

砕波帯内の水粒子速度に関する研究

東洋建設 ○広川 啓, 若築建設 田端 寛
鳥取大学 工学部 黒岩正光・野田英明

1. はじめに: 砕波帯内の漂砂現象を理解するためには, その流速場, すなわち, 波による流速変動, bore の発生に伴う乱れなどを詳細に把握する必要がある. 本研究では, 砂移動に大きく影響を及ぼすと考えられる底面近傍の戻り流れならびに trough level 以下の戻り流れの空間分布について, 実験的, 理論的に検討しようとするものである.

2. 実験装置および方法: 実験は, 長さ23.1m, 幅0.5m, 高さ0.6mの一部両面ガラス張りの2次元水槽の一端に勾配 1/15 の鋼製の斜面を設置して行った. 水粒子速度の測定にはレーザードップラー流速計を用い, 岸沖方向に砕波帯近傍(沖側含む)から汀線付近(測定可能な範囲)まで 3cm 間隔, 鉛直方向に底面近傍(底面から 2, 5 および 10mm の高さ)から trough level まで 1cm 間隔で測定した. サンプリグ周波数は 100Hz とし, 約 20 波分測定し位相平均により乱れを抽出し, さらに位相平均流速を一周期平均することにより定常流速を算出した. 波高は容量式波高計を用いて測定した. 実験条件は表-1に示すとおりで, 表中に示す Xb は砕波点からの距離を表す.

表-1 実験条件

	Case1	Case2	Case3
h (cm)	40.0		
H (cm)	13.0	4.2	7.5
T (sec)	1.00	2.00	1.30
Xb(cm)	-264	-110	-138
Ho/Lo	0.089	0.007	0.031
Breaker Type	Spill.	Plung.	Spill. Plung.

3. 戻り流れの数値モデル: 戻り流れの数値モデルは Svendsen¹⁾をはじめ, 岡安ら²⁾, 平山³⁾などによって提案されているが, それぞれ, アプローチが異なり, また水面や底面の境界条件の与え方によって戻り流れの分布は大きく異なる. 本研究ではSvendsen¹⁾ならびに平山³⁾のモデル(以下それぞれモデル1, 2と称す)をもとに実験から得られた底面流速結果を用いて新たな底面境界条件式を導入し, 戻り流れの空間分布のモデル化を試みた. Svendsen による戻り流れの数値モデルは次式で表される. すなわち

$$U = 0.5\alpha(z+h)^2 + \{2(U_m - U_b)/d_{tr} - 1/3\alpha d_{tr}\}(z+h) + U_b \quad (1)$$

である. ここに, d_{tr} は底面から trough level までの高さ, α は Wave Set-up, 渦動粘性係数などを含む係数で, U_b は底面境界層外縁の定常流速である. 一方, 平山³⁾による戻り流れの数値モデルは次式で表される. すなわち,

$$\begin{aligned} \bar{U}_E = & \frac{a^2 \sigma k}{4 \sinh^2 k h} \left[\left\{ \frac{3}{2} \left(\frac{z}{h} \right)^2 - \frac{1}{2} \right\} \cdot \frac{4 \sinh^2 k h}{a^2 \sigma k} \bar{U}_{E\infty} \right. \\ & \left. + \frac{\beta k h}{2} \left\{ 3 \left(\frac{z}{h} \right)^2 + 4 \left(\frac{z}{h} \right) + 1 \right\} \sinh 2 k h + \left\{ \left(\frac{z}{h} \right)^2 - 1 \right\} \cdot \frac{3 \sinh 2 k h}{2 k h} \right] \quad (2) \end{aligned}$$

ここに $\bar{U}_{E\infty}$ は底面における Euler 的質量輸送速度, β は水面渦度の程度を表す係数であり, 平山によると海底勾配によらず, $(h/H_0 \cdot h/h_b)$ の関数で表され, $\beta=10 \sim 40$ の値をとる. 本計算では実験値と一致するように β を評価した. 詳細はそれぞれの文献に譲るとし, まず, 底面境界における流速をどのように評価するかが問題である. 本研究では比較的簡単な方法によって評価した. 佐藤ら⁴⁾が示したように trough level 下の戻り流れはボア状砕波によって生じる質量流束によって評価でき, 底面における戻り流れもそれに規定されるとすると, 底面定常流速は $U_{b,ore} = -AH^2/h/T$ で表されるが, この式をそのまま砕波帯内の戻り流れに適用することは困難で若干工夫が必要である. そこで, 砕波点で戻り流れがゼロとなるように h/h_b の関数として次式を(1), (2)式に適用する. すなわち

$$U_b = -\frac{AH^2}{hT} \tanh \left(\frac{h}{h_b} - 1 \right) \quad (3)$$

となる. ここに, A は無次元定数, H は波高, T は波の周期である. なお砕波帯内の波高分布および平均水位の算定は, 西村ら⁵⁾の手法によった.

4. 実験結果と計算結果との比較: 図-1および2は、それぞれCase1およびCase2の底面2mm上での定常流速の岸沖分布を示したものである。これらの図を比較すると、Case1の場合、戻り流れはB.P.付近から徐々に増大し、ほぼ砕波帯内中央付近で極値をとり、汀線へ向かうにしたがい減少しているのに対し、Case2では、B.P.からP.P.まではほぼゼロの値を示しているが、P.P.から急激に大きくなっている。明らかに底面近傍定常流速の岸沖分布が異なることがわかる。これは砕波形式の違いによって、戻り流れの空間分布も異なることを示唆している。本研究ではSpilling Type (Case1) についてのみ検討した。図-3は、波高、平均水位およびtrough levelの計算結果ならびに(3)式による底面定常流速計算結果と実験結果を比較したものである。この図から明かなように実験値と計算値はよく一致することがわかる。つぎ、この底面流速を境界条件としてモデル1および2に適用し砕波帯内の各測定点における戻り流れの鉛直分布を計算した。図-4(a)~(c)はCase1の戻り流れの実験結果と計算結果を比較したものであり、それぞれ、 $h/h_b=0.86, 0.76$ および 0.5 における測定点の結果である。図中に示す実線および点線はそれぞれモデル1および2の計算結果を表す。これらの図から砕波点近傍 ($h/h_b=0.86$) では、モデル2のほうが実験値とよく一致しているが、砕波帯内中央付近 ($h/h_b=0.5, 0.76$) ではモデル1のほうがよく一致していることがわかる。なお、(2)式に含まれる β は砕波点近傍では2程度の値をとり、岸に向かうほどその値は大きくなりおよそ10~25程度で平山が示した値と比較して小さいようである。

5. おわりに: 本研究では砕波帯内の戻り流れについて実験的、理論的に検討した。その結果、底面近傍の戻り流れの岸沖分布は砕波形式によって異なることがわかった。新たな底面境界条件を導入することによって、数値モデルによる戻り流れの空間分布はよく実験値と一致することがわかった。

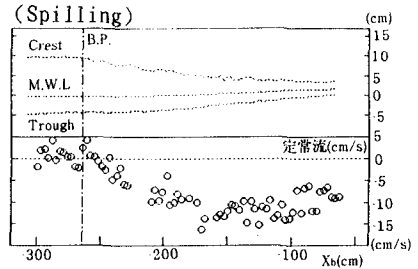


図-1 底面定常流速の岸沖分布

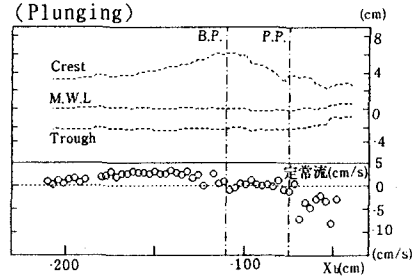


図-2 底面定常流速の岸沖分布

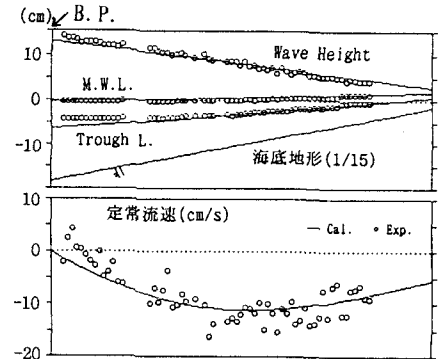


図-3 底面定常流速の実験結果と計算結果

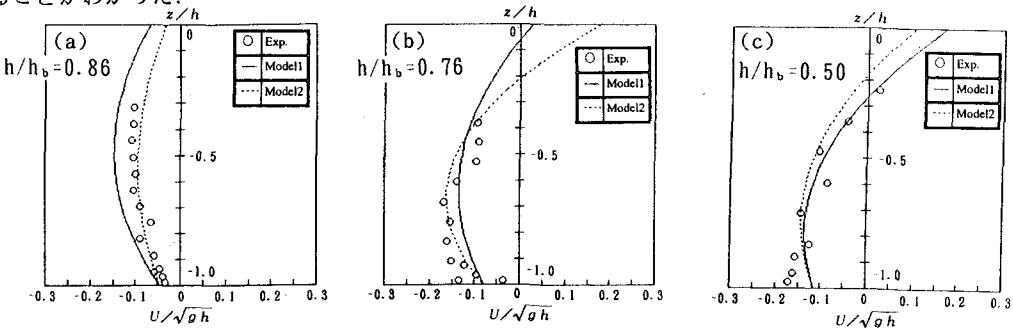


図-4 定常流速の鉛直分布

【参考文献】

- 1) Svendsen: Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, 1984,
- 2) 岡安ら: 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第34回, 海講論文集, 1987,
- 3) 平山: 砕波帯内における戻り流れと水面渦度の推定法に関する研究, 海工論文集, 第38巻,
- 4) 佐藤ら: 不規則波による海浜断面地形変化の数値計算, 海工論文集, 第37巻, 1990,
- 5) 西村ら: 2次元海浜変形の数値シミュレーション, 第32回, 海講論文集, 1985