

碎波帯付近における底面質量輸送速度に関する研究

磯 部 雅 彦*

1. 序 論

碎波帯付近においては、波の有限振幅性の効果が顕著に現われるとともに、碎波が起こるため、非常に複雑かつ活発な水理現象が見られる。ここでは特に底面上における水粒子の時間平均的移動速度、すなわち底面質量輸送速度に着目する。従来より知られていることは、その方向が、碎波帯外において岸向き、一様勾配斜面上の碎波帯内において沖向きとなることである。特に戻り流れと呼ばれている後者については、利穂ら^①によって、二次元海浜変形に大きな影響をおよぼすことが指摘されている。また戻り流れと、それと対をなす表面付近の岸向き質量輸送との間に生ずるシアにより、碎波帯における物質の拡散が進行することを、三村ら^②が報告している。しかし、任意の地形に対する質量輸送速度の定量的評価は行なわれていない。

本研究の目的は、底面上の質量輸送速度を明らかにすることである。特に、海浜地形との関連を重視し、1mごとにブロック化されたステンレス製斜面を組み合わせることによって、一様勾配斜面のみならず、ステップ型・バー型地形を作成して実験を行なった。

2. 実験装置および方法

実験は、図-1に示すように、長さ 17 m、幅 60 cm、深さ 55 cm の二次元造波水槽を用いて行なった。模型海底地形は、長さ 1 m ごとに分割されたステンレス製斜面の組み合わせによってできている。個々のブロックは、四隅の柱を交換することにより、所要の高さと勾配にすることができる。表-1 は実験に用いた斜面の組み合わせを示したものである。勾配の符号は、岸に向かって水深が減少する場合に正とした。中間の斜面勾配が、0 および負の場合、それぞれステップ型およびバー型地形と呼ぶことにする。

測定項目は、波高および底面上の質量輸送速度である。ただし、一部の実験については平均水位も測定した。波高の測定には 3 台ないしは 4 台の容量式波高計を用い、一様水深部の波高と斜面上の波高分布を得た。質量輸送

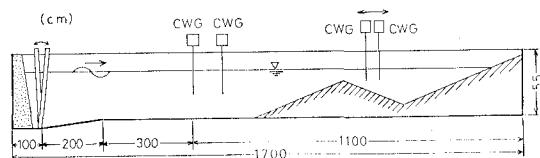


図-1 実験装置

表-1 斜面の設置条件

CASE	岸側斜面		中間斜面		沖側斜面		備 考
	勾配	延長 (m)	勾配	延長 (m)	勾配	延長 (m)	
1-1	1/40	9	—	—	—	—	一様勾配*
2-1	1/20	10	—	—	—	—	一様勾配
2-2	1/20	4	0	2	1/20	4	ステップ型
2-3	1/20	5	-1/10	1	1/20	2	バー型**
3-1	1/10	5	—	—	—	—	一様勾配
3-2	1/10	2	0	1	1/10	3	ステップ型
3-3	1/10	3	-1/10	1	1/10	3	バー型
3-4	1/10	4	-1/5	1	1/10	3	バー型
3-5	1/10	2	0	2	1/10	3	ステップ型
3-6	1/10	3	-1/20	2	1/10	3	バー型
3-7	1/10	4	-1/10	2	1/10	3	バー型
4-1	1/5	1	0	2	1/5	1	ステップ型
5-1	1/20	4	0	2	1/20	4	ステップ型***

*: 一様水深部の水深を大きくするため、表に示す斜面のさらに沖側にそれぞれ 7/40 および 3/20 の勾配斜面が 1 m 付いている。

**: 中間斜面上で水路幅が 5 cm から 25 cm に増す。(cf. 図-2 (c))

速度の測定は、比重 1.045、平均粒径 1.65 mm のステレン球をトレーサとして用いて行なった。ステンレス製斜面に描かれた 1 cm 間隔の線を利用して、目視によってトレーサが 5~10 cm 程度の距離を移動するのに要する波数を定め、平均速度を求めた。平均水位の測定には、内径 3 mm のガラス管を水槽側壁に沿って底面上約 1 mm に立て、これに内径 5 mm、長さ 3 m のビニール管を連結したマノメータを、10~23 組同時に用いた。静水時における読み取り値の、最大 1 mm 程度のばらつきは、表面張力の影響であると考えられるので、造波時

* 正会員 工博 横浜国立大学講師 工学部土木工学科

の平均水位から差し引いた。なお、造波時の平均水位は、底面付近の圧力変動が正弦波形に近くなることを考慮し、最高と最低の平均値とした。変動の全振幅は実験ケース・測定地点により異なるが、1~6 mmであった。

造波条件は、一様勾配斜面の場合には波形勾配を変化させ、ステップ型およびバー型地形の場合には冲側斜面と中間斜面との接合部の直前および直後で碎波するようにした。

3. 実験結果

質量輸送速度の測定において、突込み点付近では、トレーサが碎波による乱れにより浮き上がってしまうため、測定不可能であった。また碎波帶においては変動が大きく、同一地点でも $0 \sim -10 \text{ cm/s}$ という値を得るほ

どであった。このため、3~7回の測定の平均値をとることとしたが、変動に起因する誤差が含まれてしまうことは否定できない。

図-2は波高 H と岸向きを正とした質量輸送速度 U_b の測定結果を示す例であり、 X 軸の原点は静水汀線にとってある。図中、B.P. および P.P. はそれぞれ碎波点および突込み点を表す。また、 T 、 H_0 、 L_0 および h_i はそれぞれ波の周期、換算沖波波高、沖波波長、および一様水深部の水深である。(a)は一様勾配斜面に対する結果である。質量輸送速度は、碎波帶外で岸向き、碎波帶内で沖向きとなっている。特に碎波帶内の戻り流れが強いことがわかる。(d)および(e)はバー型の場合である。(d)は(e)に比較して碎波波高がわずかに大きく、一様勾配斜面上の場合に似た激しい碎波を起こす。

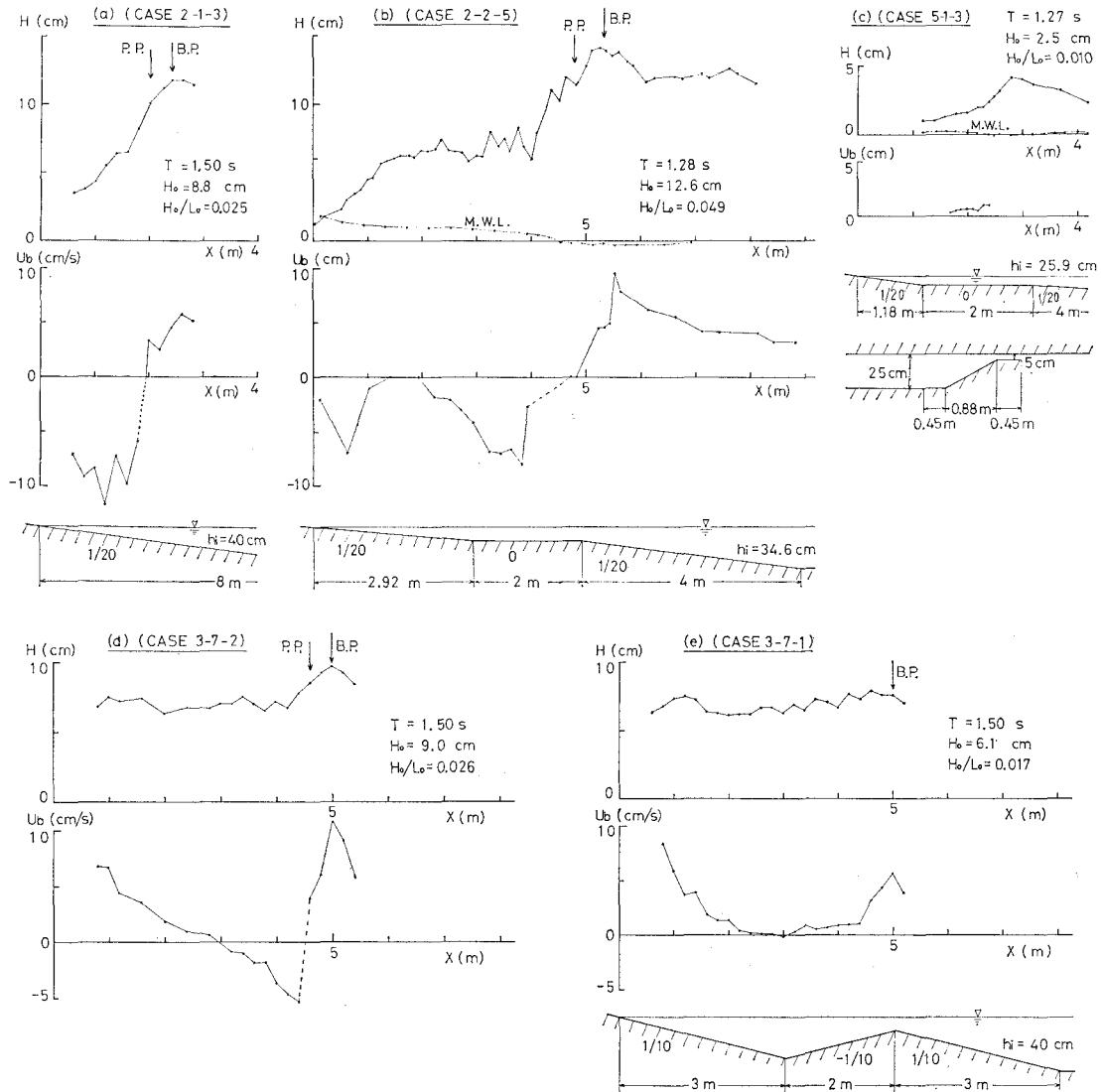


図-2 波高と質量輸送速度の測定例

この場合、碎波帯内の質量輸送速度は沖向きとなるが、一様勾配斜面に比較すると絶対値は小さい。(e)の碎波は穏やかで、沖側斜面勾配と沖波波形勾配から一様勾配斜面の場合の実験結果を適用すれば plunging 型碎波になるにもかかわらず、観察結果は spilling 型碎波である。この場合、碎波後の質量輸送速度が大きく沖向きになることはない。(b)はステップ型地形の場合である。泉宮・堀川¹¹⁾は、碎波帯における沖向き定常流速と平均水位勾配との相関が見られることを報告している。(b)の場合、沖向き質量輸送速度と平均水位勾配との間に、同様な関係が見られるが、平均水位の測定精度の問題により、定量的議論はしないこととする。しかし、中間の一定水深部において水路幅を 5 cm から 25 cm に拡幅することにより、波高を減少させて radiation stress を力減少させ、平均水位の上昇を起させた(c)の場合では、質量輸送速度は沖向きにならない。従って、底面上の戻り流れは、碎波に特有のものであることがわかる。

4. 考 察

まず、質量輸送に関する従来の考え方を整理する。ただし、ここでは通常の二次元水槽における実験を念頭におくため、水深方向に積分した正味の質量輸送はないものとする。質量輸送速度 U_b とは、個々の水粒子に着目した場合の平均移動速度であり、ラグランジュ的質量輸送速度とも呼ばれる。これは、空間的に固定した位置における時間的平均流速であるオイラー的質量輸送速度 U_e と、水粒子の位置が変化することによって生ずる平均流速 ΔU の和で表わされる。非常に簡単な質量輸送の考え方では、完全流体の渦なし運動を仮定し、正味の質量輸送を 0 とするように波速の第 2 定義を使った波動理論から得られる定常流速を U_e として、それに ΔU を加えるというものである。今、底面における値に添字 b を付けて、2 次のオーダーの結果を示せば、

$$U_{be} = -(A^2/2c) \times (\sinh 2kh/2kh) \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$\Delta U_b = A^2/2c \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$U_{bl} = -(A^2/2c) \times (\sinh 2kh/2kh - 1) \quad \dots \dots \dots (3)$$

となる。ここに、 A 、 c 、 k および h はそれぞれ底面における流速振幅、波速、波数および水深であり、波高を H 、角振動数を σ とすれば、

$$A = H\sigma/2 \sinh kh \quad \dots \dots \dots (4)$$

となる。式(3)によれば、底面における質量輸送は常に沖向きであり、相対水深が小さい場合に 0 に近づくが、これは碎波帯外における観測結果と矛盾する。この原因は完全流体の渦なし運動を仮定したことにある。底面および水面における境界層と、内部における粘性の影響を考えたのが Longuet-Higgins¹²⁾ であり、次のような結果が得られている。

$$U_{be} = 3A^2/4c \quad \dots \dots \dots (5)$$

$$\Delta U_b = A^2/2c \quad \dots \dots \dots (6)$$

$$U_{bl} = 5A^2/4c \quad \dots \dots \dots (7)$$

この理論においては、まず底面および水面における境界層内の流速分布が決まり、それらの外縁の値が流体内部の流速を決めるための境界条件として用いられる。従って式(5)～(7)の結果は、水面における境界層および流体内部の質量輸送速度とは無関係に、底面における境界層のみから決まるものである。また式(5)で表わされるオイラー的質量輸送速度は、振動流境界層において流速変化に位相進みがあることと、境界層外縁の流速変化の位相が波の進行方向に変化することとの相互作用によるものである (Longuet-Higgins¹²⁾)。なお、主に水平床において式(7)が妥当であることは、Russel・Osorio¹³⁾により確認されているが、斜面上においては実測値の方が小さくなることが、Bijker et al.⁸⁾ および平山⁴⁾により報告されている。

以上を受けて、まず底面における境界層の定性的性質を調べるために、ウォーターブルーラーの粒を上から投入し、その挙動を観察した結果が図-3 である。右側に示す碎波帯外においては、染料が落ちた時の筋がはっきりと残り、底面に到達した染料は、多少乱れによって上昇する部分があるものの、ほぼ底面に沿って岸側に移動する。従って、境界層は層流で、Longuet-Higgins¹²⁾ のメカニズムが生じていると考えられる。次に中央に示す碎波点においては、底面に沿って岸側に染料が移動するものの、波動流速の減速時に bursting 現象が見られ、底面付近の乱れは強くなる。しかし、染料粒落下時の筋は乱れずに残ることから、流体内部の乱れはほとんどないと見える。最後に、左側に示す碎波帯内においては、底面

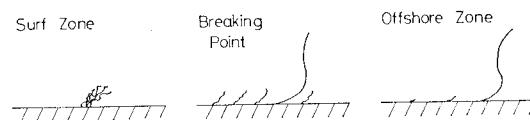


図-3 染料の観察結果

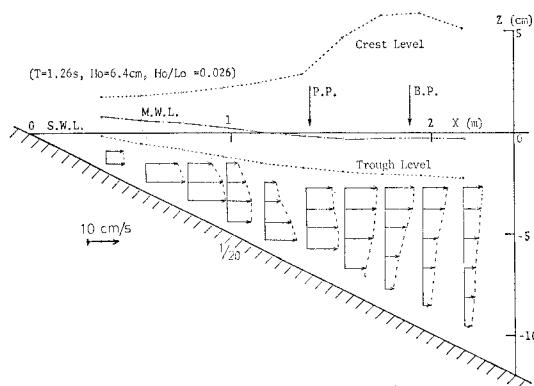


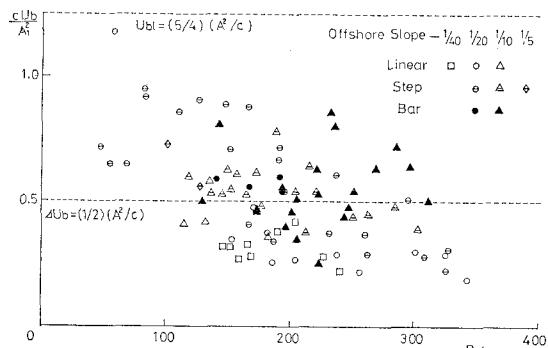
図-4 定常流速の測定例

付近・流体内部ともに染料の拡散が激しく、乱れが強いことがわかる。これらの観察結果と関連させて、スプリット型フィルムセンサを取り付けた熱膜式流速計によって測定した（磯部・堀川¹³⁾）定常流速を示す図-4を調べる。その結果、碎波点付近において底面近くの定常流速が0に近いこと、および碎波帯において上層を除き定常流速の鉛直分布が一様に近いことがわかる。これは、灘岡ら⁸⁾および泉宮・堀川¹⁴⁾でも見られる。

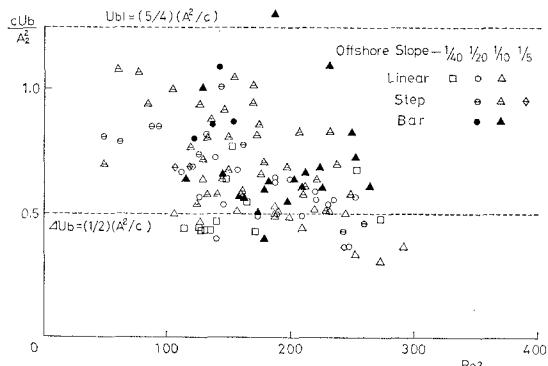
以上により、碎波点より沖側においては、流体内部の乱れが弱いため、境界層との運動量交換率が小さく、底面上の定常流速が、流体内部とは独立に底面境界層によって支配されていると考えられる。ただし、染料の観察結果より、境界層は層流と限らず、乱流と考える方が妥当であるかもしれない。乱流場合、境界層内の位相進みは小さくなる（Kajiura¹⁰⁾）ので、オイラー的質量輸送速度も小さくなる。図-5は無次元底面質量輸送速度 cU_b/A^2 と振動流境界層のレイノルズ数 $R_e = A\delta/\nu$ ($\delta = \sqrt{2\nu/\sigma}$, ν は動粘性係数) との関係を示したものである。図中には式(7)の値と、オイラー的質量輸送速度を0とした場合に残る式(6)の値が点線で示されている。（a）は、各測点において測定された波高から微小振幅波理論を用いて流速振幅 A_1 を計算した結果である。こ

の場合流速振幅は過大評価されることになるので、著者ら²⁾が示した方法により、碎波波高から任意水深の流速振幅を計算した結果が（b）に示されている。（b）より、レイノルズ数が大きくなるに従って、無次元質量輸送速度は減少し、オイラー的質量輸送を0とした値に近づくことがわかる。Collins⁹⁾は実測値が式(7)で表わされる限界レイノルズ数が160であることを報告しているが、図-5はこの報告と整合する。

碎波帯内においては、運動量交換が活発であることから、底面上の質量輸送速度が、底面境界層から定まるのではなく、流体内部の定常流速から定まると考えられる。従って、質量輸送速度はむしろ式(3)に近くなると思われるが、長波領域で式(3)の値は0となる。ここで、式(3)においては波動流速のみを考えているが、水面付近には碎波による質量輸送があるはずで、これと釣合う冲向き流れが生ずる。今、空間波形において波高減少量 ΔH 分に対応する体積が一周期内に輸送され、それが、冲向きの一様流と釣合うとすれば、



(a) 測定波高を用いた波動流速により無次元化した場合



(b) 磯部ら²⁾による波動流速により無次元化した場合

図-5 碎波帯外における岸向き質量輸送速度とレイノルズ数との関係

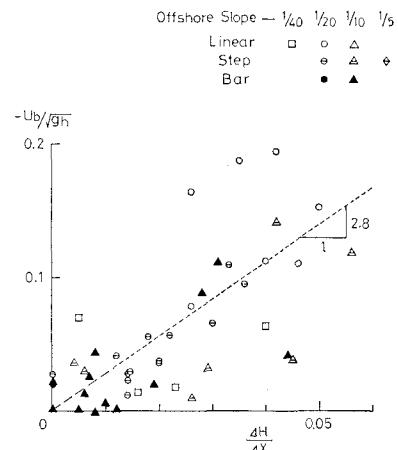


図-6 碎波帯における冲向き質量輸送速度と波高減衰率との関係

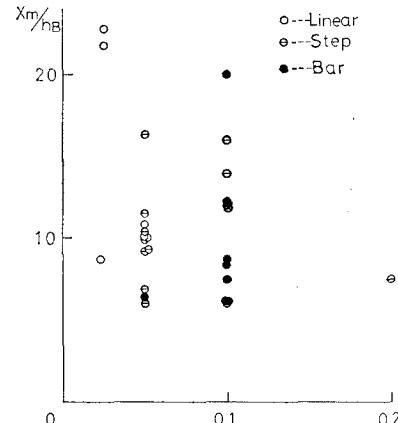


図-7 碎波点から戻り流れ最大地点までの距離

$$\Delta H \cdot L \propto U_b h T \quad \dots \dots \dots \quad (8)$$

となる。ここに L は波長であり、 ΔH として水深分だけ離れた場所での波高減少量 $(\partial H / \partial X)h$ をとり、 $L/T = c = \sqrt{gh}$ とおけば

$$U_b/\sqrt{gh} \propto \partial H / \partial X \quad \dots \dots \dots \quad (9)$$

となる。式(9)において波高変化率 $\partial H / \partial X$ として、前後 20 cm 程度の平均値 $4H/AX$ をとり、実測結果を図示したものが図-6である。これより比例定数を求めると約 -2.8 となる。図-7 は碎波点から沖向き質量輸送速度が最大となる地点までの距離と碎波水深との比を示したものであるが、ばらつきが激しい。

論 論

結 讀

卷之五

五

五

五

論 論 結 論 卷之五

砕波帯付近の底面質量輸送速度を測定した。砕波帯外における岸向きの無次元質量輸送速度はレイノルズ数とともに減少し、オイラー的質量輸送速度を 0 とした値に近づく。砕波帯における沖向きの無次元質量輸送速度は、波高減少率とかなりよい相関を示す。

最後に、実験の遂行に学生の斎藤正人君(現在鴻池組)の多大な協力を得たことを記し、感謝の意を表わす。

参 考 文 献

- 1) 泉宮尊司・堀川清司: 碎波帶における定常流に関する実験的研究, 第28回海講論文集, pp. 34~38, 1981.
 - 2) 磐部雅彦・堀川清司: 碎波帶付近における流速場の浅水変化に関する研究, 第28回海講論文集, pp. 5~9, 1981.

- 3) 瀧岡和夫・近藤隆道・田中則男: LDA を用いた碎波帯内の流速場に関する実験的研究, 第 28 回海講論文集, pp. 24~28, 1981.
 - 4) 平山秀夫: 傾斜底面上における波による質量輸送速度に関する実験的研究, 第 28 回海講論文集, pp. 29~33, 1981.
 - 5) 三村信男・池谷 究・堀川清司: 碎波帯における岸沖方向の物質拡散に関する研究, 第 28 回海講論文集, pp. 446~450, 1981.
 - 6) 利穂吉彦・渡辺 晃・堀川清司: 二次元海浜変形と岸沖漂砂, 第 28 回海講論文集, pp. 217~221, 1981.
 - 7) 渡辺 晃・磯部雅彦・野沢は幸・堀川清司: 斜面上で碎波する波の底面流速に関する実験的研究, 第 27 回海講論文集, pp. 40~44, 1980.
 - 8) Bijker, E. W., J. P. Th. Kalkwijk and T. Pieters: Mass transport in gravity waves on a sloping bottom, Proc. 14th Int. Conf. on Coastal Eng., pp. 447~465, 1974.
 - 9) Collins, J. I.: Inception of turbulence at the bed under periodic gravity waves, J. Geophys. Res., Vol. 68, No. 21, pp. 6007~6014, 1963.
 - 10) Kajiura, K.: A model of bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthquake Res. Inst., Vol. 46, pp. 75~123, 1968.
 - 11) Longuet-Higgins, M. S.: Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 245, pp. 535~581, 1953.
 - 12) Longuet-Higgins, M. S.: The mechanics of the boundary-layer near the bottom in a progressive wave, Supplement to a paper by R. C. H. Russel and J. D. C. Osorio, Proc. 6th Int. Conf. on Coastal Eng., pp. 184~193, 1958.
 - 13) Russel, R. C. H. and J. D. C. Osorio: An experimental investigation of drift profiles in a closed channel, Proc. 6th Int. Conf. on Coastal Eng., pp. 171~193, 1958.