

砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング

岡安章夫*・磯部雅彦**・渡辺 晃***

1. はじめに

砕波帯内における漂砂や物質拡散を考える上では、戻り流れの精度よい推算が不可欠である。近年、可視化を含めた現象の詳細な観察や流速場の測定結果から、砕波機構やその乱れ構造について多くの知見が得られつつあり、これらの成果を反映した戻り流れの流速場のモデルに関する研究も多くなされ始めている。これらのモデルの多くは、砕波帯内の波峯線に平行なある鉛直断面における波や乱れの特性量を基にその断面での流速分布を評価するものであり、沖波の条件が与えられたときに任意断面の流速分布を推算するというわけにはいかない。また疑似定常的な砕波を仮定しているため、その適用範囲も一様勾配斜面上の inner region に限定されている。従って、より一般的な条件のもとで有効な戻り流れのモデルを構築するためには、まず砕波帯内の波の変形、エネルギー分布および乱れの生成等を、実際の砕波機構に即してモデル化する必要がある。

任意地形上での砕波変形あるいはエネルギー逸散を扱ったものとして、水口ら(1978)、泉宮・堀川(1983)などのモデルがある。これらは「波のエネルギー減衰=乱れエネルギーの生成」という概念に基づくものであり、砕波帯内の inner region では波峯付近に組織的な大規模渦を伴い波形がボア状を呈することが指摘されているにもかかわらず、この大規模渦の持つエネルギーは考慮されていない。そこで本研究においては、この大規模渦の持つエネルギーを定量的に評価し、砕波帯内でのエネルギー変換過程を実現象に沿って記述することを第一の目的とする。さらに、得られた波・大規模渦・乱れのエネルギーの岸沖方向の分布から、戻り流れの岸沖方向鉛直2次元流速分布を推算する方法についても検討を行う。

2. 砕波帯内のエネルギー分布のモデリング

2.1 砕波帯内のエネルギー収支

砕波帯内において波峯前面に形成される大規模渦のエ

ネルギー E_v は波動運動によるエネルギー E_w に比して無視できない。従って、波のもつ単位面積当たり全エネルギー E_t は、

$$E_t = E_w + E_v \quad \dots\dots\dots (1)$$

と記述される。波動運動によるエネルギー E_w はさらに位置エネルギー E_p と運動エネルギー E_k に分けることができる。大規模渦のエネルギー E_v は、砕波を通して波動エネルギーから供給され、乱れエネルギーを経て逸散する。波動エネルギーから大規模渦へのエネルギー変換が不可逆であり、また、砕波により波動エネルギーから直接乱れエネルギーへと変換されるエネルギーが無視できると仮定すると、単位時間単位面積当たりの E_w から E_v へのエネルギー変換率 T_B は、底面および側面の摩擦損失によるエネルギー逸散率 D_{b+w} と、波動運動によるエネルギー流速 $E_w c_g$ を用いて、

$$T_B = -\frac{d(E_w c_g)}{dx} - D_{b+w} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。 x は静水位汀線を原点、岸向き正とした水平座標、 c_g は波の群速度である。 D_{b+w} は大規模渦を経ずに直接逸散されると考えられ、また、実験室規模の現象では水槽の底面および側面での摩擦損失を無視できない。

大規模渦は波峯前面付近を波速とほぼ等しい速さで移動する。砕波帯内では波速 c と群速度 c_g がほぼ等しいので、大規模渦によるエネルギー流速を $E_v c_g$ で表すすると、 E_v と T_B 、乱れを経てのエネルギー逸散率 D_B との間には、

$$\frac{d(E_v c_g)}{dx} = T_B - D_B \quad \dots\dots\dots (3)$$

という関係が成り立つ。式(2)、(3)より、 D_B は

$$D_B = -\frac{d(E_t c_g)}{dx} - D_{b+w} \quad \dots\dots\dots (4)$$

と書き表せる。

2.2 砕波による質量輸送および運動量流束

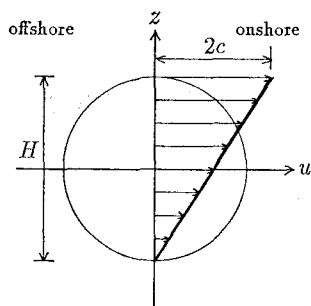
砕波に伴うトロフレベルより上の質量輸送 M_t を、岡安ら(1987)と同様、波動運動による質量輸送 M_w と大規模渦による質量輸送 M_v の和と考える。線形長波理論によれば、

$$M_w = \frac{c}{h} (\zeta - \bar{\zeta})^2 = \frac{2c}{\rho g h} E_p \quad \dots\dots\dots (5)$$

* 正会員 工修 横浜国立大学助手 工学部建設学科

** 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科

*** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科



図—1 大規模渦の流速分布の仮定

である。ここで、 h は平均水深、 ζ と η は静水位を原点とした水面変動と平均水位である。本モデルでは、有限振幅性を考慮して流れ関数法による計算値との比較から、

$$M_w = 1.6 \frac{c}{\rho g h} E_p \quad \text{..... (6)}$$

とした。大規模渦の断面流速分布を 図—1 のように仮定すると、渦 1 つの面積は波高 H を用いて $\frac{\pi}{4} H^2$ 、単位幅当たりのエネルギーは $\frac{3}{16} \pi \rho c^2 H^2$ (ρ は水の密度)、となるので、1 波当たりの渦の面積 A は、波長を L として、

$$A = \frac{4L}{3\rho c^2} E_v \quad \text{..... (7)}$$

と書き表せる。従って、大規模渦による質量輸送は、

$$M_v = \frac{\rho c A}{L} = \frac{4}{3c} E_v \quad \text{..... (8)}$$

となるが、 E_v についても実測値との比較から係数を変え、結局、碎波に伴う全質量輸送を、

$$M_t = 1.6 \frac{c}{\rho g h} E_p + \frac{2}{c} E_v \quad \text{..... (9)}$$

で評価した。

一方、運動量流束についても、全運動量流束 S_t を波動運動によるもの S_w と大規模渦によるもの S_v とに分けて考える。波動運動による運動量流束 S_w については、簡単のため微小振幅波理論によるものを準用する。大規模渦による運動量流束 S_v は、図—1 の流速分布を仮定し、圧力が静水圧分布するすると、

$$S_v = \frac{5}{3} E_v \quad \text{..... (10)}$$

となる。よって、碎波による質量輸送と運動量流束の推算は、エネルギー分布の推算に帰着する。

2.3 エネルギー分布のモデリング

本モデルでは、まず 1 次元の非定常緩勾配方程式により波動運動によるエネルギー E_w の分布を評価し、 E_w から供給された大規模渦のエネルギー E_v は、水深で規定される一定の距離にわたって乱れエネルギーへと変換されるとして、エネルギー逸散率 D_B を評価する。

a) 波動エネルギーの評価

非定常緩勾配方程式は微小振幅波理論を基に導かれて

おり、碎波帯内の波を記述するには必ずしも適当でないかも知れないが、有限振幅の保存波の理論によっても碎波帯内の波を十分に記述することはできず、また、減衰項を含む非定常緩勾配方程式から求まる碎波帯内の波のエネルギー分布は、位置エネルギーについては実測値とかなりよく一致する (例えば Dibajnia・渡辺, 1987) ので、本モデルでは碎波帯内の波運動によるエネルギーの評価に非定常緩勾配方程式を用いることとする。

減衰項を含む 1 次元の非定常緩勾配方程式を、Dibajnia・渡辺 (1987) にならひ、

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + c^2 \frac{\partial \zeta}{\partial x} + f_A Q = 0 \quad \text{..... (11)}$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{n} \frac{\partial (nQ)}{\partial x} = 0 \quad \text{..... (12)}$$

と表す。ここで、 t は時間、 Q は線流量、 $n = c/g/c$ である。また、碎波減衰係数 f_A は波動運動から大規模渦へのエネルギー変換係数 f_T と底面及び側面での摩擦損失によるエネルギー逸散係数 f_{b+w} の和であり、 f_T は Dibajnia・渡辺⁽¹⁹⁸⁷⁾ の f_D と同様に、

$$f_T = \alpha_T \tan \beta \sqrt{\frac{g}{h} \left(\frac{\gamma - \gamma_r}{\gamma_s - \gamma_r} \right)} \quad \text{..... (13)}$$

で与えた。ここで、 α_T は碎波点近傍で 0 から 2.5 まで線形に増加し、その後一定値 2.5 をとるパラメーター、 $\tan \beta$ は碎波点と碎波点から碎波水深の 5 倍沖側の点との間の平均底勾配、 g は重力加速度、 γ は断面平均水平軌道流速の振幅と波速の比、 γ_s と γ_r はそれぞれ一樣勾配上と一樣水深再生域での γ である。 f_{b+w} は岩垣ら (1965) の層流解を用い、

$$f_{b+w} = \frac{1}{n} \sqrt{2\nu\sigma} \left(\frac{1}{B} + \frac{k}{\sinh 2kh} \right) \quad \text{..... (14)}$$

とした。 ν は水の動粘性係数、 σ は波の角周波数、 k は波数、 B は水槽の幅である。碎波帯内の流速場は一般に層流ではないが、碎波帯外と違い f_T に比べ f_{b+w} が小さいので問題はないと考えられる。

碎波点位置 x_b は波高最大点として定義し、その決定は磯部⁽¹⁹⁸⁶⁾と同様に、

$$\gamma_b = 0.53 - 0.3 \exp(-3\sqrt{h_b/L_0}) + 5(\tan \beta)^{3/2} \exp\{-45(\sqrt{h_b/L_0} - 0.1)^2\} \quad \text{..... (15)}$$

によった。 γ_b は碎波点での γ 、 h_b は碎波水深、 L_0 は換算沖波波長である。式 (13) 中の α_T については、波峯が崩れ始める点 x'_b より沖側で 0、擬定常的な碎波の起こり始めるボア形成点 x_t より岸側で 2.5 とし、その間は線形に補間した。波峯が崩れ始める点 x'_b は木村ら (1988) を参考に、碎波点より碎波水深の 2 倍沖側とした。また、微小振幅波理論では E_p と E_k は等しいが、非線形な波では E_k が E_p より大きく、Dibajnia ら (1988) によればその比は最大で 1.2 程度である。碎波帯の波は

非線形性が強いと考えられるので、これに基づいて、砕波帯内で E_k と E_p の比を 1.2 とした。ただし、突っ込み点 x_p までは、解の連続性を考慮し線形に変化させた。 γ_s, γ_r は、波高もしくは波の位置エネルギーの実験値から決定されているので、 E_w 中の E_p の減少を考慮して Dibajnia・渡辺(1987)の用いた値を修正し、それぞれ、

$$\gamma_s = 0.35(0.57 + 5.3 \tan \beta) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\gamma_r = 0.45 \left(\frac{a}{h} \right)_b \quad \dots\dots\dots (17)$$

とした。 $(a/h)_b$ は砕波点での波振幅水深比である。なお、ボア形成点 x_t および突っ込み点 x_p の決定は、岡安ら(1989)に従った。

非定常緩勾配方程式は波の反射も同時に扱える反面、急激な f_A の変化に対しては砕波点沖側で数値的な反射が起きるという問題がある。実際の砕波現象は反射をほとんど伴わないので、本モデルではこの数値的な反射を極力抑えるために、各点での f_T の値により、砕波帯内での波数を微小振幅波理論により決定される値 k から疑似的に変化させた。修正された波数 k' は、

$$k' = \frac{a_k}{2(a_k^2 + b_k^2)} k \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\left. \begin{aligned} a_k &= \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \frac{f_T^2}{\sigma^2}}}}{2\sqrt{2}} \\ b_k &= \frac{f_T}{2\sqrt{2} \sigma \sqrt{1 + \sqrt{1 + \frac{f_T^2}{\sigma^2}}}} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (19)$$

であり、 k' は $f_T = 0$ で k と等しく、砕波帯内では一般に k より小さい値をとる。これは相対的に波速が大きくなることを意味するが、Horikawa and Isobe(1980)によれば、砕波帯内の波速は微小振幅波理論によるものより大きく、むしろ孤立波に近い。従って、上述の修正は波速を実現象に近づけることになる。ただし汀線付近では f_T が非常に大きくなることもあり、これにより波速が不合理に大きくなるのが防ぐため、 $k/k' < 1.2$ とした。

沖側と岸側の境界条件については Dibajnia・渡辺(1987)と同様であり、計算は、波高、平均水位ともに 1 周期前の値との差が入射波高の 1% 未満になったとき収束したものと見なした。

b) エネルギー・逸散率の評価

砕波帯内のある断面で波動運動から大規模渦に変換されたエネルギーは、水深で規定される逸散距離 l_a にわたって均一に逸散されるものとし、 l_a を山下ら(1988)の述べる大規模渦の生成間隔の岸沖方向における定性的な変化と結びつけて考え、

$$l_a = \begin{cases} 4 \left(\frac{x_t - x}{x_t - x'_b} + 1 \right) h & (x \leq x_t) \\ 4h & (x > x_t) \end{cases} \quad \dots\dots (20)$$

とした。これより、砕波によるエネルギー逸散率 D_B は、

$$D_B(x) = \int_{-\infty}^x t_a(x, x') dx' \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$t_a(x, x') = \begin{cases} 0 & (x \leq x') \\ \frac{T_B(x')}{l_a(x')} & (x' \leq x < x' + l_a(x')) \\ 0 & (x' + l_a(x') \leq x) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (22)$$

で与えられる。

3. 戻り流れの鉛直分布

3.1 剪断応力と渦動粘性係数の鉛直分布

Battjes (1975) は砕波帯内の乱れに関する次元解析から、乱れの代表速度 q がエネルギー逸散率 D_B を用いて、

$$q \approx \left(\frac{D_B}{\rho} \right)^{1/3} \quad \dots\dots\dots (23)$$

と表せることを示した。乱れの代表長さを平均水深 h で与えると、1 周期平均の水平面内岸沖方向レイノルズ剪断応力 τ および渦動粘性係数 ν_e の鉛直断面平均 τ_m, ν_m は、それぞれ、

$$\tau_m = C_\tau \rho^{1/3} D_B^{2/3} \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$\nu_m = C_\nu \rho^{-1/3} h D_B^{2/3} \quad \dots\dots\dots (25)$$

と書き表せる。 C_τ および C_ν は定数で、本モデルではそれぞれ、0.02, 0.03 とした。剪断応力 τ と渦動粘性係数 ν_e の鉛直分布は岡安ら(1987)にならない底面からの高さ z' の 1 次関数で表した。このとき、 ν_e は底面で 0, τ は底面とトロフレベルでの比を $-1/4$ とした。これより、 τ と ν_e は、

$$\tau = a_\tau z' + b_\tau = \frac{0.04}{3} \rho^{1/3} D_B^{2/3} \left(\frac{5}{d_t} z' - 1 \right) \quad \dots\dots (26)$$

$$\nu_e = a_\nu z' = 0.06 \rho^{-1/3} D_B^{2/3} \frac{h}{d_t} z' \quad \dots\dots\dots (27)$$

となる。 d_t はトロフでの水深であり、簡単のために微小振幅波理論による波の振幅 a を用いて $d_t = h - a$ とした。

3.2 戻り流れの鉛直分布

砕波帯内では、分子動粘性係数 ν に比べ ν_e が非常に大きい。砕波帯外では逆に乱れがほとんどないため ν の影響が大きい。本モデルでは、砕波帯外でも適用可能とするために総動粘性係数 ν_t として、

$$\nu_t = \nu_e + \nu \quad \dots\dots\dots (28)$$

を用いる。一方、渦粘性モデルを用いると、 ν_t と岸沖方向定常流 U との関係は、

$$\tau = \rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (29)$$

となる。式 (29) に、式 (26), (27) および (28) を代入し、 U について解くと、

$$U = \frac{a_\tau}{a_\nu} z' + \frac{a_\nu b_\tau - a_\tau \nu}{a_\nu^2} \log(a_\nu z' + \nu) + C_1 \quad \dots\dots\dots (30)$$

を得る。\$C_1\$ は積分定数であり、波による質量輸送 \$M_t\$ から求められる断面平均のトロフレベルより下の岸沖定常流速 \$U_m\$ を用いて、

$$C_1 = -\frac{1}{2} \frac{a_r}{a_v} d_t - \frac{a_v b_r - a_r \nu}{a_v^2 d_t} (a_v d_t + \nu) \log(a_v d_t + \nu) - \nu \log \nu - a_v d_t + U_m \quad (31)$$

$$U_m = -\frac{1}{d_t} M_t \quad (32)$$

と書き表せる。

砕波帯外では \$D_B=0\$ であるので、このとき式 (30) による定常流の分布は水深方向に様となる。本モデルでは \$D_B=0\$ のときの定常流の鉛直分布 \$U_{off}\$ が、Longuet-Higgins(1953) の解と同じになり、かつ波による正味の質量輸送が 0 となるように、

$$U_{off} = \frac{a^2 \sigma k}{4 \sinh^2 kh} \left[\left(3kh \sinh 2kh + \frac{3 \sinh 2kh}{2kh} + \frac{9}{2} \right) \frac{z'^2}{h^2} + \left(-2kh \sinh 2kh - \frac{6 \sinh 2kh}{2kh} - 9 \right) \frac{z'}{h} + \frac{d_t}{h} \left\{ \left(1 - \frac{d_t}{h} \right) kh \sinh 2kh + \left(3 - \frac{d_t}{h} \right) \frac{\sinh 2kh}{2kh} + 3 \left(3 - \frac{d_t}{h} \right) \right\} \right] + U_m \quad (33)$$

とし、また、砕波帯内との解の連続性を保つために式 (30) の \$a_r, b_r\$ に付加的な項を加えた \$a'_r, b'_r\$ を用いて、砕波帯内外を包含する定常流の鉛直分布として、結局次式を得る。

$$U = \frac{a'_r}{a_v} \left(z' - \frac{d_t}{2} \right) + \frac{a_v b'_r - a'_r \nu}{a_v^2} \left(1 + \log \frac{a_v z' + \nu}{a_v d_t + \nu} - \frac{\nu}{a_v d_t} \log \frac{a_v d_t + \nu}{\nu} \right) + U_m \quad (34)$$

$$\left. \begin{aligned} a'_r &= a_r + \frac{\nu a^2 \sigma k}{2h^2 \sinh^2 kh} \\ &\quad \times \left(3kh \sinh 2kh + \frac{3 \sinh 2kh}{2kh} + \frac{9}{2} \right) \\ b'_r &= b_r - \frac{\nu a^2 \sigma k}{4h \sinh^2 kh} \\ &\quad \times \left(2kh \sinh 2kh + \frac{6 \sinh 2kh}{2kh} + 9 \right) \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

4. 計算結果と実測値との比較

図-2 は 1/20 一様勾配斜面上の砕波変形における総エネルギー \$E_t\$、位置エネルギー \$E_p\$、大規模渦のエネルギー \$E_v\$ の計算値と位置エネルギーの実測値の岸沖分

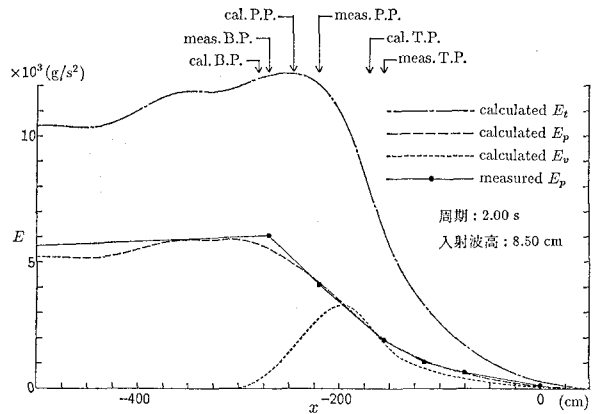


図-2 一様勾配斜面上の砕波におけるエネルギー分布の比較

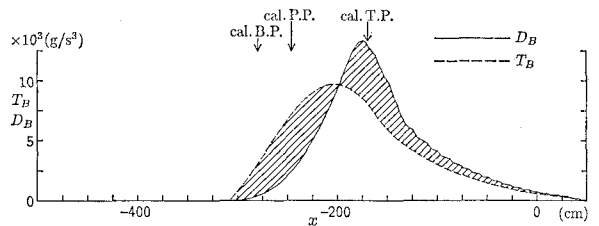


図-3 砕波によるエネルギー変換率と逸散率の計算値

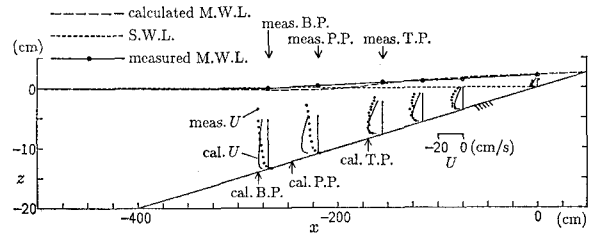


図-4 一様勾配斜面上の戻り流れおよび平均水位の比較

布を示す。\$E_p\$ の計算値と実測値は全般によく一致している。\$E_v\$ はボア形成点 (図中 T.P.) ではほぼ \$E_p\$ と同じ大きさである。また、\$E_t\$ は突っ込み点 (P.P.) 付近まであまり減衰しない。図-3 は同じ条件でのエネルギー変換率 \$T_B\$ とエネルギー逸散率 \$D_B\$ の計算値であり、斜線の部分が \$E_v\$ の変化率に対応している。\$D_B\$ が突っ込み点 (P.P.) まで小さく抑えられており、実現象との定性的な一致を示している。図-4 は戻り流れの鉛直分布と平均水位変化の計算値と実測値の比較であり、戻り流れについては突っ込み点付近を除いてその一致度はよい。突っ込み点付近でのずれは、エネルギー逸散の評価が不十分であることや、outer region での大規模渦のエネルギーあるいは質量輸送が、本モデルで必ずしも正確に表現されていないことによると考えられる。これは、突っ込み点付近での平均水位の不一致にも現われているが、汀線付近の平均水位については、十分な精度が得られていると言える。

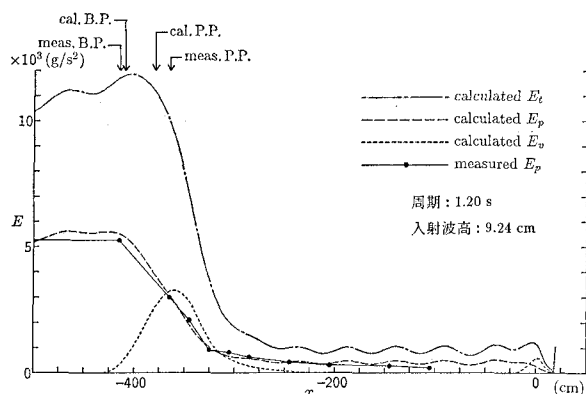


図-5 ステップ地形上の砕波におけるエネルギー分布の比較

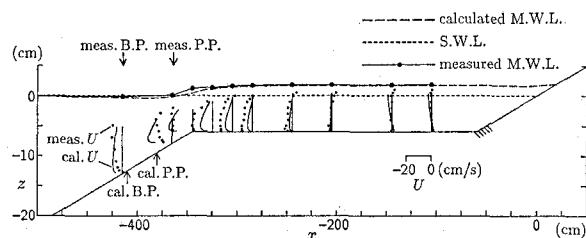


図-6 ステップ地形上の戻り流れおよび平均水位の比較

図-5 は、ステップ地形に対する結果である。砕波点の沖側および波の再生域では計算値が振動しているものの、全般に一致度はよい。図-6 はこれに対応する戻り流れおよび平均水位の比較である。やはり突っ込み点付近での精度が不十分であるが、波の再生域を含めて両者の実測値との一致はほぼ良好で、本モデルが種々の地形に対して有効であると言える。

5. おわりに

波浪の砕波変形過程におけるエネルギー収支をより忠実に表現するために、砕波帯内において生じる波エネルギーから乱れエネルギーへの移行過程の中間に、エネルギーを一時的に保持する媒体として大規模組織渦を導入し、従来のモデルの改良を行った。また、大規模渦による質量輸送についても、渦内の流速分布を仮定することにより定量的に評価した。さらに、次元解析的考え方に基づいてレイノルズ剪断応力および渦動粘性係数を定量的に評価し、これらから砕波帯での戻り流れの鉛直分布

を算定する式を導いた。これらの改良により、沖波の条件のみから任意地形上での波浪の砕波変形と戻り流れの岸沖方向鉛直面内分布を予測できるようにした。一様勾配およびステップ型地形に対する比較の結果から、本モデルが有効であると結論された。

なお、本研究は文部省科学研究費総合 A (No. 63302048, 代表者 服部昌太郎) による研究であることを付記する。

参考文献

- 泉宮尊司・堀川清司 (1983): 砕波帯における波のエネルギー方程式のモデリング, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 15~19.
- 磯部雅彦 (1986): 放物型方程式を用いた不規則波の屈折・回折・砕波変形の計算法, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 134~138.
- 岩垣雄一・土屋義人・陳 活雄 (1965): 海底摩擦による波高減衰の基礎的研究 (3)——層流境界層方程式の非線形項の影響について——, 第 12 回海岸工学講演会論文集, pp. 41~49.
- 岡安章夫・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): ボア状砕波の形成点に関する実験的研究, 第 44 回年講概要集, Vol. II, pp. 614~615.
- 岡安章夫・柴山知也・堀川清司 (1987): 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 31~35.
- 木村 晃・後藤克史・瀬山 明 (1988): 浅海域における不規則波の波高変化について, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 168~172.
- Dibajnia, M.・磯部雅彦・渡辺 晃 (1988): 有限振幅波および微小振幅波の浅水変形の比較, 第 43 回年講概要集, pp. 580~581.
- Dibajnia, M.・渡辺 晃 (1987): 波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算モデル, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 291~295.
- 水口 優・辻岡和男・堀川清司 (1978): 砕波後の波高変化についての一考察, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 155~159.
- 山下隆男・J. R. Tallent・土屋義人 (1988): 砕波水平渦の生成機構と移動特性, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 54~58.
- Battjes, J. A. (1975): A note on modeling of turbulence in the surf zone, Symp. Model. Tech., ASCE, San Francisco, pp. 1050~1061.
- Horikawa, K. and M. Isobe (1980): Dynamic character in the near shore area, Proc. 17th ICCE, pp. 480~498.
- Longuet-Higgins, M. S. (1953): Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 245, pp. 535~581.