

碎波帯内における三次元的大規模渦の特性と底質浮遊のメカニズムについて

CHARACTERISTICS OF THREE-DIMENSIONAL LARGE SCALE EDDIES AND MECHANISM OF SEDIMENT SUSPENSION IN THE SURF ZONE

灘岡 和夫*・上野 成三**・五十嵐竜行***

By Kazuo NADAOKA, Seizo UENO and Tatsuyuki IGARASHI

Laboratory experiments using a fiber-optic LDV system and a small pressure transducer have been made to reveal detailed characteristics of velocity field in the surf zone and its relationship to sediment suspension with special reference to the three-dimensional large scale eddies referred to as "obliquely descending eddies", the existence of which in the surf zone was recently revealed by Nadaoka et al.^{10),11)}. A conditional sampling technique has been used to find that large shoreward momentum at the upper layer of water is transported downward to the bottom by the large scale eddies with highly turbulent velocity fluctuation. Visual observation and concentration measurements of suspended sediment have shown that sediment suspension is mostly governed by such large scale eddies in a wide extent of the surf zone.

Keywords : sediment suspension, large scale eddies, surf zone

1. はじめに

近年、漂砂量公式、特に岸沖漂砂量公式の提案がいくつか行われてきている¹⁾。このうち、冲浜帯での砂渾の存在下での漂砂については、それが砂渾周りの剥離渦という明確な流体運動が介在する現象であるため、比較的物理性をもった形での定式化が可能である²⁾。これに対して、碎波帯内の漂砂については、通常の現地の条件下では砂渾は存在しないことが多く、流速場の構造もかなり複雑であるため、その定式化は格段に難しくなる。そのため、現在のところ、U字管を用いた簡単な往復流のもとでの sheet flow を取り扱った例は二、三あるものの（たとえば文献 3), 4)), 多くの場合、漂砂の移動機構の詳細にはあまり触れず、むしろそれを black box と見立てて、漂砂量とシールズ・パラメーター等を経験的に関連づける試みがなされているにすぎない。

ところで碎波帯内の砂移動にかかわる外力としてはさまざまなもののが考えられるが、その中で、碎波帯内の砂移動を特徴づける外力としては、碎波に伴う乱れ（渦）

が挙げられる。これに関して、Miller⁵⁾ や酒井・内田⁶⁾、柴山・堀川⁷⁾らは plunging 型碎波の場合に碎波点直後に形成される horizontal roller⁸⁾ に着目し、それと碎波点直後の底質の巻き上げ現象との関連について論じている（図-1）。しかしこのような horizontal roller による浮遊砂の発生は碎波点近傍だけのいわば局所的な現象であり、碎波帯内の bore 領域（あるいは inner region⁹⁾）全体を対象として、碎波に伴う流体運動特性との関連から底質移動の実態を詳細に論じたものはいまだ見当たらない。その大きな原因の 1 つは、碎波に伴う流体運動特性そのものが比較的明確に可視化できる horizontal roller の場合を除けばつい最近までほとんど未解明であったことにあると考えられる。

しかし最近になって、碎波帯内の流速場の構造、特に大規模渦構造の実態が急速に明らかにされてきている。特に、灘岡ら^{10),11)}は、碎波帯内の広い範囲にわたって底

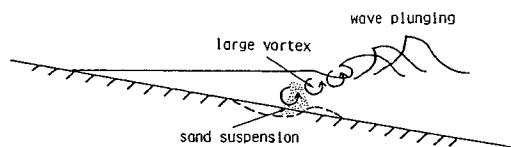


図-1 horizontal roller による底質浮遊の概念図⁷⁾

* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科
(〒152 目黒区大岡山2-12-1)

** 工修 大成建設(株)

*** (株)INA 新土木研究所

面近傍まで達する三次元性の強い大規模渦構造（「斜降渦」）が発達することを示している（図-2）。このことは、plunging breaker の場合の horizontal roller に関する議論だけでは碎波帯内の大規模渦の役割の評価は不十分で、碎波帯内のかなり広い範囲にわたってこの斜降渦に代表される大規模渦が砂移動に関与している可能性を示唆している。

そこで本研究では、碎波帯内における砂移動のメカニズムを把握するという観点から、まずこの斜降渦に伴う流体運動の特性を LDV や圧力センサーにより詳細に調べたのち、それとの関係から結果としての砂移動特性（特に浮遊砂の特性）を明らかにすることにより、両者の間の因果関係を解明することを試みた。

2. 実験装置ならびに実験方法

実験装置は、図-3 に示されるような長さ 20 m、幅 0.4 m の二次元水路の一端に勾配 1/20 の木製斜面を設置し固定床としたものと、この斜面を岸側にスライドさせその上に石炭粉（中央粒径 0.21 mm、比重 1.45）を厚さ 15 cm に敷き詰めて移動床としたものの 2 種類である。ここで底質材料として石炭粉を用いた理由は、通常の室内実験の外力レベルのもとでは底質としてたとえ細砂を用いたとしても碎波帶内外の広い範囲にわたって砂漣が発生し、通常砂漣が存在しない現地碎波帯内の条件と大きく異なってしまうため、ここでは、底質として砂に比べて比重の小さい石炭粉を用いて相対的な底面せん断力（シールズパラメーター）を増すことにより砂漣の発生を抑え、現地に近い条件下で実験を行った。

入射波としては、周期 1.27 s、換算冲波波高 14.5 cm、

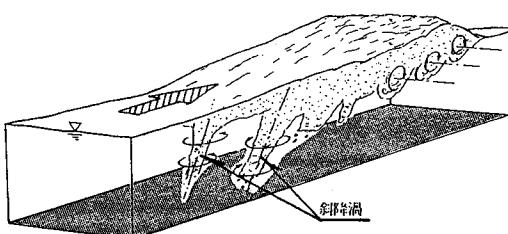


図-2 碎波帯内の大規模渦構造^{10),11)}

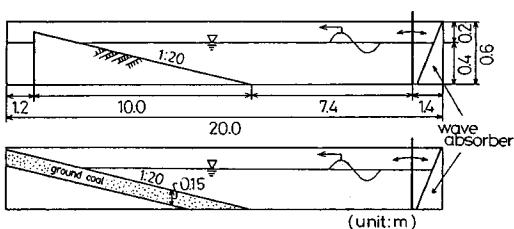


図-3 実験装置の概略図

碎波高 14.7 cm、碎波水深 16.7 cm、沖波波形勾配 0.058 の規則波を作成させた。この場合の碎波形式は（plunging 型にやや近い）spilling 型である。ここで spilling 形の碎波形式を設定した理由は、先に述べた horizontal roller の影響をなくすためである。

水位変動および水平・鉛直流速変動の測定にはそれぞれ容量式波高計ならびにレーザ流速計（日本科学工業株製、二成分光ファイバー型）を用いた。また、底面での圧力変動の測定には小型の圧力センサー（（株）ST 研究所製、直径 1 cm、厚み 3 mm、周波数応答特性 1 kHz）を使用し、浮遊砂濃度変動の測定には光電管式の濁度計を用いた。なお、浮遊砂濃度の測定は、濃度計のセンサーの位置を底面の位置の変動に追従させることにより、測定時間中、測点と底面との距離をできるだけ一定に保つようにして行った。

3. 固定床実験による三次元的大規模渦に伴う流体運動特性の解明

(1) 流速記録上にみられる乱れの間欠性

図-4 は、碎波帯内の bore が十分発達した $h/h_b = 0.67$ （ここに、 h ：静水時の水深、 h_b ：碎波水深）の水路中心位置での水位 η 、底面での圧力 p 、底面上 0.7 cm での水平流速 u 、および鉛直流速 w の時間変動記録を示したものである。このうち流速変動記録 (u, w) をみると、波の crest 後方の位相できわめて間欠的な乱れが生じていることがわかる。また、底面圧力変動記録 p も同様の位相においてある程度の乱れが認められる（図中の矢印）。この流速および圧力変動にみられる間欠的な乱れは、ビデオとの同時記録から、さきに、図-2 で

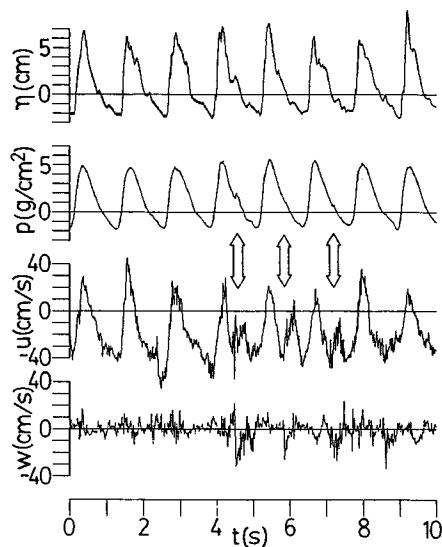


図-4 固定床実験での生記録の一例

示した大規模渦（特に斜降渦）が底面まで到達しているときに生じていることが確認された。このことから、斜降渦が測点を通過するときに流速変動に激しい乱れが生じ、この渦塊が底面まで到達していわば底面をヒットすることにより圧力変動に乱れが生じるものと考えられる。このことは、碎波帯内の浮遊砂の生成にこのような上層からの斜降渦による底面での攪乱作用が大きく関与する可能性があることを示唆している。

(2) conditional sampling による斜降渦の解析

そこで、この斜降渦が流速場に及ぼす影響をより定量的に調べるために、まず水平・鉛直流速の乱れ強度 u' , w' の位相平均値を算出してみた。その結果が図-5で、碎波帯内の $h/h_b=0.67$ における底面上 $0.7, 2.7, 4.7, 6.7\text{ cm}$ の 4 点で得られたおのおの約 200 波分のデータから算出されたものである。ここでの乱れの定義は、生の変動記録とそれに（スペクトル解析結果に基づいて設定した） 0.1 s の幅で移動平均をかけたものとの差で、ほぼ 5 Hz 以上の高周波成分を意味している。

同図をみると、上層の $z=6.7\text{ cm}$ での分布には crest 付近の位相において乱れ強度 u' , w' のゆるやかな増加が認められるけれども、ここで注目している底面近傍での乱れ強度の分布には、crest 付近の位相での底面軌道流速に対応した底面せん断力の増大によると考えられる乱れ強度の増加はみられるものの、それ以外ではほとんど位相依存性は現われておらず、上述の crest 背後の位相での斜降渦による底面近傍における間欠的な乱れの生成の影響はこの図でみる限り現われていないことがわかる。しかし、ここで注意すべきことは、この斜降渦の構造自体がもともと空間的に強い三次元性を帯びたものであり、しかもその発生位置がかなり random であるため、一地点だけで測定された流速記録上には斜降渦の影響は

一波ごとに同様には現われず、さらに平均操作の過程での情報のかなりの部分が失われると考えられることである。

ところで図-4 をみると、流速記録上にはさまざまな乱れが常に現われているのに対し、圧力記録上にはわずかな乱れがまれに発生しているだけであることがわかる。これは圧力変動が流速変動の 2 乗できくためで、ビデオとの同時記録によっても斜降渦が底面の圧力計を直接たたく場合にのみ圧力記録上に鋭い乱れが現われることが確かめられている。そこで、ここではこのことを逆に利用してこの圧力変動記録の乱れの生成を trigger とした conditional sampling を行うことにより、斜降渦が測点を通過しているときの event のみを抽出して斜降渦が流速場に及ぼす影響を詳しく調べることを試みた。具体的には、まず得られたデータを zero-up cross 法を用いて一波ごとに分解した後、各波の位相区間 $[\pi/2, 3\pi/2]$ での圧力変動の乱れの強弱を調べ、このようにして得られた乱れ強度が適当に設定したトリガーレベルを越えた場合、この一波分のデータを斜降渦が到達しているときのデータとして抽出した（抽出割合は約 $1/10$ で、サンプル数は約 50）。なお、検査する位相区間を $[\pi/2, 3\pi/2]$ としたのは、位相区間 $[0, \pi/2]$, $[3\pi/2, 2\pi]$ に現われる圧力変動の乱れが、碎波の crest 付近の水面そのものの凹凸によるものや、乱れの算出方法（移動平均法）の問題により波の非線形性（高次の harmonics）の影響が見掛け上乱れとして出てくるものであること、また目視の結果、斜降渦が底面に到達する位相は crest 後方の位相に集中していること等の理由によるものである（図-6）。

図-7 には、このような条件付抽出により斜降渦が底面まで到達していると判別された波のみから算出された

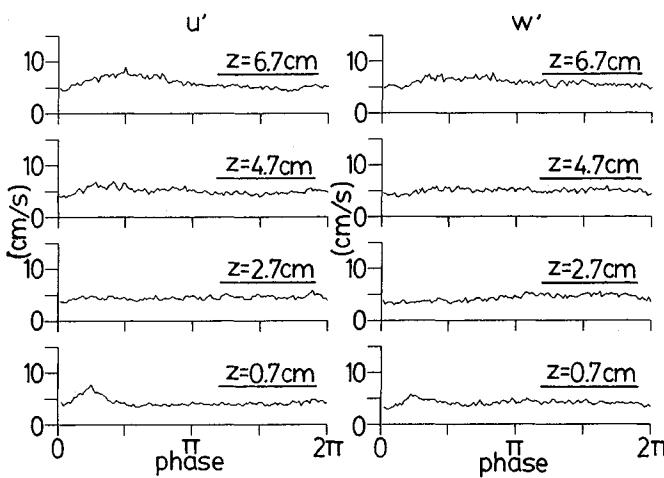


図-5 乱れ強度の位相平均値

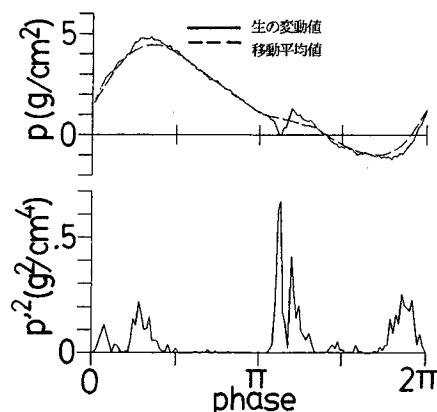


図-6 斜降渦到達時の圧力変動 p の生記録とその移動平均値からの偏差の 2 乗値 p'^2

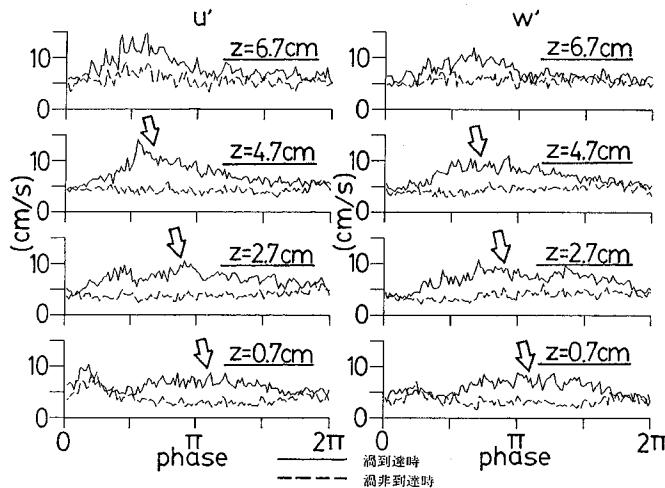
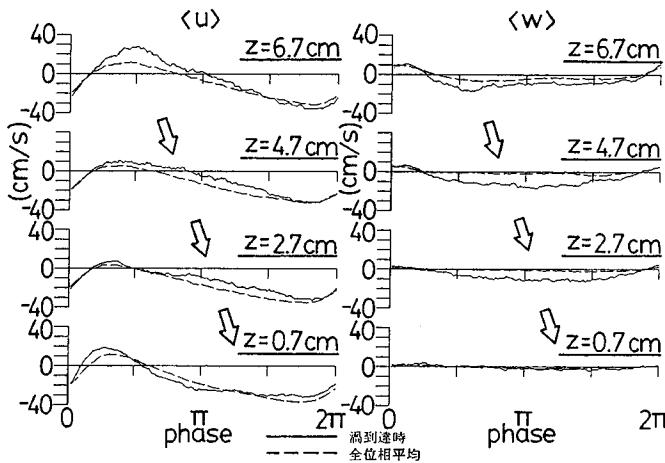


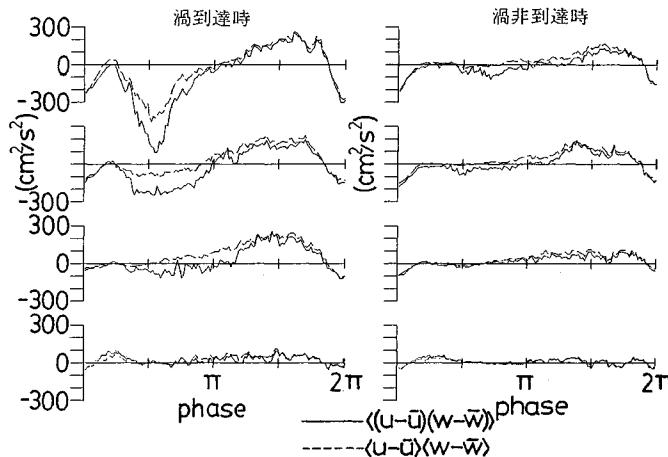
図-7 conditional sampling による乱れ強度の位相平均値

図-8 conditional sampling による u , w の位相平均値

乱れ強度 u' , w' の位相平均値 $\langle u' \rangle$, $\langle w' \rangle$ (実線) と、同様の方法により斜降渦が到達していないと判別された波のみから算出された乱れ強度 u' , w' の位相平均値 $\langle u' \rangle$, $\langle w' \rangle$ (破線) が示されている。同図から、斜降渦到達時の乱れ強度が明らかな位相依存性をもった形の分布を示すのに対し、非到達時の乱れ強度にはそれが現われていないことが理解できる。しかも、斜降渦到達時には非到達時に比べて乱れ強度が約 2 倍ほど増大しており、底面近傍といえども碎波によって生じる上層からの乱れの影響が大きいことがわかる。また、図中の矢印で示すように、測点が底面に近づくに従って乱れ強度のピーク位置が波の crest 直後の位相からより後方に移動していくことから、斜降渦が crest 後方から傾いた軸に沿って底面まで伸びている構造であることも同時に示されている。

図-8 は、前述と同様の方法により算出した斜降渦到達時の水平流速 u 、鉛直流速 w の位相平均値 $\langle u \rangle$ ・ $\langle w \rangle$ (実線) を全データの水平流速 u 、鉛直流速 w の位相平均値 $\langle u \rangle$ 、 $\langle w \rangle$ (破線) とともに示したものである。同図より斜降渦到達時には、それ以外の場合に比べて水平流速 u は岸向きに、また鉛直流速 w は鉛直下向きに増大する形になっていることがわかる。このことは、上層にある岸向きの大きな運動量をもった流体塊が斜降渦によって下層に輸送されていることを示すものである。

次に、この斜降渦による運動量輸送をより直接的にみてみるために、前述と同様の方法により算出した斜降渦到達時および非到達時における水平流速 u と鉛直流速 w との積の位相平均値 $\langle uw \rangle$ を示したものが図-9 中の実線である。同図には水平流速 u の位相平均値 $\langle u \rangle$ と鉛直流速 w の位相平均値 $\langle w \rangle$ との積 $\langle u \rangle \cdot \langle w \rangle$ もあわ

図-9 運動量フラックス $\langle uw \rangle$ と $\langle u \rangle \cdot \langle w \rangle$ の計算値

せて示してある(破線)。なお、これらの位相平均値は生の流速変動から定常成分を差し引いて算出した。まず、 $\langle uw \rangle$ の値で比べてみると、渦到達時の方が非到達時に比べてきわめて大きな値となっていることがわかる。次に $\langle uw \rangle$ と $\langle u \rangle \cdot \langle w \rangle$ の違いに着目してみると、その差が顕著になるのは渦到達時の方で、しかも図-7にみられた斜降渦に伴う乱れの増加位相で差が大きくなっていることがわかる。これはいわゆるレイノルズ応力 $\langle u'w' \rangle$ が斜降渦に伴って有意な大きさで生成されていることを示している。

以上のことから、斜降渦到達時には、平均場 $\langle u \rangle$ 、 $\langle w \rangle$ そのものが大きくひずむこと、ならびに渦の coherent な流体運動に伴ってレイノルズ応力 $\langle u'w' \rangle$ が生成されること、の 2 つの効果により運動量輸送 $\langle uw \rangle$ が斜降渦非到達時に比べてかなり増加することが明らかとなつた。

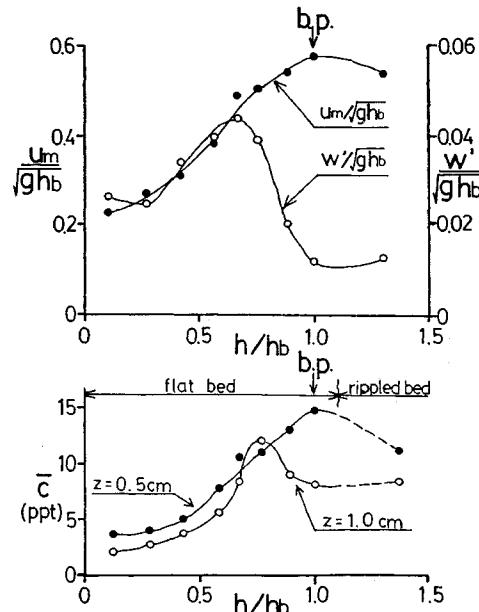
このように碎波帯内の流速場は、上層からの三次元的大規模渦(斜降渦)によって基本的に特徴づけられている。特に、この大規模渦が底面に達することにより底面近傍の流速場に間欠的な乱れがもたらされることから、このような渦構造が、碎波帯内の砂移動、特に底質の巻き上げ等に対して重要な役割を果たしているものと考えられる。

4. 移動床実験による浮遊砂特性ならびに大規模渦との関連の解明

(1) 浮遊砂濃度の空間分布と流速特性の関係

次に実際に底面を移動床として実験を行い、固定床実験の結果より明らかになった底面近傍の流体運動特性と底質浮遊の関係について検討した結果について述べる。

図-10 は、移動床実験より得られた平均濃度 \bar{c} (底

図-10 軌道流速振幅 u_m 、乱れ強度 w' 、および平均濃度 \bar{c} の岸沖分布

面上 0.5 cm, 1.0 cm) の値の岸沖方向分布を、固定床実験より得られた水平軌道流速振幅 u_m と鉛直流速 w の乱れ強度 w' (底面上 0.7 cm) の岸沖分布とともに示したものである。ただし、この移動床実験は測定ごとに前もってフラットな面にならして行っており、解析には波を入射後 wave set-up が完了し波が安定した後から底面に砂漣が形成される前までの約 70 秒間のデータを用いている。

なお、ここに示した固定床上の乱れ強度 w' は、先の定義と異なり生データとそれに入射波の周期の幅で移動

平均をかけたものとの差の root mean square 値で、これはほぼ入射波の周波数以上の高周波数成分の乱れ強度を表わしている。このようにしたのは、通常の場合には軌道流速と斜降渦の流速変動の時間スケールがある程度重なっているため軌道流速の影響を受けることなく斜降渦の流速変動成分をすべて抽出することは困難であるけれども、底面近傍の鉛直流速 w の場合にはほとんど軌道流速成分が含まれていないことから、入射波の周期の移動平均をかけることにより軌道流速成分の影響をほぼ取り除くことができるからである。もちろんこの乱れ強度 w' には斜降渦による上層からの乱れだけでなく底面せん断力による乱れの影響も含まれているが、 w' の岸冲分布をみると底面せん断力の程度を表わす u_m の分布形には対応せず、むしろ碎波帯内の bore の形成パターンに対応して碎波帯内の $h/h_b=0.7$ 付近で最大値をとる分布形になっていることから、今の場合、底面せん断力による乱れに比べて斜降渦による乱れの方が支配的であると考えられる。

上記のように今の場合、底面上の 2 つの高さで測定した濃度値を示しているが、このうち底面上 0.5 cm の位置は掃流砂層内に位置しているのに対し、底面上 1.0 cm の位置は掃流砂層から外れている。図-10 をみると、掃流砂層内の濃度レベルで（●印）は水平軌道流速振幅 u_m （したがってシールズパラメーター Ψ_m ）に対応して碎波点付近で最大値を示しているのに対し、掃流砂層外の位置での平均濃度で（○印）は u_m ではなくむしろ乱れ強度 w' に対応した点で最大値を示している。このことは、碎波帯内の浮遊砂の発生が、単に底面摩擦といった量だけでなく、碎波によって生じる大規模渦、特に斜降渦が底面まで到達し底質を巻き上げるという効果によってかなり支配されていることを強く示唆するものである。

（2）斜降渦と底質浮遊の可視化

そこで、碎波帯内の斜降渦と底質浮遊の間の関係をよ

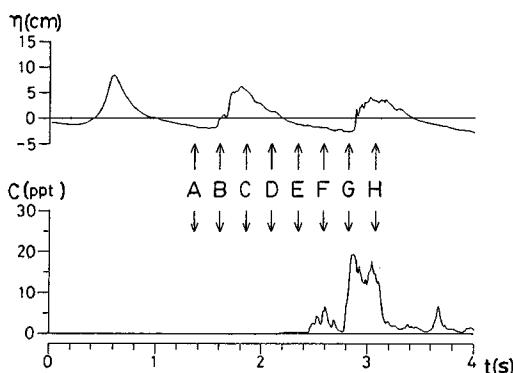


図-11 水位・濃度変動の生記録と写真撮影のタイミング

り直接的にみてみるために可視化実験を行った。

図-11 は、碎波帯内の $h/h_b=0.67$ の断面での水位変動 η と同断面の底面上 1.0 cm の位置での濃度変動 c の生記録を示したものである。同図には、波のかけ始めの合計三波分のデータが示されているが、1 波目は碎波していない波で濃度レベルも低く浮遊砂はほとんど発生していない。2 波目以降は、碎波している波で 2 波目の後半の位相で濃度レベルが増大しているのがわかる。図中のアルファベットは同時に撮影された連続写真的撮影時間を示している。これら一連の連続写真（写真-1）およびそのスケッチ（図-12）から、前述の濃度レベルの増大に対応して斜降渦が底面まで到達し底質をヒットすることにより多量の浮遊砂が発生している様子がよくわかる。以下に、順を追って詳しくみてみると、

(A)…ほとんど浮遊砂は発生しておらず、わずかに底面に沿う sheet flow 状の砂移動が認められるだ

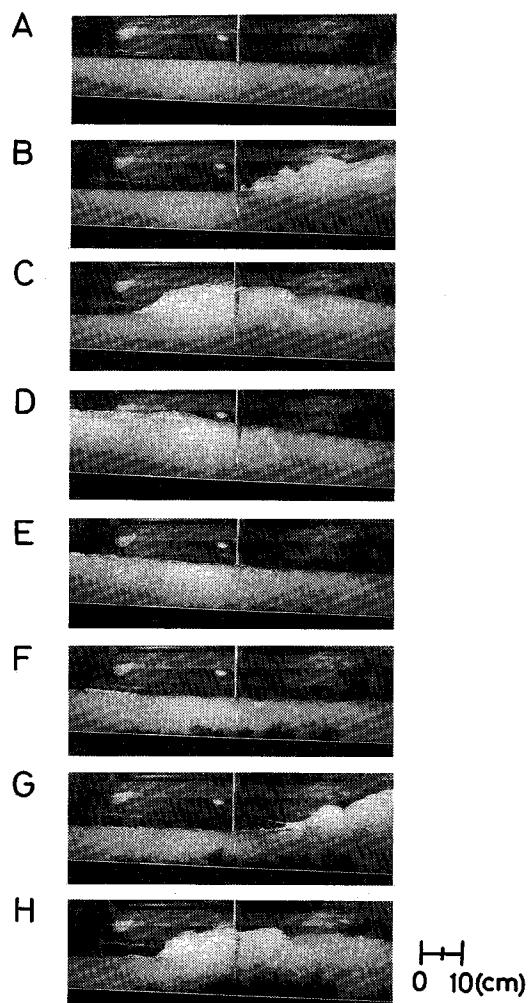


写真-1 斜降渦による底質浮遊の連続写真

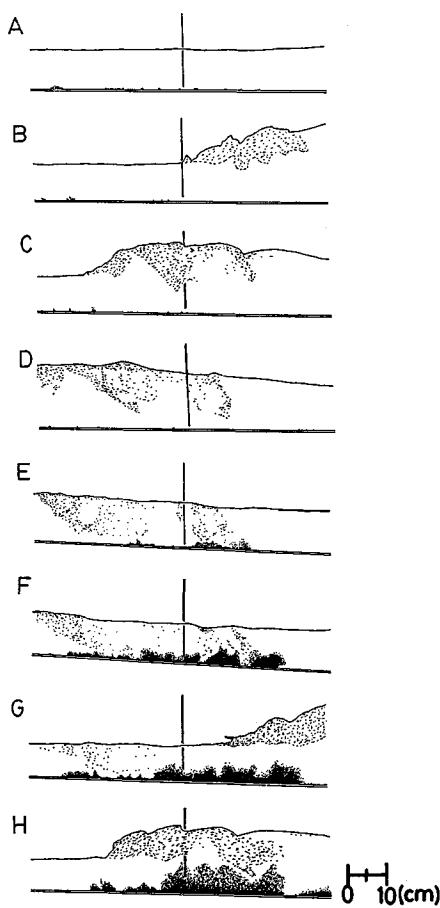


図-12 写真-1 のスケッチ

けである。

- (B)…碎波によって生じた bore の crest 部分に水平渦が生成されている。
- (C)…波の crest 後方で水平渦が斜降渦に変形しつつある。まだこの時点では底質の浮遊はみられない。
- (D)…斜降渦が底面に伸びていく。
- (E)…斜降渦が底面をヒットした瞬間。この時点で底質が巻き上げられている。
- (F)…斜降渦により底質が多量に巻き上げられている。濃度記録上にも反応が認められる。
- (G)…巻き上げられた底質が戻り流れによって沖向きに移流されている。また、次の波の crest 前面で上向きの波の軌道流速により、大きく上層に移流拡散している。
- (H)…次の波の斜降渦が底面に伸びていく。

以上のように、可視化の点からも、実際に碎波帯内の底質の巻き上げに対して斜降渦が密接に関連することが示された。

(3) 碎波帯内外における底質浮遊の空間構造

そこで次に、この斜降渦による底質浮遊の特性をより詳細に検討するために浮遊砂の空間構造について調べてみた。

図-13は、碎波帯外 ($h/h_b=1.19$) よび碎波帯内 ($h/h_b=0.76$) の断面での水位 η 、濃度 c_1 、 c_2 の時間変動記録を示したものである。ただし、ここでの濃度変動 c_1 、 c_2 は、底面（目視により底質の移動が生じていないと判断された位置）上 1.5 cm の距離に保たれた位置で、水路の横断方向に 4 cm の間隔で離れた 2 点において測定された値である。同図より、碎波帯外の濃度変動 c_1 、 c_2 はそれぞれ一周期間に 2 つのピークをもつ位相依存性の強い変動パターンを示しており、両者の変動パターンの相関も高いことがわかる（ただし 2 本のプローブの周波数応答特性が多少異なるため c_2 の高周波成分がやや小さくている）。これに対し、碎波帯内の濃度変動 c_1 、 c_2 における変動パターンには明瞭な位相依存性はなく間欠的な濃度の増大を示すとともに、両者の相関も低いことがわかる。これは、碎波帯外の底質移動の外力が主に波動によるものであるため、底質の移動および浮遊特性も波の位相に依存した二次元的な現象となっているのに対し、碎波帯内の底質移動の外力は波動によるものだけではなく碎波による上からの乱れである斜降渦も強く影響しているため、斜降渦の特性である間欠性や三次元性がその応答としての底質浮遊の特性に強く現われているものと考えられる。

そこで次に、このような碎波帯内外の底質浮遊の空間

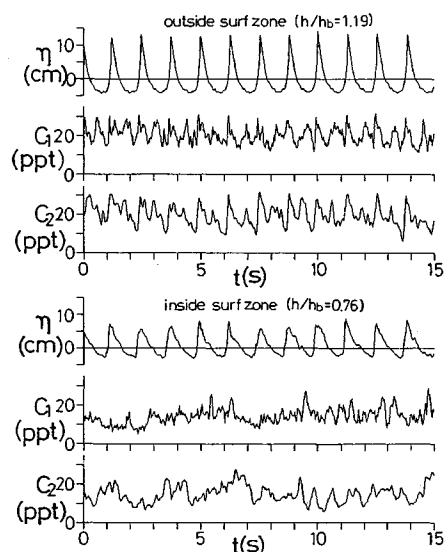


図-13 碎波帯内 ($h/h_b=0.76$) と碎波帯外 ($h/h_b=1.19$) での 2 本の濃度計プローブによる同時記録の例

分布構造の違いをより定量的にみてみるため、水路の横断方向にある距離離れた2点での濃度変動を測定し、その空間相関の特性を調べてみた。実験はさきと同様に各測定ごとに前もって底面をフラットな面にならしてから行い、解析には波を入射後 wave set-up が完了し波が安定した後の浮遊砂濃度レベルがほぼ定常値に達したと判断された時点から底面に砂漣が形成されるまでの約80秒間（約70波分）のデータを用いた。図-13で示されるように、碎波帯内外の濃度変動記録にはいろいろな時間スケールの変動成分が含まれている。そこでここでは、濃度変動の各時間スケールごとの空間相関を別々にみてみるために、そのコヒーレンスを計算することにより濃度変動の各周波数に対する空間相関を比較してみた。その結果を図-14に示す。図中の実線は碎波帯外 ($h/h_b = 1.19$)、破線は碎波帯内 ($h/h_b = 0.76$) での断面にお

けるデータの計算結果をしたものであり、矢印は入射波の周波数を示している。同図より、碎波帯外における2点間の濃度変動のコヒーレンスは2点間の距離にかかわらず全周波数帯を通じ高いコヒーレンスを示しているのに対し、碎波帯内における結果は2点間の距離が大きくなるにつれて全周波数帯を通じコヒーレンスが小さくなっているのがわかる。特に入射波の基本周波数とそのhigher harmonics に対応する周波数帯（0.8 Hz～5 Hz）において碎波帯内のコヒーレンスが急激に小さくなっているが、この周波数帯は斜降渦の発生頻度にほぼ対応している。これは、碎波帯内での斜降渦による底質のスポット上の巻き上げという浮遊砂発生のメカニズムを強く反映したものであると考えられる。

なお、碎波帯内における低周波数側のコヒーレンスの距離減衰は、入射波の周波数付近のコヒーレンスの減衰

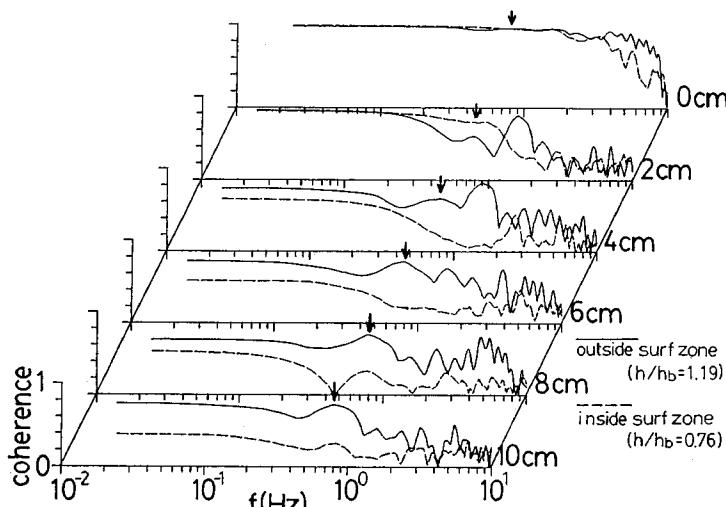


図-14 c_1 と c_2 の間のコヒーレンスの空間分布

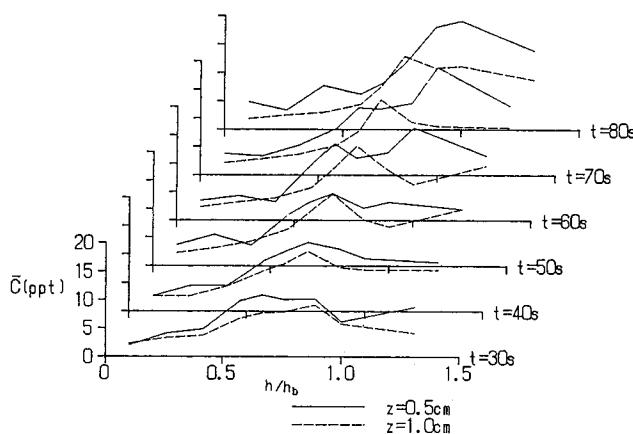


図-15 碎波帯内外の平均濃度 \bar{c} の岸沖分布の経時変化

に比べて比較的ゆっくりしている。これは、碎波帯内で巻き上げられある程度移流拡散した後の時空間スケールの大きい浮遊砂雲によるものであると考えられる。

(4) 碎波帯内外の浮遊砂濃度の応答特性

最後に、外力に対する応答性の面から碎波帯内外の底質浮遊特性の違いを検討した結果について述べる。

図-15は、碎波帯内外の浮遊砂濃度の岸沖分布形の時間変化を調べてみたものである。同図には、底面上0.5cm(実線), 1.0cm(破線)の位置での波を入射してから10秒間ごとの平均濃度で(20秒平均)の岸沖分布形の経時変化が示されている。これをみると、波作用後の初期の時間における平均濃度での分布形は、底面上0.5cm(実線), 1.0cm(破線)とともに碎波帯内にピークをもち、碎波によって生じる乱れ強度に対応したものとなっているが、掃流砂が卓越する底面上0.5cmの位置での分布形においては、碎波点付近の濃度レベルが時間が経つにつれてしだいに上がり u_m に対応した分布形へと変化していることがわかる。一方、浮遊砂の卓越する底面上1.0cmの位置での分布形は波を入射後の初期の段階から乱れに対応した分布形となっており、碎波点付近の濃度レベルの増加を除いて以後ほとんどその分布形は変化していない。

これは、碎波帯外の底質移動の外力が主に波動による底面摩擦力によるものであることから、その結果生じる浮遊砂層が比較的ゆっくりと発達するのに対し、碎波帯内では底質移動の外力が主に斜降渦に代表される強い乱れによるものであるため、浮遊砂がその乱れのもつ大きな拡散能によってすばやく拡散され定常状態となるものと考えられる。

このように碎波による上層からの乱れに規定されている碎波帯内の浮遊砂は、主に波動の作用に規定されている碎波帯外および碎波点近傍の浮遊砂に比べて、その発生量のみならず拡散速度の点においてもかなり大きくなる。このことから、碎波帯内においては、底質の浮遊に加えてその拡散混合の面においても大規模渦(斜降渦)の役割が重要なことが明らかになった。

5. おわりに

本研究では、碎波帯内の砂移動、特に碎波に伴う大規模渦の作用による底質浮遊について、主としてその実態把握という観点から行った実験結果について述べた。その結果、最近著者らによってその存在が明らかにされた三次元の大規模渦構造(斜降渦)によって碎波帯内の流速場が大きく特徴づけられ、底面近傍まで間欠的な強い乱れがもたらされることが示された。そして、この乱れが碎波帯内の広い範囲にわたって底質の浮遊を大きく支

配していることが可視化や濃度測定の結果から明らかにされた。このような結果を踏まえることにより、今後より物理性をもった形で碎波帯内の浮遊砂の定量的予測モデルを構築していくことが可能になると考えられる。

なお、ここでは紙面の都合上割愛したが、本研究で示したような三次元の大規模渦構造の存在やそれと底質浮遊との密接な関連性については現地観測の結果からも確認されている。ただし現地においてはさらに碎波に伴う連行気泡の役割が大きく、それによって底質の上方への巻き上げが促進されることも併せて示されている。詳しくは文献12)を参照されたい。

最後に、本研究が文部省科学研究費一般(B)「碎波帯内外の波・乱れ共存場の力学構造と海底地形との相互作用に関する研究」(代表者:日野幹雄)による研究成果の一部であることを付記し、謝意を表する。

参考文献

- 1) 堀川清司編:海岸環境工学、東京大学出版会、1985.
- 2) 沢本正樹・山口清一:波によって生じる砂疊近くの流れのモデル化と浮遊砂濃度の算定法、土木学会論文報告集、No.288, pp.107~114, 1979.
- 3) 香取完和・渡辺晃・堀川清司:シートフロー状態の底質移動に関する研究、第27回海岸工学講演会論文集、pp.202~206, 1980.
- 4) 山下俊彦・沢本正樹・武田秀幸・横森源治:移動床上の振動流境界層とシートフロー状砂移動に関する研究、第32回海岸工学講演会論文集、pp.297~301, 1985.
- 5) Miller, R.: Role of vortices in surf zone prediction: sedimentation and wave forces, Soc. Econ. Paleontol. Mineralog., Spec. Publ. No.23, pp.92~114, 1976.
- 6) 酒井哲郎・内田雅博:巻き波型碎波による乱れと底質浮遊機構、第31回海岸工学講演会論文集、pp.296~300, 1984.
- 7) 柴山知也・堀川清司:碎波による底質の浮遊、第32回海岸工学講演会論文集、pp.302~306, 1985.
- 8) 横木亨・岩田好一朗・松本昇:碎波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について、一碎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、pp.565~570, 1973.
- 9) Svendsen, I. A., Madsen, P. A. and Hansen, B. J.: Wave characteristics in the surf zone, Proc. 16th Conf. on Coastal Eng., pp.520~539, 1978.
- 10) 日野幹雄・灘岡和夫・小俣篤:碎波帯内の乱れの組織的渦構造と水粒子運動について、第31回海岸工学講演会論文集、pp.1~5, 1984.
- 11) 灘岡和夫・小谷野喜二・日野幹雄:二成分レーザドップラーレー流速計による碎波帯内流速場の特性の解明、第32回海岸工学講演会論文集、pp.50~54, 1985.
- 12) 灘岡和夫・上野成三・五十嵐竜行:碎波帯内の三次元の大規模渦構造と浮遊砂の現地観測、第34回海岸工学講演会論文集、pp.21~25, 1987.

(1988.4.4・受付)