

微小振幅波理論に基づく砕波帯内のエネルギー遷散モデルについて

大阪大学工学部 正員 金 京鎬

大阪大学工学部 正員 樫木 亨

大阪大学工学部 正員 出口 一郎

1. まえがき 砕波による乱れの発生は常にエネルギー遷散を伴うため、砕波帯内の波の特性を明らかにするためにはエネルギー遷散の適確な把握は重要となる。そこで本研究では比較的使いやすい微小振幅波理論に基づいてエネルギー(E)を表示し、砕波帯内のエネルギー遷散量(D)を、発生した乱れエネルギーの遷散量(E)と結びつけて砕波帯内のエネルギー方程式のモデル化を行なった。そして本モデルに基づく計算結果と実験値との対応からモデルの妥当性を検証した。

2. 砕波帯内のエネルギー方程式。2次元定常状態におけるエネルギー方程式に乱れ成分を考慮に入れて(例 $u = u_0 + u_0' + u_1'$, etc.)鉛直方向で積分し、時間平均を取ると次のような式になる。ただし底部摩擦によるエネルギー遷散は乱れによる遷散に比べて一般に小さいと考えられることからここでは無視している。

$$d(Ec_g) = -D \quad (1)$$

$$D = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \left\{ \frac{1}{2} \rho U_0 (u^2 + v^2 + w^2) + \rho U_0 (u u' + v v' + w w') + \rho u' (u u' + v v' + w w') \right\} dz \quad (2)$$

ここで E は単位面積当りの波のエネルギー、 c_g はエネルギー伝播速度、 D はエネルギー遷散量、 h は静止水深、 η は水位変動、添字 w 、記号 $'$ はそれぞれ波と乱れの成分を表す。一般に一様斜面における砕波は乱れエネルギーの生産と遷散がほぼ平衡している (quasi-steady breaking wave) と考えられるから (Peregrine & Svendsen, 1978) 波のエネルギー遷散量 D を次のような乱れエネルギー遷散率とを用いて表現できる。

$$E = C (\bar{\epsilon}^2/2)^{3/2} / \ell \quad (3), \quad C = 0.18, \quad \bar{\epsilon}^2/2 = (u'^2 + v'^2 + w'^2) \text{ は乱れエネルギー密度}$$

ただし ℓ は乱れのスケールである。さらに砕波によって発生する乱れエネルギーは波が持っているエネルギーに比例する(比例定数は β にする)と考えて(3)式を書きなおすと

$$\rho \int_{-h}^{\eta} (\bar{\epsilon}^2/2) dz = \beta E \quad (4), \quad \text{あるいは } (\bar{\epsilon}^2/2) = \beta E / \rho (\bar{\eta} + h) = \beta E / d \quad (5)$$

ここに $\bar{\eta}$ は平均水位変動、 $d = \bar{\eta} + d$ は平均水位変動と考慮した水深である。砕波後発生する乱れは汀線に向かってその渦のスケールを漸次減小しながら進行するから式(1)の混合長さ ℓ は次のように水深の関数で仮定する。

$$\ell = \ell' (h + \bar{\eta}) = \ell' d \quad (6), \quad \ell' \text{ は定数}$$

式(3), (4), (5), (6) の関係より砕波帯内のエネルギー平衡式は次のように書ける。

$$d(Ec_g)/dx = -C \beta^2 / \ell' E^{3/2} d^{3/2} \quad (7), \quad \beta' = \beta^{3/2}, \quad \rho \text{ は水の密度}$$

さらに(7)式を微小振幅長波理論を用いて E を表すと最終的に(8)式のようなエネルギー平衡式が得られる。

$$d(H^2 d^{1/2})/dx = -C \beta' / \ell' H^3 d^{-3/2}, \quad d = d_0 \text{ で } H = H_0 \text{ (砕波点)} \quad (8)$$

(8)式を砕波点での境界条件を用いて解くと砕波帯内の波高変化に対する式式が得られる。

$$H = H_b (d_b/d)^{1/4} [1 + 1/5 \sqrt{2} C \beta'/\epsilon' 1/S^* \cdot (H_b/d_b) \{ (d_b/d)^{5/4} - 1 \}]^{-1} \quad (9)$$

S^* は平均水位変動を考慮した斜面勾配 ($S^* = -\partial \xi / \partial x (h + \bar{\eta}) = -\partial d / \partial x$, β'/ϵ' は破壊の状態によって決まる定数である。

3. S^* と β'/ϵ' の決定. 図1は表1に示した著者らと Bowen, 沢田等の実験値より求めた S/S^* の ξ_0 (Surf similarity parameter) に対する変化である (こゝに S は斜面勾配). S^* は ξ_0 が増加することによって減少している. 図2は上述した実験 Data より (9) 式から求めた β'/ϵ' の値の水深変化による分布でほぼ一定値を示しているからこれらの値を平均し, 斜面勾配を parameter として ξ_0 に対して示めしたのが図3である. 図3でわかるように同じ斜面勾配における β'/ϵ' の値は ξ_0 が大きいほど, すなわち波形勾配が小さいほど小さい値を示している. これは波形勾配が小さいほど同じ斜面勾配においてはいより plunging 型 破壊が生じ易いことから考えて乱れスケールに対する定数が大きい値を持つと考えられる. これらの図より S^* 及び β'/ϵ' は ξ_0 及び S の関数として次式のように近似できる.

表-1. S と β'/ϵ' の計算に用いた実験 DATA

Authors	Bottom Slope	Wave Steepness	Period
Bowen	1/20, 1/40	0.01~0.06	0.80~2.05
Bowen	1/12	0.009~0.05	0.82~2.37
Sawada	1/15, 1/25, 1/40	0.009~0.064	0.84~2.04

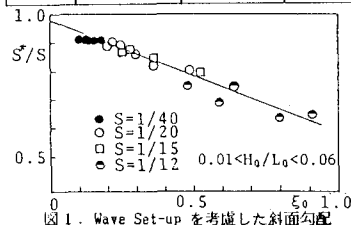


図1. Wave Set-up を考慮した斜面勾配

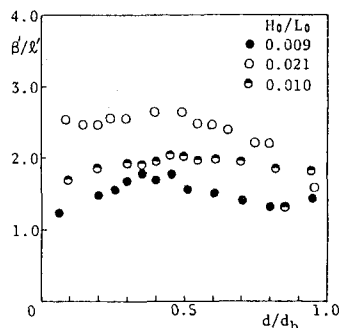


図2. 水深変化による β'/ϵ' の値

による分布でほぼ一定値を示しているからこれらの値を平均し, 斜面勾配を parameter として ξ_0 に対して示めしたのが図3である. 図3でわかるように同じ斜面勾配における β'/ϵ' の値は ξ_0 が大きいほど, すなわち波形勾配が小さいほど小さい値を示している. これは波形勾配が小さいほど同じ斜面勾配においてはいより plunging 型 破壊が生じ易いことから考えて乱れスケールに対する定数が大きい値を持つと考えられる. これらの図より S^* 及び β'/ϵ' は ξ_0 及び S の関数として次式のように近似できる.

$$S^*/S = 0.4125 \xi_0 + 0.98 \quad (10), \quad \beta'/\epsilon' = -3.303 \xi_0 - 0.0715 S^{-1} + 5.3 \quad (11)$$

4. モデルより計算した波高変化の計算結果と実験値との比較 図4. (a), (b) はそれぞ

れ $S = 1/2$, $S = 1/40$ の場合, (10), (11) 式を用いて (9) 式より計算した破壊帯内の波高分布である. 波形勾配 H_0/L_0 を parameter として平均水深, d に対して示したので, すこしずれの部分が見えるがよく一致している. 図5は斜面勾配を parameter として示したもので, 斜面勾配が急なほど波高減衰が小さいという既往の研究結果と一致している.

5. まとめ 以上の結果より本モデルの妥当性はよく検証された. 今後このモデルを運動量方程式に適用して平均水位変動 (分) と海浜流予測の精度をより高めていくつもりである.

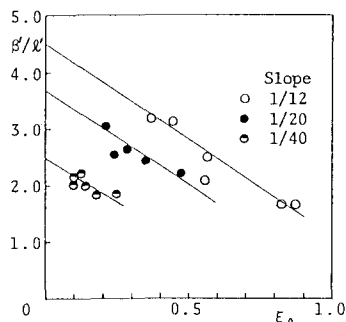


図3. ξ_0 の変化による β'/ϵ' の値

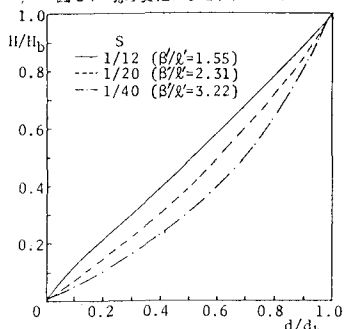
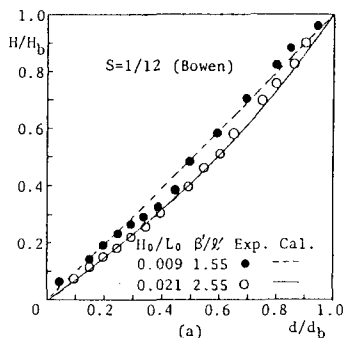
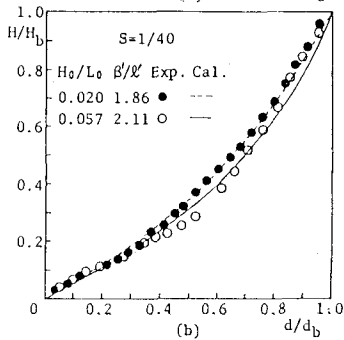


図5. 斜面勾配による波高減衰の計算値



(a)



(b)

図4. 波高変化の計算値と実験値の比較