

中部工業大学 正員 高 田 彰

1. ま え が き

重複波水深領域において, surging waves (nonbreaking waves) を生ずるのり勾配の波の打ち上げ高の算定式には, Micheによる線形理論解がある。しかし, 実験結果と比較すると波形勾配の影響を無視することができないのでかなりの差異が認められる。それゆえ, 有限振幅波理論の非線形頂の特性を検討しなければならないと考えられる。

本研究は, 有限振幅重複波の波高中分面にMicheの微小振幅重複波の線形理論解 ($R/H_1 = \sqrt{\pi/2\theta}$) が適用できると仮定して, 波の打ち上げ高の算定式を求め, その有限振幅重複波理論の非線形特性を検討したものである。また, surging waves領域の波の打ち上げ高算定式を基礎としてbreaking waves領域の算定式を導き, さらに, 砕波以浅領域では, それらの重複波水深領域の算定式と砕波点で連続するように算定式を求め, 適合性を検討したものである。

2. 波の打ち上げ高の算定式の提案 著者は, 土木学会論文報告集(1970-10, No. 182) および第17回海岸工学講演会論文集(1970-11)において, 単一のり勾配不透過壁面の波の打ち上げ高算定式を提案した。それらをまとめれば次のようにあらわされる。

(1) 堤脚水深が砕波水深より深い場合 (重複波水深領域)

$$i) \text{ Surging waves 領域 } (H_0/L_0 \leq \sqrt{2\theta/\pi} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{\pi} \cdot \frac{1}{K_f \cdot K_r \cdot K_d})$$

$$\frac{R}{H_0} = \left(\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}} + \delta \right) \cdot K_s \cdot K_f \cdot K_r \cdot K_d \quad \text{----- (1)}$$

ここで, R: 波の打ち上げ高の静水位上の鉛直高, H_0 : 深水波波高, θ : のり面傾斜角度, δ : 非線形項 (入射波高 H_1 に対する有限振幅重複波の波高中分面の静水位上の相対高), H_0/L_0 および H_1/L_1 によって変化するが, 各種理論解によって異なるので, 実験値との適合性について次章で検討する。 K_s : 浅水係数, K_f : 摩擦係数, K_r : 屈折係数, K_d : 回折係数, H_1 : 入射波高 ($= K_s \cdot K_f \cdot K_r \cdot K_d \cdot H_0$)

$$ii) \text{ breaking waves 領域 } (H_0/L_0 > \sqrt{2\theta/\pi} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{\pi} \cdot \frac{1}{K_f \cdot K_r \cdot K_d})$$

$$\frac{R}{H_0} = \left(\sqrt{\frac{\pi}{2\theta_c}} + \delta \right) \cdot \left(\frac{\cot \theta}{\cot \theta_c} \right)^m \cdot K_s \cdot K_f \cdot K_r \cdot K_d \quad \text{----- (2)}$$

ここで, m : 実験定数, m は一般に $\frac{2}{3} \sim 1$ であるが, $\cot \theta < 8$ では, $m = \frac{2}{3}$ が適当である。ただし, Hunt は $m = 1$ を提案しているのて, 更に詳細な検討をしなければならないであろう。

θ_c : Surging wavesを生ずる最緩傾斜角度であり, 次式で示される。

$$\sqrt{\frac{2\theta_c}{\pi}} \cdot \frac{\sin^2 \theta_c}{\pi} = K_f \cdot K_r \cdot K_d \cdot \frac{H_0}{L_0} \quad \text{----- (3)}$$

(2) 堤脚水深が砕波水深より浅い場合 (砕波以浅領域)

堤脚水深が汀線と碎波水深の間にある場合の波の打ち上げ高さは、次式で示される。

$$\frac{R}{H_0} = \left(\frac{R}{H_0} \right)_{R_i=0} \cdot \left[\frac{(R/H_0)_{R_i=R_b}}{(R/H_0)_{R_i=0}} \right]^{R_i/R_b} \quad (4)$$

ここで、 $(R/H_0)_{R_i=R_b}$: 碎波水深 R_b と堤脚水深が等しい場合の波の打ち上げ高、式(1)および(2)において $R_i=R_b$ とおいて求まる。 $(R/H_0)_{R_i=0}$: Saville の実験値 ($\tan \alpha = 1/10$) および豊島・富永らの実験値 ($\tan \alpha = 1/20$ と $1/30$) を用いることができる。

3. 波の打ち上げ高の算定式における非線形項(波高中方面) δ の理論式

式(1)および(2)の式中の非線形項(波高中方面) δ は、有限振幅重複波理論の趣上波形より求まる。しかし、各種理論解があり、それぞれ異なるので、Saintflou 式、Miche 式、せつ動法による第2次近似式(浜田式)、第3次近似式(Tadjbakhsh-Keller 式)および第4次近似式(合田式)について検討する。

(1) Saintflou 式の重複波形の非線形項 δ_s

$$\delta_s = \frac{\eta_{max} - H_1}{H_1} = \frac{H_1}{2} k \coth k R_i \quad (\text{ここで, } k = 2\pi/L_1) \quad (5)$$

(2) Miche 式の重複波形の非線形項 δ_m

$$\delta_m = \frac{H_1}{2} k \coth k R_i \left\{ 1 + \frac{3}{4(\sinh k R_i)^2} - \frac{1}{4(\cosh k R_i)^2} \right\} \quad (6)$$

(3) 第2次近似式(浜田式)の重複波形の非線形項 δ_{II}

$$\delta_{II} = \frac{H_1}{8} k (3 \coth^3 k R_i - \coth k R_i) + \frac{H_1}{4} k \coth 2k R_i \quad (7)$$

(4) 第3次近似式(Tadjbakhsh-Keller 式)の重複波の非線形項 δ_{III}

$$\delta_{III} = \frac{1}{8} \varepsilon^2 H_1 k (3 \coth^3 k R_i + \tanh k R_i) \quad (8)$$

ここで、 $\varepsilon = a_1/H_1 \leq 1$ であり、次式で求まる。

$$\varepsilon = P^{\frac{1}{3}} \left\{ \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{P}{27}} \right)^{\frac{1}{3}} + \left(\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{P}{27}} \right)^{\frac{1}{3}} \right\} \quad (9)$$

ただし、
$$P = \frac{1}{2\pi^2 (H_1/L_1)^2 \cdot (b_{11} + b_{13} + b_{31} + b_{33})} \quad (10)$$

$$b_{11} = (1/32)(3\omega_0^{-8} + 6\omega_0^{-4} - 5 + 2\omega_0^4) \quad (11)$$

$$b_{13} = (3/128)(9\omega_0^{-8} + 27\omega_0^{-4} - 15 + \omega_0^4 + 2\omega_0^8) \quad (12)$$

$$b_{31} = (1/128)(-3\omega_0^{-8} - 18\omega_0^{-4} + 5) \quad (13)$$

$$b_{33} = (3/128)(9\omega_0^{-12} - 3\omega_0^{-8} + 3\omega_0^{-4} - 1) \quad (14)$$

$$\text{なお, } \omega_0^2 = \tanh k R_i \quad (15)$$

ただし、重複波前の入射波高 H_1 は、重複後の壁面の水位変化の $1/2$ と定義している。

(5) 第4次近似式(合田式)の重複波の非線形項 δ_{IV}

$$\delta_{IV} = \frac{\varepsilon^2 H_1}{8} k \left(3 \coth^3 k R_1 + \tanh k R_1 \right) + \frac{\varepsilon^4 H_1^3}{6} k^3 (b_{02} + b_{22} + b_{42} + b_{04} + b_{24} + b_{44}) \text{-----} (16)$$

ここで、 ε は第3近似式の値と等しいので、式(9)より求まる。また、 $b_{02}, b_{22}, b_{24}, b_{04}, b_{42}$ および b_{44} は、それぞれ次のように示される。

$$b_{02} = \frac{1}{512} \left(-27\omega_0^{-10} + 288\omega_0^{-6} + 168\omega_0^{-2} - 210\omega_0^2 - 45\omega_0^6 + 18\omega_0^{10} \right) \text{-----} (17)$$

$$b_{22} = \frac{1}{512} \left(-81\omega_0^{-18} - 54\omega_0^{-14} + 423\omega_0^{-10} - 583\omega_0^{-6} + 108\omega_0^{-2} - 195\omega_0^2 - 18\omega_0^6 \right) \text{-----} (18)$$

$$b_{42} = \frac{1}{512(3+4\omega_0^4)} \left(-81\omega_0^{-14} - 1053\omega_0^{-10} + 63\omega_0^{-6} - 283\omega_0^2 + 282\omega_0^6 \right) \text{-----} (19)$$

$$b_{04} = \frac{1}{512} \left(54\omega_0^{-14} + 243\omega_0^{-10} + 198\omega_0^{-6} + 6\omega_0^{-2} - 198\omega_0^2 + 63\omega_0^6 + 18\omega_0^{10} \right) \text{-----} (20)$$

$$b_{24} = \frac{1}{512(3+\omega_0^4)} \left(324\omega_0^{-14} + 2484\omega_0^{-10} - 1152\omega_0^{-6} - 2072\omega_0^{-2} + 1092\omega_0^2 + 420\omega_0^6 - 72\omega_0^{10} \right) \text{-----} (21)$$

$$b_{44} = \frac{1}{512(5+\omega_0^4)} \left(405\omega_0^{-18} + 81\omega_0^{-14} + 522\omega_0^{-10} - 262\omega_0^{-6} + \omega_0^{-2} + 21\omega_0^2 \right) \text{-----} (22)$$

4. 非線形項(波高巾方面) δ の数値計算

(1) 深水域の δ の値

浅水域における δ の値は、各種理論解によりそれぞれ式(5), (6), (7) (8) および(16)で求まるが、深水域における δ の値は、 $k_1/L_1 \rightarrow \infty$ として求まる。それを計算すれば、それぞれ次のように示される。

i) Sainflou 式(δ_s)₀, Miche 式(δ_m)₀ および浜田式(δ_n)₀ の値

$$(\delta_s)_0 = (\delta_m)_0 = (\delta_n)_0 = \pi \cdot H_0/L_0 \text{-----} (23)$$

ii) Tadjbaek-Rskh-Keller 式(δ_{II})₀ の値

$$(\delta_{II})_0 = \pi \varepsilon^2 \cdot H_0/L_0 \text{-----} (24)$$

iii) 合田式(δ_{IV})₀ の値

$$(\delta_{IV})_0 = \pi \varepsilon^2 \cdot H_0/L_0 + (89/84)\pi^3 \varepsilon^4 \cdot (H_0/L_0)^3 \text{-----} (25)$$

これらより、各種理論値の大小関係を比較すれば次のようになる。

$$(\delta_m)_0 = (\delta_{II})_0 = (\delta_s)_0 > (\delta_{IV})_0 > (\delta_n)_0 \text{-----} (26)$$

(2) 浅水域の δ の値

$H_1/(L_1)_A = 0.005 \sim 0.14$, $k_1/(L_1)_A = 0.005 \sim 0.5$ の範囲で種々組合せて、数値計算した結果、式(6), (7), (8) および(16)の大小関係は次のように示される。

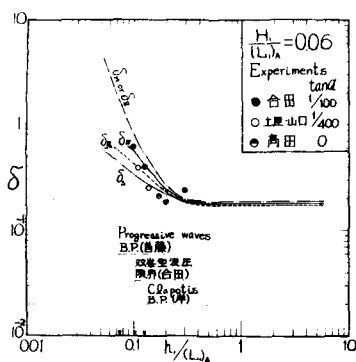


図-1 非線形項 δ におよぼす比水深 $h_1/(L_1)_A$ の影響
(波形勾配 $H_1/(L_1)_A = 0.06$)

$$\delta_H \approx \delta_{II} > \delta_{IV} > \delta_{III} \text{-----}(27)$$

しかし、式(5)の δ_s は、水深および波形勾配の条件で順次序が変化する。すなわち、ある水深以下あるいはある波形勾配以下の浅水域では、(1例として、 $H_1/(L_1)_A = 0.06$ では、 $h_1/(L_1)_A < 0.25$)

$$\delta_H \approx \delta_{II} > \delta_{IV} > \delta_{III} \approx \delta_s \text{-----}(28)$$

逆の条件(ある水深以上か、ある波形勾配以上)の場合には次のように示される。(1例として、 $H_1/(L_1)_A = 0.06$ では、 $h_1/(L_1)_A > 0.25$)

$$\delta_H \approx \delta_{II} > \delta_s \approx \delta_{IV} > \delta_{III} \text{-----}(29)$$

以上の結果を比較した数値計算の一例が図-1、図-2に示される。図-1は $H_1/(L_1)_A = 0.06$ の波、図-2は $h_1/(L_1)_A = 0.052$ の水深について示す。

5. 実験結果とその考察

δ の理論値と実験値の比較が図-1および2に示される。これらより、 δ_w および δ_{II} の適合性が非常によいといえる。

重複波水深領域の R/H_0 の算定式として提案した式(1)および(2)と実験値と比較した結果が、図-3に示される。これより、 δ_w および δ_{II} の適合性が一般によいといえる。しかし、海底勾配により実験値がかなり変化するので、安全側に考えると δ_w および δ_{II} が実用的に優れているといえる。

6. あとがき

新しく提案した波の打ち上げ高の算定式は非線形項 δ によってかなり変化するが、 δ_w および δ_{II} を用いれば、実験値との適合性が一般によい。実用的には δ_w および δ_{II} を用いれば安全側にあると考えられる。

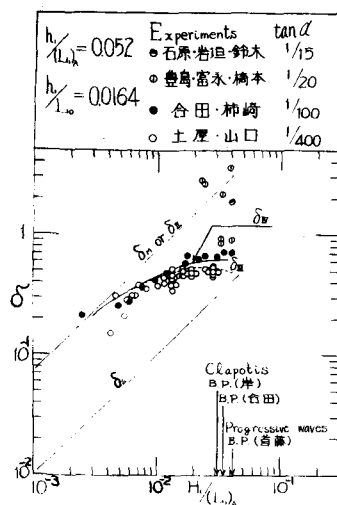


図-2 非線形項 δ におよぼす波形勾配 $H_1/(L_1)_A$ の影響
(比水深 $h_1/(L_1)_A = 0.052$ の波)

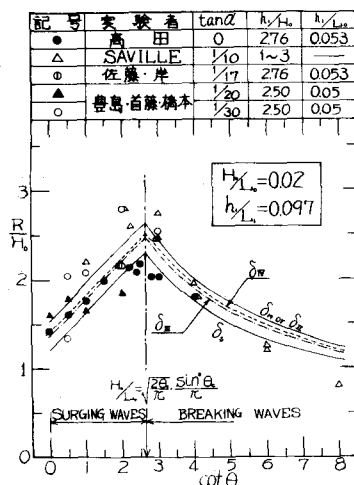


図-3 重複波水深領域の波の打ち上げ高 R/H_0 との勾配 $1/\cot \theta$ の関係
(波形勾配 $H_0/L_0 = 0.02$)
(比水深 $h_1/(L_1)_A = 0.097$)