

有限振幅重複波の時間波形と越波量の相関特性*

WAVE OVERTOPPING QUANTITY CORRELATED
TO THE SURFACE ELEVATION OF
FINITE AMPLITUDE CLAPOTIS

高 田 彰**

By Akira Takada

1. まえがき

近年、築造される海岸堤防および防波護岸は、海岸線の埋立に伴い、次第に深い水深に設置されるようになってきた。そのうえ、海洋開発の時代を迎え、海上空港、海上港湾および海上都市など、海面の利用について遠大な計画が出されているので、より一層深い水深が計画の対象となるであろう。

海岸堤防、防波護岸および沿岸海洋構造物を設計する場合は、波の打ち上げ、越波、波圧、洗掘および反射などについて総合的に検討しなければならない。特に、計画天端高に対する越波は防災的および機能的な見地からも重要な問題である。

堤脚水深が進行波の碎波限界より大きい領域において、不規則な波群の侵入波に対し、越波を完全に防止することは現実の問題として非常に困難なことである。したがって、排水施設を造ることを前提として、許容越波量の考え方に基づく設計がなされるようになってきているので、越波量の算定方式を早急に確立しなければならない。しかし、これまでの越波に関する研究は実験によって越波量を直接求めている場合が多く、実験で対象とした構造物以外にも適用できるような一般性のある成果はあまり多くない。その理由として、波の打ち上げ機構が複雑で、影響要素が非常に多く、越波と関連させる場合にはさらに複雑になるためと考えられる。

本研究はこのような点に着目して、堤脚水深が進行波の碎波限界より深い鉛直壁の越波を対象とし、有限振幅重複波理論の時間波形と越波量の相関特性を実験的に検討したものである。すなわち、重複波の越波現象に対して、鉛直壁を全幅せきと考えた場合の越流の計算が適用

できるとして、その場合の越波流量係数が天端高、波形勾配、比水深および海底勾配によってどのように変化するかを明らかにする。さらに、越波量の実用的な算定方式について検討し、越波時の鉛直壁面での時間波形を台形波形で近似して越波量算定式を提案する。

2. 研究方法

有限振幅重複波の碎波限界は、岸³⁾、および合田⁴⁾の研究によれば、図-1(a) のように示される。しかし、波の打ち上げ高を最大にする条件は図-1(a) に示されるように、浜田⁵⁾および首藤⁶⁾の進行波の碎波限界とほ

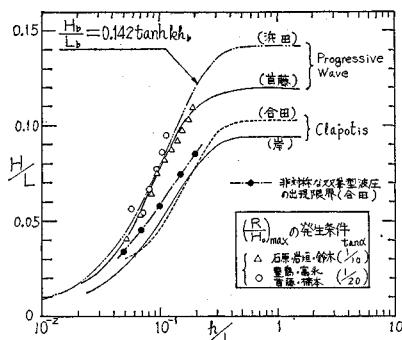


図-1(a) 碎波限界と $(R/H_0)_{\max}$ の発生条件

ぼ一致している。それゆえ、この研究は進行波の碎波限界より深い領域に鉛直壁がある場合に有限振幅重複波理論の時間波形が適用できると考え、浜田の進行波の碎波限界を適用限界として実験を計画した。また、図-1(b) のように示される浜田の進行波の碎波限界⁵⁾と岸の重複波の碎波限界³⁾との間の領域に鉛直壁のある場合を「碎波および碎波移行領域」と定義し、岸の重複波の碎波限界より深い領域に鉛直壁のある場合を「重複波領域」と定義する。なお、進行波の碎波限界を示す浜田の実験式

* 土木学会第 26 回年次学術講演会および第 18 回海岸工学講演会(1971-10)において一部発表^{1),2)}

** 正会員 工修 中部工業大学助教授 土木工学教室

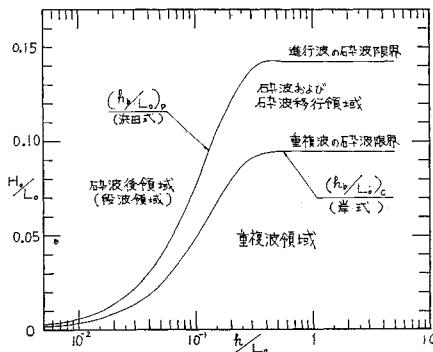


図-1(b) 波の分類

は次の式(1)で示される⁵⁾。

$$(H_b/L_b)_p = 0.142 \tanh k_b (h_b)_p \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $(h_b)_p$ ：進行波の碎波水深、 $(H_b)_p$ および $(L_b)_p$ ： $h=(h_b)_p$ における進行波の波高および波長、 $k_b = 2\pi/L_b$ とする。また、重複波の碎波限界を示す岸の理論式は次の式(2)で示される³⁾。

$$\begin{aligned} & (H_b/L_b)_c = \\ & \sqrt{\coth^2 k_b (h_b)_c + 0.350 \operatorname{cosech}^2 k_b (h_b)_c - \coth k_b (h_b)_c} \\ & \quad 0.296 \pi \operatorname{cosech}^2 k_b (h_b)_c \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 $(h_b)_c$ ：重複波の碎波水深、 $(H_b)_c$ および $(L_b)_c$ ： $h=(h_b)_c$ における進行波の波高および波長である。

この研究では、これまで発表された種々の有限振幅重複波理論の時間波形の適合性を調べ、その中で適合性のよい理論波形を用いて越波量との相關特性を明らかにする。すなわち、越波流量係数および天端高、波形勾配、堤脚水深および海底勾配の影響を明らかにする。さ

らに時間波形を台形波形で近似して、それを用いた越波量算定式を提案する。

実験水路は幅 0.3 m、高さ 0.52 m、長さ 21.4 m の両側ガラス張りの可傾式造波水路であり、下端をヒンジにしたフラップ式造波板で波を起こした。

造波水路の一様水深における進行波の入射波高 H_i は鉛直壁より冲側 12 m 地点において、電気抵抗線式波高計のピックアップを水位計増幅器に接続し、電磁オシログラフによって測定した。また、進行波の相当深水波高 H_0 は微小振幅波理論より次の式(3)で求めた⁷⁾。

$$H_i/H_0 = \sqrt{\left(\frac{\sinh 2kh}{\sinh 2kh + 2kh}\right)} \coth kh \quad \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 h ：水深、 H_i/h における進行波の波高、 $k=2\pi/L$ 、 L ： h における進行波の波長。

進行波の入射波長 L 、および深水波長 L_0 は、造波板の往復運動の周期 T を測定して、それより微小振幅波の波長 $L_A = (g/2\pi)T^2 \tanh(2\pi h/L_A)$ および $(L_A)_c = gT^2/2\pi$ を求め、 $L=L_A$ および $L_0=(L_A)_c$ として実験値を整理した。なお、重複波の場合は、厳密には L を直接測定するか、あるいは合田による次の式(4)より求めなければならない⁴⁾。

$$\begin{aligned} L = & (gT^2/2\pi) \tanh kh \{1 + (1/64)(k\epsilon_A H)^2 \\ & \times (9\coth^4 kh - 12\coth^2 kh - 3 - 2\tanh^2 kh)\}^2 \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 ϵ_A ：後述の式(10)で与えられる第3次近似解の定数。壁面における無越波時の波頂高 R の実験は、既往の研究成果を用いることにして、海底勾配 $\tan \alpha = 1/10^8$ 、 $1/20^9$ 、 $1/100^{10}$ 、 $1/400^{10,11}$ および 0^{12} について、進行波の碎波限界より深い領域を対象とする。また、越波時の波頂高 R' の実験は、土屋・山口の実験結果 ($\tan \alpha$

表-1 実験条件

海底勾配 $\tan \alpha$	入射波高 H_A (深水波高) H_0 (cm)	入射波長 L_A (深水波長) L_0 (cm)	堤脚水深 h (cm)	周 期 T (sec)	天 端 高 H_c (cm)	H_A/L_A (H_0/L_0)	h/L_A (h/L_0)	H_c/H_A (H_c/H_0)	実験者
0	7.58 (7.94)	259.6 (399.5)	32	1.60	1~9	0.0292 (0.0199)	0.123 (0.080)	0.13~1.19 (0.13~1.13)	著 者
0	9.52 (10.41)	180.9 (224.8)	32	1.20	1~9	0.0526 (0.0463)	0.177 (0.143)	0.11~0.95 (0.10~0.86)	
0	5.23 (5.48)	259.6 (399.5)	32	1.60	1~5	0.0202 (0.0183)	0.123 (0.080)	0.19~0.96 (0.18~0.91)	
0	7.09 (7.76)	180.9 (224.8)	32	1.20	1~5	0.0392 (0.0345)	0.177 (0.143)	0.14~0.71 (0.13~0.64)	
0	8.60 (9.36)	139.5 (156.1)	32	1.00	1~7	0.0616 (0.0600)	0.229 (0.205)	0.12~0.81 (0.11~0.75)	
0	8.31 (8.69)	96.8 (99.9)	32	0.80	1~7	0.0858 (0.0870)	0.331 (0.321)	0.12~0.84 (0.12~0.81)	
0	23.6 (25.59)	565.2 (621.4)	32	2.00	5~25	0.0418 (0.0412)	0.239 (0.216)	0.21~1.14 (0.20~0.98)	
1/30	9.33~10.64 (10)	97.2~160.1 (166.7~333.3)	11.7~20	1.03~1.46	6~20	0.0658~0.096 (0.03~0.06)	0.067~0.141 (0.027~0.100)	0.57~2.1 (0.60~2.0)	富 永 佐久間
1/10	9.0~10.8 (10)	79.9~134.2 (125~333.3)	10.4~28.0	0.90~1.27	8~10	0.0469~0.123 (0.03~0.08)	0.095~0.185 (0.051~0.152)	0.8~1.1 (0.8~1.0)	石 岩 原 塚 井

$=1/400^{10),11)}$ を用いて検討する。

越波の実験は、 $\tan \alpha=0$ における鉛直壁について、表-1 に示されるような実験条件で行なう。一周期の間の越波量 Q の測定については、第 6 波～第 10 波の累積越波量を集水し、その平均値より Q を求める。なお、岩垣・三井らの $\tan \alpha=1/10$ における実験¹²⁾ および富永・佐久間の $\tan \alpha=1/30$ における実験^{13),14)} の成果も利用し、表-1 に示されるような実験範囲の資料を検討する。

3. 重複波の時間波形

(1) 既往の研究の諸理論式

重複波に関しては、これまで、Airy, Sainflou, Gouret, Miche, Penny-Price, Suquet-Wallet, 浜田, 岸, Tadjbakhsh-Keller, 永井, 光易, 合田, 首藤, および土屋・山口らの研究があり、時間波形の理論式も数多く提案されている。この研究では、既往の研究の諸理論式の中で実用的な見地から適用範囲が広く、かつ適合性のよい理論式を選び出すために、Sainflou の式¹⁵⁾, Miche の式¹⁵⁾, 第 3 次近似式 (Tadjbakhsh-Keller の式)¹⁶⁾ および第 4 次近似式 (合田の式)⁴⁾ を比較の対象とする。

いま、鉛直壁の堤脚水深における入射波高は鉛直壁がない場合のその地点における進行波の波高 H_i を用いるべきであるが、近似的に壁面における重複波の水位変動の 1/2 を理論計算を行なうための入射波高 H と定義すると次の式 (5) で示される。

$$H_i = H = \{\eta(t/T)_{\max} - \eta(t/T)_{\min}\}/2 \quad \dots(5)$$

しかし、鉛直壁の前面に形成される重複波の波高は進行波の入射波高の 2 倍よりも 0~23% 大きくなることが実験的に明らかにされている¹⁷⁾。この現象は、理論的にも第 3 次近似解において明らかにされており、次の式 (6) で示されるが、0~15% の程度の値であり、実験値に比べてやや小さい傾向にある^{17),18)}。

$$\frac{H}{H_i} = 1 + \frac{(1/4)(k\epsilon_A H)^2 \{\omega - \omega^{-1} + 2 + 4(b_{31} + b_{13})\}}{2 + (k\epsilon_A H)^2(b_{11} + b_{33})} \quad \dots(6)$$

ここに、 H : 重複波高の 1/2 の値、 H_i : 進行波の入射波高、 ϵ_A , ω , b_{11} , b_{13} , b_{31} および b_{33} : 後述の式 (10)～(16) で与えられる第 3 次近似解の定数。

このように重複波高の増大現象は、重複波高の 1/2 を入射波高とみなす便法が厳密には成り立たないことを示しているが、この研究では鉛直壁より 12 m 地点で測定した進行波の入射波高 H_i (ただし $\tan \alpha=0$) が重複波高の 1/2 の H の値と近似的に等しいとして、式 (5) を用い理論計算を行なう。なお、既往の研究成果を用いる場合も堤脚水深において式 (5) が近似的に成り立つと

して整理する。

いま、周期を T , 波長を L , $k=2\pi/L$ および $n=2\pi/T$ とすれば重複波の時間波形 $\eta(t/T)$ の諸理論式は次のように示される。

a) Sainflou の式¹⁵⁾

$$\eta_s(t/T) = H \cos nt + (H^2/2)k \coth kh \cdot \cos^2 nt \quad \dots(7)$$

b) Miche の式¹⁵⁾

$$\begin{aligned} \eta_M(t/T) &= H \cos nt \\ &+ (H^2/8)k(3 \coth^3 kh - \coth kh) \cos 2nt \\ &+ (H^2/4)k \coth 2kh \dots(8) \end{aligned}$$

なお、第 2 次近似式 (浜田の式)¹⁷⁾ の $\eta_B(t/T)$ は式 (8) と同一になる。

c) 第 3 次近似式 (Tadjbakhsh-Keller の式)¹⁶⁾

$$\begin{aligned} \eta_{\text{III}}(t/T) &= \{\epsilon_A H + (1/2)k^2(\epsilon_A H)^3(b_{11} + b_{13})\} \cos nt \\ &+ (1/8\sqrt{\omega})k(\epsilon_A H)^2\{(3\omega^{-1}-1) \cos 2nt + \omega + 1\} \\ &+ (1/2)k^2(\epsilon_A H)^3(b_{31} + b_{33}) \cos 3nt \dots(9) \end{aligned}$$

ここで、 ϵ_A , b_{11} , b_{13} , b_{31} および b_{33} は、それぞれ、次のように示される。

$$\begin{aligned} \epsilon_A &= S^{1/3} \left\{ \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{S}{27}} \right)^{1/3} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{S}{27}} \right)^{1/3} \right\} \dots(10) \end{aligned}$$

$$S = 2/H^2 k^2 (b_{11} + b_{13} + b_{31} + b_{33}) \dots(11)$$

$$b_{11} = (1/32)(3\omega^{-2} + 6\omega^{-1} - 5 + 2\omega) \dots(12)$$

$$b_{13} = (3/128)(9\omega^{-2} + 27\omega^{-1} - 15 + \omega + 2\omega^2) \dots(13)$$

$$b_{31} = (1/128)(-3\omega^{-2} - 18\omega^{-1} + 5) \dots(14)$$

$$b_{33} = (3/128)(9\omega^{-3} - 3\omega^{-2} + 3\omega^{-1} - 1) \dots(15)$$

ここで、 ω は次の式 (16) で定義される。

$$\omega = (\tanh kh)^2 \dots(16)$$

d) 第 4 次近似式 (合田の式)⁴⁾

$$\eta_{\text{IV}}(t/T) = \eta_{\text{III}}(t/T) + (1/6)k^3(\epsilon_A H)^4$$

$$\{(b_{22} + b_{24}) \cos 2nt + (b_{42} + b_{44}) \cos 4nt + (b_{02} + b_{04})\} \dots(17)$$

ここで、 b_{02} , b_{22} , b_{24} , b_{04} , b_{42} , b_{44} はそれぞれ次のように示される。

$$\begin{aligned} b_{02} &= (1/512\sqrt{\omega})(-27\omega^{-2} + 288\omega^{-1} \\ &+ 168 - 210\omega - 45\omega^2 + 18\omega^3) \dots(18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_{22} &= (1/512\sqrt{\omega})(-81\omega^{-4} - 54\omega^{-3} + 423\omega^{-2} \\ &- 583\omega^{-1} + 108 - 195\omega - 18\omega^2) \dots(19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_{24} &= [1/512(3+\omega)\sqrt{\omega}] (324\omega^{-3} \\ &+ 2484\omega^{-2} - 1152\omega^{-1} - 2072 \\ &+ 1092\omega + 420\omega^2 - 72\omega^3) \dots(20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_{04} &= (1/512\sqrt{\omega})(54\omega^{-3} + 243\omega^{-2} + 198\omega^{-1} \\ &+ 6 - 198\omega + 63\omega^2 + 18\omega^3) \dots(21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_{42} &= [1/512(3+4\omega)\sqrt{\omega}] (-81\omega^{-3} \\ &- 1053\omega^{-2} + 63\omega^{-1} - 283 + 282\omega) \dots(22) \end{aligned}$$

$$b_{44} = \{1/512(5+\omega)\sqrt{\omega}\} (405\omega^{-4} + 81\omega^{-3} + 522\omega^{-2} - 262\omega^{-1} + 1 + 21\omega) \dots \quad (23)$$

(2) 諸理論式の計算値と実験値の比較

いま、 $\tan \alpha = 0$ とし、 $T = 1.6 \text{ sec}$, $H = 7.6 \text{ cm}$, $h = 32 \text{ cm}$, $H/L = 0.0285$, $h/L_A = 0.123$ の波について諸理論式の計算値と実験値と比較すれば、図-2 のように示される。これより $\eta_{\text{III}}(t/T)$ および $\eta_{\text{IV}}(t/T)$ の適合性がよく、 $\eta_M(t/T)$ は実験値に比べてやや大きいことがわかる。

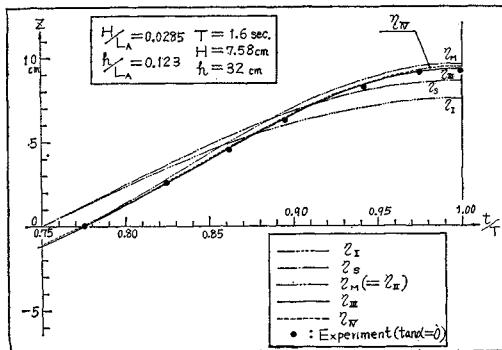


図-2 時間波形の理論値と実験値の比較

一方、合田の実験によれば、 $\tan \alpha = 1/100$ において $\eta_{\text{IV}}(t/T)$ の適合性がよいことが明らかにされている⁴⁾。また、土屋・山口の $\tan \alpha = 1/400$ における実験^{10), 11)}によれば、 $\eta_{\text{III}}(t/T)$ の適合性のよいことがわかる。以上のように、 $\tan \alpha$ によって諸理論式の適合性がやや異なるが、これまでの研究成果より $\eta_{\text{III}}(t/T)$ および $\eta_{\text{IV}}(t/T)$ が $\eta_{\exp}(t/T)$ を的確に説明できると考えられる。

図-3 は $h/L_A=0.142$, 相当深水波高 $H_0=10\text{ cm}$ として H_A/L_A を 3 種類変化させた場合の $\eta_s(t/T)$, $\eta_{\text{III}}(t/T)$, $\eta_{\text{IV}}(t/T)$ および $\eta_M(t/T)$ の計算波形を比較したものである。これらより, H_A/L_A の大きいほど諸理論式の計算波形が異なり, どの理論式を適用するかが問題となる。いいかえると, 堤脚水深が碎波および碎波移行領域にある場合に特に問題になってくる。これまでの実験によれば, このような領域では壁面において跳波となり, かなりの水塊が飛び上がる所以, 諸理論式とはかなり異なる時間波形になるものと考えられる。これらについては今後の研究にまたねばならない。

4. 重複波の波頂高

(1) 既往の諸理論式

壁面の重複波の波頂高は時間波形と関連があるので、波頂高の特性を調べることは意義のあることと考えられ

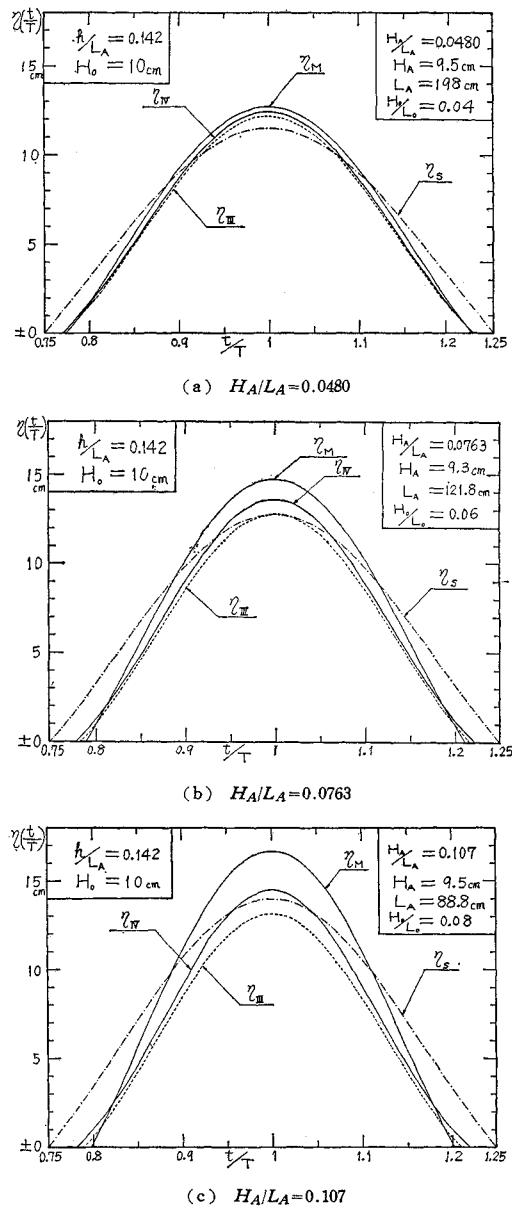


図-3 各種理論の時間波形

る。いま、無越波時の静水位上の重複波の波頂高 R を次の式 (24) で定義する。

ここで、 δ : 有限振幅重複波の非線形効果を表わす項。

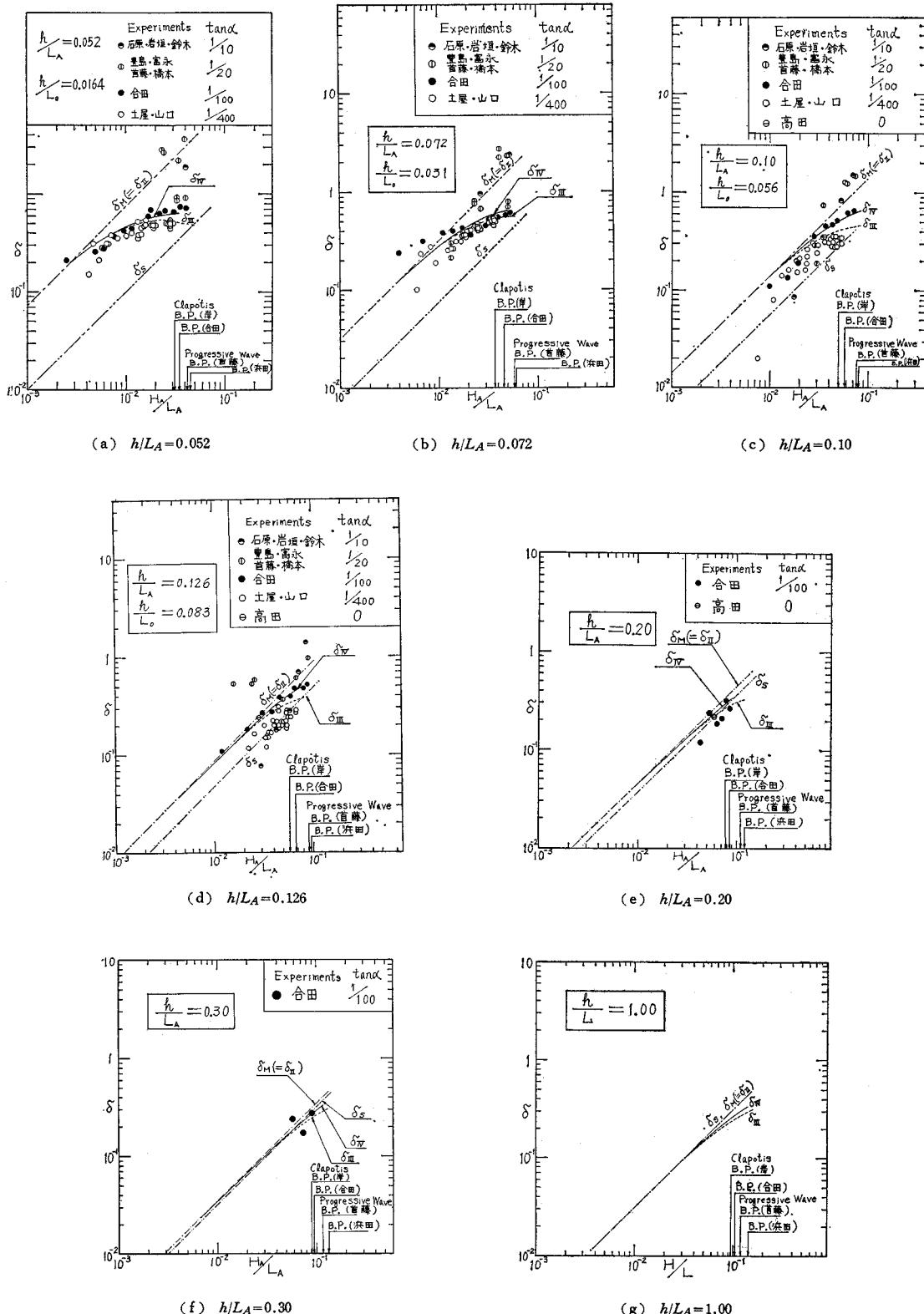
a) δ の諸理論式

i) Sainflou の式¹⁵⁾

ii) Miche の式¹⁵⁾および第 2 次近似式（浜田の式）¹⁹⁾

$$\delta_M = \delta_{\Pi} = (1/8)kH(3 \coth^3 kh + \tanh kh) \dots \quad (26)$$

iii) 第3次近似式 (Tadjbakhsh-Keller の式)¹⁶⁾

図-4 δ の理論値と実験値の比較

iv) 第4次近似式(合田の式)⁴⁾

$$\delta_{IV} = \delta_{III} + (1/6)\epsilon A^4 (kH)^3 \times (b_{02} + b_{22} + b_{42} + b_{04} + b_{24} + b_{44}) \quad \dots\dots(28)$$

(2) δ についての計算値と実験値の比較

図-4は $h/L=\text{const.}$ として、 H/L と δ との関係を諸理論式について計算し、これまで発表された実験結果($\tan\alpha=0\sim 1/10$)と比較したものを図示している。これらより、 δ については、 h/L が小さく H/L の大きいほど、諸理論式の計算値の相互の差が大きくなることがわかる。実験値はバラツキがかなりあるが、一般に $\tan\alpha$ の大きいほど δ_{exp} も大きい。また計算値と比較すれば、重複波領域においては一般に δ_{III} および δ_{IV} の適合性がよいが、 $\tan\alpha=1/20$ および $1/10$ における碎波および碎波移行領域では、 δ_M が δ_{exp} の傾向をかなり的確に説明していることがわかる。

以上より、有限振幅重複波の波頂高は一般に R_{III}/H および R_{IV}/H の適合性がよいが、海底勾配の大きくなつ碎波および碎波移行領域では R_M/H の適合性がよいといえる。この研究では、実用性を考慮し、また海底勾配が比較的急勾配($\tan\alpha=1/10\sim 1/30$)を対象としているので、越波量算定式において R_M/H を適用することにする。

(3) 越波する場合の重複波の波頂高

鉛直壁の天端が波頂高より低いとき越波を生ずるが、越波によって壁面での波頂高は減少する。しかし、越波する場合の重複波の壁面での波頂高については、これまであまり研究がされていないようである。

土屋・山口の実験($\tan\alpha=1/400$)^{10),11)}によれば、式(5)で定義される越波時の入射波高および壁面での波頂高は天端が低いほど減少するが、波形勾配にはあまり影響されないことが明らかにされている。それらの実験値を整理すれば、図-5のようである。これより実験値のバラツキはかなりあるので、さらに詳細な検討を要す

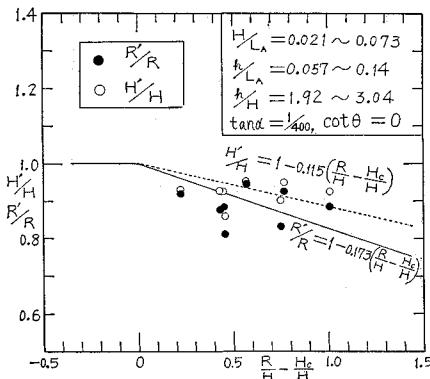


図-5 越波時の波の打ち上げ高および入射波高

るが、近似的に次のように示すことができる。

$$(H'/H)_{exp} = 1 - 0.115 \left(\frac{R_{exp}}{H} - \frac{H_c}{H} \right) \quad \dots\dots(29)$$

$$(R'/R)_{exp} = 1 - 0.173 \left(\frac{R_{exp}}{H} - \frac{H_c}{H} \right) \quad \dots\dots(30)$$

ここで、

H' および R' ：越波時の入射波高および壁面における波頂高

H および R ：無越波時の入射波高および壁面における波頂高

H_c ：静水位上の天端高

5. 重複波の越波量

(1) 有限振幅重複波理論の時間波形と越波量の相関特性

鉛直壁の天端が波頂高より低いときは越波を生ずるので、壁面での時間波形と越波量との間に緊密な関連性があると考えられる。こうした関連性については、これまでに、津波を対象にした福井・中村らの研究^{20),21)}および短周期波を対象にした吉川・椎貝・河野の研究^{22)~25)}

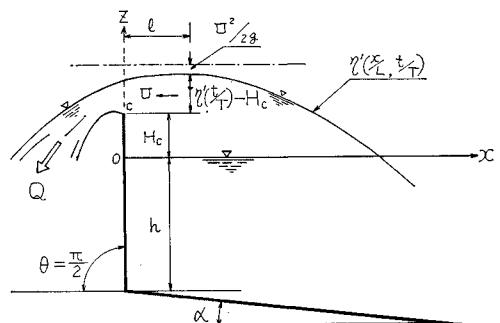


図-6(a) 鉛直壁の越波と水位変動

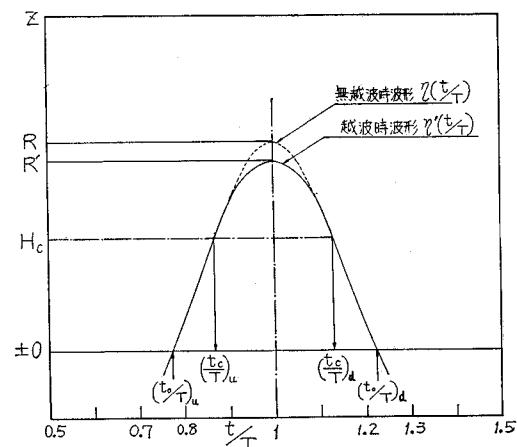


図-6(b) 時間波形と越波量の相関

があり、越流ぜきの流量計算の考え方方が越波流量の計算にも適用できることを明らかにしている。そこで、本研究では、それらの考え方に基づいて、重複波の越波を全幅ぜきの完全越流の取扱いができるとして、有限振幅重複波理論の時間波形と越波量の相関特性を検討する。

図-6 に示す記号を用いると一周期の間の越波量 Q は次のように示される。

$$Q = \int_{(t_c)_u}^{(t_c)_d} q(t) dt = (2/3) \sqrt{2gB} \int_{(t_c)_u}^{(t_c)_d} C'(t) \times \left[\left\{ \eta'(t) + \frac{U^2(t)}{2g} - H_c \right\}^{3/2} - \left\{ \frac{U^2(t)}{2g} \right\}^{3/2} \right] dt \quad (31)$$

ここで、 B : 越波幅

Q および $q(t)$: 一周期当たりの越波量および毎秒当たりの越波量

$C'(t)$: 越波流量係数

$\eta'(t)$: 越波時の壁面における時間波形

$U(t)$: 壁前面の接近流速

$(t_c)_u$ および $(t_c)_d$: 水位上昇時および水位下降時に $H_c = \eta'(t_c)$ となる時間 [図-6(b)]

g : 重力加速度

いま、接近流速の速度水頭を無視して、それによって生ずる誤差を $C'(t)$ に含めて考える。また、 $C'(t) \approx C'$ とすれば、式 (31) は式 (32) のように書き換えられる。

$$Q = (2/3) \sqrt{2g} C' B \int_{(t_c)_u}^{(t_c)_d} \left\{ \eta'(t) - H_c \right\}^{3/2} dt \quad (32)$$

ここで、 $\eta'(t)$ についてはまだ十分解明されていないけれども、土屋・山口は実験によって近似的に有限振幅重複波理論が越波の場合にも適用できることを明らかにしている^{10), 11)}。ただし、越波による重複波高の減少を考慮して、越波時の入射波高 H' を式 (5) より次の式 (33) のように定義するものとする。

$$H' = \{\eta'(t/T)_{\max} - \eta'(t/T)_{\min}\}/2 \quad (33)$$

ここに、

$\eta'(t/T)_{\max}$: 越波時の壁面での波頂高 ($= R'$)

$\eta'(t/T)_{\min}$: 越波時の壁面での波の谷の深さ

しかし、 H_c/H が変化すれば、 H' および $\eta'(t/T)$ も変化して式 (32) の取扱いがかなり複雑になる。そこで、近似的に $\eta'(t/T)$ の代りに $\eta(t/T)$ を用い、それによって生ずる誤差を越波流量係数 K に含めて考えれば、次の式 (34) のようになる。

$$Q = (2/3) \sqrt{2g} K B \int_{(t_c)_u}^{(t_c)_d} \left\{ \eta(t) - H_c \right\}^{3/2} dt \quad (34)$$

ここで、 K : $\eta(t)$ を用いる場合の越波流量係数

なお、式 (34) は直接積分がむずかしいので、Tschebyscheff の平均値法による関数の数値積分法で計算すれば、次のように示される。

$$Q = (1/6) \sqrt{2g} K \{ F(t_1/T) + F(t_2/T) + F(t_3/T) + F(t_4/T) \} \{ (t_c/T)_u - (t_c/T)_d \} B \dots \dots \dots (35)$$

ここで、 $F(t_n/T)$ は次のように示される。

$$F(t_n/T) = \{ \eta(t_n/T) - H_c \}^{3/2} \dots \dots \dots (36)$$

$(n=1, 2, 3, \text{ および } 4)$

ただし、

$$\begin{aligned} t_1/T &= (t_c/T)_u + 0.05135 \{ (t_c/T)_d - (t_c/T)_u \} \\ t_2/T &= (t_c/T)_u + 0.20310 \{ (t_c/T)_d - (t_c/T)_u \} \\ t_3/T &= (t_c/T)_u + 0.29690 \{ (t_c/T)_d - (t_c/T)_u \} \\ t_4/T &= (t_c/T)_u + 0.44865 \{ (t_c/T)_d - (t_c/T)_u \} \end{aligned} \dots \dots \dots (37)$$

$(t_c/T)_u$ および $(t_c/T)_d$ は次の式 (38) で求められる。

$$\eta(t_c/T) = H_c \dots \dots \dots (38)$$

以上より式 (35) の K の特性が系統的に説明できれば、 $\eta(t/T)$ と Q の相関が得られることになる。この研究では、重複波の理論波形として碎波および碎波移行領域（ただし、海底勾配が $\tan \alpha = 1/30 \sim 1/10$ の場合）に比較的適合性のよい Miche 式および重複波領域で適合性のよい第 3 次近似式を用いて越波流量係数 C' および K の特性を調べる。

a) Miche 式の理論波形を用いる場合

式 (35) に式 (8) を代入して計算した値を実験越波量 Q_{\exp} と比較することにより K_M を求め、この K_M の値が天端高、波形勾配および堤脚水深によってどのように変化するかを明らかにする。

i) 天端高と K_M の関係

$\tan \alpha$ の重複波領域における実験の結果は、図-7 のように示される。これより、実線で示されるように、 $H_c/H \leq 0.8$ において K_M は天端高に無関係にほぼ一定の値であるが、 $H_c/H > 0.8$ では天端高が大きくなると減少し、次の式 (39) のように示される。

$$H_c/H > 0.8 : \log K_M \propto -0.66(H_c/H) \dots (39)$$

ii) 波形勾配と K_M の関係

$\tan \alpha = 0$ および $1/10$ における $H_c/H = 0.8 \sim 1.1$ の実験結果は図-8 に示される。これより、 H/L が大

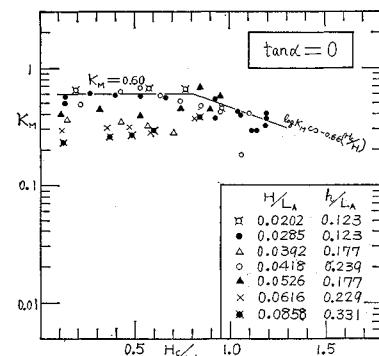


図-7 K_M と H_c/H の関係（重複波領域）

かかわらず、 K_W に比較的近似しているので重複波領域の鉛直壁の越流を矩形ぜきの越波とみなすことがほぼ妥当な考え方であるといえる。

② 碎波および碎波移行領域の K_{II} および K_M は K_W よりかなり小さい傾向にある。これは、理論波形と実際の波形との適合性がこの領域では十分でないことがおもな理由と考えられる。また、この領域では壁面で飛沫および跳波を生じ、それらによる越波量が多いので、碎波および碎波移行領域の越波を矩形ぜきの越流とみなすことによる問題が残される。

(2) 時間波形を用いた越波量算定式

a) 既往の研究とその問題点

- ### 1) 福井・中村・白石・佐々木の研究^{20), 21)}

この研究は津波を対象にしており、越波量算定式は次のように示される。

$$Q = (4/15) \sqrt{2g} K_T(T_\zeta/\mu) B \frac{(\zeta_s - H_c)^{5/2}}{\zeta_s - \zeta} \dots \quad (53)$$

ここに, H_c : 天端高, ζ および ζ_s : 段波津波の入射波高および重複波高, K_T : 段波津波の越波流量係数, T_c : ζ_s が ζ に減衰するまでに要する時間

T_5 は次の式 (54) で近似的に計算できる。

$$T_\zeta \doteq (2/5) T \frac{\zeta_s - \zeta}{\zeta} \dots \quad (54)$$

ここに, T : 孤立波の通過に要する時間(近似的に津波周期としてよい), μ : 段波津波の重複波の減衰に関する係数(≈ 1)

この研究は重複波高的波高減衰時間に着目して、水位が時間の一次関数的に減衰すると考え、せきの越流計算を応用して式(53)を導いたものである。しかし、水位上昇時間とそのときの越波を無視し、水位の下降を一次関数的に表わしたことによる K_T の特性については明らかにされていない。また、越波時の T_c および μ の定量的な検討がなされていないようである。したがって、 K_T に全幅せきの流量公式を適用できるか否かの問題があると考えられる。

2) 吉川・椎見・河野の研究^{22)~25)}

この研究は比較的短周期波を対象としたものであり、重複波の越波量に対して鉛直壁を全幅せきと考えた場合の越流の計算が適用できることを示した。そして、壁面での時間水位曲線を三角波形で近似して、次の式(55)を提案している。

$$Q = \left(2/15\right) \sqrt{2g} K_4 T B R'_{\Delta}^{3/2} \left(1 - \frac{H_c}{R'_{\Delta}}\right)^{5/2} \quad \dots \dots \dots \quad (55)$$

ここに、 K_4 ：全幅刃形ざきの流量係数、 R'_{44} ：越波量

を算定するための仮想波頂高

なお、 $K_d=0.5$ [文献 28] では 0.6 としている]、 $R'_d/H=1.2$ とすれば Q_{exp} との適合性のよいことを明らかにしており、それらを用いれば式 (55) は次のように表わされる。

$$Q = 0.0876 \sqrt{2g} TBH^{3/2} \left(1 - \frac{H_c}{1.2H}\right)^{5/2} \quad \dots \quad (56)$$

この研究では、先に K_A を与えて、 $Q_{\text{exp}} = Q_A$ となるように R'_A を調整し、その結果得られた R'_A について検討を行なっている。

しかし、この考えには次のような問題点があると思われる。

- i) 壁面での時間水位曲線を三角波形としているが、台形波形とする方が実際に近い。

ii) R'_{α} は越波時の波頂高 R' と必ずしも一致せず、かなり異なる場合がある。現象的には $R'_{\alpha} = R'$ あるいは $R'_{\alpha} \neq R'$ として K_{α} を実験的に求め、その K_{α} の特性を調べる方が実際の現象をより的確に把握できると考えられる。図-13 は著者のデータにこの考え方を適用し、式(55)から K_{α} を求めた結果の一部を表わしたものであるが、これより、 K_{α} を一定とすることはできないことがわかる。特に、越波限界付近で K_{α} が急に増大するのは時間水位曲線を三角波形に近似したことによる原因があると思われる。

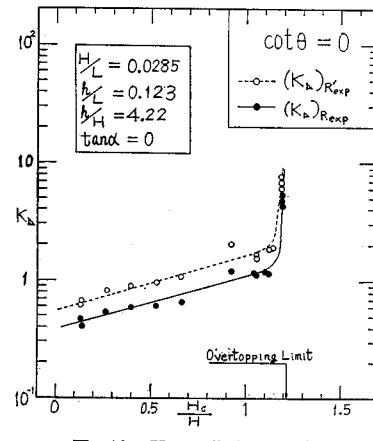


図-13 K_A と H_c/H の関係

- iii) 越波限界を $R'_s = H_c$ としているが、 K_s を一定とする場合には R'_s が波頂高と異なる値を与えられることになるので、 $R = H_c$ を越波限界とする方がよいと思われる。

- iv) K_A を先に与えると、 R'_A は越波量の実験値から求めなければならないので、波の打ち上げ高に関する既往の研究成果を活用することができないようと思われる。

b) 著者の方法

有限振幅重複波理論の時間波形と越波量の関係については、すでに 5.(1)において検討を行なって、相関特性を表わす関数を明らかにしたけれども、時間波形を図示する必要があることおよび数値計算が面倒であることなどの理由により、越波量算定式としては実用的でないと考えられる。そこで、実用性を考慮して、越波時の水位時間曲線を台形波形で近似して、直接積分できる方法を提案する。この研究では、 $\tan \alpha=0$ の場合だけではなく $\tan \alpha=1/10$ および $1/30$ の比較的急勾配の場合も対象にしているので、有限振幅重複波の理論波形としては碎波および碎波移行領域でもかなり適合性のよい Miche の式を用いることにする。

図-14 の実線で示されるように、時間水位曲線を台形波形で近似して、式(32)を直接積分すると次の式(57)のようになる。

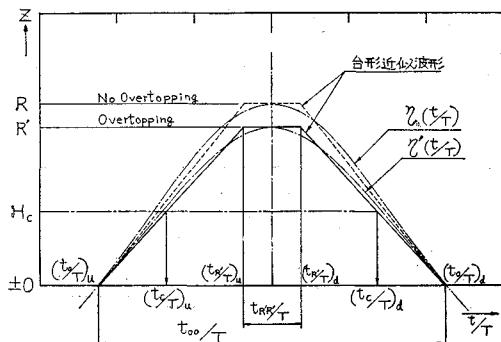


図-14 壁面における時間波形の台形近似波形

$$Q = (2/3) \sqrt{2g} C' B \left[\int_{t_c}^{t_{R'}} 2 \left\{ \left(\frac{t-t_0}{t_{R'}-t_0} \right) R' - H_c \right\}^{3/2} dt + \int_{(t_{R'})_u}^{(t_{R'})_d} (R' - H_c)^{3/2} dt \right] = (4/15) \sqrt{2g} \cdot C' B (R' - H_c)^{3/2} T \left[\left(1 - \frac{H_c}{R'} \right) \left(\frac{t_{00}}{T} - \frac{t_{R'} R'}{T} \right) + \frac{5}{2} \left(\frac{t_{R'} R'}{T} \right) \right] \quad (57)$$

ここに、 C' ：越波流量係数、 R' ：越波時の壁面での波頂高、 H_c ：天端高、 t_{00} ： $\eta(t/T) \geq 0$ の継続時間、 $t_{00} = (t_0)_d - (t_0)_u$ 、 $t_{R'} R'$ ： $\eta(t_{R'}/T) = R'$ の継続時間、 $t_{R'} R' = (t_{R'})_d - (t_{R'})_u$ 、 B ：越波幅。

1) Miche 式の理論波形を用いる場合

式(8)を台形波形で近似する方法は種々考えられるが、波の特性によって台形波形の形状も異なる。本研究では実用性を考慮して、 $t_{R'} R' / T = 0.05$ とし、図-15 の実線で示されるような台形波形を越波時の Miche 式の近似式と仮定する。これより式(57)は次のように示される。

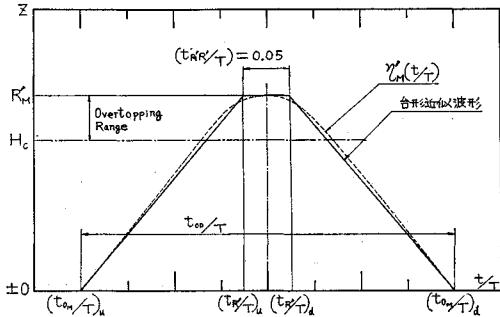
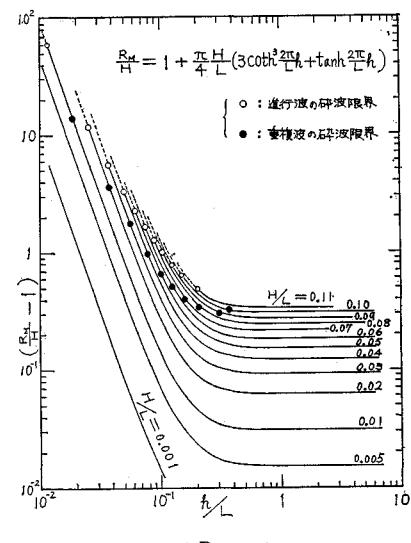
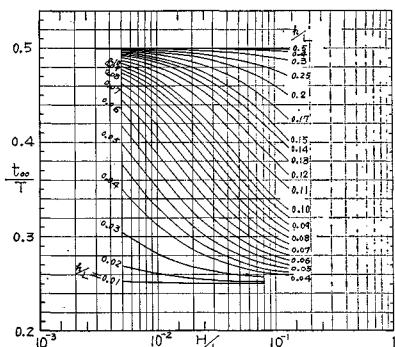


図-15 Miche 式の台形近似波形

$$Q = (4/15) \sqrt{2g} C' M B (R'_M - H_c)^{3/2} T$$

$$\cdot \left\{ \left(1 - \frac{H_c}{R'_M} \right) \left(\frac{t_{00}}{T} - 0.05 \right) + 0.125 \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (58)$$

ここに、 $C' M$ ：Miche の式の台形近似波形を用いる場合の越波流量係数、 R'_M ：Miche 式の越波時の壁面

図-16 $(\frac{R_M}{H} - 1)$ の値図-17 $(t_{00})_M$ の値

での波頂高。ここで、式(30)の関係が Miche 式の場合にも成り立つとすれば、 R'_M/R_M は次の式(59)のように示される。

$$R'_M/R_M = 1 - 0.173 \left(\frac{R_M}{H} - \frac{H_c}{H} \right) \quad \dots\dots\dots(59)$$

ここに、 R_M : Miche 式の無越波時の波頂高。これは式(26)を式(24)に代入して求めることができ、この計算結果を $\left(\frac{R_M}{H} - 1 \right)$ として図-16に示す。

t_{00}/T は次のようにして求められる。

$$t_{00}/T = (t_0/T)_d - (t_0/T)_u \quad \dots\dots\dots(60)$$

ここで、 $(t_0/T)_d$ および $(t_0/T)_u$ は式(8)で

$\eta_M(t/T)=0$ とおいて解く事により次の式(61)で求める。

$$\cos 2\pi(t_0/T) = \frac{2}{Hkp} \cdot \left\{ \left(1 + \frac{H^2}{8} k^2 pq \tanh kh \right)^{1/2} - 1 \right\} \quad \dots\dots\dots(61)$$

ここに、

$$p = (3 \coth^2 kh - 1) \coth kh \quad \dots\dots\dots(62)$$

$$q = 3 \coth^4 kh - 2 \coth^2 kh - 1 \quad \dots\dots\dots(63)$$

式(61)を計算して t_0/T を求め、式(60)によって t_{00}/T を求めた結果を図-17に示す。

i) 堤脚水深と C'_M の関係

鉛直壁の天端高、深水波形勾配および海底勾配を一定にして堤脚水深と C'_M の関係を調べる。

いま、 $H_c/H_A=0.8 \sim 1.1$, $H_0/L_0=0.03, 0.04, 0.05, 0.06, 0.07$ および 0.08 のおのおのの場合について、 $\tan \alpha = 0, 1/30$ および $1/10$ の実験結果を整理して、深水波長に対する堤脚水深比 h/L_0 と C'_M の関係を表わしたのが図-18に示される。これら

の図には岸の重複波の碎波限界 $(h_b/L_0)_c$ および浜田の進行波の碎波限界 $(h_b/L_0)_p$ も記入されている。これらの図より明らかなことは、重複波領域では、実線で示されるようにそれぞれ堤脚水深に無関係に C'_M がほぼ一定の値をとること、碎波および碎波移行領域では、堤脚水深が小さくなるほど C'_M は減少すること、および $\tan \alpha = 1/30$ の場合が $\tan \alpha = 1/10$ の場合に比べて点

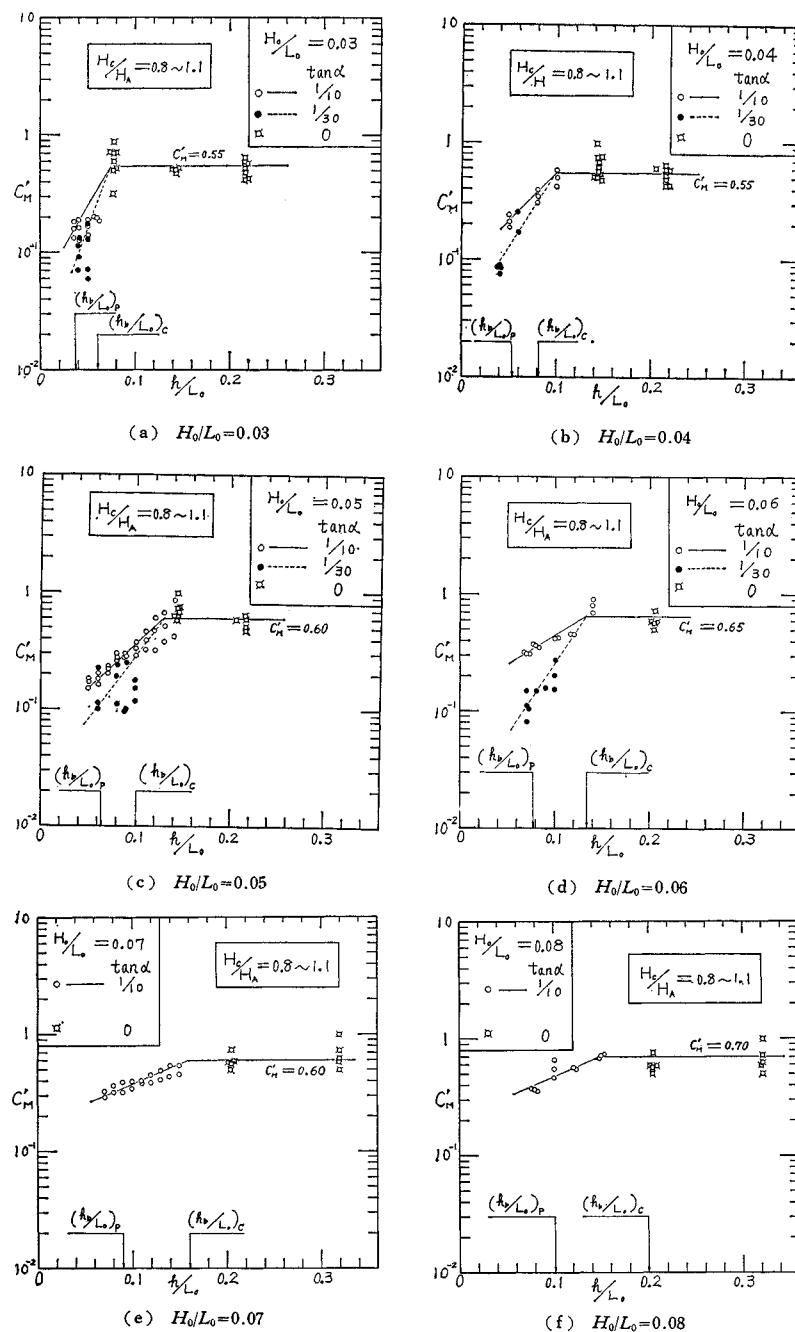


図-18 C'_M と h/L_0 の関係

線で示されるように減少が著しいことである。

ii) 波形勾配と C'_M の関係

天端高、堤脚水深および海底勾配を一定にして、波形勾配と C'_M の関係を調べる。

いま、堤脚水深が重複波領域にある場合と進行波の碎波限界付近にある場合に分けて考察する。まず、重複波領域、すなわち $h/L_0 \geq (h_b/L_0)_c$ の場合は図-19 および 20 に示される。図-19 は、 $\tan \alpha = 0$, $H_c/H \leq 0.7$, $h/L_0 = 0.077, 0.143, 0.211$ および 0.321 の場合で、 H_0/L_0 と C'_M の関係が表わされている。これより C'_M は H_0/L_0 に無関係に $C'_M \approx 0.65$ とほぼ一定の値となることがわかる。

図-20 は $\tan \alpha = 0$ および $1/10$, $H_c/H = 0.8 \sim 1.1$, $h/L_0 = 0.14 \sim 0.16$ および 0.16~0.33 の場合で、 H_A/L_A と C'_M の関係が表わされている。これより、 C'_M は H_A/L_A に無関係に $h/L_A = 0.14 \sim 0.16$ で $C'_M \approx 0.40$, $0.16 \sim 0.33$ で $C'_M \approx 0.55$ とほぼ一定の値となることがわかる。

次に、進行波の碎波限界付近における、 $h/L_0 = (h_b/L_0)_b$ の場合は図-21 に示される。これは、 $\tan \alpha = 1/10$ および $1/30$, $H_c/H = 0.8 \sim 1.1$ の場合について、 H_0/L_0 と C'_M の関係を示している。これより、 H_0/L_0 が大きくなると、 C'_M も増大することがわかる。以上の結果より C'_M と H_0/L_0 の関係は次のように近似的に表わされる。

$$\begin{aligned} h/L_0 = (h_b/L_0)_b \text{において}, \\ \tan \alpha = 1/10 : \\ C'_M = 0.11 \times 10^{6.95(H_0/L_0)} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (64)$$

$$\begin{aligned} \tan \alpha = 1/30 : \\ C'_M = 0.071 \times 10^{3.25(H_0/L_0)} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (65)$$

iii) 天端高と C'_M の関係

堤脚水深および波形勾配を一定にして、 $\tan \alpha = 0$ および

$1/30$ について天端高と C'_M の関係を調べる。

まず、 $\tan \alpha = 0$ について堤脚水深が重複波領域にある場合を調べたところ、図-22 のような結果を得た。これより、天端の低い場合は天端高に無関係に $C'_M \approx 0.65$ とほぼ一定の値を与え、天端の高い場合には天端が高いほど C'_M が減少することがわかる。以上より C'_M の値は近似的に次の式 (66) で示される。

$\tan \alpha = 0$ において

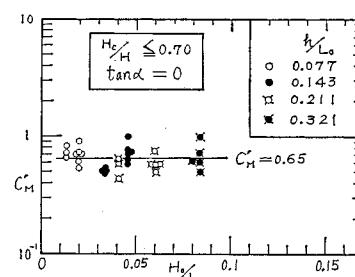


図-19 C'_M と H_0/L_0 の関係
(重複波領域)

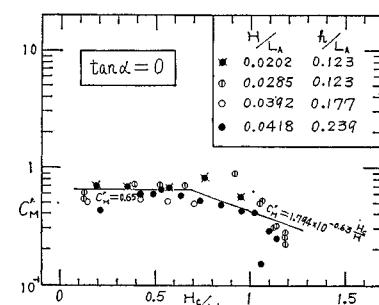


図-22 C'_M と H_c/H の関係
(重複波領域)

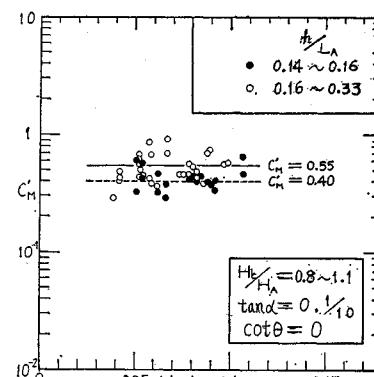


図-20 C'_M と H_A/L_A の関係
(重複波領域)

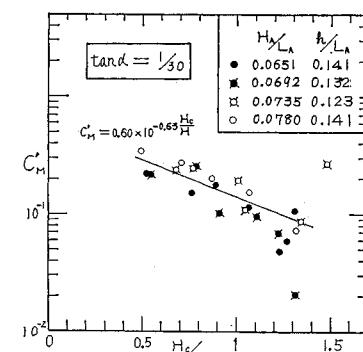


図-23 C'_M と H_c/H_A の関係
(重複波の碎波限界)

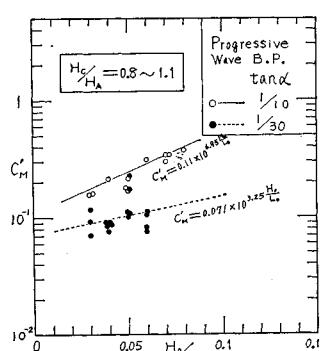


図-21 C'_M と H_0/L_0 の関係
(進行波の碎波限界)

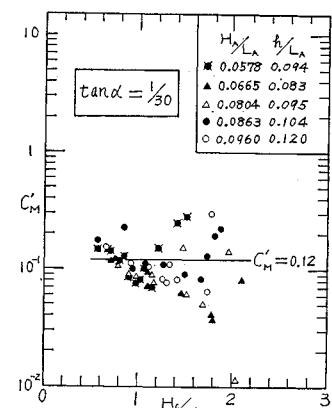


図-24 C'_M と H_c/H_A の関係
(進行波の碎波限界)

$$\left. \begin{array}{l} H_c/H \leq 0.7 : C'_M = 0.65 \\ H_c/H > 0.7 : C'_M = 1.794 \times 10^{-0.63(H_c/H)} \end{array} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (66)$$

次に、図-23 は $\tan \alpha = 1/30$ における重複波の碎波限界付近で行なった実験結果を表わしたものである。これより、天端高が高いほど、 C'_M が小さくなることがわかる。以上より、 C'_M の値は近似的に次の式 (67) で示される。

$$\tan \alpha = 1/30, H_c/H \geq 0.5 :$$

$$C'_M = 0.60 \times 10^{-0.63(H_c/H)} \quad \dots \dots \dots \quad (67)$$

また、図-24 は $\tan \alpha = 1/30$ における進行波の碎波限界付近の C'_M と H_c/H の関係を表わしている。これより、実験値のばらつきがかなりあるが、天端高の影響が少なく $C'_M \approx 0.12$ とほぼ一定の値となることがわかる。

iv) C'_M の算定式

以上のように、 C'_M と h/L_0 , H_0/L_0 , H_c/H および $\tan \alpha$ との関係を調べ、 C'_M の特性をかなり明らかにすることことができた。いま、実用性を考慮して、 C'_M の算定式を近似的に次のように提案できる。

Ⓐ 重複波領域 [$h \geq (h_b)_c$]

$$H_c/H \leq 0.7 : C'_M = 0.65 \quad \dots \dots \dots \quad (68)$$

$$H_c/H > 0.7 : \log C'_M = 0.2539 - 0.63 \frac{H_c}{H}$$

$$\dots \dots \dots \quad (69)$$

Ⓑ 碎波および碎波移行領域 [$(h_b)_p \leq h < (h_b)_c$]

$H_c/H \leq 0.7$ の場合

$$\tan \alpha = 1/10 :$$

$$\log C'_M = \left(6.95 \frac{H_0}{L_0} - 0.7715 \right) \left\{ \frac{(h_b)_c - h}{(h_b)_c - (h_b)_p} \right\} - 0.1871 \quad \dots \dots \dots \quad (70)$$

$$\tan \alpha = 1/30 :$$

$$\log C'_M = \{ 3.25(H_0/L_0) - 0.9617 \} \left\{ \frac{(h_b)_c - h}{(h_b)_c - (h_b)_p} \right\} - 0.1871 \quad \dots \dots \dots \quad (71)$$

$H_c/H > 0.7$ の場合

$$\tan \alpha = 1/10 : \log C'_M = \{ 6.95(H_0/L_0)$$

$$+ 0.63(H_c/H) - 1.2125 \} \left\{ \frac{(h_b)_c - h}{(h_b)_c - (h_b)_p} \right\} + 0.2539 - 0.63 \frac{H_c}{H} \quad \dots \dots \dots \quad (72)$$

$$\tan \alpha = 1/30 : \log C'_M = \{ 3.25(H_0/L_0)$$

$$+ 0.63(H_c/H) - 1.4027 \} \left\{ \frac{(h_b)_c - h}{(h_b)_c - (h_b)_p} \right\} + 0.2539 - 0.63 \frac{H_c}{H} \quad \dots \dots \dots \quad (73)$$

2) 越波量算定式の適合性

越波量算定式は式 (58) で示され、 C'_M は式 (68) ~

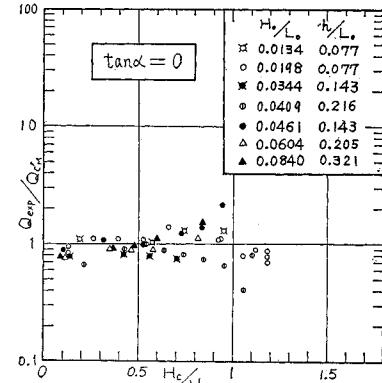


図-25 越波量算定式の適合性 ($\tan \alpha = 0$)

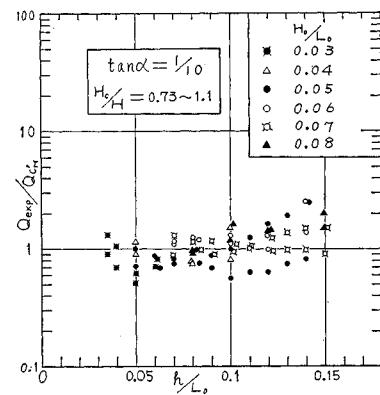


図-26 越波量算定式の適合性 ($\tan \alpha = 1/10$)

(73) より求められる。

ここでは、 Q_{exp} と式 (68) ~ (73) を用いた式 (58) の $Q_{C'M}$ の比 $Q_{\text{exp}}/Q_{C'M}$ を調べ、 $Q_{C'M}$ の適合性を明らかにする。

図-25 は $\tan \alpha = 0$ における重複波領域の $Q_{C'M}$ の適合性を示したものであり、 $Q_{\text{exp}}/Q_{C'M}$ の平均値 $(Q_{\text{exp}}/Q_{C'M})$ 、標準偏差値 σ および変動係数 ξ は次の式 (74) で示される。

$$\left. \begin{array}{l} \overline{(Q_{\text{exp}}/Q_{C'M})} = 0.98 \\ \sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \left(\frac{Q_{\text{exp}}}{Q_{C'M}} \right) - \left(\overline{Q_{\text{exp}}/Q_{C'M}} \right) \right\}^2} = 0.28 \\ \xi = \sigma / \overline{(Q_{\text{exp}}/Q_{C'M})} = 0.286 \end{array} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (74)$$

図-26 は $\tan \alpha = 1/10$ における碎波および碎波移行領域の $Q_{C'M}$ の適合性を調べたものであり、 $(Q_{\text{exp}}/Q_{C'M})$ 、 σ および ξ は次の式 (75) で示される。

$$\left. \begin{array}{l} \overline{(Q_{\text{exp}}/Q_{C'M})} = 1.10 \\ \sigma = 0.40 \\ \xi = 0.364 \end{array} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (75)$$

図-27 は $\tan \alpha = 1/30$ における碎波および碎波移行領域の $Q_{C'M}$ の適合性を調べたものであり、これより、

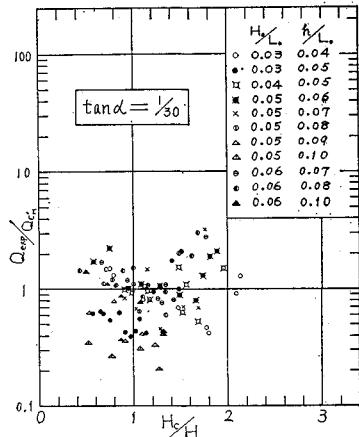


図-27 越波量算定式の適合性 ($\tan \alpha = 1/30$)

$$\left. \begin{array}{l} \langle Q_{\text{exp}}/Q_{C'M} \rangle = 1.00 \\ \sigma = 0.60 \\ \xi = 0.60 \end{array} \right\} \dots \dots \dots \quad (76)$$

以上より、式(68)～(73)を用いた式(58)の適合性は実用的につきなりよいといえるので、越波量算定式として提案できる。なお、越波量算定式の精度をより高めるためには、 $R'M$, $t_{R'R}$ および $C'M$ に関する広範囲の実験的検討を進めることが必要であり、これが今後の課題として残される。

6. 結論

Miche の式および第3次近似式による重複波の時間波形と越波量の相関特性を調べ、さらに実用性を考慮して、Miche の式を台形波形で近似した重複波の時間波形を用いることにより、無風の場合の鉛直壁の越波量算定式を提案することができた。

今回の実験および計算によって明らかになったことを要約すれば、次のとおりである。

(1) 壁面での時間波形および波頂高

海底勾配の影響がかなりあるので一律に論ずることはできないが、比較的緩勾配 ($\tan \alpha \leq 1/100$) の海底に設置される鉛直壁の場合は、第3次および第4次近似式の適合性がよい。しかし、海底勾配が急 ($\tan \alpha \geq 1/30$) の場合の碎波および碎波移行領域では跳波および飛沫が発生するので、このような場合は近似度の低い Miche の式あるいは第2次近似式の方が比較的実際の値を説明している。

(2) 時間波形と越波量の相関特性

- i) 進行波の碎波水深より深い領域に設置された鉛直壁の越波を矩形全幅ぜきの越流とみなして越波流量係数 K の特性を調べた結果、有限振幅重複波理論の時間波

形と越波量を式 (35) で関連づけることができた。

ii) 越波流量係数 K_M および K_{III} は刃形全幅ぜきの流量係数 K_W に比較して、重複波領域ではほぼ等しいかやや小さく、碎波および碎波移行領域ではかなり小さい。

iii) Miche の式を用いる場合の越波流量係数 K_M は $\tan \alpha = 1/10$ において式 (42)～(45) で示され、第3次近似式を用いる場合の K_{III} は $\tan \alpha = 1/10$, $H_c/H \leq 1.2$ において式 (48) で示される。なお碎波および碎波移行領域で $\tan \alpha = 1/30$ の場合の K_M および K_{III} は $\tan \alpha = 1/10$ に比較して 0.25～1 倍程度の値である。

(3) 越波量算定式とその適合性

鉛直壁における越波時の重複波の時間水位曲線を台形波形で近似すれば、実用的な越波量算定式が得られる。台形時間波形を 図-14 と仮定すれば、越波量算定式の一般式は式 (57) で示され、Miche の式を用いる場合の台形近似波形を 図-15 と仮定すれば式 (58) となり、越波量係数 C'_M は式 (68)～(73) で求められる。

ii) 式(68)～(73)を用いた越波量算定式(58)の適用範囲は進行波の碎波限界よりも深い領域である。また、その算定精度は、重複波領域では式(74)、碎波および碎波移行領域で $\tan \alpha = 1/10$ では式(75)、 $\tan \alpha = 1/30$ では式(76)で示される程度である。

謝辞：この研究をまとめるにあたり、中部工業大学の結城朝恭教授および名古屋大学の足立昭平教授から終始激励のお言葉を頂いた。また研究の一部には文部省科学研究費の奨励研究および特定研究（代表者は北海道大学の尾崎晃教授）を使用した。ここに記して、深く感謝の意を表したい。

参 考 文 献

- 1) 高田 彰: 有限振幅重複波の水面波形と越波量の相関特性, 土木学会第 26 回年次学術講演会講演集, 第 2 部, pp. 43~46, 1971-10.
 - 2) 高田 彰: 波の週上, 越波および反射の関連性について(第 3 報)—水面波形と越波量の相関特性一, 第 18 回海岸工学講演会論文集, pp. 249~258, 1971-10.
 - 3) 岸 力: 海岸堤防に関する研究(2)—有限振幅の浅水重複波一, 建設省土木研究所報告, No. 90, pp. 27~54, 1955-3.
 - 4) 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, Vol. 5, No. 10, pp. 1~57, 1966-6.
 - 5) Hamada, T.: Breakers and beach erosion, Report of Transportation Technical Research Institute, Report No. 1, 1951.
 - 6) 首藤伸夫: 有限振幅波について—高次級数解による進行波の碎波限界一, 建設省土木研究所報告, No. 111, pp. 111~119 1962-9.
 - 7) たとえば, 土木学会水理委員会編: 水理公式集(1963 年版), 土木学会, p. 466, 1968.
 - 8) 石原藤次郎・岩垣雄一・鈴木雄太: 海岸堤防の設計, 特にその有効高について, 第 2 回海岸工学講演会講演集,

- pp. 57~70, 1955-11.
- 9) 豊島 修・首藤伸夫・橋本 宏：海岸堤防への波の打ち上げ高—海底勾配 1/20—, 第 12 回海岸工学講演会講演集, pp. 180~185, 1965-11.
 - 10) 土屋義人・山口正隆：有限振幅重複波に関する基礎的研究 (3)—越波のある場合の波圧に関する実験一, 京都大学防災研究所年報, No. 13 B, pp. 391~407, 1970-3.
 - 11) 土屋義人・山口正隆・越波のある場合の重複波の特性について, 第 17 回海岸工学講演会論文集, pp. 79~84, 1970-11.
 - 12) 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, 1964-7.
 - 13) 富永正照：越波と根固め, 1970 年度水工学に関する夏期研修会講義集 (A. 海岸・港湾コース), 土木学会水理委員会, pp. (08-1)~(08-27), 1970-7.
 - 14) 富永正照・佐久間義 : 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, 1970-11.
 - 15) たとえば, 土木学会水理委員会編: 水理公式集 (1963 年版), 土木学会, pp. 462~465, 1968.
 - 16) Tadjibakhsh, I. and Keller, J.B. : Standing surface waves of finite amplitude, J. Fluid Mech., Vol. 8, pp. 442~451, 1960.
 - 17) 合田良実・吉村和司・福森利夫 : 碎波移行領域における波圧の変化に関する実験, 第 18 回海岸工学講演会論文集, pp. 209~214, 1971-10.
 - 18) Goda, Y. and Abe, Y. : Apparent coefficient of partial reflection of finite amplitude waves, Report of the Port and Harbor Research Institute Ministry of Transport, Vol. 7, No. 3, pp. 3~58, 1968-9.
 - 19) 浜田徳一 : 表面波の 2 次干渉, 第 11 回海岸工学講演会講演集, pp. 1~6, 1964-11.
 - 20) 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一, 第 9 回海岸工学講演会講演集, pp. 50~54, 1962-10.
 - 21) 福井芳郎・中村 充・白石英彦・佐々木泰雄 : 堤防の津波対策に関する水理学的研究, 農林省農業土木試験場報告, No. 1, pp. 281~328, 1963-2.
 - 22) 吉川秀夫・椎貝博美・河野二夫 : 直立壁の越波に関する一実験, 土木学会第 22 回年次学術講演会講演概要, 第 II 部, pp. (118-1)~(118-3), 1967-5.
 - 23) 吉川秀夫・椎貝博美・河野二夫 : 海岸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, 1967-10.
 - 24) Kikkawa H., Shi-igai, H. and Kono, T. : Fundamental study of wave overtopping on levees, Coastal Engineering in Japan, Vol. XI, pp. 106~115.
 - 25) Shi-igai, H. and Kono, T. : Analytical approach on wave overtopping on levees, Proc. of the Twelfth Coastal Engineering Conference, Vol. 1, pp. 563~573, 1970-9.
 - 26) たとえば土木学会水理委員会編: 水理公式集 (1963 年版), 土木学会, p. 164, 1968.
 - 27) たとえば沼知福三郎・本間 仁監修: 水工学便覧, 森北出版, p. 216, 1967.
 - 28) 椎貝博美 : 高田 彰著 “波の週上, 越波および反射の関連性について”への討議, 土木学会論文報告集, No. 194, pp. 173~174, 1971-10.

(1971.11.13・受付)