

波および沿岸流共存場における水平混合係数および 波向の推定法について

榎 木 亨*・出口 一郎**・金 京 録***・松浦 秀和****

1. ま え が き

砕波帯内で生ずる海浜流、平均水位変動等の現象に対する解析は、近年 radiation 応力の概念の導入および電子計算機の発達に伴って急速に進歩し、複雑な海浜地形における入射波の砕波変形、海浜流等の数値計算も行われるようになってきている。一方、流速等の計測技術も向上し、砕波帯内の複雑な流れの場の構造が明らかにされるにつれて、先に述べた解析方法の問題点も種々指摘されるようになってきた。それらの問題点は、i) 砕波によるエネルギー逸散量の表現方法、ii) radiation 応力に対して微小振幅波理論を用いることの問題点、iii) 底部せん断力の表現法、iv) 水平混合項の表現法、v) 波向の決定法、vi) 海浜流を断面平均流として取り扱うことの問題点等である。このうち、i)~iii) の問題点に対しては、すでに砕波帯内の流速場の詳細な測定結果に基づいて、有効な解決方法も示唆されている。しかし、砕波帯内の Reynolds 応力を表わす iv) については、種々のモデルが提案されているが、砕波帯内の乱れが普遍的に定義され得ないことから、その妥当性に対する定量的な検証は行われていない。さらに、v) の波向の決定法についても、従来の海浜流数値計算においては、波数の非回転性を利用し、微小振幅波理論に基づく分散関係式と波と流れの干渉を考慮した波数保存則に基づいて計算されているが、その妥当性についてはまだ十分検証されていない。

本研究は、砕波に伴って生ずるエネルギー逸散率に基づく水平混合係数を提案し、固定床平面実験において汀線に様な沿岸流が発生している場における、水平方向 2 成分電磁流速計による流速の測定及び投入されたトレーサの拡がりの測定結果に基づいて、提案した水平混合係数の妥当性を検証すると同時に、砕波帯内における流速場の鉛直構造、および波向の決定法について考察を加えるものである。

2. エネルギー逸散率に基づく混合係数について

先に述べたように、波及び流れが共存する場の Reynolds 応力に対する水平混合項は、海浜流の空間分布を決定する重要なパラメータであり、従来は混合係数を用いた拡散形の表現が行われており、混合係数に対してはさまざまな形のものが提案されている。一方、砕波帯内の Reynolds 応力が、平均流の局所的な勾配に支配されるということ自体に対する問題点も指摘されている。しかしここでは、まず水平混合項に対して拡散形の表現を用いた場合の混合係数がいかなる形で表現されるべきであるかということについて、エネルギー逸散と関係づけて考察を行い、従来あまり議論されていなかった水平混合係数が入射波波形勾配及び海底勾配にどの程度依存しているかということについて検討する。検討に当たっては、以下の仮定をもうける。i) 運動量の混合と物質拡散は同様の機構で生ずると考えられることから、混合係数に対しても Richardson の $4/3$ 乗則が準用ができるものとする。ii) 砕波による乱れエネルギーの発生率(波動エネルギー逸散率) D と乱れエネルギー逸散率とは平衡状態にある。iii) 混合のスケール $\sqrt{\bar{Y}^2}$ は水深のオーダーである。

これらの仮定に基づいて、仮定 i) より混合係数 K は ε と $\sqrt{\bar{Y}^2}$ を用いて次式のように表わされる。

$$K \sim \varepsilon^{1/3} (\sqrt{\bar{Y}^2})^{4/3} \dots\dots\dots (1)$$

一方、仮定 ii), iii) より ε 及び $\sqrt{\bar{Y}^2}$ はそれぞれ

$$\varepsilon \sim D / \rho d \dots\dots\dots (2)$$

$$\sqrt{\bar{Y}^2} \sim d \dots\dots\dots (3)$$

と表わされる。ここに ρ は水の密度、 g は重力加速度、 $d = h + \bar{\eta}$ (h : 静水深、 $\bar{\eta}$: 平均水位変動量) である。

著者らは先に、海底勾配 $S=1/8 \sim 1/50$ 、波形勾配 $H_0/L_0=0.008 \sim 0.07$ の範囲で行われた 2 次元砕波変形に関する実験結果に基づき、砕波帯内での波浪エネルギー逸散率 D が (4) 式で表わされることを明らかにし、入射波高が数 cm から 2 m に及ぶ広範なスケールの入射波の砕波変形が (4) 式を用いて説明できることを明らかにしている¹⁾。

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 忠北大学助教授 工科大学土木工学科

**** 正会員 工修 岡山県庁

$$D = CF\rho^{-1/2} \cdot d^{-3/2} \cdot E^{3/2} \dots\dots\dots(4)$$

ここに $C=0.18$, $E=\rho g H^2/8$, H は波高であり, F は surf similarity parameter ξ_0 及び海底勾配 S を用いて次式で表わされる.

$$F = \begin{cases} 5.3 - 3.30\xi_0 - 0.07S^{-1} & \text{砕波帯内} \\ 0 & \text{砕波帯外} \end{cases} \dots\dots\dots(5)$$

式(2)~(5)を式(1)に代入し, 整理すると比例定数を A として K は次式のように表現できる.

$$K = AF^{1/3} \sqrt{gd} \cdot H \dots\dots\dots(6)$$

さらに, 平均水位上昇を考慮した平均汀線から沖側に x' 軸をとり, 水深波高比 $\gamma = H/d$ を用いると, 式(6)は次のように変形される.

$$K = \begin{cases} AF^{-1/3} \gamma S^* x' \sqrt{gd} & \text{砕波帯内} \\ 0 & \text{砕波帯外} \end{cases} \dots\dots\dots(7)$$

ここに $S^* (= (0.4125\xi_0 + 0.98)S)$ は平均水位変動を考慮した海底勾配である.

一方, Longuet-Higgins²⁾ は Prandtl の混合長理論に基づき, また Battjes³⁾ はエネルギー逸散量と関係づけた考察を行うことにより, それぞれに対して式(8)および(9)を提案している.

$$K = N_x \sqrt{gd} \dots\dots\dots(8)$$

$$K = M(5\gamma^2/16)^{1/3} S^{4/3} x' \sqrt{gd} \dots\dots\dots(9)$$

式(7)と式(8)および(9)を比較して明らかにように, 式(7)においては, K は波浪及び海岸特性を示す H_0/L_0 , γ および S をすべて含んだ形で表現されており, したがって, 無次元定数 A は式(8)および(9)の N および M に比べてより普遍定数に近いものと考えられる. そこで式(7)において, K が H_0/L_0 および S にどの程度依存しているかということを明らかにするために, 式(7)中の $F^{1/3} \times S^*$ と H_0/L_0 の関係を示したのが図-1である.

図-1より明らかなように $F^{1/3} \times S^*$ は H_0/L_0 にはほとんど依存せず, S のみの関数となる. したがって, 混合係数には H_0/L_0 は直接的には関係せず, 式(7)は H_0/L_0 の効果が含まれてはいるものの, 実際には Battjes によって提案された式(9)に近い特性をもつものと思

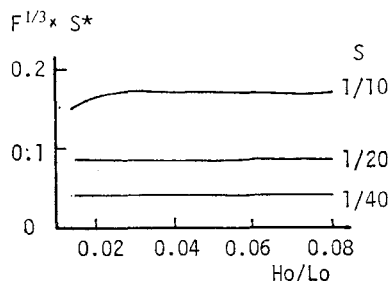


図-1 H_0/L_0 による $F^{1/3} \times S^*$ の変化

われるが, その妥当性については後で検討を加えることとする.

3. 波向について

通常海浜流の数値計算における波向の計算は, 波数の非回転条件と波数保存則に基づいて行われている.

一方, 波向の測定は, 水平方向2成分流速計による流速の測定結果, あるいは波峯と汀線のなす角を測定することによって行われており, 実験室においては主として後者の方法で行われてきた. しかし, 特に砕波帯内においては, 波峯線を明確にとらえることが困難であることから, この方法による波向の測定には大きな誤差を含むおそれがある. したがって先に述べた波向計算法の妥当性は, 計算された波向と実測された波向を直接比較することによってではなく, 結果として計算される海浜流がどの程度現象を再現しているかどうかということによってのみ判断されているのが現状である.

そこで, 本研究においては, 固定床平面実験で発生する沿岸流速場を小型2成分電磁流速計によって測定し, 測定された流速および写真撮影された波峯線から求まる波向と, 先に述べた方法で計算される波向とを比較することにより, 波向測定および計算方法の問題点に対する検討も行った. このとき, 汀線方向及び岸沖方向の測定された流速を v および u とすると, 波向の計算には次に示す2通りの方法が考えられる.

$$\theta_p = \tan^{-1} \{ 2(u - U_0)(v - V_0) / [(u - U_0)^2 - (v - V_0)^2] \} / 2 \dots\dots\dots(10)$$

$$\theta(t) = \tan^{-1} (V_w / U_w) \dots\dots\dots(11)$$

ここに添字 0 および w はそれぞれ時間平均流速と, 時間平均値を引いた変動成分の位相平均値を示す.

4. 沿岸流速測定に関する平面実験

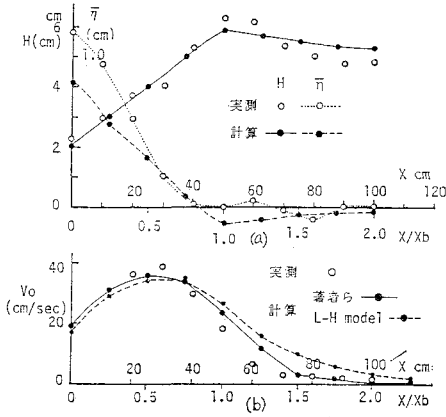
4.1 実験装置と方法

実験は, 長さ 20 m, 幅 10 m, 高さ 0.6 m の平面水槽内に造波板に対して 30° の角度をなす平行等深線をもつ海底勾配 1/10 のモルタル製模型海浜を設置して行った. 一様水深部の水深は 0.4 m である. 実験波は, 換算沖波波形勾配 $H_0/L_0 = 0.015, 0.033$ および 0.052 の3種類で, それぞれの周期 T は 0.91 sec, 1.15 sec 及び 1.44 sec である.

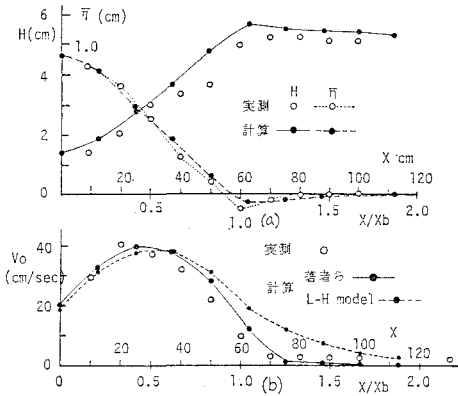
波向の測定は, 6 台の容量式波高計を用いて模型海浜の中央及びその両側 2 m に設けた 3 本の測線上, 静水時汀線から沖へ 10 cm~130 cm の間を 10~20 cm 間隔に測定した. 流速の測定は, 先に述べた電磁流速計によって, 模型海浜の中央測線上の波高測定点と同一測点上で水深方向 1~3 点において行った. また, これらの測定と同時に, 投入した径約 4 mm のウレタン製トレーサー及び波峯線を 16 mm シネカメラで撮影することによ

り、ラグランジュ的な平均流速およびトレーサーの拡がりの時間変化から拡散係数の測定および波向の測定も行った。なお、水位変動および流速の測定結果は、一測点につき 40~50 周期の長さにより $\Delta t=0.1$ sec 間隔で digital data recorder に収録し、その時間平均値および位相平均値をもって表わした。

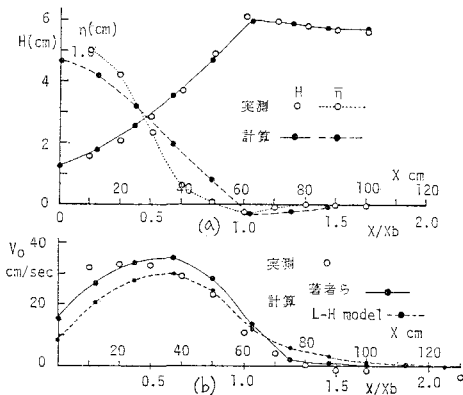
図—2~4 に側定された位相平均波高 H ，平均水位変



図—2 波高，平均水位，沿岸流速 ($H_0/L_0=0.015$)



図—3 波高，平均水位，沿岸流速 ($H_0/L_0=0.033$)



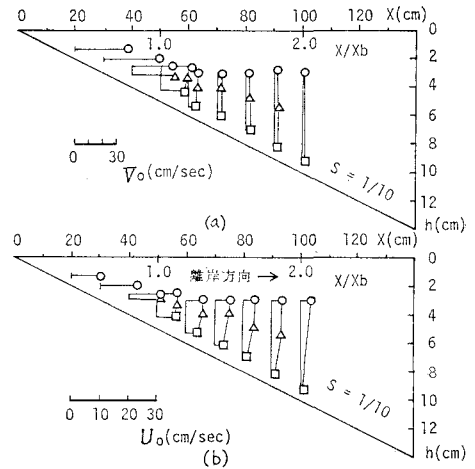
図—4 波高，平均水位，沿岸流速 ($H_0/L_0=0.052$)

動量 $\bar{u}$ および沿岸流速 V_0 の岸沖方向分布を示しておく。

4.2 沿岸流速の鉛直分布および定常離岸流について

拡散係数および波向に対する考察を行う前に、まず、実験で測定された沿岸流の鉛直分布および定常な離岸方向流れに対して簡単な考察を加えておこう。

図—5 (a) (b) に $H_0=L_0=0.015$ の場合に測定された沿岸及び岸沖方向流速の平均値 V_0 および U_0 の断面分布を示す。図 (a) より明らかなように、 V_0 は少なくとも波谷より下の部分においては鉛直方向にはほぼ様な分布を示す。図—2~4 に示す沿岸流速は、このような鉛直分布の平均値を示したものである。



図—5 沿岸および岸沖方向平均流速の断面内分布

一方、図の (b) に示す U_0 は、すべて離岸方向に向き、底部で小さく、上層で大きくなる鉛直分布を示し、その最大値は碎波帯内で生じている。このような離岸方向の時間平均流れは、いわゆる海浜流系としての離岸流なのか、あるいは向岸方向への質量輸送に対する補償流なのかは明らかではない。Bowen は 3 次元海浜における平均流は鉛直方向には様な分布を示す傾向の強いことを指摘している。しかし、2 次元傾斜海浜においては、質量輸送を補償する定常な流れが存在することが古くから指摘されており、最近、灘岡ら⁴⁾および Svendsen⁵⁾によって詳細な実験的、理論的な研究が行われている。そこで今回測定された離岸方向時間平均流速 U_0 が 2 次元実験で測定される補償流とどのような対応を示すかということについて検討しておく。

図—6 は、灘岡らによって 2 次元傾斜海浜上で測定された U_0 ⁴⁾ と、それに近い特性をもつ入射波の下で行われた本実験において測定された U_0 を $\sqrt{gh_0}$ (h_0 : 碎波水深) で無次元化して比較したものである。

図—6 より明らかなように、本実験で測定された U_0 は、2 次元傾斜海浜で測定された U_0 とほぼ同様の岸沖

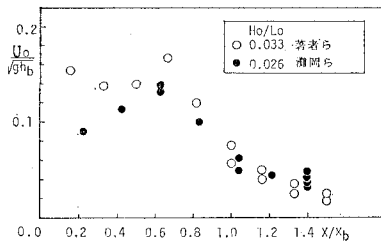


図-6 2次元および3次元傾斜海岸における離岸方向平均流速の比較

方向分布を示し、同程度の大きさをもつことがわかる。したがって、3次元傾斜海岸の碎波帯内において、汀線方向に一樣な沿岸流が発生している場においても、2次元傾斜海岸同様の補償流が存在すると考えてさしつかえなからう。このような離岸方向の平均流は $H_0/L_0=0.052$ の場合にも測定されており、その最大値は波形勾配にはかわらず $U_0/\sqrt{ghb} \approx 0.2$ 程度にも達する。これらの事実から、時間平均底部せん断力あるいは漂砂移動を議論するにあたっては、補償流の存在が決して無視し得ないものと考えられる。

4.3 拡散係数について

図-7 は、今回行った3ケースの実験で、沿岸流が発生している状態において、 $X/X_b \approx 1/3, 2/3, 1$ および $3/2$ の位置に連続的に投入したトレーサの拡がりの時間変化率から計算した拡散係数を示したものである。

図-7 より明らかなように、拡散係数は入射波波形勾配が増加するにつれて若干増加する傾向を示し、さらに、汀線からの距離の $3/2$ 乗に比例して増加し碎波帯外では完全に 0 になる。一方、2. で述べたように、混合係数は S, γ 及び $X^{3/2}$ に比例して増加する。

図-2~4 より明らかなように、本実験において測定された波高から求まる水深波高比 $\gamma (=H/h+\gamma)$ は、汀線および碎波点付近を除けばほぼ $0.8 \sim 1.2$ 程度の値を示すが、波形勾配による差異よりも、場所的な変動の方が大きい。したがって、本実験における混合係数も、図-7 に示す拡散係数同様、波形勾配への依存性は明確には表われないものと考えられる。さらに、混合と拡散が同様の機構で生ずるものと考えられることから、先に導いた混合係数のモデル式 (7) は妥当なものであると推定される。

この点をさらに確認するために、波数の非回転性、波数保存則、質量、エネルギーフラックス及び運動量フラックスの

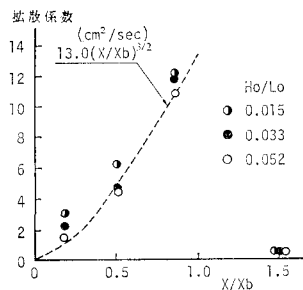


図-7 拡散係数の岸沖方向分布

保存則に基づく海浜流の数値計算法において、式 (4) で示されるエネルギー逸散率および式 (7) で示される水平混合係数を用いて、実験水槽内で生ずる波浪変形及び海浜流の数値計算を行った。計算結果は図-2~4 において実測値と比較して示してある。ただし、本計算においては radiation 応力については、従来の微小振幅波を用いた値に $0.6 \sim 0.7$ 程度の減係数をかけて求めている。また、式 (8) で示される Longuet-Higgins によって提案された水平混合係数を用いた場合の計算値結果（この場合も上述の減係数を乗じている）も比較のために示してある。なお、これらの計算結果はすべて、波と流れの干渉を考慮したものである。

図-2~4 から明らかなように、式 (7) を用いて計算される沿岸流速は実測値ときわめてよい一致を示し、特に $X/X_b > 1.0$ の碎波帯外における計算結果は式 (9) を用いた場合の結果に比べてより再現性の高い予測値を与えている。

4.4 波向について

最後に波向の決定法について考察を加えておく。図-8 は、 $H_0/L_0=0.015$ のケースにおいて波峯線と汀線のなす角として読み取られる波向 θ_m と式 (10) から求められる波向 θ_p の実測結果並びに先に述べた海浜流数値計算において波と流れの干渉を考慮した場合と考慮しない場合に計算される波向を計算値として比較して示したものである。

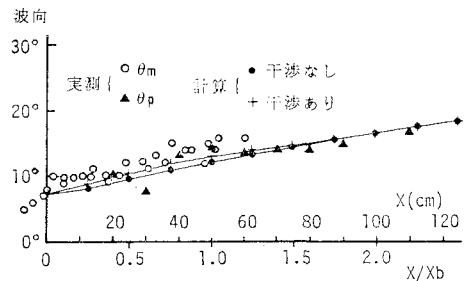


図-8 波向の比較 ($H_0/L_0=0.015$)

図-8 より、まず式 (10) より求められる波の主方向 θ_p は $X/X_b > 1$ の碎波帯外では波数の非回転性及び保存則から計算される計算波向と良く一致していることがわかる。また、波と流れの干渉を考慮した計算結果と考慮しない計算結果は、顕著な沿岸流が発生する $X/X_b < 1$ の領域で多少の差異が生ずるが、干渉を考慮しても高々 10% 程度波向が増大する程度にとどまっている。 $X/X_b < 1$ の碎波帯内において式 (10) から求められる実測波向 θ_p は、場所的な変動が大きいかいれども、平均的には波と流れの干渉を考慮して計算される波向とほぼ一致している。

図-9 および 10 は、図-8 に示す $X/X_b=0.6$ およ

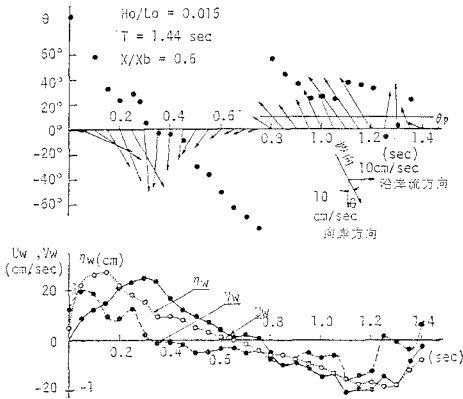


図-9 波による水粒子速度ベクトル (砕波帯内)

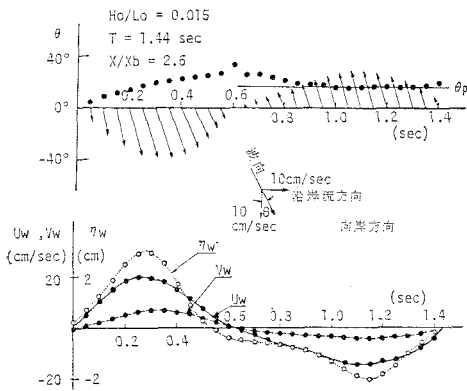


図-10 波による水粒子速度ベクトル (砕波帯外)

び 2.6 における位相平均水粒子速度 U_w および V_w をベクトル表示したもので、それぞれの図の (a) にはベクトル (U_w, V_w) および (11) から求められる実測波向 $\theta(t)$ と式 (10) から計算される実測波向 θ_p を、図の (b) には位相平均水位変動 η_w および U_w, V_w の位相変化を示してある。図-9 に示す $X/X_b=0.6$ においては、 η_w, U_w および V_w の位相変化の様子が明確な対応を示さず、特に V_w は 30 波にわたる位相平均をとっているにもかかわらずばらつきが大きい。したがって速度ベクトルの向きから決定される波向 $\theta(t)$ も位相によって $\pm 80^\circ$ の範囲で大きく変動する。このときの θ_p に対応する $\theta(t)$ の位相は特定することはできない。

一方、図-10 に示す $X/X_b=2.6$ においては、 η_w, U_w および V_w の位相変化は明確に対応しており、特に U_w と V_w の位相変化の様子はよく一致している。したがって $\theta(t)$ の変動も小さく、 θ_p を中心に $\pm 15^\circ$ 以内の変動にとどまっている。また、このときの θ_p は $\eta_w < 0$ となる位相の $\theta(t)$ と完全に一致している。

以上の結果より、砕波帯外の乱れ及び沿岸流速の少ない領域における波動による水粒子運動は、ほぼ θ_p で決定される方向で生じていることがわかるが、砕波に伴って生ずる強い乱れおよび沿岸流が存在する場合における波動による水粒子運動は、必ずしも θ_p でその運動の方向が決定されるわけではないことがわかる。

図-8 の砕波帯内において θ_p が大きく変動するのは、図-9 に示されるような水粒子速度の位相平均値の乱れに起因しているものと考えられるが、図-9 (b) に示されているように、 U_w と V_w の位相変化の様子が明らかに異なることから、波による水粒子運動と平均流による水粒子運動が一周期内で干渉合っている可能性もある。

なお、図-8 に示す波峰と汀線のなす角度として決定される実測波向 θ_m は場所的なばらつきが大きい、その下限値が波と流れの干渉を考慮して計算される波向とほぼ一致する。

5. あとがき

本論文においては、まず 3 次元傾斜海岸上で沿岸流が発生している場における水平混合係数のモデルを提案すると同時に、平面水槽を用いた実験において、小型 2 成分電磁流速計による流速の測定を行ない、汀線および岸沖方向の時間平均流速の特性及び波向に対する考察を加えた。その結果、3 次元傾斜海岸においても 2 次元海岸同様の離岸方向への補償流が存在すること、著者らの新しく提案した水平混合係数が妥当なものであること等が明らかになった。一方、波向については、従来の非回転性と波と流れの干渉を考慮した波数保存則から計算される波向が、ほぼ妥当な値を与えているようであるが、波向の測定法を十分確立するにいたらず、結論づけまでにはいたっていない。

参考文献

- 1) Sawaragi, T., I. Deguchi and K. Kim: Energy loss and wave set-up in the surf zone, Tech. Rept., OSAKA Univ.,
- 2) Longuet-Higgins, M. S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, J.G.R., Vol. 75, No. 30, pp. 6790~6801, 1970.
- 3) Battjes, J. A.: Modeling of turbulence in the surf zone, Proc. Symp. Modeling Technique, pp. 1050~1061, 1975.
- 4) Svendsen, I. A.: Mass flux and undertoe in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 347~365, 1984.
- 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構造の解明, 港湾技研報告, 第 21 巻, 第 2 号, pp. 49~106, 1982.