

規則波の打上げ高および越波量の定式化について

高 田 彰*

1. ま え が き

波の打上げ高および越波量については、これまでも理論的、実験的に数多くの研究が発表されており、その結果、かなりの精度で推定できる段階にまで到達している。しかし、波の打上げ高および越波量に関する要素が多く、現象が複雑なため、また、実験の規模、方法および範囲などが異なるため、研究者によっては一致しない所もある。また、すでに提案された計算法および算定図表の適用範囲の境界において、波の打上げ高および越波量が不連続になることの不合理さも指摘できるので、この種の研究は統一的な推定法として完結されていないように考えられる。

そこで、本研究は、これまでの研究の総合化と定式化に重点を置き、波の打上げ高については、主に、Miche (1944)¹⁾、Hunt (1959)²⁾、Van Dorn (1966)³⁾、豊島・富永・橋本 (1967)⁴⁾、LeMéhauté, Koh & Hwang (1968)⁵⁾ および著者 (1974)⁶⁾ らが、越波量については、近藤 (1963)⁸⁾、著者 (1969~1972)^{7)・10)} および富永・佐久間 (1970)¹¹⁾ らが提案した方法をさらに発展させ、これまでに発表された実験結果と著者の広範囲の実験結果に基づいて、規則波の打上げ高および越波量の推算法の提案を試みた。

なお、本研究では、一様な海底勾配に設置された鉛直壁および一様な不透過斜面堤の無風時の現象を対象としており、今回の報告は、主に、海底勾配 1/10 の鉛直壁における推算式とその適合性を実験的に検討したものである。

2. 定式化の予備的考察

(1) 最大打上げ高および最大越波量の発生条件

深水波形勾配、海底勾配およびのり勾配が一定の場合に最大打上げ高を生じる堤脚水深 h_R と最大越波量を生じる堤脚水深 h_Q はこれまでの研究によればほぼ一致する^{8),9)}。

一方、鉛直壁における h_R (あるいは h_Q) は進行波の碎波水深にほぼ等しいかやや小さく、斜面堤における

h_R (あるいは h_Q) はのり勾配が緩いほど進行波の碎波水深よりやや大きい^{8),9)}。

いま、Miche (1944)¹⁾ の進行波の碎波条件式および合田 (1970)¹²⁾ の碎波指標を参考に、 h_R の条件を式(1)のように仮定する。

$$\frac{H_0}{L_0} = (1 - d_1 \cot \theta) (d_2 \tan \alpha + d_3) \left(\tanh 2\pi \frac{h_R}{L_0} \right)^{5/2} \times \left(\frac{\sinh 4\pi \frac{h_R}{L_0} + 4\pi \frac{h_R}{L_0}}{\sinh 4\pi \frac{h_R}{L_0}} \right)^{1/2} \dots \dots \dots (1)$$

ここに、

$$h_R/L_0 = (h_R/L_R) \tanh 2\pi h_R/L_R \dots \dots \dots (2)$$

$\tan \alpha$: 海底勾配, $1/\cot \theta$: のり面勾配, h_R/L_R および h_R/L_0 : R_{max} を生じる堤脚比水深, d_1, d_2 および d_3 : 実験係数, H_0/L_0 : 深水波形勾配, H_0 および L_0 : 深水波の波高および波長, である。

一方、 $\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁 ($\cot \theta = 0$) の h_R, h_Q および $\tan \alpha = 1/10$ の進行波の碎波水深 (h_b)_p をこれまでの実験結果を用いて表わせば、図-1 に示されるが、一般に、 h_R (あるいは h_Q) は (h_b)_p よりやや小さいかほぼ等しい。いま、(h_b)_p における碎波波高を微小振幅波理論で換算すると実際の碎波波高よりもやや小さくなる。そこで、合田 (1970)¹²⁾ による限界波高を微小振幅波理論で換算した仮想碎波水深 h_p は、図-1 の ●印で示され、一般に h_R (あるいは h_Q) = h_p とみなすことができる。そこで、合田 (1970)¹²⁾ による限界波高の指標

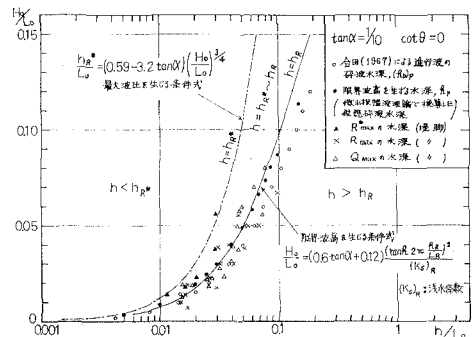


図-1 R_{max}, R_{max}^* および Q_{max} を生じる条件 (碎波指標との関係)

* 正会員 工博 中部工業大学助教授 土木工学科

を参考に、 h_p の条件を近似的に式 (3) で表わせば、 $\tan \alpha=1/10$ の計算値は 図-1 の実線で示され、 h_p の実験結果をかなりの確に説明していることがわかる(なお、 $\tan \alpha=1/20, 1/30$ および $1/50$ に関する図を省略するが、ほぼ同様な結果を得ている)。

$$\frac{H_0}{L_0} = (0.6 \tan \alpha + 0.12) \left(\tanh 2\pi \frac{h_p}{L_p} \right)^{5/2} \times \left(\frac{\sinh 4\pi \frac{h_p}{L_p} + 4\pi \frac{h_p}{L_p}}{\sinh 4\pi \frac{h_p}{L_p}} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、

$$\frac{h_p}{L_0} = \frac{h_p}{L_p} \tanh 2\pi \frac{h_p}{L_p} \dots\dots\dots (4)$$

以上より、 $\cot \theta=0$ では、近似的に h_R (あるいは h_Q) $= h_p$ とし、式 (1) と (3) を比較すれば、 $\tan \alpha \leq 1/10$ では、 $d_2=0.6$ および $d_3=0.12$ である。なお d_1 については、豊島ら (1967)⁹⁾ および著者 (1973)¹⁰⁾ らの実験結果から $\cot \theta \leq 3$ では、近似的に $d_1=0.06$ 前後の値と考えられる。

(2) 最大飛沫高の発生条件

堤脚水深 $h \leq h_R$ の急斜面において飛沫を生じると考えると、最大飛沫高を生じる堤脚水深 h_k^* は、これまでの実験によれば、 $h_k^* < h_R$ である⁹⁾。いま、鉛直壁における h_k^* が鉛直壁面の波圧合力を最大にする堤脚水深と近似的に一致すると仮定し、さらに急斜面の h_k^* は鉛直壁のそれより大きい事実を考慮すれば、光易 (1965)¹³⁾ の実験式を応用することによって、式 (5) で示される。

$$h_k^*/L_0 = (1 - f \cot \theta) (0.59 - 3.2 \tan \alpha) (H_0/L_0)^{3/4} \dots\dots\dots (5)$$

(ただし、 $\tan \alpha=1/50 \sim 1/10, H_0/L_0 \geq 0.01$)

ここに、 f は実験係数である。これまでの実験によれば、 $\cot \theta \leq 2$ において、近似的に $f=0.06$ 前後の値である。

図-1 の鎖線は、式 (5) において、 $\cot \theta=0$ とした場合 (光易¹³⁾ の実験式) であり、 h_k^* の実験値と比較して、やや過大な値を与える(このことは、 $\tan \alpha=1/20$ の鉛直壁の実験結果 (図省略) においても同様な傾向を示す) が、推算値は実験結果をかなりよく説明できる。

3. 波の打上げ高の推算法

式 (1) で求められる h_R を境に、 $h \geq h_R$ の領域と $h=0 \sim h_R$ の領域に分けて推算式を考える。

(1) $h \geq h_R$ の領域

(1) $H_0/L_0 \leq (2\theta/\pi)^{1/2} (\sin^2 \theta/\pi)$, (非砕波)

Miche (1944)¹⁾ の線形理論解 $R/H = (\pi/2\theta)^{1/2}$ (θ : のり面傾斜角、 H : h の入射波高、 R : 静水面上の波の打上げ高) に非線形効果の項 δ を考慮すれば^{9), 10), 31)}

$$R/H_0 = \{ (\pi/2\theta)^{1/2} + \delta \}^{1/2} H/H_0 \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 δ に実験値にほぼ等しいか、やや過大な値を与える有限振幅重複波理論の第2次近似式を用いるとすれば⁹⁾、 δ は式 (7) で示される。

$$\delta = \frac{\pi}{4} \frac{H_0}{L_0} \frac{H}{H_0} \left(\coth 2\pi \frac{h}{L} \right) \left(3 \coth^3 2\pi \frac{h}{L} + \tanh 2\pi \frac{h}{L} \right) \dots\dots\dots (7)$$

ここに、

$$h/L_0 = (h/L) \tanh 2\pi h/L \dots\dots\dots (8)$$

$$H/H_0 = \left(\frac{\sinh 4\pi \frac{h}{L} \coth 2\pi \frac{h}{L}}{\sinh 4\pi \frac{h}{L} + 4\pi \frac{h}{L}} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (9)$$

(2) $H_0/L_0 > (2\theta/\pi)^{1/2} (\sin^2 \theta/\pi)$, (砕波)

この領域では、 $R \propto (1/\cot \theta)^i$ (i : 実験指数) とおき式 (6) との連続性を考慮すれば、この領域の R/H_0 は式 (10) で示される¹⁰⁾。

$$R/H_0 = \{ (\pi/2\theta_c)^{1/2} + \delta \} (\cot \theta_c / \cot \theta)^i (H/H_0) \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 θ_c : のり面で砕波するのり面の最急傾斜角であり、Miche (1944)¹⁾ により式 (11) で求められる。

$$H_0/L_0 = (2\theta_c/\pi)^{1/2} (\sin^2 \theta_c/\pi) \dots\dots\dots (11)$$

式 (10) の実験指数 i は、これまでの研究によれば、近似的に $i=2/3 \sim 1$ の範囲の値であり、Hunt (1959)²⁾ は $i=1$ 、著者 (1970)^{8), 9)} は $i=2/3$ (ただし $\cot \theta < 8$) を提案している。

(2) $h=0 \sim h_R$ の領域

この領域では、 $(R-R_0) \propto h^t$, (R_0 : 汀線 ($h=0$) の壁体における波の打上げ高、 t : 実験指数) とおき、式 (6) および (10) との連続性を考慮すれば、この領域の R/H_0 は式 (12) で示される⁹⁾。

$$\frac{R}{H_0} = \left(\frac{R_{\max}}{H_0} - \frac{R_0}{H_0} \right) \left(\frac{h/L_0}{h_R/L_0} \right)^t + \frac{R_0}{H_0} \dots\dots\dots (12)$$

これまでの鉛直壁に関する実験結果より、 $t=1 \sim 2$ の範囲の値であるが、豊島ら (1967)⁹⁾ が $R \propto h$ であると見出した成果を参考に、本研究では $t=1$ を用いるものとする。

式 (12) の R_0/H_0 は汀線 ($h=0$) の壁体における波の打上げ高であり、これまでの実験結果に基づいて、式 (13) を仮定する⁹⁾。

$$R_0/H_0 = j (H_0/L_0)^{-k} \dots\dots\dots (13)$$

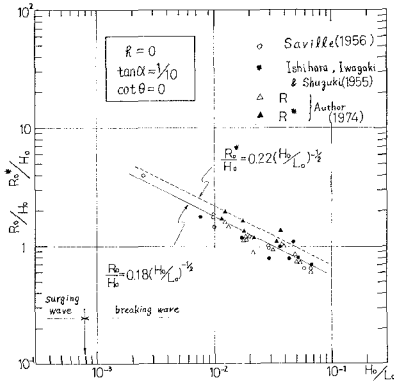
ここに、 j および k : 実験係数および実験指数、

図-2 は、 $\tan \alpha=1/10$ の鉛直壁の R_0/H_0 について、これまでの実験結果をまとめたものであり、実験値を実線で代表させるとすれば、

$$R_0/H_0 = 0.18 (H_0/L_0)^{-1/2} \dots\dots\dots (14)$$

($\tan \alpha=1/10$ の鉛直壁)

また、 $\tan \alpha=1/20$ および $1/30$ の鉛直壁については、



図—2 R_0/H_0 , R_0^*/H_0 と H_0/L_0 の関係

式として式(19)を仮定する。

$$R^*/H_0 = (1 - l \cot \theta)(1 + \delta)H/H_0 \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 l は実験係数であり、著者の実験結果⁵⁾では、 $l \approx 0.5$ 前後の値である(正確には今後の研究にまたなければならぬ)。

(2) $h=0 \sim h_{R^*}$ の領域

R/H_0 の式(12)と同様な考え方で、近似的に式(20)を仮定する⁵⁾。

$$\frac{R^*}{H_0} = \left(\frac{R_{max}^*}{H_0} - \frac{R_0^*}{H_0} \right) \left(\frac{h/L_0}{h_R^*/L_0} \right)^n + \frac{R_0^*}{H_0} \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 n は実験指数であり、著者の実験結果では、 $n=1 \sim 2$ の範囲の値であるが、近似的に $\tan \alpha \geq 1/15$ では $n=2$, $\tan \alpha < 1/15$ では $n=1$ と考えられる。

式(20)の R_{max}^*/H_0 は式(5)から求められる h_R^*/L_0 における最大飛沫高を示し、式(21)~(23)を式(6)に代入して求められる。

$$\delta_R^* = \frac{\pi}{4} \frac{H_0}{L_0} \frac{H_R^*}{H_0} \left(\coth 2\pi \frac{h_R^*}{L_R^*} \right) \times \left(3 \coth^2 2\pi \frac{h_R^*}{L_R^*} + \tanh 2\pi \frac{h_R^*}{L_R^*} \right) \dots\dots\dots (21)$$

$$\frac{H_R^*}{H_0} = \left(\frac{\sinh 4\pi \frac{h_R^*}{L_R^*} \coth 2\pi \frac{h_R^*}{L_R^*}}{\sinh 4\pi \frac{h_R^*}{L_R^*} + 4\pi \frac{h_R^*}{L_R^*}} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (22)$$

ここに、

$$h_R^*/L_0 = (h_R^*/L_R^*) \tanh 2\pi (h_R^*/L_R^*) \dots\dots\dots (23)$$

式(20)の R^*/H_0 は目線 ($h=0$) の壁体の飛沫高を表わし、式(13)と同様に、次式を仮定する⁵⁾。

$$R_0^*/H_0 = r_1 (H_0/L_0)^{-r_2} \dots\dots\dots (24)$$

ここに、 r_1 および r_2 : 実験係数および実験指数、

図—2 の中に、 $\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁の R^*/H_0 の実験値をプロットしたが、破線で近似できるとすれば、

$$R_0^*/H_0 = 0.22 (H_0/L_0)^{-1/2} \dots\dots\dots (25)$$

($\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁)

$\tan \alpha = 1/20$ の鉛直壁については、実験結果の図を省略するが、近似的に、

$$R_0^*/H_0 = 0.19 (H_0/L_0)^{-1/2} \dots\dots\dots (26)$$

($\tan \alpha = 1/20$ の鉛直壁)

5. 越波量の推算法

越波量の推算法には二つの考え方がある。一つは、波の打上げ時間波形を用い、越波をせきの越流に近似するいわゆるせき流量計算法^{9),14),15)}、一つは、非越波時の打上げ空間波形の仮想天端上の容積と越波量とを関連づけるいわゆる打上げ容積計算法⁶⁾⁻¹¹⁾があるが、本研究では、実用性を考慮して後者について検討する。

(1) 非越波時の打上げ空間波形

非越波時の打上げ空間波形を三角波形^{11),16)}、台形波形^{9),10)}およびバラボラ波形¹⁷⁾とみなして定式化する方法

実験結果の図を省略するが、それぞれ、近似的に次のように示される。

$$R/H_0 = 0.075 (H_0/L_0)^{-1/2} \dots\dots\dots (15)$$

($\tan \alpha = 1/20$ の鉛直壁)

$$R/H_0 = 0.046 (H_0/L_0)^{-1/2} \dots\dots\dots (16)$$

($\tan \alpha = 1/30$ の鉛直壁)

なお、 $\cot \theta \leq 3$ の斜面堤の R_0/H_0 は、これまでの実験結果より、鉛直壁の場合とあまり差がない^{8),23),24)}。

式(12)の R_{max}/H_0 は式(1), (2)から求まる h_R/L_R (あるいは h_R/L_0) における波の打上げ高であり、式(6)あるいは(10)を用いて次のようにして計算できる。

(1) $H_0/L_0 \leq (2\theta/\pi)^{1/2} (\sin^2 \theta/\pi)$, (非砕波)

この領域の R_{max}/H_0 は式(17), (18)を式(6)に代入して求められる。

$$\delta_R = \frac{\pi}{4} \frac{H_0}{L_0} \frac{H_R}{H_0} \left(\coth 2\pi \frac{h_R}{L_R} \right) \times \left(3 \coth^2 2\pi \frac{h_R}{L_R} + \tanh 2\pi \frac{h_R}{L_R} \right) \dots\dots\dots (17)$$

$$\frac{H_R}{H_0} = \left(\frac{\sinh 4\pi \frac{h_R}{L_R} \coth 2\pi \frac{h_R}{L_R}}{\sinh 4\pi \frac{h_R}{L_R} + 4\pi \frac{h_R}{L_R}} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (18)$$

(2) $H_0/L_0 > (2\theta/\pi)^{1/2} (\sin^2 \theta/\pi)$, (砕波)

この領域の R_{max}/H_0 は、式(17), (18)を式(10)に代入して求められる。

4. 飛沫の打上げ高の推算法

鉛直壁および急斜面堤において、 $h \leq h_R$ では、かなりの飛沫を生じ、その飛沫高 R^*/H_0 は波の実質部の打上げ高 R/H_0 よりかなり大きい⁵⁾。これまでの研究を参考に、飛沫は、 $h \leq h_R$ の領域で、 $H_0/L_0 \leq (2\theta/\pi)^{1/2} (\sin^2 \theta/\pi)$ の場合に発生するものとする。

(1) $h = h_{R^*} \sim h_R$ の領域

鉛直壁の R^*/H_0 は式(6)で近似できることが、著者の研究⁵⁾でわかっているので、斜面堤にも適用できる一般

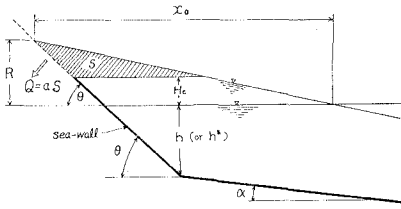


図-3 波の打上げ空間波形の仮定

が斜面堤の場合に提案されている。そこで、本研究では実用性を考慮して、富永・佐久間(1970)¹¹⁾の手法を応用し、図-3 に示すような三角波形を仮定する。

(2) 波の打上げ空間波形の x_0 (図-3) の推算式

図-3 の x_0 は、打上げ空間波形 $\eta(x)$ の関数形が定まれば、 $\eta(x_0)=0$ において求められる。重複法を生じる鉛直壁の場合には、第2次近似式¹⁸⁾ $\eta_{II}(x)$ を用い、 $\eta_{II}(x_0)=0$ とおけば、 x_0 は式(27)で求められる¹⁹⁾。

$$\cos 2\pi \frac{x_0}{L} = \frac{1}{4\delta} \{ (1+8\delta^2)^{1/2} - 1 \} \dots\dots\dots (27)$$

ただし、 $L/8 \leq x_0 \leq L/4$

(3) 鉛直壁の場合の x_0 の近似式

式(27)より、 x_0 の値は $(1/8)L \sim (1/4)L$ の範囲の値であり、 h/L および H/L が小さいほど $(1/8)L$ の値に漸近するが、 x_0 の変化はあまり大きくない。そこで、本研究では、実用性を考慮して、式(23)を使用する代りに、次のように近似的に考える。

i) $h \geq h_R$ の領域

$$x_0 = (1/5)L \dots\dots\dots (28)$$

ii) $h = 0 \sim h_R$ の領域

$$x_0 = \left\{ \frac{3}{40} \left(\frac{h/L_0}{h_R/L_0} \right) + \frac{1}{8} \right\} L_* \dots\dots\dots (29)$$

$$\text{ここに、} L_* = L_0 \tanh 2\pi h_* / L_* \dots\dots\dots (30)$$

L_* は 図-4 に示すような wave set-up を考慮した堤脚水深 $h_* = h + \Delta h$ における入射波長である。wave set-up による平均水深 h^* は碎波水深 h_p の前後は $h^* < h$ であるが、陸側に向かうに従い $h^* > h$ である¹⁹⁻²²⁾。しかし、本研究では、 $h > h_R$ における wave set-down を考慮しなかったため、図-4 に示すように、近似的に $h = h_R$ において wave set-up の水位上昇高 $\Delta h = 0$ とし、陸側に向かって Δh は直線的に増加すると仮定すれば¹⁹⁾、式(31)のように示される。

$$h_* = h + \Delta h = h + \Delta h_0 \left(1 - \frac{h/L_0}{h_R/L_0} \right) \dots\dots\dots (31)$$

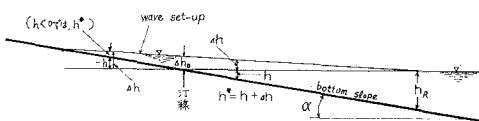


図-4 碎波以浅領域の wave set-up

ここに、 Δh_0 は汀線 ($h=0$) における wave set-up の上昇高を表わし、佐々木・佐伯 (1974)²⁰⁾ によれば、式(32)で示される。

$$\frac{\Delta h_0}{L_0} = (1.63 \tan \alpha + 0.048) \frac{H_p}{H_0} \frac{H_0}{L_0} \dots\dots\dots (32)$$

ここで、近似的に $H_p = H_R$ と置けば、

$$\frac{\Delta h_0}{L_0} = (1.63 \tan \alpha + 0.048) \frac{H_R}{H_0} \frac{H_0}{L_0} \dots\dots\dots (33)$$

本研究では、Munk (1949)²²⁾ の孤立波理論に基づく $h_p/H_p = 1.28$ の関係式を用い、 $h_p \doteq h_R$ とおいて、近似的に式(34)で計算した。

$$\Delta h_0/L_0 = 0.78(1.6 \tan \alpha + 0.048) h_R/L_0 \dots\dots\dots (34)$$

(4) 越波量の推算式

図-3 に示すように、仮想天端上の打上げ波形容積 S と一周期当りの越波量 Q との間に $Q \propto S$ の関係があることはこれまでの研究で明らかにされている⁷⁻¹¹⁾。そこで、本研究では、 Q の推算式を式(35)のように仮定する。

$$Q = aS = a \frac{(R - H_0)^2}{2} \left(\frac{x_0}{R} - \cot \theta \right) \dots\dots\dots (35)$$

ここに、 Q : 一周期当りの単位幅越波量、 R : 非越波時の静水面上の打上げ高、 H_0 : 静水面上の天端高、 a : 越波量係数、である。

なお、式(35)の中の x_0 の値を決めることがかなり面倒であるので、実用性を考慮して、式(35)を近似的に式(36)のように簡略化して、式中の A の特性を検討する方法も考えられる。

$$Q = A(R - H_0)^2 \dots\dots\dots (36)$$

ここに、 A は実用的越波量係数であり、式(35)と式(36)より、

$$A = \frac{a}{2} \left(\frac{x_0}{R} - \cot \theta \right) \dots\dots\dots (37)$$

なお、式(36)は、実験的に $Q \propto (R - H_0)^2$ の関係を明らかにした富永・佐久間の研究¹¹⁾と一致する。

6. 実験装置および実験方法

実験に使用した造波水路は幅 0.8m × 高さ 2.5m × 長さ 28m の風洞付造波水路、幅 0.8m × 高さ 1.8m × 長さ 30m の大型造波水路および幅 0.3m × 高さ 0.52m × 長さ 22m の小型造波水路であり、 $\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁について波の打上げ高および越波量の実験を行った。

波の打上げ高については、著者の提案した推算式の適合性を調べ、越波量については、越波量係数 a および A の定式化を試み、それらを用いた推算式の適合性を検討した。

なお、実験結果の一部に岩垣ら (1964)²³⁾、Saville

(1958)²⁴⁾, 永井・上田(1960)²⁵⁾, 豊島・富永・橋本(1967)²⁹⁾ および合田 (1970)²⁶⁾ などの実験成果をそれぞれ文献の図より読み取って用いた。今回の報告の実験条件は $\tan\alpha = 1/10$ の鉛直壁 ($\cot\theta=0$) の無風時において, $H_0/L_0 = 0.005 \sim 0.09$, $h/L_0 = 0 \sim 0.32$, $H_0/H_0 = 0.14 \sim 2.04$, である。

7. 実験結果とその考察

(1) 波の打上げ高推算式の適合性

図-5(a), (b) は R/H_0 および R^*/H_0 の実験結果と計算値の比較を示す。実線は R/H_0 の計算値, 鎖線は R^*/H_0 の計算値である。これより, 実験値のばらつきは大きい, 全体的に見ると, 計算値は実験結果をかなりの確に説明していることがわかる。さらに $H_0/L_0 = 0.014$, 0.023 および 0.038 の場合についても検討(実験結果を省略)したが, 図-5の傾向とよく似ており, R/H_0 および R^*/H_0 の推算式の適合性はほぼ満足できる結果であった。

図-6 は, 式(6) および(12)を $\tan\alpha = 1/10$ の鉛直壁 ($\cot\theta=0$) について計算した R/H_0 の推算図であり, 図-7 は, 同様に式(19), (20)を計算した R^*/H_0 の推算図である。

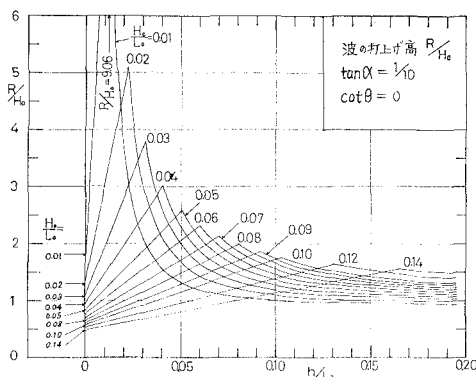


図-6 R/H_0 の推算図

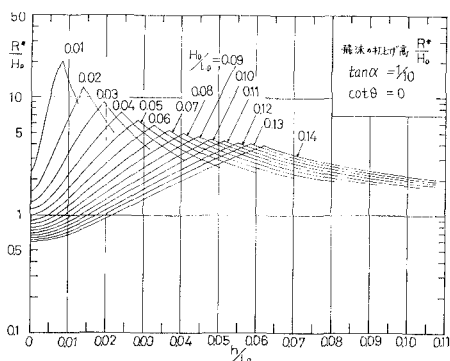
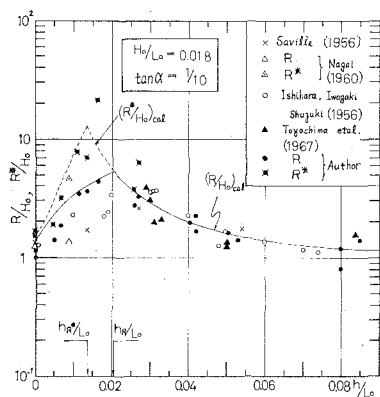
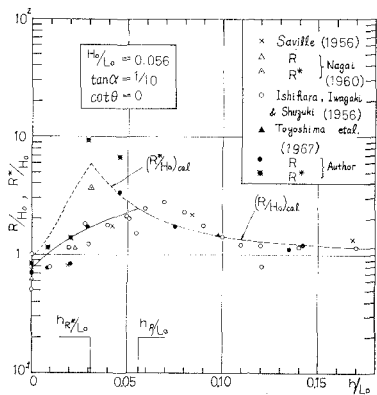


図-7 R^*/H_0 の推算図

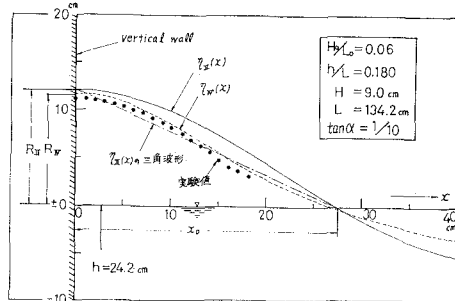


(a) $H_0/L_0 = 0.018$

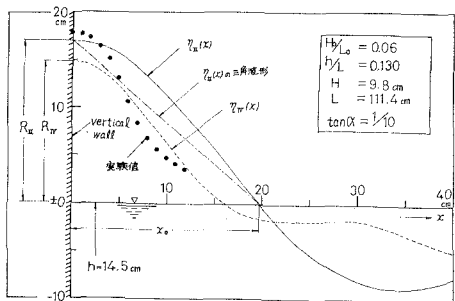


(b) $H_0/L_0 = 0.056$

図-5 $R/H_0, R^*/H_0$ の推算式の適合性



(a) $h > h_s$



(b) $h = h_p \sim h_s$

図-8 波の打上げ空間波形

(2) 非越波時の打上げ空間波形 $\eta(x)$ について

図-8(a)は $h > h_s$, 図-8(b)は $h = h_R \sim h_s$ の鉛直壁における $\eta(x)$ の実験値と理論値(第2次近似式¹⁸⁾ $\eta_{II}(x)$ および第4次近似式¹⁹⁾ $\eta_{IV}(x)$ の比較を示す。これらより $\eta_{IV}(x)$ は適合性がよいが, $h = h_R \sim h_s$ では実験に比べやや過小な傾向にあり, $\eta_{II}(x)$ は実験値に比べやや過大な値を与える。

一方, 実用性を考慮して, 図-8(a), (b)の鎖線で示すような, $\eta_{II}(x_0) = 0$ で求まる x_0 と, $\eta_{II}(x) = 0$ で求まる R_{II} とを直線で結ぶ三角波形と実験値を比較しても, その三角波形は実験波形を近似的に説明できることがわかる。

(3) 越波量係数 a の特性

a) 堤脚水深 h の分類

$h \geq h_s$ (h_s : 重複波の碎波水深), $h = h_R \sim h_s$ および $h = 0 \sim h_R$ の3領域に分けて検討する²⁾。ここで, h_s を求めるには, 岸(1965)²⁷⁾の条件式より計算できるが, 式がやや複雑であるので, 簡略化し, これまでの実験結果^{27), 28)}にも適合させるために, 例えば, 式(38)のように近似的に表わすことができる。

$$\frac{H_0}{L_0} = 0.09 \left(\tanh 2\pi \frac{h_s}{L_s} \right)^{5/2} \times \left\{ \frac{\sinh 4\pi \frac{h_s}{L_s} + 4\pi \frac{h_s}{L_s}}{\sinh 4\pi \frac{h_s}{L_s}} \right\}^{1/2} \dots\dots (38)$$

ここに,

$$h_s/L_0 = (h_s/L_s) \tanh 2\pi h_s/L_s \dots\dots (39)$$

図-9は, $\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁における h の分類を示す。

b) 実験結果とその考察

越波量係数 a は, 式(35)を書き換えて, 次式で示される。

$$a = \frac{2Q}{(R - H_0)^2 \left(\frac{x_0}{R} - \cot \theta \right)} \dots\dots (40)$$

いま, $\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁 ($\cot \theta = 0$) について, 式

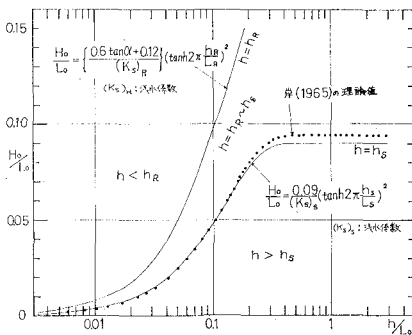


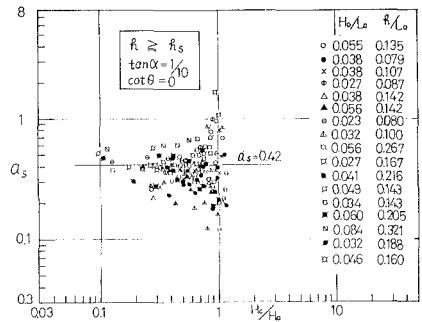
図-9 堤脚水深 h の分類

(40)を検討するが, R に式(6)および(12) (式中 $t=1$ を使用)の計算値 R_{cal} を, x_0 に式(28)および(29)の計算値 $(x_0)_{cal}$ を, Q に天端高 H_0 に対応する実験越波量 Q_{exp} をそれぞれ用いて a の実験値を求めることにする。

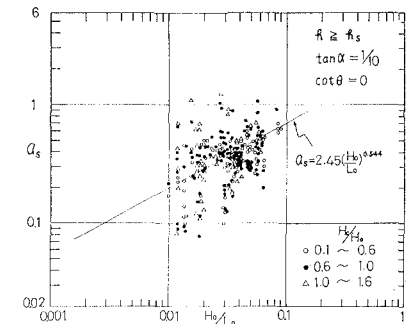
i) $h \geq h_s$ の領域の a_s : この領域の a_s の実験結果は図-10(a), (b)に示される。図-10(a)より, a_s の値は, H_c/H_0 が大きいほどばらつきが大きい, 一般に H_c/H_0 の影響は小さく, 図-10(b)より, H_0/L_0 が大きいほど a_s は一般に大きくなる傾向が認められる。いま, a_s と H_0/L_0 との関係を図-10(b)の直線で近似的に代表させれば, 式(41)で示される。

$$a_s = 2.45(H_0/L_0)^{0.544} \quad (\text{鉛直壁}) \dots\dots (41)$$

なお, 実験値の大部分は式(39)の計算値の 1/3~3 倍の範囲に位置づけられる。



(a) H_c/H_0 と a_s の関係



(b) H_0/L_0 と a_s の関係

図-10 $h \geq h_s$ における a_s の実験値

ii) $h = h_R \sim h_s$ の領域の a_{RS} : この領域の $h = h_R$ における a_R の実験値は図-11に示される。これより, 実験値のばらつきは大きい, 近似的に直線で代表させれば, 式(42)で示される。

$$\log_{10} a_R = - \left(0.398 + 0.824 \frac{H_c}{H_0} \right) \dots\dots (42)$$

ただし, $\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁。

いま, 式(41)の a_s との連続性を考慮して, a_{RS} の推算式を式(43)のように仮定する。

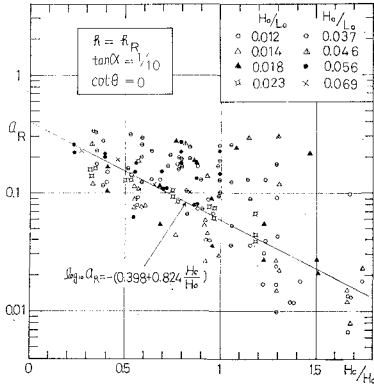


図-11 $h=h_R$ における a_R の実験値

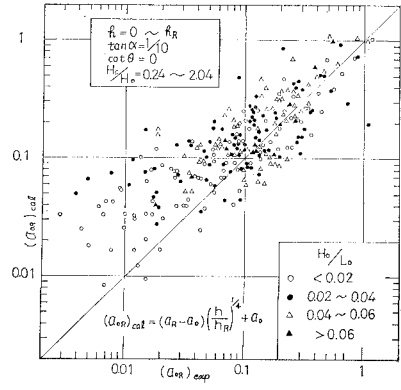


図-14 a_{OR} の推算式の適合性

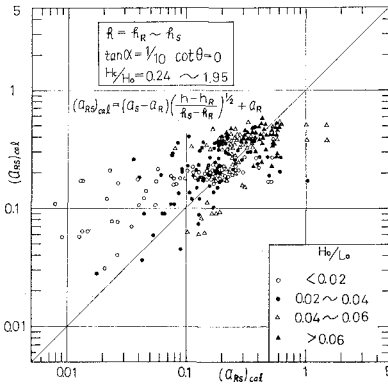


図-12 a_{RS} の推算式の適合性

$$a_{RS} = (a_S - a_R) \left(\frac{h/L_0 - h_R/L_0}{h_S/L_0 - h_R/L_0} \right)^{1/2} + a_R \quad (43)$$

図-12 は式(43)の計算値 $(a_{RS})_{cal}$ と実験値 $(a_{RS})_{exp}$ とを比較したものである。これより、計算値の方が一般にやや過大な値を与えるが、計算値は全般に実験結果をかなり説明していることがわかる。なお、実験値の大部分は、 $(a_{RS})_{exp} = (1/4 \sim 2.5)(a_{RS})_{cal}$ の範囲にある。

iii) $h=0 \sim h_R$ の領域の a_{OR} : この領域の汀線 ($h=0$) における a_0 の実験値は 図-13 に示される。これより、実験値のばらつきが大きい、近似的に直線で代表

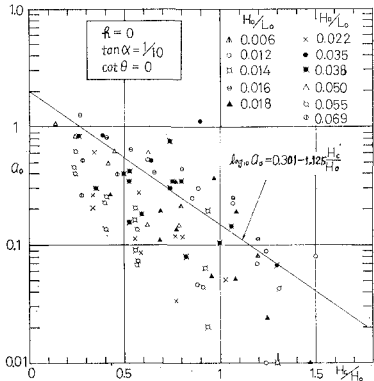


図-13 汀線 ($h=0$) における a_0 の実験値

させれば、

$$\log_{10} a_0 = 0.301 - 1.125 \frac{H_0}{H_0} \dots \dots \dots (44)$$

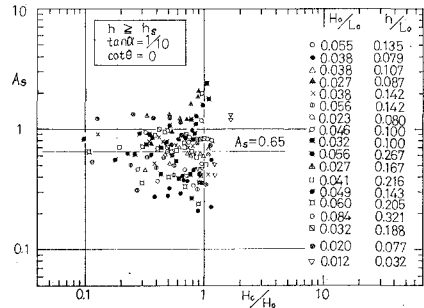
ただし、 $\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁。

いま、 a_{OR} と式(42)の a_R との連続性を考慮して、 a_{OR} の推算式を式(45)のように仮定する。

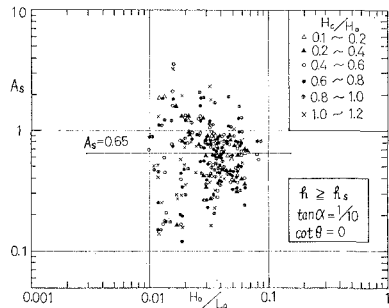
$$a_{OR} = (a_R - a_0) \left(\frac{h/L_0}{h_R/L_0} \right)^{1/4} + a_0 \dots \dots \dots (45)$$

図-14 は式(45)の $(a_{OR})_{cal}$ と実験値 $(a_{OR})_{exp}$ とを比較したものである。これより、計算値の方が一般にやや過大な値を与えるが、計算値は全般に実験結果をかなり説明していることがわかる。なお、実験値の大部分は $(a_{OR})_{exp} = (1/6 \sim 2.5)(a_{OR})_{cal}$ の範囲にある。

(4) 実用的越波量係数 A の特性

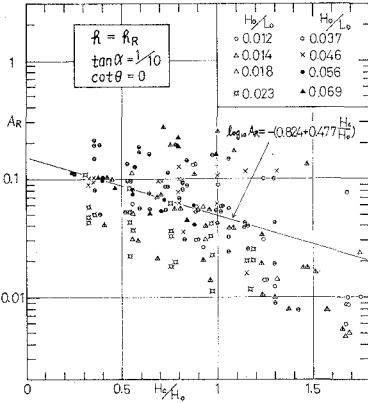


(a) H_0/H_0 と A_S の関係

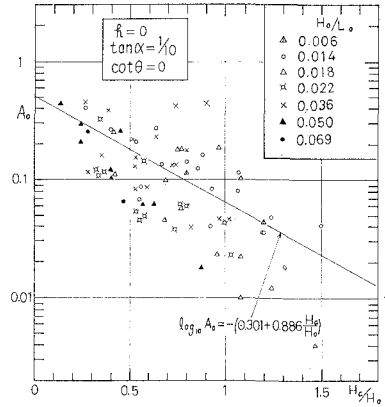


(b) H_0/L_0 と A_S の関係

図-15 $h \geq h_S$ における A_S の実験値



図—16 $h=h_R$ における A_R の実験値



図—18 $h=0$ における A_0 の実験値

図—9 に示される3領域に分けて A を検討する。

A は、式(36)を書き換えて、式(46)で求めることができる。

$$A = Q_{\text{exp}} / (R_{\text{cal}} - H_c)^2 \dots\dots\dots (46)$$

a) $h \geq h_s$ の領域の A_S

図—15 (a), (b) は、 A_S の実験結果を示す。これらより実験値のばらつきは大きい、近似的に実線で代表させれば、

$$A_S = 0.65 \text{ (鉛直壁)} \dots\dots\dots (47)$$

なお、実験値の大部分は $(A_S)_{\text{exp}} = (1/4 \sim 3.3)(A_S)_{\text{cal}}$ の範囲にある。式(41)の a_S の精度と同程度かやや劣るが、実用できると考えられる。

b) $h = h_R \sim h_s$ の領域の A_{RS}

図—16 は $h = h_R$ における A_R の実験値を示す。これより実験値のばらつきは大きい、近似的に直線で代表させれば、式(48)で示される。

$$\log_{10} A_R = - \left(0.824 + 0.477 \frac{H_c}{H_0} \right) \dots\dots\dots (48)$$

ただし、 $\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁。

いま、式(47)の A_S との連続性を考慮して、 A_{RS} の推算式を式(49)のように仮定する。

$$A_{RS} = (A_S - A_R) \left(\frac{h/L_0 - h_R/L_0}{h_s/L_0 - h_R/L_0} \right) + A_R \dots\dots (49)$$

図—17 は式(49)の $(A_{RS})_{\text{cal}}$ と $(A_{RS})_{\text{exp}}$ とを比較したものである。これより、 $(A_{RS})_{\text{cal}}$ の方が一般にやや過大な値を与えるが、 $(A_{RS})_{\text{cal}}$ は全般に実験結果をかなりよく説明していることがわかる。なお、実験値の大部分は $(A_{RS})_{\text{exp}} = (1/6 \sim 2.2)(A_{RS})_{\text{cal}}$ の範囲にある。式(49)は式(43)の a_{RS} の精度と同程度か、やや劣るが、実用できると考えられる。

c) $h = 0 \sim h_R$ の領域の A_{OR}

$h=0$ における A_0 の実験値は図—18に示される。これより、実験値のばらつきは大きい、近似的に実線で代表させれば、 A_0 は式(50)で示される。

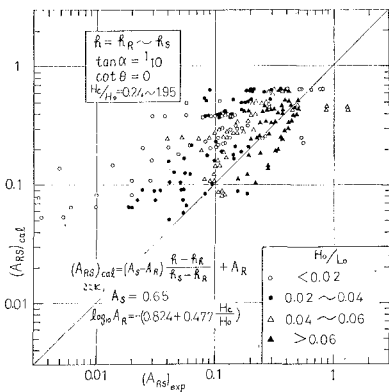
$$\log_{10} A_0 = - \left(0.301 + 0.886 \frac{H_c}{H_0} \right) \dots\dots\dots (50)$$

ただし、 $\tan \alpha = 1/10$ の鉛直壁。

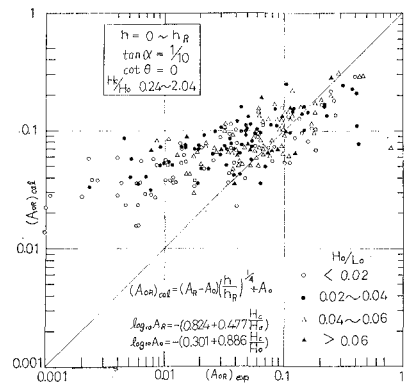
いま、 A_{OR} と式(48)の A_R との連続性を考慮して、 A_{OR} の推算式を式(51)のように仮定する。

$$A_{OR} = (A_R - A_0) \left(\frac{h/L_0}{h_R/L_0} \right)^{1/4} + A_0 \dots\dots\dots (51)$$

図—19 は式(51)の $(A_{OR})_{\text{cal}}$ と $(A_{OR})_{\text{exp}}$ の比較を示している。これより、計算値の方が一般にやや過大な値



図—17 A_{RS} の推算式の適合性



図—19 A_{OR} の推算式の適合性

を与えるが、計算値は全般に実験結果をかなりよく説明していることがわかる。なお、実験値の大部分は $(A_{OR})_{exp} = (1/6 \sim 2)(A_{OR})_{cal}$ の範囲にある。式(45)の a_{OR} と同程度の精度か、やや劣るが、実用できると考えられる。

8. あとがき

一樣な海底勾配に設置された鉛直壁および斜面堤における規則波の打上げ高の推算式と越波量推算式を提案し、海底勾配 1/10 における鉛直壁の場合について、それぞれの推算式の適合性を実験的に明らかにした。

以上に述べた規則波の打上げ高および越波量の推算式は次のような特長がある。

(1) R_{max} および Q_{max} の発生条件を限界波高(碎波)の発生条件と関連づけ、また、 R_{max}^* の発生条件を最大波圧の発生条件と関連づけて、それらの条件を推算式に組み入れたこと。

(2) 実用性を考慮して Q の推算式を簡略化し、そのために生じる誤差のすべてを越波量係数(a および A) に含めていること。

(3) R および Q の推算式において、 H_0/L_0 , h/L_0 , $\tan \alpha$, $\cot \theta$ および H_0/H_0 の連続的変化が可能であること。

(4) 波の打上げ高の推算式において、波の実質部の打上げと飛沫の打上げとを区別していること。

(5) 越波量の推算式に、非越波時の打上げ空間波形を用い、さらに、波の打上げ高の推算式を組み入れたこと。

本研究の実際の適用にあたっては相似性を考慮しなければならない。さらに、推算値は実験値の平均的な概略値を与えるので、実際の値はこの推算値から相当のばらつきを示す。したがって推算式の精度をさらに高めることが今後の研究課題となるが、不規則波の影響、風の影響および海岸構造物の法線などによる波の三次元的影響についても研究を必要とする。

付 記: 本研究の実験において、中部工業大学の卒業研究の学生諸君の協力を得た。数値計算については本学の野々山通夫技術員(現在、名古屋市役所)、図面の作成には、小川成夫、須賀隆治、榎原都子各技術員の協力を得た。また、昭和49年度文部省科学研究費の補助を受けた。ここに、記して、深く感謝の意を表す。

参 考 文 献

- Miche, M.: Mouvement ondulatoire de la mer en profondeur constante ou décroissante. (I~IV), Annales des ponts et chaussées, 121, pp. 25~78, 131~164, 270~292, 369~406 (1944).
- Hunt, I.A.: Design of sea-walls and breakwaters, Proc., ASCE, 85, WW3 (Sep., 1959).
- 豊島 修・富永正照・橋本 宏: 海岸堤防に関する研究(8)一波のうちあげ高一, 建設省土木研究所報告, 111, pp. 1~30 (1967).
- LeMéhauté, B., Koh, R.C.Y. and L. Hwang: A synthesis on wave run-up, Proc. ASCE, 94, WW1, pp. 77~92 (Feb., 1968).
- Takada, A.: Estimation of wave overtopping quantity over sea-walls, Proc. 14th Conf. on Coastal Engg. (1974).
- 近藤徹郎・佐藤 功: 防波堤の天端高に関する研究, 北海道開発局土木試験所月報, 117, pp. 1~15 (Mar., 1963).
- 高田 彰: 越波と遡上波および反射波との相関性について—重複波水深領域—, 土木学会第24回年次学術講演会講演集, II, pp. 37~40 (1969).
- 高田 彰: 波の遡上, 越波および反射の関連性について (I~III), 土木学会論文報告集, 182, pp. 19~30 (1970), 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 113~123 (1970), 第18回海岸工学講演会論文集, pp. 249~258 (1971).
- Nagai, S. and Takada, A.: Relations between run-up and overtopping of waves, Proc. 13th Conf. on Coastal Engg., pp. 1975~1992 (1972).
- 高田 彰: 波の打上げ空間波形と越波量の相関特性, 土木学会論文報告集, 212, pp. 25~39 (1973).
- 富永正照・佐久間襄: 海岸堤防の越波量について, 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 133~140 (1970).
- 合田良実: 碎波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 180, pp. 39~49 (1970).
- 光易 恒: 波圧論, 水工学シリーズ 65-16, 土木学会水理委員会, pp. 1~25 (1965).
- 福井芳郎・中村 充・白石英彦・佐々木泰雄: 津波の研究(II)—一般津波の堤防におよぼす影響—, 第9回海岸工学講演会講演集, pp. 50~54 (1962).
- 吉川秀夫・椎井博美・河野二夫: 堤防の越波に関する基礎的研究(1), 第14回海岸工学講演会講演集, pp. 118~122 (1967).
- Brandtzaeg, A.: A simple mathematical model of wave motion on a rubble mound breakwater front, Proc. 10th Conf. on Coastal Engg., pp. 977~989 (1966).
- Cross, R.H. and Sollitt, K.: Wave transmission by overtopping, Proc. ASCE, 98, WW3, pp. 295~309 (1972).
- 合田良実・柿崎秀作: 有限振幅重複波ならびにその波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 5・10, pp. 1~57 (1966).
- 佐藤昭二・合田良実: 海岸・港湾, 彰国社刊(1973版), p. 62.
- 佐々木幹夫・佐伯 浩: 碎波後の波の変形に関する研究(2), 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 39~44 (1974).
- 三井 宏・筒井茂明・亀川和正: 埋立地造成に伴ううちあげ高, 沿岸流の変化(第2報), 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 127~134 (1973).
- Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart: Radiation stress and mass transport in gravity waves with application to 'surf beats', Jour. Fluid Mech., 13-4, pp. 481~504 (1962).
- 岩垣雄一: 海岸堤防論, 水工学シリーズ 64-08, 土木学会水理委員会, pp. 1~39 (1964).
- Saville, T.Jr.: Wave run-up on shore structures, Trans. ASCE, 123, pp. 139~150 (1958).
- 永井莊七郎・上田伸三: 風と波を考慮した海岸堤防の形状と構造に関する研究, 第7回海岸工学講

- 演会講演集, pp. 245~273 (1960).
- 26) 合田良実: 防波護岸の期待越波流量に関する研究, 港湾技術研究所報告, 9・4, pp. 3~41 (1970).
- 27) 岸力: 海岸堤防に関する研究 (2)—有限振幅の浅水重複波—, 建設省土木研究所報告, 90, pp. 27~54 (1965).
- 28) Danel, P.: On the limiting clapotis, Gravity Waves, National Bureau of Standards Circular, 521, pp. 35~38 (1952).
- 29) Suquet, F. and A. Wallet: Basic experimental wave research, Proc. Minnesota Internat. Hyd. Convention, I.A.H.R., Hyd. Div., ASCE, pp. 173~191 (1953).
- 30) Van Dorn, W.G.: Theoretical and experimental study of wave enhancement and run-up on uniformly sloping impermeable beaches, University of California, Oceanography, May, 1966.
- 31) Machemehl, J. L. and J. B. Herbich: Effects of slope roughness on wave run-up on composite slopes, Texas A & M University, Coastal and Ocean Engineering, Report No. 129 (1970).
- 32) Munk, W.H.: The solitary wave theory and its application to surf problems, Annals New York Acad. Sciences, Vol. 51, pp. 376~424 (1949).
-