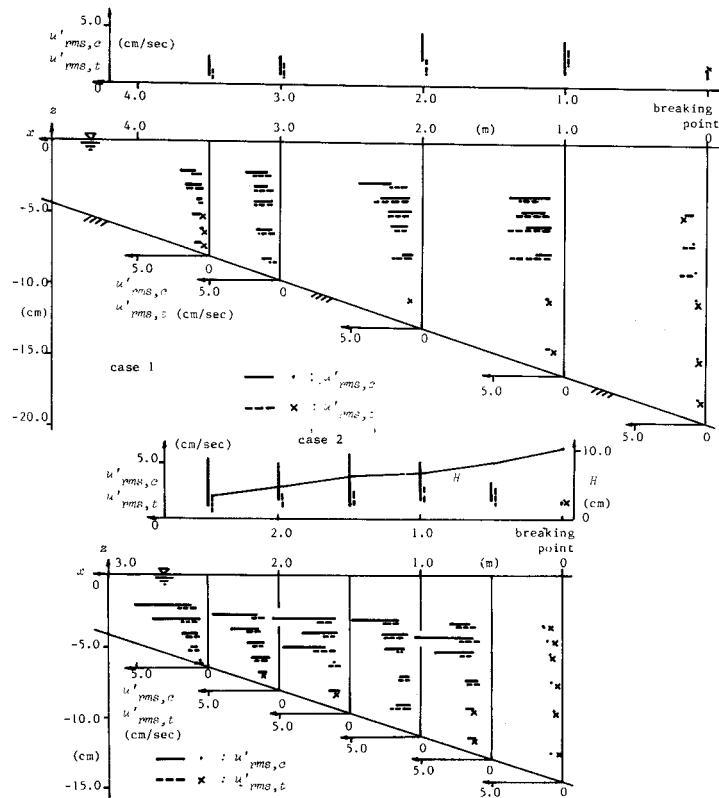


Fig. 3 Distribution of On-offshore Turbulence Intensity in Crest and Trough Phases  $u'_{rms,c}$  and  $u'_{rms,t}$  (Cases 1 and 2).

の遷移タイプでは、一波ごとの乱れ強度の変動が大きいことがわかる。全体として、乱れ強度はケース1の崩れ波型砕波よりも遷移型の方が大きい。砕波高自体は、Table 1 からわかるように、ケース1の方が大きい。乱れは、砕波点では見掛けの乱れと考えられる程度であり、砕波点よりやや岸側から岸に向かって大きくなる。ケース1の崩れ波型砕波の場合、途中で最大になった後減少している。一方ケース2の遷移型の場合は、少なくとも測定範囲内では減少していない。ケース2の波高そのものは、岸に向かって減少している。また乱れ強度は、底面付近よりも水面近くで大きい。この傾向は、特にケース2の遷移型の場合に顕著である。このことは、水面から発生した乱れが、減衰しながら下方に向かっていることを意味している。なお、ケース2の遷移型の場合は、波の峯の位相区間での乱れ強度の方が、谷の位相区間での乱れ強度より大きい傾向がある。

以上の傾向は、巻き波型砕波の方が、崩れ波型砕波よりも、水塊の突入によるより大規模な乱れを発生させることを示している。

### (3) 乱れ強度と拡散係数

Kana<sup>16)</sup>は、砕波帯の浮遊砂濃度の測定を行っている。

一方野田<sup>17)</sup>は、砕波帯外の浮遊砂の鉛直濃度分布から、海底面の近傍を除いて拡散係数を逆算した (Fig. 4, 2つの記号は2つの異なったケースの濃度分布から拡散係数を求めたことを示す)。両者の示した浮遊砂の鉛直濃度分布は、ともに海底面に近づくほど濃度が増し、特に底面近くではその勾配が急になる分布を示している。したがって、砕波帯内での拡散係数の鉛直分布も、底面の近くを除けば、Fig. 4と同様に水面に近いほど大きくなる傾向を示すものと予想される。

ところで、砕波帯での浮遊砂濃度の、波の周期より長い時間スケールでの (すなわち平均の) 鉛直濃度分布を支配する拡散係数は、テイラーの拡散理論に従えば、波の周期より長い時間スケールで平均された乱れ強度の二乗に比例すると考えられる。

Fig. 3は、波ごとの、波の峯および谷の位相区間での乱れ強度の最大値と最小値を示している。波の峯の位相区間および谷の位相区間とも、最大値と最小値の中間の平均的な値そのものも水面に近いほどその値が大きくなっている。このことは、波の周期より長い時間スケールでの乱れ強度さらにはその二乗量も、水面に近いほど大きくなることを示している。

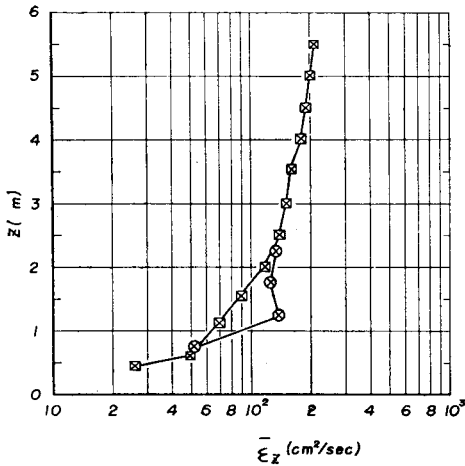


Fig. 4 Vertical Distribution of Diffusion Coefficient Estimated from Suspended Sediment Concentration<sup>17)</sup>.

このように、Kana や野田の結果から予想される、底面の近傍を除いて水面に近いほど大きくなる砕波帯内の拡散係数の鉛直分布は、Fig. 3 から予想される、水面に近いほど大きくなる、波の周期より長い時間スケールでの乱れ強度の鉛直分布によって、定性的には説明できると考えられる。

5. 乱れ強度の位相変化

ケース 3 は崩れ波型砕波の場合で、乱れ強度が波の一周期の間にどのような変化をするかを調べるために行った実験である。その結果は文献<sup>7)</sup>に示したが、ここではこの解析の意義および turbulent wake 理論を用いたモデルの意味について述べる。

波の周期は 1.16 秒であり、この周期をさらに細分した時間スケール（ここでは 0.1 秒）での統計量としての乱れ強度にどのような力学的意味があるかが問題であるが、少なくとも、交番振動流の壁面からの乱れの発生の機構の議論<sup>15)</sup>における乱れ強度の意義と同様の意義はあると思われる。

交番振動流の場合は、局所的な加速度項、圧力勾配項および壁面からの乱れによるレイノルズ応力項とが釣り合う。砕波帯における乱れは、前節で述べたように、少なくとも底面のごく近傍を除けば、水面に近いほど大きい。すなわち、底面からの壁面乱れより水面からの自由乱れの方が支配的である。したがって、交番振動流の場合とは異なる現象ではあるが、同様の解析を行うことは意味のあることと思われる。

その実験方法、解析方法および結果は文献<sup>7)</sup>に詳しいので、簡単に述べる。ケース 1 および 2 の場合と同様の実験装置で行われ、各測定点の 24 秒間の記録の 0.1 秒

の移動平均を行い、それからの偏差として乱れを定義した。波の周期を 0.1 秒ごとの 12 区間に分割し、各区間ごとに 24 秒間に含まれる約 22 波の乱れの rms 値を計算した (Fig. 5)。ただし波による水粒子速度が 0 になる位相付近では、ホットフィルム流速計の特性上精度が悪い。

その結果は、Fig. 6 に例を示したように、砕波帯内のある一点での乱れ強度は波の一周期の間に変動し、そのピークの位相は、水面から下方に向けて遅れる。この事実は、水面付近の乱れが、波の一周期の間にしだいに下

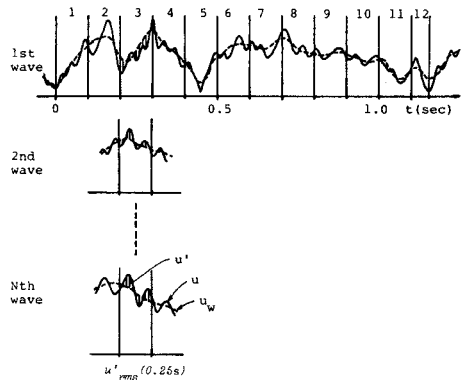


Fig. 5 Definition of Turbulence Intensity at 0.1 s Sections  $u'_{rms}(t)$  (Case 3).

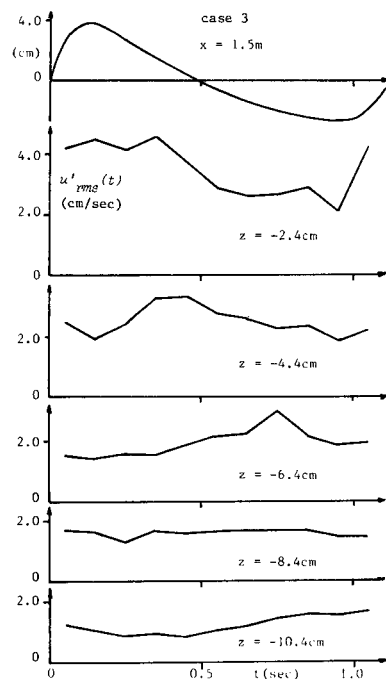


Fig. 6 Variation of On-offshore Turbulence Intensity at 0.1 s Sections  $u'_{rms}(t)$  during One Wave Period (Case 3).

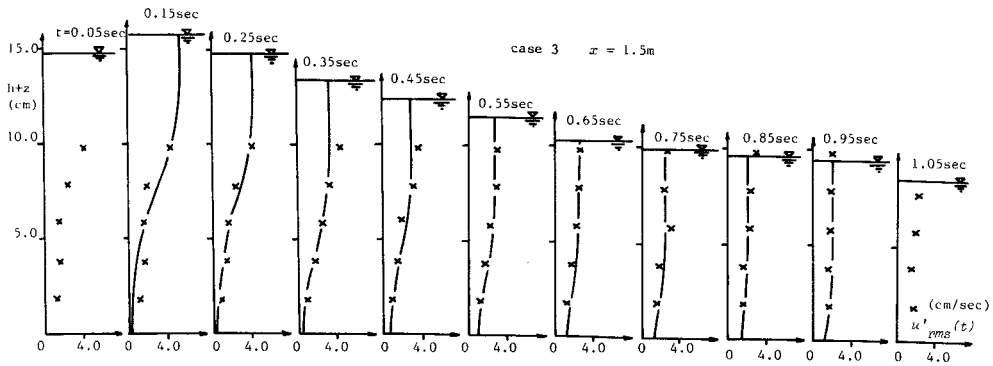


Fig. 7 Variation of Vertical Distribution of Turbulence Intensity at 0.1 s Sections  $u'_{rms}(t)$  during One Wave Period (Case 3).

方に侵入していくことを意味している。Fig. 7は、Fig. 6を乱れ強度の鉛直分布の位相変化の形で表現したものである。

図中の曲線は以下に述べるモデルによる分布であり、ほぼ実験の傾向を説明している。文献<sup>7)</sup>では、この鉛直分布の位相変化が、一様流中の翼の背後に生じる乱れた波面下の乱れの鉛直分布の流下方向変化<sup>18)</sup>に類似しており、またこの流れが turbulent wake と類似していることから、その変化を turbulent wake 理論<sup>19)</sup>を用いて説明しようとした。

この考えは、元々 Peregrine ら<sup>9)</sup>が、砕波後の波の運動と mixing layer および turbulent wake の運動の類似性を提唱したことによっている。すなわち、崩れ波型砕波の峯から前方に波速と等しい速度で落下する水塊によって、波速とともに移動する座標系からみた場合、峯の直下に速度欠損を有する流れが生じると考えられる (Fig. 8)。静止座標からみた場合、この流れがそのまま測定点を通ると考えるものである。この場合、乱れ強度そのものの、波の進行に伴うすなわち岸沖方向の減衰は、別にもっとマクロな砕波帯での波のエネルギーの

逸散による減衰から与えられるものとしている。

### 6. レイノルズ応力の位相変化

ケース 4 と 5 は、2 成分測定可能なレーザードップラー流速計を用いて、それぞれ、5. で述べたケース 3 の場合とほぼ同じ条件の崩れ波型砕波、および典型的な巻き波型砕波による砕波帯でのレイノルズ応力を測定し、波の一周期内における変化を調べた。なおケース 4 については文献<sup>8)</sup>に示したが、ここではケース 5 の結果を含めて 2 つの解析結果をまとめて議論する。

#### (1) 解析方法

実験装置、実験方法および解析方法は文献<sup>8)</sup>に詳しいので、ここではレイノルズ応力の計算方法について述べる。

これまでと同様に、同時測定された岸沖および鉛直方向の流速の時間記録の中で、ケース 4 では 48 秒間 (約 40 波が含まれる)、ケース 5 では 70 秒間 (約 39 波が含まれる) のうち、流速計がドロップアウトしていない区間について、0.1 秒 (ケース 5 では 0.2 秒) の移動平均を行い、それからの偏差を 2 方向の乱れと定義した

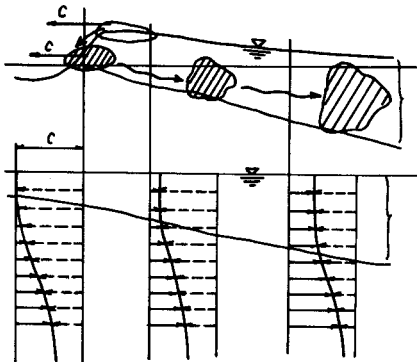


Fig. 8 A Model for Turbulence Intensity Variation during One Wave Period in Surf Zone.

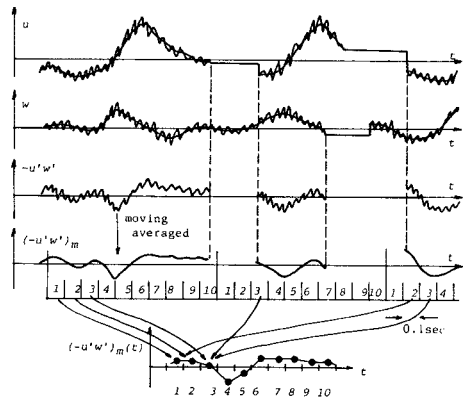


Fig. 9 Definition of Reynolds Stress at 0.1 s Sections  $(-u'w')_m(t)$  (Cases 4 and 5).

(Fig. 9, 波の周期が1秒の場合), 2つのケースの波の周期が1.17秒と1.82秒であることから, これは波の周期の約1/10の時間のスケール以下の流速変動を乱れとして扱うことになるが, 波の周期の1/10とする設定には特に根拠はない.

これら2方向の乱れの同時刻の値の積に負号を付けたもの $-u'w'$ が, 各測定点の48秒間(ケース5の場合には70秒間)に0.01秒ごと(読み取り間隔)ごとに得られる. レイノルズ応力が本来時間平均として定義され, またこの定義の場合に物理的意味を有していることを考え, ここでも上述の0.01秒ごとの $-u'w'$ を0.1秒(ケース5では0.2秒)で移動平均し, これをレイノルズ応力(0.01秒ごとに得られる)と定義した.

なお, 5.の乱れ強度の位相変化と同様, 全波の平均的なレイノルズ応力の位相変化を議論するために, 波の一周期を0.1秒ごとの区間に分割し, 各区間ごとに, 48秒間に含まれる約40波(ケース5の場合には70秒間に含まれる約39波)のすべてについて, その平均値を求めた.

(2) レイノルズ応力の位相変化

Fig. 10は, ケース5の碎波点から0.55m岸側でのレイノルズ応力の波の一周期間での変化の, 全波の平均的傾向を示している. 一番上の図は, 測定点における全波の平均的な水位の時間変化(いわゆる位相平均)を示している. なお, 右端側の $t \geq 1.8s$ での値が存在するのは, 一波ごとに一周期の値が若干変動し, 波によって1.82s以上になることがあり, この場合の値であるため,  $t=0.05s$ での値とは一致していない.

この図からわかるように, ここで示さなかったケース4の場合も含めて, 碎波帯の幅および測定位置が異なるにもかかわらず, ともに類似の傾向すなわち, 波の峯の前面の位相でレイノルズ応力が負から正に変化する. この傾向は, 斜面と水平床の接続部で碎波させた場合の結果<sup>2)</sup>(ただし乱れの定義およびレイノルズ応力の定義が異なり, いわゆる位相平均によっている)でもみられる.

類似の現象として, 振動流におけるレイノルズ応力の

一周期間における変化の実測例が2例<sup>15), 20)</sup>ある. 日野ら<sup>15)</sup>の場合, 振動流の減速域においてレイノルズ応力が増大する結果を示している. なおレイノルズ応力は位相

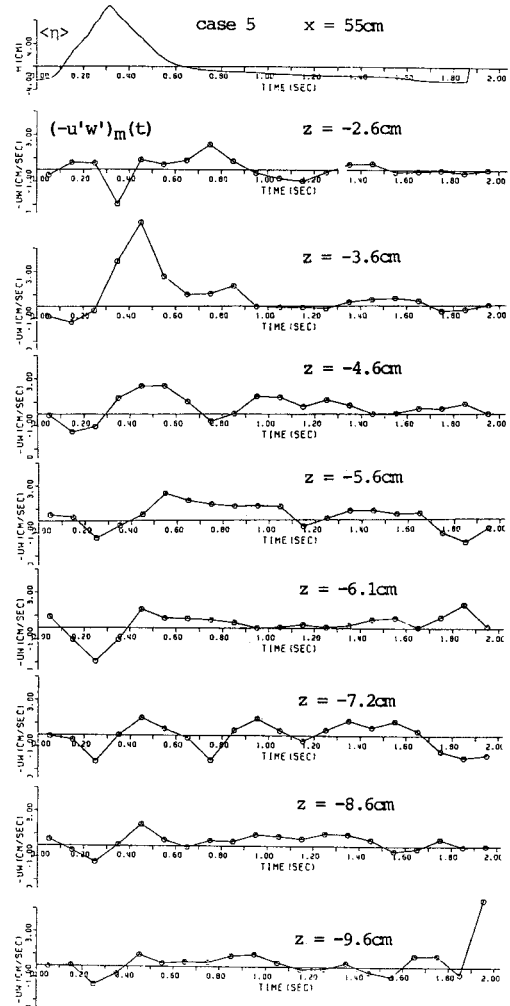


Fig. 10 Variation of Reynolds Stress at 0.1 s Sections  $(-u'w')_m(t)$  during One Wave Period (Case 5).

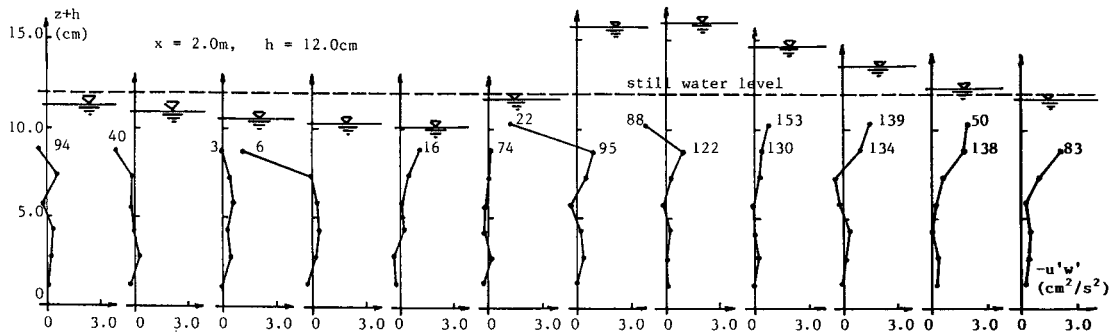


Fig. 11 Variation of Vertical Distribution of Reynolds Stress at 0.1 s Sections  $(-u'w')_m(t)$  during One Wave Period (Case 4).

平均で定義されている。林ら<sup>20)</sup>の場合も類似の位相平均によって定義された乱れのレイノルズ応力を求めた。この場合も減速域でレイノルズ応力が増大するが、その他に、流速が0に近い位相で負の値をとることがあると述べている。この傾向は、Fig. 10に示された砕波帯内の波の一周期におけるレイノルズ応力の位相変化と類似している。しかしながら、本来砕波帯の乱れは、水面の不安定から生じる自由乱れが支配的であることを考えると、壁面乱れが支配的な往復流の傾向と一致する積極的理由はない。

(3) レイノルズ応力の鉛直分布

Fig. 11は、ケース4の砕波点から2.0 m岸側でのレイノルズ応力の鉛直分布の位相変化を示している。図中の数字は平均したデータ数を示す。ドロップアウトのない場合は400である。水面付近では、レーザードップラー流速計が気泡によってドロップアウトすることが多く、統計量としてのレイノルズ応力のサンプル数が少ない。そのため、水面付近ではレイノルズ応力として意味があるかが問題になる。図からわかるように、当然のことながら水面付近の方が値が大きく、壁面付近で大きくなる往復流の場合の結果<sup>15), 20)</sup>とは異なる。

7. 波の一周期内的運動量輸送におけるレイノルズ応力項の効果

6. で紹介した日野らの研究<sup>15)</sup>では、運動方程式中の局所的な加速度項と圧力勾配項から計算される壁面に働くせん断応力と、壁面から0.5 cm上でのレイノルズ応力の測定値とを比較している。その結果測定したレイノルズ応力は計算されるせん断応力の約1/3となり、壁面せん断による乱れのレイノルズ応力が往復流の運動量輸送において支配的な役割を果たしていることがわかる。砕波帯において、砕波による乱れのレイノルズ応力が同様の役割を果たしているかを明らかにするため、ここでは6. で示したレイノルズ応力の計算結果を用いて、波の進行方向の運動方程式中のレイノルズ応力項と他の項の値の比較を行う。

(1) 解析方法

6. で述べた平均的な0.1秒ごとのレイノルズ応力の値を用いて、特にケース5の、1つの測定点(砕波点から60 cm岸側の静水面下5.5 cm)において、波の一周期間における波の進行方向の運動方程式(1)中の各項の値の比較を行った。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (-p - \rho \overline{u'^2}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{u'w'}) \dots \dots (1)$$

なお、レイノルズ応力項以外の項の値の計算のために、

あらためていくつかの量を計算した。まず、局所的加速度項における波の進行方向の水粒子速度  $u$  としては、上述の0.1秒ごとの区間における全波の平均値を用いた。その時間微分は、この平均値の隣り合う0.1秒区間の値の差で与えた。移流項  $u \partial u / \partial x$ ,  $w \partial u / \partial z$  の計算においても、 $u$  および  $w$  は、局所的加速度項と同様に与えた。 $x$  方向の勾配は、5 cm 沖側の測線上の最も近い測定点での同様の値の差から与えた。ただし、両者の位相差を考慮した。 $z$  方向の勾配は、同じ測線上の約1 cm 下の測定点での同様の値との差から与えた。レイノルズ応力項の1つである  $\partial \overline{u'^2} / \partial x$  の  $\overline{u'^2}$  は、移動平均からの偏差として定義された乱れの、上述の各区間における全波の rms 値で与えた。その  $x$  方向勾配は、移流項の場合と同様に計算した。レイノルズ応力項  $\partial \overline{u'w'} / \partial z$  の  $z$  方向勾配も、移流項と同様に計算した。なお圧力勾配項は、波高計の不調のために計算できなかった。

(2) 運動方程式中のレイノルズ応力項の大きさ

Table 2は、計算結果を示す。波の峯の位相を、時間の原点  $t=0$  としている。表から明らかなように、局所的加速度項が圧倒的に大きく、計算できなかった圧力勾配項とつり合うものと考えられる。ただし、 $t > 0.65$  sの波の谷の位相区間では、局所的加速度項の値も小さく、すべての項が同程度の大きさになる。Fig. 12は、2つの移流項と2つのレイノルズ応力項の大きさの変化を図にしたものである。よくみると、レイノルズ応力項が少なくとも移流項と同程度になるのは、0.5 s  $< t < 1.0$  s 付近であることがわかる。

ケース4に関しては、簡単な評価のみを行った。測定点として、砕波点から1.5 m岸側の静水面下4.2 cmの点を取り、位相として水面が静水面を上方に切る位相と

Table 2 Comparison of Magnitude of Terms in Equation of On-offshore Motion (Case 5).

t (sec)	$\frac{\partial u}{\partial t}$	$u \frac{\partial u}{\partial x}$	$w \frac{\partial u}{\partial z}$	$\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x}$	$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}$
				(cm/sec <sup>2</sup> )	
-0.25	----	5.3	1.4	-0.3	0.4
-0.15	91.8	0.3	9.9	-1.1	0.4
-0.05	135.8	-5.7	10.5	0.1	0.7
0.05	49.9	1.3	1.9	0.5	1.1
0.15	-20.0	8.8	-1.2	1.4	-0.0
0.25	-56.3	4.4	-6.0	0.9	0.4
0.35	-52.3	-0.5	0.5	0.7	0.9
0.45	-58.8	0.5	3.3	0.6	1.3
0.55	-25.3	3.1	1.2	0.0	-0.2
0.65	-6.7	3.8	0.4	0.6	-1.1
0.75	13.4	1.7	-0.1	1.2	0.2
0.85	-0.3	1.7	0.4	0.1	1.1
0.95	-4.7	1.8	0.8	0.3	1.4
1.05	-24.3	2.9	-0.0	0.6	1.3
1.15	-5.6	0.6	-3.5	0.2	0.7
1.25	-8.2	-2.1	-9.3	-0.2	0.0
1.35	-25.6	-1.3	-5.1	0.3	-0.1
1.45	-12.2	----	-5.3	----	0.4



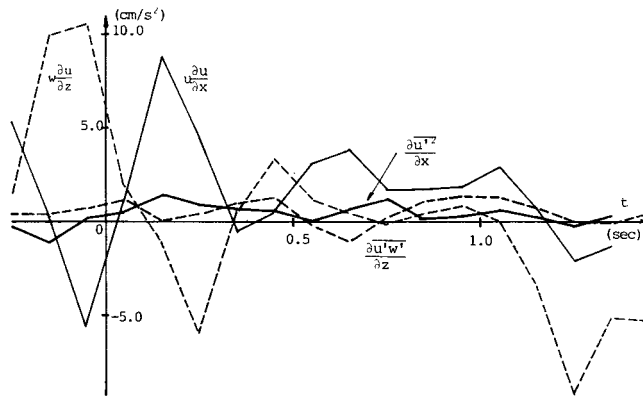


Fig. 12 Variation of Magnitude of Convection Terms and Reynolds Stress Terms (Case 5).

峯の位相の中間の位相を考えた。この位相では  $u=20$  cm/s 程度である。岸沖方向の勾配を計算するには測線間隔が大きすぎるので、流速振幅を 30 cm/s、周期 1.2 s、水深 15 cm として微小振幅波理論を用いると、移流項  $u \partial u / \partial x = 14$  cm/s となる。一方同じ測定点でのレイノルズ応力項  $\partial \overline{u'w'} / \partial z$  は、同じ測線上の隣り合う点との差からせいぜい 4 cm/s となる。やはり、この場合もレイノルズ応力項は小さい。

上述の結果は、わずかに 2 ケースのそれぞれ一点における結果であり、しかも時間および空間勾配の計算におけるそのスケールも 0.1 s、5 cm、1 cm と特定の場合である。したがってこれから明確な結論を導くことは無理であるが、少なくとも、砕波帯での波の一周期を 10 等分する程度の短い時間スケールでは、岸沖方向の運動量輸送においては、本研究の定義による砕波による乱れはそれほど重要でない可能性を示している。

しかし、すでに、4.(3) で述べたように、波の周期より長い時間スケールでの底質など物質輸送についても重要でないことを意味しないし、また、沿岸流の岸沖方向の流速分布に係る、波の周期より長い時間スケールでの水平 2 方向の乱れによるレイノルズ応力が重要でないことを意味するものでもない。

## 8. あとがき

二次元波浪実験水槽内の一様勾配斜面上で砕ける規則波による砕波帯内での水粒子速度を測定し、それから砕波による乱れの特性を求めて議論したいいくつかの研究を、未発表のデータをも含めてとりまとめ、次のような結論を得た。

(1) 波の周期の約 1/10 の時間スケールでの移動平均からの偏差として定義された、斜面上の砕波による乱れは、一般に巻き波型砕波の場合の方が崩れ波型砕波の場合より大きい。また水面付近の方が乱れ強度が大きくなる

傾向は、浮遊砂の鉛直分布から考えられる拡散係数の鉛直分布を定性的に説明する。

(2) 波の一周期内における乱れ強度の鉛直分布の位相変化は、波速とともに移動する座標系からみた場合、砕波による水塊の突入による峯直下の速度欠損が turbulent wake のそれに対応することになり、この理論を用いて説明し得る。

(3) 自由乱流が支配的な砕波による乱れの、波の進行方向と鉛直方向の速度変動の相互相関としてのレイノルズ応力の、波の一周期内での位相変化は、壁面乱流が支配する振動流の場合のレイノルズ応力の位相変化と類似した傾向を有する。

(4) 波の一周期よりさらに短い時間スケールでの岸沖方向の運動量輸送においては、砕波による乱れのレイノルズ応力は、重要な役割を果たさない可能性がある。

最後に、この研究に際して終始有益なご助言を賜った京都大学工学部 岩垣雄一教授、および有益な意見を頂いたこの論文の査読者および担当編集委員に謝意を表するとともに、研究の各段階において協力して頂いた当時京都大学大学院工学研究科修士課程学生の、稲田義和、三反畑勇および内田雅博の 3 君にも謝意を表す。またこの研究の一部は、文部省科学研究費一般研究 C (代表：京都大学工学部助教授 酒井哲郎)、一般研究 A (代表：京都大学工学部教授 岩垣雄一) および特定研究 (代表：京都大学理学部教授 山元龍三郎) によったことを付記する。

## 参考文献

- 1) Stive, M. J. F. : Velocity and pressure field of spilling breakers, Proc. of 17th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 547-566, 1980.
- 2) 青野利夫・大橋正和・服部昌太郎：砕波点近傍での乱れ特性に関する実験的研究，第 13 回乱流シンポジウム，

- pp.180~183, 1981.
- 3) 青野利夫・大橋正和・服部昌太郎：砕波による乱れ構造の実験的研究，第29回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.159~163, 1982.
  - 4) 青野利夫・服部昌太郎：砕波による乱れの空間特性に関する実験的研究，第30回海岸工学講演会論文集，pp.25~29, 1983.
  - 5) 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男：レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明，港湾技術研究所報告，第21巻，第2号，pp.49~106, 1982.
  - 6) 酒井哲郎・三反畑勇：二次元砕波帯における砕波による乱れの構造，第28回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.15~19, 1981.
  - 7) 酒井哲郎・稲田義和：砕波による乱れの時空間構造とそのモデル，第29回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.164~168, 1982.
  - 8) 酒井哲郎・三反畑勇：砕波による乱れのレイノルズ応力について，第30回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.30~33, 1983.
  - 9) Peregrine, D.H. and Svendsen, I.A. : Spilling breakers, bores and hydraulic jumps, Proc. of 16th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.540~550, 1978.
  - 10) Huntley, D.A. : Lateral and bottom forces on longshore currents, Proc. of 15th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.645~659, 1976.
  - 11) 榎木 亨・岩田好一朗・松本 昇：砕波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について，一砕波の内部機構に関する基礎的研究第3報一，第20回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.565~570, 1973.
  - 12) Miller, R. : Role of vortices on surf zone prediction : sedimentation and wave forces, Soc. Econ. Paleontol. Mineralog., Spec. Publ. No.24, pp.92~114, 1976.
  - 13) Peregrine, D.H. : Breaking waves on beaches, Ann. Rev. Fluid Mech., Annual Reviews Inc., pp.149~178, 1983.
  - 14) 岩垣雄一・浅野敏之・小谷敏樹：周期波と流れの共存場における乱れの定義とその特性について，第28回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.10~14, 1981.
  - 15) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲蔵・原 輝彦：交番振動流における乱れの発生とエネルギー輸送機構，東工大土木工学科研究報告，No.27, pp.1~66, 1980.
  - 16) Kana, T.W. and Ward, L.G. : Nearshore suspended sediment load during storm and post-storm conditions, Proc. of 17th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.1158~1174, 1980.
  - 17) 野田英明：波による底質の浮遊，第14回海岸工学講演会講演集，土木学会，pp.306~314, 1967.
  - 18) Battjes, J.A. and Sakai, T. : Velocity Field in a steady breaker, Jour. of Fluid Mech., Vol.111, pp.421~437, 1981.
  - 19) Tennekes, H. and Lumley, J.L. : A First Course in Turbulence, pp.104~145, The MIT Press, 1972.
  - 20) 林 泰造・大橋正和・武安真児：往復流境界層に関する乱流特性についての実験的研究，第25回水理講演会論文集，土木学会，pp.463~472, 1981.

(1984.7.13・受付)