

## 波の打ち上げ空間波形と越波量の相関特性\*

WAVE OVERTOPPING QUANTITY CORRELATED TO  
THE SPATIAL PROFILE OF RUN-UP WAVES

高 田 彰\*\*

By Akira Takada

### 1. まえがき

#### (1) 越波量算定方式の比較

鉛直壁および斜面堤における越波量が、波の打ち上げ時間波形および空間波形と密接な関連のあることはすでに明らかにされており、現在ではそれぞれ越波量との定量的な応答関数を見出すことに努力が払われている<sup>3)~8)</sup>。いずれの方法であっても、適合性がよく、使いやすい応答関数を見出すことができれば、実用的に意義のあることと考えられる。

前回の論文<sup>8)</sup>では、鉛直壁における越波を越流堰とみなして、壁面における波の打ち上げ時間波形を用いて越波量を解析したが、越波時の打ち上げ時間波形をどのように決めるかが問題である。鉛直壁が重複波水深領域の場合は、有限振幅重複波理論の時間波形を基礎に導くことができるが、越流堰の計算における積分が困難であるので、前報では台形波形で近似させる方法を採用した。しかし、この手法を碎波領域の鉛直壁および天端の低い鉛直壁に適用するには、飛沫および接近流速を無視できないことなどの理由で、検討すべき問題が残されている。また、斜面堤の越波の場合は天端高が変化すると天端の位置が斜面上を移動するので、天端上の打ち上げ時間波形をどのように決めるかが問題になる。さらに、斜面堤の天端付近の接近流速を無視できないので、それをどのような関数で表わすかが未解決である。

以上の理由により、今回の論文は碎波領域および天端の低い鉛直壁や斜面堤にも適用できる手法として、非越波時の打ち上げ空間波形の仮想天端上の容積が越波量に

比例するとして実用的な解析を試みたものである。

波の打ち上げ空間波形の容積で越波量を評価する手法は、非越波時の打ち上げ空間波形が的確に推定できれば、越波量と比較的容易に関連づけることができる。

### (2) 研究方法

斜面堤および鉛直壁の堤脚水深  $h$  が入射波の碎波水深 ( $h_b$ ) より深い領域は、壁面において surging waves (あるいは全反射) を生じる場合と breaking waves を生じる場合とに大別される<sup>9)</sup>。その限界を表わす条件は相当深水波形勾配とのり勾配との関係によって近似的に決まり、その条件式は次の Miche の式によってほぼ判別できる<sup>10)</sup>。

$$\left( \frac{H_0'}{L_0} \right)_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{2\theta}{\pi}} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{\pi} \quad (1)$$

ここに、 $(H_0'/L_0)_{\text{crit}}$ ：任意の傾斜角  $\theta$  において全反射 (あるいは surging waves) を生じる相当深水波形勾配の最大値を示す。

すなわち、 $H_0'/L_0 < (H_0'/L_0)_{\text{crit}}$  では surging waves、 $H_0'/L_0 \geq (H_0'/L_0)_{\text{crit}}$  では breaking waves に分

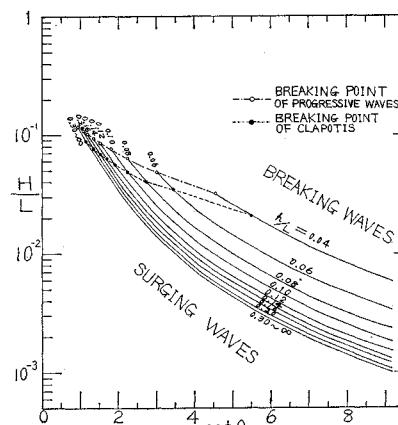


図-1 surging waves と breaking waves の境界

\* 13th International Conference on Coastal Engineering (Vancouver, Canada, July 10-14, 1972)<sup>11)</sup> および土木学会第 27 回年次学術講演会 (Oct. 20-22, 1972)<sup>12)</sup> において一部発表している。

\*\* 正会員 工修 中部工業大学助教授 土木工学教室

類できる。なお、波の打ち上げ高および越波量が最大になるのり勾配と波形勾配の関係は近似的に式(1)で示され、計算の結果が図-1に示される。この図は、 $H'_0$  および  $L_0$  を堤脚水深  $h$  の地点における  $H$  および  $L$  で書き換えて表示したものである（後述の式(4)参照）。一方、鉛直壁における波の打ち上げ高および越波量を最大にする堤脚水深は一般に進行波の碎波点よりやや深い地点で生じることが明らかにされているが<sup>11)</sup>、その条件式は、図-2 に示されるように、Miche<sup>12)</sup>あるいは浜田<sup>13)</sup>および首藤<sup>14)</sup>が提案した進行波の碎波限界付近 [ $h = (h_b)_p$ ] にあるので、実用性を考慮して Miche あるいは浜田が提案した条件式より深い水深の領域の斜面堤および鉛直壁を本研究の対象とする。そこで、本研究はさらに図-3 に示されるように、堤脚水深を「重複波水深領域」 [ $h \geq (h_b)_c$ ]、「重複波型碎波水深領域」 [ $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$ ] および「進行波型碎波水深領域」 [ $h \leq (h_b)_p$ ] の3つに大別し、重複波の碎波限界 [ $h = (h_b)_c$ ] を岸<sup>15)</sup>の碎波条件式(2)で表わされるものと考える。

$$\left(\frac{H_b}{L_b}\right)_c = \frac{\sqrt{\coth^2(k_b h_b)_c + 0.350 \operatorname{cosech}^2(k_b h_b)_c - \coth(k_b h_b)_c}}{0.296 \pi \operatorname{cosech}^2(k_b h_b)_c} \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 $(h_b)_c$ ：重複波の碎波水深、 $(H_b)_c$  および

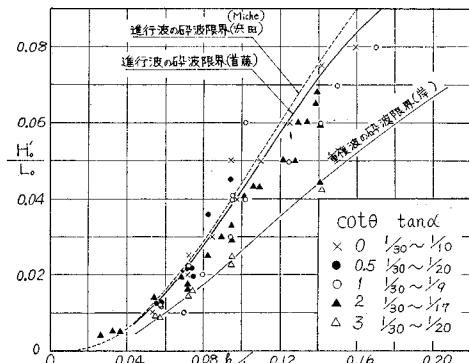


図-2 最大打ち上げ高を生ずる堤脚水深と波形勾配の関係

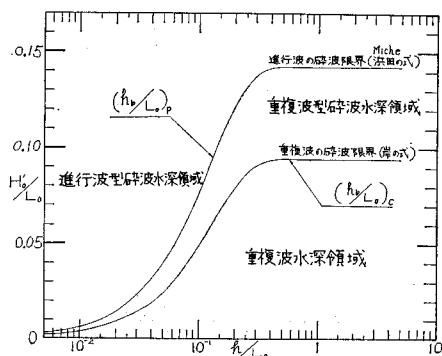


図-3 波の形態による分類

$(L_b)_c : (h_b)_c$  における入射波高および入射波長、 $(k_b)_c = 2\pi/(L_b)_c$ 、 $(H_b/L_b)_c : (h_b)_c$  における入射波の波形勾配、である。

重複波型碎波水深領域と進行波型碎波水深領域の境界 [ $h = (h_b)_p$ ] を Miche<sup>12)</sup>あるいは浜田<sup>13)</sup>の進行波の碎波条件式(3)で表わされるものと考える。

$$\left(\frac{H_b}{L_b}\right)_p = 0.142 \tanh(k_b h_b)_p \quad \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 $(h_b)_p$ ：進行波の碎波水深、 $(H_b)_p$  および  $(L_b)_p$ ： $(h_b)_p$  における入射波の波高および波長、 $(k_b)_p = 2\pi/(L_b)_p$ 、 $(H_b/L_b)_p : (h_b)_p$  における入射波の波形勾配、である。

さて、この研究では、不透過で平滑な斜面堤と鉛直壁に分けて、波の打ち上げ空間波形と越波量との相関特性を調べ、天端高、のり勾配、波形勾配および堤脚水深の影響を明らかにしようとするものである。ただし、今回の報告は無風時の場合である。

## 2. 実験方法

### (1) 斜面堤の実験

実験水路は幅 0.3 m、高さ 0.52 m、長さ 21.4 m、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ンップ式造波板で規則波を起こした。実験は図-4 に示されるように一様水深から直接斜面の始まる場合と、海底勾配  $\tan \alpha = 1/10$  の上に斜面堤を設置して堤脚水深を変化させる場合について調べた。堤脚水深  $h$  は、一様水深の場合は  $h=21$  cm および 32 cm、 $\tan \alpha = 1/10$  では、 $h=21, 17, 14, 11$  および 8 cm であり、のり勾配は  $\cot \theta = 0.25 \sim 5$ 、天端高（静水位上）は  $H_c = 1 \sim 19$  cm まで数種類変化させた。実験波は相当深水波高  $H'_0 = 5.1 \sim 10.4$  cm、周期  $T = 0.8, 1.0, 1.2$  および 1.6 sec としたが、これらの実験条件の諸元は表-1 に示される。なお、一様水深における入射波の波高  $H$  は造波板より 6 m 離れたところで、電気抵抗線式波高計のピックアップを水位計增幅器に接続し、電磁オシログラフに記録して測定した。また、相当深水波高  $H'_0$  は微小振幅波理論より次の式(4)で計算した<sup>16)</sup>。

$$\frac{H}{H'_0} = \sqrt{\left(\frac{\sinh 2kh}{\sinh 2kh + 2kh}\right)} \coth kh \quad \dots \dots \dots (4)$$

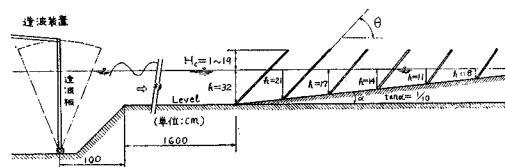


図-4 実験断面

表一 斜面堤の実験条件

水路一様 水深 $h_0'(\text{cm})$	堤脚水深 $h(\text{cm})$	海底勾配 $\tan \alpha$	周期 $T(\text{sec})$	相当深水高 $H_0'(\text{cm})$	hの波高 $H(\text{cm})$	相当深水長 $L_0(\text{cm})$	hの波長 $L(\text{cm})$	波形勾配		比水深		のり勾配 $\tan \theta$	相対天端高 $H_c/H$	
								$H_0'/L_0$	$H/L$	$h/L_0$	$h/L$			
21	21	0	1.0	7.9	7.2	156.1	123.3	0.0506	0.0584	0.135	0.170	1/0.5~1/4	1.25	
			1.2	7.0	6.6	224.8	155.3	0.0310	0.0422	0.094	0.135	1/0.5~1/4	0.758 ~1.34	
			1.6	5.1	5.2	399.5	216.9	0.0129	0.0240	0.053	0.097	1/0.5~1/4	0.96	
			1.6	7.6	7.7	399.5	216.9	0.0190	0.0355	0.053	0.097	1/0.5~1/4	1.17	
32	32	0	0.8	8.4	8.3	99.9	96.8	0.0838	0.0858	0.291	0.331	1/0.5~1/4	0.602	
			1.2	10.4	9.5	224.8	180.9	0.0602	0.0616	0.205	0.229	1/0.5~1/4	0.581	
			17	1/10	1.0	10.0	9.3	114.3	0.0641	0.0811	0.109	0.149	1/0.5~1/4	0.323
			32	0	1.2	9.2	156.1	139.5	0.0659	0.205	0.229	0.229	1/0.5~1/4	~1.41
32	8~32	1/10, 0	1.2	7.8	7.1~8.5	224.8	102.3 ~180.9	0.0346	0.0831 ~0.0393	0.142 ~0.356	0.078 ~0.177	1/0.5~1/4	0.353 ~1.83	
			17	1/10	1.6	5.8	7.1	197.4	0.0138	0.0307	0.0426	0.0862	1/0.5~1/4	0.423
			32	0	1.6	5.5	399.5	259.6	0.0212	0.080	0.123	0.123	1/0.5~1/4	~2.36
			11~32	1/10, 0	1.6	7.9	9.0~7.6	399.5	161.4 ~259.6	0.0198	0.0561 ~0.0290	0.0275 ~0.080	0.058 ~0.123	1/0.5 ~1/4.7

ここに,  $k=2\pi/L$ ,  $L$ : 水深  $h$  における入射波の波長,  $H$ :  $h$  における波高, である。

なお,  $\tan \alpha=1/10$  の場合の堤脚水深  $h$  における入射波の波高  $H$  は先に計算で求めた  $H_0'$  を用いて式(4)より求めた。 $h$  における波長  $L$  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, それを微小振幅波理論の式  $L=(gT^2/2\pi)\tanh kh$  および  $L_0=gT^2/2\pi$  に代入して求めた<sup>17)</sup>。

波の打ち上げ空間波形の測定は第6波を対象にして, 1 cm 格子目盛を付けたガラス側面より写真撮影(シャッター速度 1/250 sec)によって求めた。静水面上の打ち上げ高  $R$  の測定は, 波が斜面を最高に上昇した瞬間を目測によって捕え, 第6~10波について各波ごとにマークし, それらを静水位上の垂直高さに換算した。1 周期当たりの越波量  $Q$  は幅 25 cm, 高さ 15 cm, 長さ

60 cm の越波受箱に第6~10波の5波を集水し, その累積越波量から求めた。

## (2) 鉛直壁の実験

斜面堤における実験方法と同様であるが, 上述の実験水槽のほかに幅 0.8 m, 高さ 2.0 m, 長さ 30 m の片面ガラス張り水槽と幅 0.8 m, 高さ 1.2 m, 長さ 27.9 m の風洞付水槽を用いて追加実験を行なった。また, 越波量については著者の実験以外に既往の成果も用いることにして, 重複波深領域では, 岩垣・三井ら ( $\tan \alpha=1/10$ )<sup>11)</sup> や合田ら ( $\tan \alpha=1/20$ )<sup>18)</sup> の実験成果を, 重複波型碎波水深領域では, 岩垣・三井ら<sup>11)</sup> ( $\tan \alpha=1/10$ ) および白石・沼田ら<sup>19)</sup> ( $\tan \alpha=1/10$ ) の実験成果を用いた。したがって, 鉛直壁の実験条件は表二に示す範囲である。

表二 鉛直壁の実験条件

海底勾配 $\tan \alpha$	周期 $T(\text{sec})$	相当深水波高 $H_0'(\text{cm})$	堤脚水深 $h(\text{cm})$	天端高 $H_c(\text{cm})$	相当深水波形勾配 $H_0'/L_0$	比水深 $h/L_0$	相対天端高 $H_c/H$	研究者
0	0.8	8.4	32	1~7	0.084	0.321	0.12~0.84	著者
	1.0	10.0	32	1~7	0.066	0.205	0.32~1.41	"
	1.2	7.8~10.4	32	1~9	0.060~0.066	0.143	0.11~0.95	"
	1.6	5.8~7.9	32	1~9	0.014~0.020	0.077	0.42~2.36	"
1.8~3.0	28.4~15.1	135	6.5~25	0.056~0.012	0.267~0.106	0.24~1.06	0.24~1.06	"
1/40	1.6~2.6	21.9~10.7	54	6~24	0.055~0.011	0.135~0.067	0.30~1.32	"
1/20	1.38	10.3~14.4	35	9.4, 12.8	0.031~0.049	0.118	0.71~1.16	合田・竹田
	1.77	9.1~18.8	35	9.4, 12.8	0.019~0.039	0.072	0.52~1.20	"
1/10	0.89~0.96	10.0	10~20	8, 10	0.08~0.07	0.070~0.160	0.82~1.09	岩垣・三井ほか
	1.03~1.13	10.0	10~28	8, 10	0.06~0.05	0.050~0.140	0.78~1.09	"
	1.27~1.46	10.0	11.3~27.5	8, 10	0.04~0.03	0.035~0.110	0.73~1.08	"
	1.10~1.62	10.0	10~20	7.5~20	0.053~0.024	0.107~0.024	0.64~1.97	白石・沼田・遠藤
	1.0	10.0	17	3~11	0.064	0.109	0.32~1.19	著者
	1.2	7.8	8~21	3~13	0.035	0.035~0.094	0.36~1.53	"
1.6	5.8~7.9	11~17	3~7	0.014~0.020	0.028~0.043	0.50~0.84	"	
1.6	21.9	20~40	6~24	0.055	0.050~0.100	0.27~1.18	"	

### 3. 波の打ち上げ空間波形について

#### (1) 斜面堤の場合

a) 波の打ち上げ空間波形の形状とその先端角度

これまでに、Freeman-LeMéauté を始め、多くの研究者は非線形浅水理論を特性曲線法によって傾斜海浜における波の打ち上げ高および打ち上げ空間波形を理論的に求める手法を提案している<sup>20)</sup>。しかし、この方法は入射波が spilling breaker として碎け、bore となって斜面を進行する場合にのみ計算が可能であり、計算の複雑さ、精度など多くの問題が残されている。したがって、碎波直前の波を単純な波形で与えても、計算が複雑で、実用できないように考えられる。一方、Brantzaeg らは、捨石斜面堤の安定性を調べる目的で、波の打ち上げ空間波形を実験的に検討している<sup>21)~23)</sup>。それらによれば、波の打ち上げ空間波形の形状はほぼ直線とみなせること、および、打ち上げ空間波形の先端角度が波形勾配の大きいほど小さくなることを明らかにしている。しかし、定量的には十分に検討がなされていないようである。

そこで、著者は写真測定による広範囲の実験より波の打ち上げ空間波形を調べ、その先端角度が波形勾配、のり勾配および堤脚水深によってどのように変化するかを

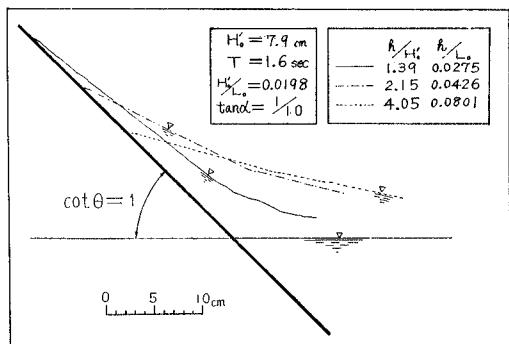
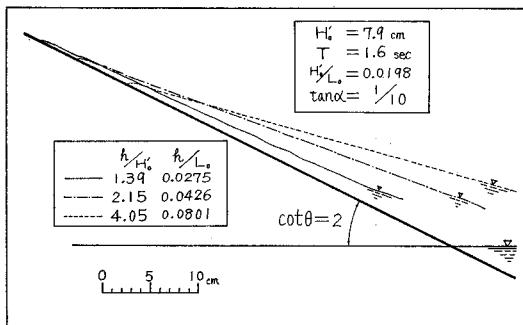
(a)  $\cot \theta = 1$ (b)  $\cot \theta = 2$ 

図-5 波の打ち上げ空間波形

定量的に明らかにしたい。

図-5 は  $\tan \alpha = 1/10$  に設置された  $\cot \theta = 1$  および 2 の斜面堤（不透過な平滑面）について、堤脚水深を 3 種類に変化させた場合の打ち上げ空間波形を示している。これらより、打ち上げ空間波形の先端付近はほぼ直線的な形状と見なすことができること、および、 $H'_0/L_0 = \text{const.}$  の場合に堤脚水深が小さいほど先端角度が小さくなること、また、のり勾配が小さいほど先端角度は小さくなることがわかる。そこで、打ち上げ空間波形の形状を 図-6 のように台形と仮定し、その先端角度  $r$  が  $H/L$  および  $\cot \theta$  によってどのように変化するかを調べると次のようである。

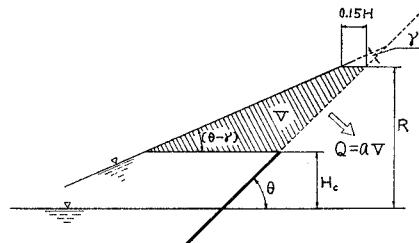
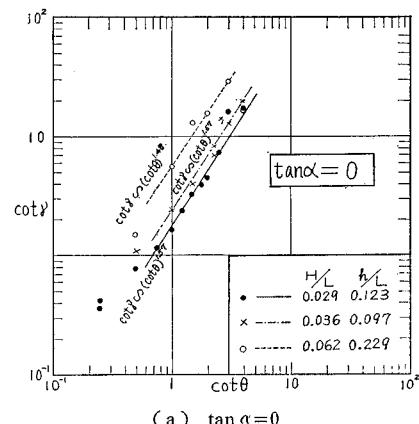
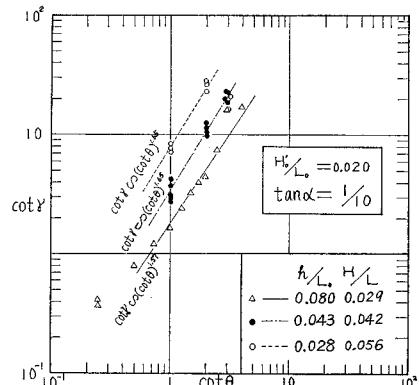
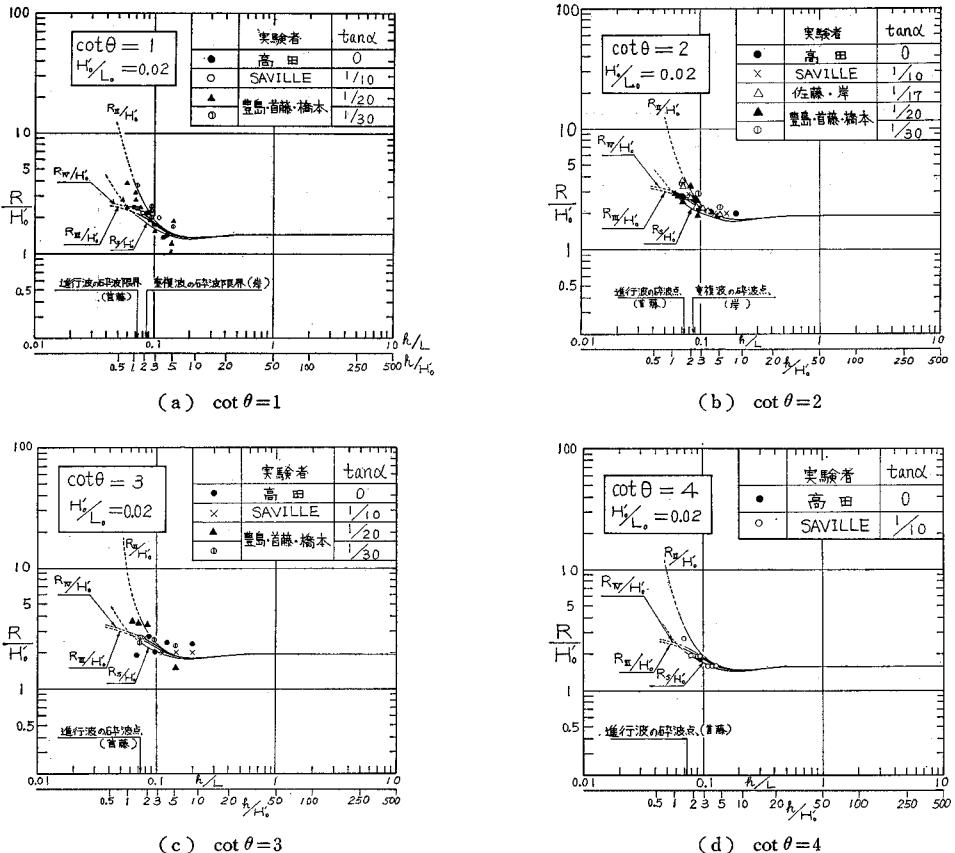


図-6 波の打ち上げ空間波形、その容積および越波量

(a)  $\tan \alpha = 0$ (b)  $\tan \alpha = 1/10$ 図-7  $\cot \gamma$  と  $\cot \theta$  の関係



図-11  $R/H_0'$  と  $h/L$  の関係

あるいは、

$$R/H = \{(\pi/2 \theta_c)^{1/2} + \delta\} (\cot \theta_c / \cot \theta)^{2/3} \dots \quad (17)$$

ここに、 $\theta_c$  は任意の相当深水波形勾配において surging waves を生じる最緩傾斜角あるいは breaking waves を生じる最急傾斜角であって、式(1)より、次の式(18)あるいは(19)で求める。

$$H_0'/L_0 = (2 \theta_c/\pi)^{1/2} (\sin^2 \theta_c/\pi) \dots \dots \dots \quad (18)$$

あるいは、

$$H/L = (2 \theta_c/\pi)^{1/2} (\sin^2 \theta_c/\pi) \cdot \{\sinh 2 kh / (\sinh 2 kh + 2 kh)\}^{1/2} \cdot (\coth kh)^{3/2} \dots \dots \dots \quad (19)$$

なお、式(19)の計算結果は図-1に示されている。

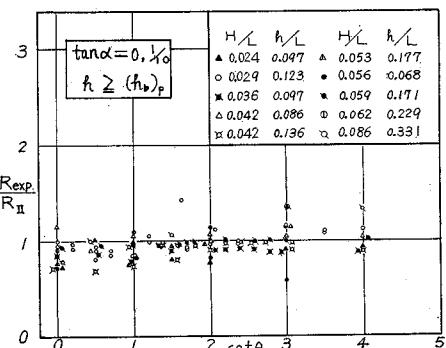
図-11は、 $R/H_0'$  と  $h/L$  との関係を計算値と実験値について示し、算定式の適合性を比較したものである。これらより、 $\delta_{II}$  を用いた  $R_{II}/H_0'$  および  $\delta_V$  を用いた  $R_V/H_0'$  の適合性が一般によいが、碎波点付近ではやや過小な値を示している。また、 $\delta_{II}$  を用いた  $R_{II}/H_0'$  は一般にやや過大な値を与える、碎波点付近での適合性がよいが、 $\delta_S$  を用いた  $R_S/H_0'$  は全体にやや過小な値を示す。以上の結果は、重複波の  $\delta$  に関する実験結果(鉛直壁の  $R/H_0'$ )の傾向とかなりよく合っているといえ

る<sup>8)</sup>。そこで、この研究では、実用性を考慮して式(13)を用いた  $R_{II}/H_0'$  あるいは  $R_{II}/H$  を採用することにした。

図-12は、 $R_{II}$  の適合性を調べるために  $R_{exp}/R_{II}$  の値の分散程度を示している。これより、 $R_{II}$  の計算値は  $R_{exp}$  の傾向をかなり的確に説明していると思われる。

### c) 波の打ち上げ空間波形の容積

著者は波の打ち上げ空間波形を図-6に示すような台形波形で近似させたが、前述のように波の打ち上げ高  $R$

図-12  $R_{II}$  の算定式の適合性

および打ち上げ空間波形の先端角度  $\tau$  の算定式が得られたので、仮想天端上の打ち上げ空間波形の容積  $V_{cal}$  は次の式(20)で示される。

$$V_{cal} = \left\{ \frac{(1 + \cot^2 \theta)}{2(\cot \tau - \cot \theta)} (R - H_c)^2 + 0.15 H(R - H_c) \right\} B \quad \dots \dots \dots (20)$$

ここに、 $B$ ：仮想越波部分の天端の延長、 $H_c$ ：静水位上の仮想天端高、である。

図-13 は写真測定による実験値  $V_{exp}$  と  $R_{II}$  を用いた計算値  $V_{II}$  および  $R_{III}$  を用いた  $V_{III}$  とを比較したものであるが、 $V_{II}$  および  $V_{III}$  は  $V_{exp}$  をかなりよく説明していることがわかる。

図-14 は  $V_{II}$  の適合性を調べるために、 $V_{exp}/V_{II}$  の分散程度を示したものである。これより、かなりのばらつきがあるので、必ずしも精度が良いとはいえないが、一般に  $\cot \theta > 2$  では平均値がほぼ  $(V_{exp}/V_{II}) = 1$

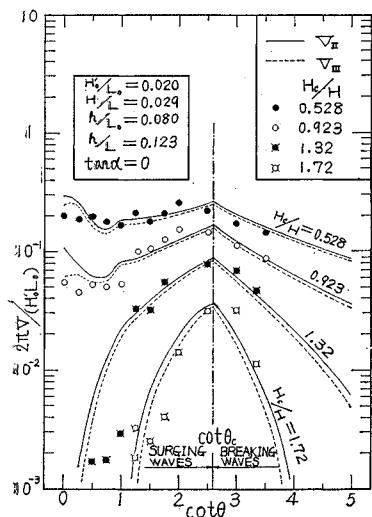


図-13  $V_{exp}$  および  $V_{cal}$  と  $\cot \theta$  の関係

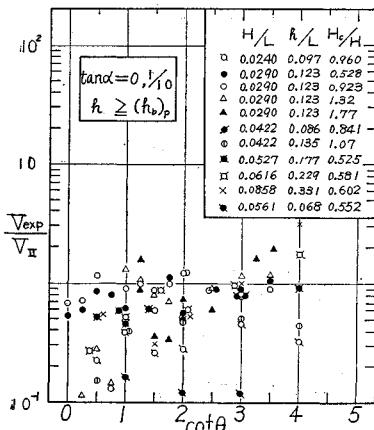


図-14  $V_{II}$  の算定式の適合性

$\cot \theta \leq 2$  では平均値が 1 よりやや小さくなる傾向にあるといえる。以上より、さらに詳細に検討を行ない、より一層精度を高める必要があるが、現段階において实用性を考慮して式(20)の  $R$  に  $R_{II}$  を用いた計算値  $V_{II}$  を採用することにした。

## (2) 鉛直壁の場合

有限振幅重複波理論の水面波形はこれまでに多くの研究者により発表されているが、実用する場合にその適合性と適用範囲が問題にされる。土屋・山口<sup>32)~34)</sup>はせつ動解による有限振幅重複波理論の適合性とその適用限界を理論的・実験的に検討しているが、それによれば、1) 級数解で表示した有限振幅重複波理論には適用限界が存在するとして、各近似解ごとの適用限界を図示している。2) 有限振幅重複波理論の波頂高および波圧は高次解ほど実験結果をよく説明するが、 $h/H$  の値が小さい場合には実験値が理論曲線よりもかなり小さく、実験値と理論曲線が離れる限界の  $h/H$  の値は  $T\sqrt{g/h}$  の値が大きくなるほど一般に大きいこと、などを結論づけている。しかし、土屋・山口の研究は壁面での時間波形を対象にして、海底勾配  $\tan \alpha = 1/400$  の比較的緩勾配で、 $h/H > 2.5$  (あるいは  $6 \leq T\sqrt{g/h} \leq 18$ ) の条件であるので、上記の結果を、 $\tan \alpha = 1/40 \sim 1/10$  の比較的急勾配の碎波点付近 [本研究では  $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  の領域] に適用することはできないと考えられる<sup>8)</sup>。このことは、せつ動解による有限振幅重複波理論の適用限界の基準は相対的なものであるので、その適用限界を見出すためには種々の条件(とくに、海底勾配および堤脚水深の影響)を詳細に実験的に検討しなければならないことを示している。

本研究は進行波の碎波水深より深い領域 [ $h \geq (h_b)_p$ ] の  $\tan \alpha = 1/10$  の場合を対象としているので、著者は実用的な観点から比較的急勾配 ( $\tan \alpha = 1/40 \sim 1/10$ ) の海底勾配の碎波点付近にも適用できる重複波の空間波形の算定式を選び出すために、既往の理論式の中で第2次近似式<sup>27)~30)</sup>、Miche の式<sup>12)</sup>、第3次近似式 (Tadjbakhsh & Keller の式)<sup>27)</sup> および第4次近似式 (合田の式)<sup>31)</sup>について適合性を比較検討した。

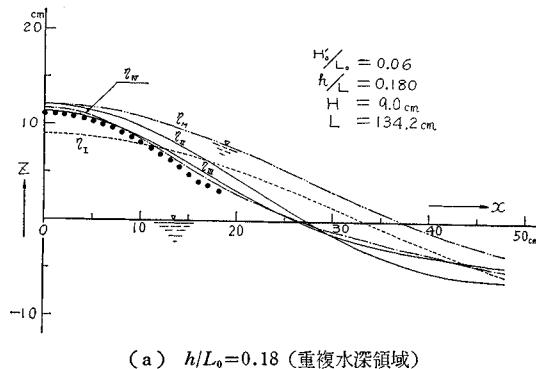
### a) 壁面に波の峯があるときの空間波形と波頂高

静水面を  $x$  軸、鉛直壁面上向きを正とし、堤脚水深  $h$  における入射波について、鉛直壁面の水位変動の  $1/2$  を理論波形の入射波高  $H$  と定義すれば<sup>8)</sup>、上記の諸理論式は次のように示される。

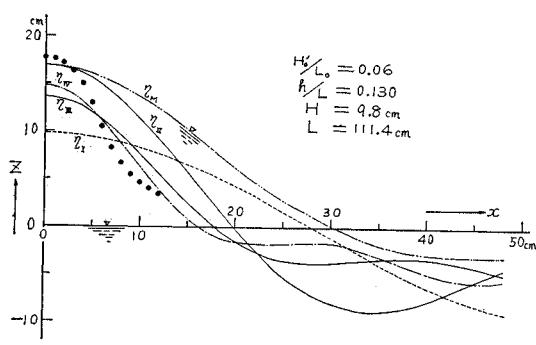
第2次近似式<sup>27)~30)</sup> :

$$\eta_{II}(x) = H \cos kx + (1/8)kH^2(3 \coth^3 kh + \tanh kh) \cos 2kx \quad \dots \dots \dots (21)$$

$$R_{II}/H = 1 + (1/8)kH(3 \coth^3 kh + \tanh kh) \quad \dots \dots \dots (22)$$



(a)  $h/L_0 = 0.18$  (重複水深領域)



(b)  $h/L_0 = 0.13$  (重複波型碎波水深領域)

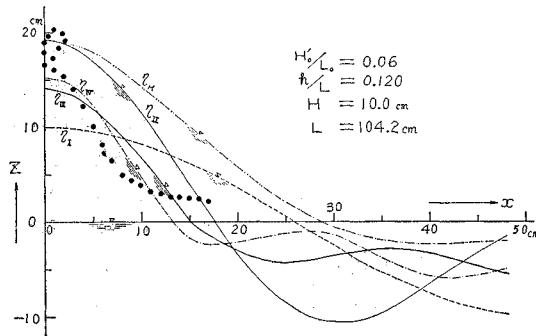


図-15 理論波形と実験波形の比較 ( $H/L = 0.06$ )

### Miche の式<sup>12)</sup> :

$$\eta_M(x) = \eta_{\text{II}}(x) + (1/2)kH^2(1 - \cos 2kx)\coth$$

..... (23)

$$R_M/H = R_{\Pi}/H$$

第3次近似式 (Tadjbakhsh & Keller の式)<sup>27)</sup> :

$$\eta_{\text{III}}(x) = \{\varepsilon_A H + (1/2)(\varepsilon_A H)^3 k^2(b_{11} + b_{31})\} \\ \cdot \cos kx + (1/8)k(\varepsilon_A H)^2(3 \coth^3 kh \\ + \tanh kh) \cos 2kx + (1/2)k^2(\varepsilon_A H)^3 \\ \cdot (b_{11} + b_{31}) \cos 3kx \dots \quad (24)$$

$$R_{\text{II}}/H = 1 + \epsilon_A^2 \left( \frac{R_{\text{II}}}{H} - 1 \right) \dots \dots \dots \quad (25)$$

ここに,  $\epsilon_A$ ,  $b_{11}$ ,  $b_{13}$ ,  $b_{31}$  および  $b_{33}$  は第3次近似解の定数であり, 文献 8) に示されている。

#### 第4次近似式（合田の式）<sup>31)</sup>

$$R_{\text{IV}}/H = (R_{\text{III}}/H) + (1/6)(kH)^3 \epsilon A^4 (b_{02} + b_{22} + b_{42} + b_{04} + b_{24} + b_{44}) \dots \dots \dots \quad (27)$$

### b) 実験値と理論値との比較

図-15 は空間波形の実験値と上記の諸理論式の計算値との比較を示し、図-16 は波頂高の比較を示している。これらより、重複波領域では第3次近似式あるいは第4次近似式の適合性が非常によく、第2次近似式はやや過大な値を与える。一方、重複波型碎波領域では第2次近似式の適合性が波の峯付近でかなりよく、第3次近似式あるいは第4次近似式の値はやや過小に見積ることがわかる。したがって、この研究では、実用性を考慮して第2次近似式(21), (22)を採用することにした。

#### 4. 波の打ち上げ空間波形と越波量の相関

### (1) 斜面堤の場合

波の打ち上げ高が斜面堤の天端より高い場合の越波に

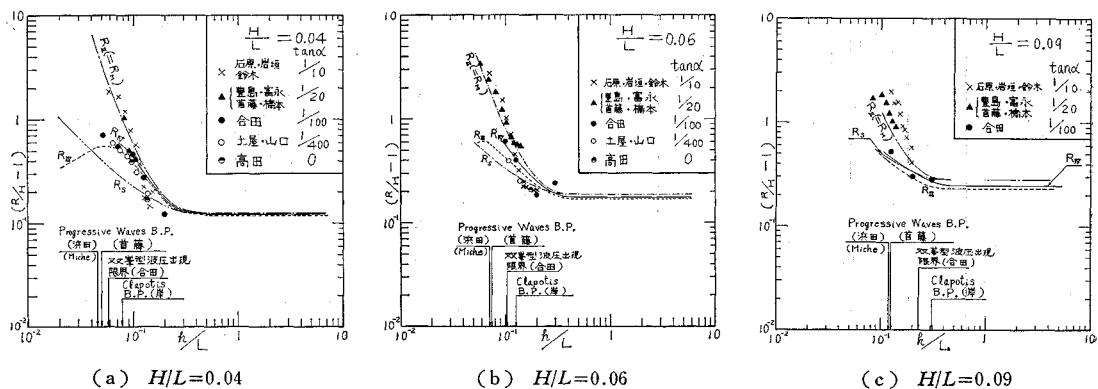


図-16 静水位上の波頂高

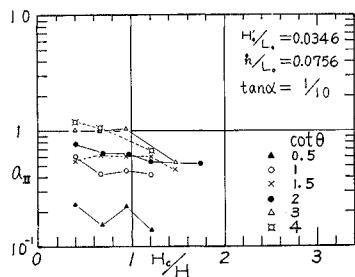
について考えると、図-6 に示すように、非越波時の打ち上げ空間波形の仮想天端上の容積  $V$  と 1 周期当たりの越波量  $Q$  を式 (28) で関連させることができる<sup>24)</sup>。

ここに、 $a$ は1周期当たりの越波量係数である。

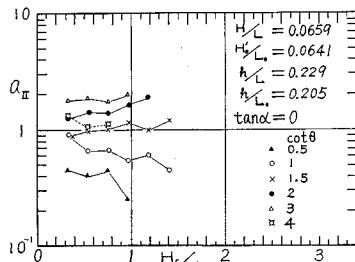
いま、波の打ち上げ高の算定式に  $R_{II}$  を採用して式(20)を計算し、それを式(28)に代入すれば次の式(29)で示される。

$$Q = a_{\text{II}} V_{\text{II}} \\ = a_{\text{II}} B \left\{ \frac{(1 + \cot^2 \theta)}{2(\cot \tau - \cot \theta)} (R_{\text{II}} - H_c)^2 \right. \\ \left. + 0.15 H (R_{\text{II}} - H_c) \right\} \dots \dots \dots (29)$$

そこで、著者は、実験越波量  $Q_{\text{exp}}$  と越波量係数  $a_{\text{II}}$  との相関関係を調べ、 $a_{\text{II}}$  におよぼす天端高、のり勾配、



$$(a) \quad H_0'/L_0 = 0.0346, \quad h/L_0 = 0.0756$$



(b)  $H_0'/L_0 = 0.0641$ ,  $h/L_0 = 0.205$  の波

波形勾配および堤脚水深の影響を定量的に明らかにした  
い。

#### a) 天端高の影響

$\alpha_{II}$  における天端高の影響は、重複波水深領域  $\{h \geq (h_b)_c\}$  では図-17 のように示され、重複波型碎波水深領域  $\{h = (h_b)_p \sim (h_b)_c\}$  では図-18 のように示される。これらより、 $h \geq (h_b)_c$  では、 $H_c/H$  が大きくなると  $\alpha_{II}$  はやや減少の傾向が一般的であるが、その変化の程度はあまり大きくない（ここでは、実用性を考慮してこの領域での天端高の影響を無視して考える）。

一方,  $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  では,  $h/L_0$  が小さくなると  $H_c/H$  の影響がしだいに大きくなり,  $\alpha_{\text{II}}$  は  $H_c/H$  の大きいほど小さいが, 近似的に次の式 (30) で示される。

$$\log_{10} \alpha_{\text{II}} \approx 2 \left\{ \frac{(h_b)_c - h}{(h_b)_c - (h_b)_p} \right\} \log_{10} \left( \frac{R_{\text{II}} - H_c}{H} \right) \quad \dots \quad (30)$$

### b) のり勾配の影響

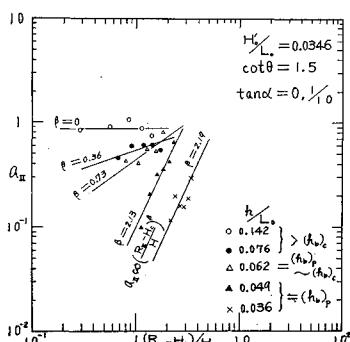
図-19 は  $a_{II}$  と  $\cot \theta$  の関係を示したものであり、これらより、 $a_{II}$  は  $\cot \theta$  が大きくなると増大し、両対数紙上ほぼ直線的に変化することがわかる。今回の実験の範囲では、近似的に次の式 (31) のように示される。

### c) 波形勾配の影響

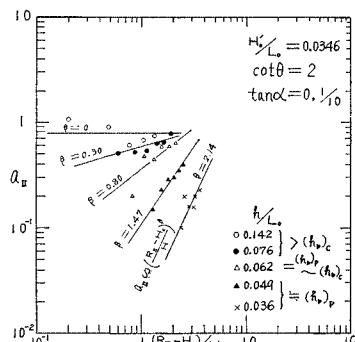
図-20 は  $a_{II}$  における  $H_0'/L_0$  の影響を  $\cot \theta = 0$  ~4 について調べた結果であるが、これらより  $a_{II}$  は  $H_0'/L_0$  が大きくなると両対数紙上直線的に増加する傾向にあることがわかる。今回の実験の範囲では、近似的に次の式(32)で示される。

d) 堤脚水深の影響

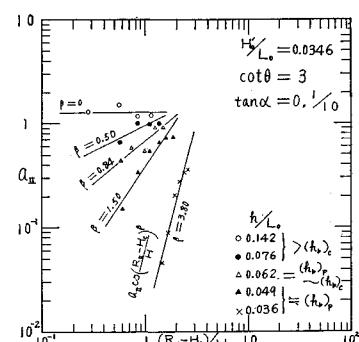
図-21 は  $a_{II}$  におよぼす  $h/L_0$  の影響を  $\cot \theta = 0.5$  ~4 について調べた結果である。これらより、 $a_{II}$  は  $h \geqq (h_b)_c$  において  $h/L_0$  に無関係にほぼ一定の値を与えるが、 $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  では、 $h/L_0$  が小さくなると両対数紙上直線的に減少しており、近似的に次の式(33)



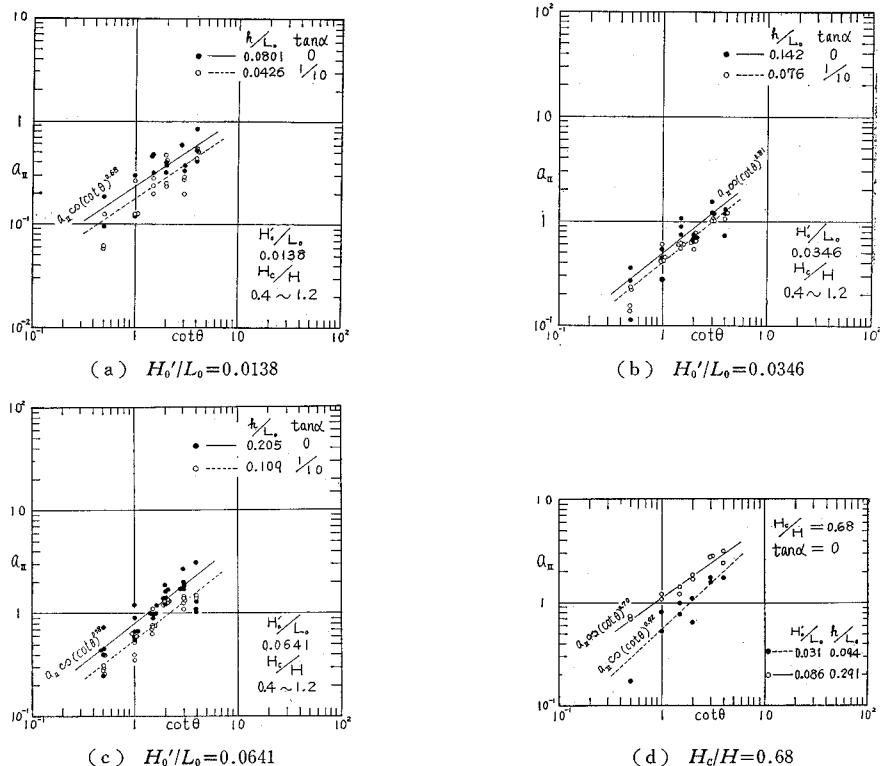
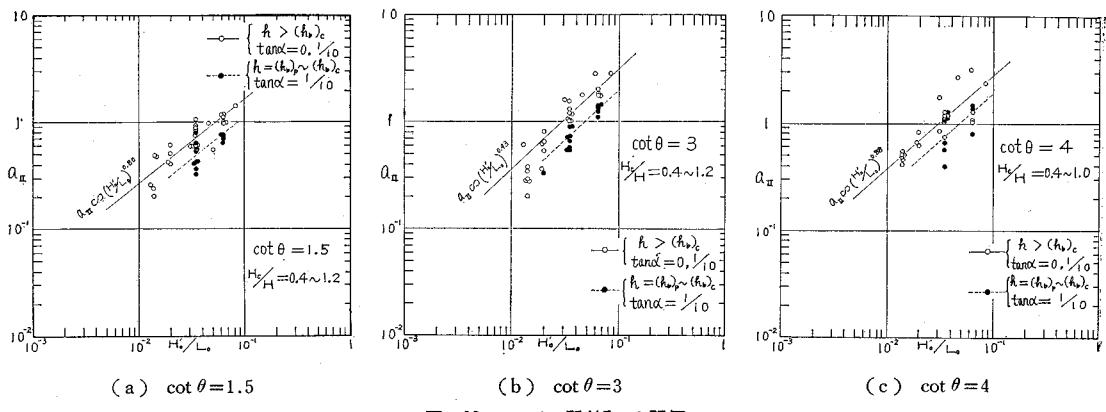
(a)  $\cot \theta = 1.5$ ,  $H_0'/L_0 = 0.0346$



(b)  $\cot \theta = 2$ ,  $H_0'/L_0 = 0.0346$



(c)  $\cot \theta = 3$ ,  $H_0'/L_0 = 0.0346$

図-19  $\alpha_{\text{II}}$  と  $\cot \theta$  の関係図-20  $\alpha_{\text{II}}$  と  $H_0'/L_0$  の関係

のように示される。

$$h = (h_b)_p \sim (h_b)_c :$$

$$\alpha_{\text{II}} \propto \{h/(h_b)_c\}^{1.8} \quad \dots \dots \dots (33)$$

#### e) $\alpha_{\text{II}}$ の算定式

以上より、 $\alpha_{\text{II}}$  におよぼす  $H_c/H$ ,  $\cot \theta$ ,  $H_0'/L_0$  および  $h/L_0$  の影響がわかったので、今回の実験値を整理した結果、 $\alpha_{\text{II}}$  の算定式は近似的に次のように示される。

ただし、適用範囲は  $\cot \theta \geq 0.25$  とする。

#### i) 重複波型碎波水深領域 $\{h \geq (h_b)_c\}$

$$\alpha_{\text{II}} = 7.6(\cot \theta)^{0.73}(H_0'/L_0)^{0.83} \quad \dots \dots \dots (34)$$

#### ii) 重複波型碎波水深領域 $\{h = (h_b)_p \sim (h_b)_c\}$

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

$$\begin{aligned} \log_{10} \alpha_{\text{II}} &= \log_{10} 6.6 + 1.8 \log_{10} \{h/(h_b)_c\} \\ &\quad + 2 \left\{ \frac{(h_b)_c - h}{(h_b)_c - (h_b)_p} \right\} \log_{10} \left( \frac{R_{\text{II}} - H_c}{H} \right) \\ &\quad + 0.73 \log_{10} \cot \theta + 0.83 \log_{10} (H_0'/L_0) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (35)$$

#### (2) 鉛直壁の場合

壁面における波頂高が天端高より高い場合の越波を対象にすれば、図-22 に示すように非越波時の波の峯が

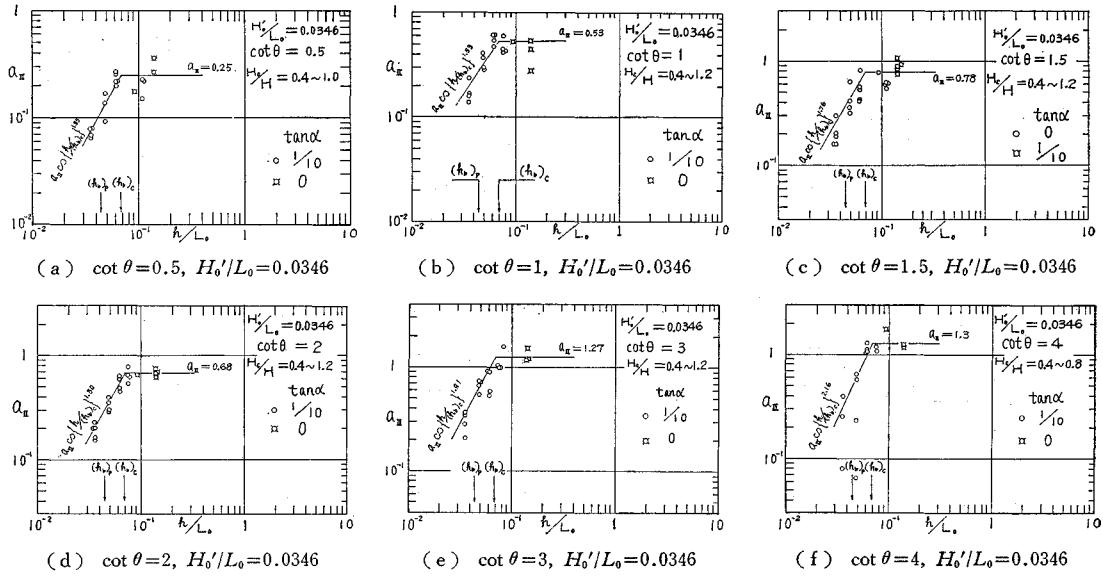
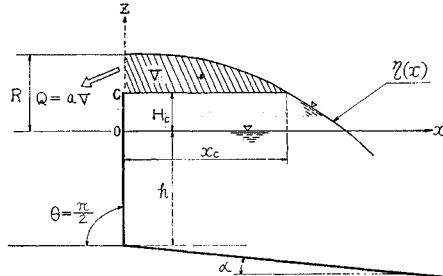
図-21  $\alpha_{\text{II}}$  と  $h/L_0$  の関係

図-22 重複波の空間波形と越波量の相関

壁面にあるときの仮想天端上の空間波形の容積  $V$  と 1 周期当たりの越波量  $Q$  は、斜面堤の場合と同様に、式 (28) で関連づけることができる。

いま、有限振幅重複波理論の第 2 次近似式を用いれば、式 (21) と式 (28) より次の式 (36) で示される。

$$\begin{aligned} Q &= \alpha_{\text{II}} V_{\text{II}} = \alpha_{\text{II}} B \int_0^{x_c} \{\eta_{\text{II}}(x) - H_c\} dx \\ &= \alpha_{\text{II}} B \{(H/k) \sin kx_c + (1/16) H^2 (3 \coth^3 kh \\ &\quad + \tanh kh) \sin 2kx_c - H_c x_c\} \end{aligned} \quad (36)$$

ここで、 $\alpha_{\text{II}}$  は 1 周期当りの越波量係数、そして、 $x_c$  は図-22 に示されるが、式 (21) より  $\eta_{\text{II}}(x_c) = H_c$  とおいて次の式で計算できる。

$$\cos kx_c = \frac{-1 + \sqrt{1 + 8 \delta_{\text{II}} \{\delta_{\text{II}} + (H_c/H)\}}}{4 \delta_{\text{II}}} \quad (37)$$

そこで、著者は  $\alpha_{\text{II}}$  におよぼす鉛直壁の天端高、波形勾配および堤脚水深の影響を検討したい。

#### a) 天端高の影響

図-23 は  $\alpha_{\text{II}}$  と  $(R_{\text{II}} - H_c)/H$  の関係を示すが、これらより  $\alpha_{\text{II}}$  は  $(R_{\text{II}} - H_c)/H$  が大きくなると両対数紙上ほぼ直線的に増加することがわかる。すなわち次のよ

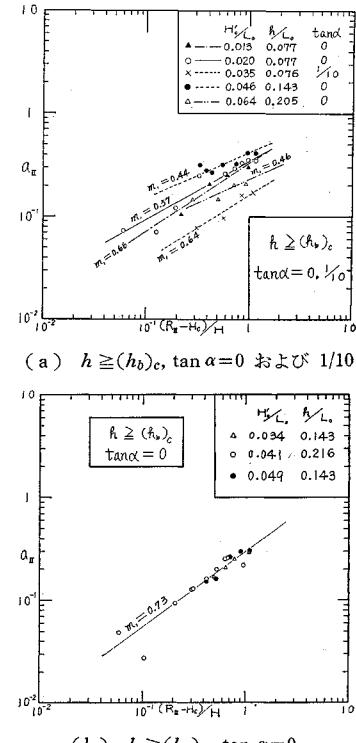
うに表わされる。

$$\alpha_{\text{II}} \sim \{(R_{\text{II}} - H_c)/H\}^{m_1} \quad (38)$$

ここに、 $m_1$  は実験定数である。これまでの実験の範囲では、平均値が近似的に  $m_1 = 1/2$  である。

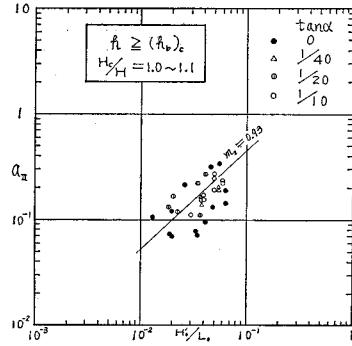
#### b) 波形勾配の影響

$\alpha_{\text{II}}$  における  $H_0'/L_0$  の影響は図-24 に示される

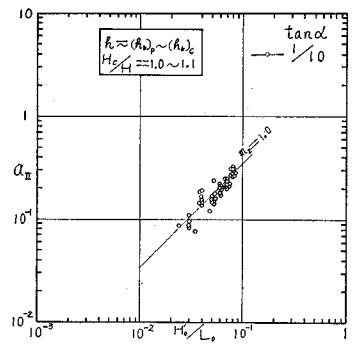
図-23  $\alpha_{\text{II}}$  と  $(R_{\text{II}} - H_c)/H$  の関係

が、これらより、 $a_{\text{II}}$  は  $H_0'/L_0$  が大きくなると増加することがわかる。すなわち次のように表わされる。

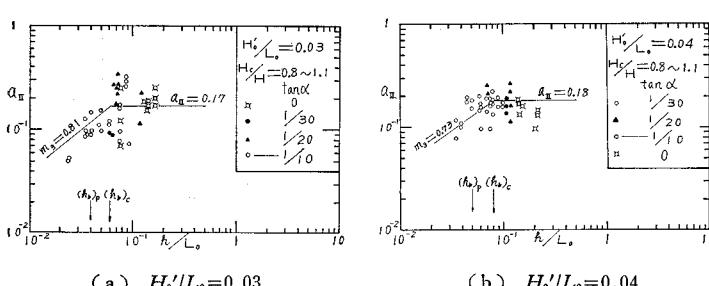
ここに,  $m_2$  は実験定数であるが, 今回の実験の範囲では, 平均値は近似的に  $m_2=1$  である。



(a)  $H_c/H = 1.0 \sim 1.1$ ,  $h \geq (h_b)_c$

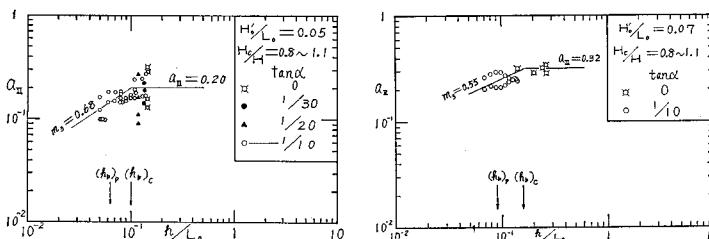


)  $H_c/H = 1.0 \sim 1.1$ ,  $h = (h_b)_p \sim$



( a )  $H_0'/L_0 = 0.03$

( b )  $H_0'/L_0 = 0.04$



#### 圖 85 — 117 金屬管

c) 堤脚水深の影響

$a_{II}$  における  $h$  の影響は図-25 に示されるが、これらより、 $a_{II}$  は  $h \geq (h_b)_c$  では  $h/L_0$  に無関係にほぼ一定の値を与えるが、 $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  では  $h/L_0$  が小さくなると  $a_{II}$  は減少することがわかる。すなわち、次のように示される。

$$h = (h_b)_p \sim (h_b)_c :$$

ここに、 $m_3$  は実験定数である。今回の実験の範囲では、平均値は近似的に  $m_3=2/3$  である。

**d)  $a_{\text{II}}$  の算定式**

以上より、 $a_{\text{II}}$  におよぼす  $(R_{\text{II}} - H_c)/H$ ,  $H_0'/L_0$  および  $h/L_0$  の影響が関数で表わすことができたので、今回の実験値を  $a_{\text{II}}$  について整理した結果、 $a_{\text{II}}$  の算定式は近似的に次のように示される。

i )  $h \geq (h_b)_c :$

$$a_{\text{II}} = 9.3 \{(R_{\text{II}} - H_c)/H\}^{1/2} (H_0'/L_0) \dots \dots \dots (41)$$

ii)  $(h_b)_p \sim (h_b)_c$ ,  $\tan \alpha = 1/10$ :

$$a_{\text{II}} = 5.5 \{h/(h_b)_c\}^{2/3} \{(R_{\text{II}} - H_c)/H\}^{1/2} (H_0'/L_0) \quad \dots \quad (42)$$

## 5. 越波量算定式の適合性

斜面堤の越波量係数  $a_{II}$  は式 (34), (35) で、鉛直壁の  $a_{II}$  は式 (41), (42) で表わされるので、越波量算定式は斜面堤では式 (29), 鉛直壁では式 (36) のように提案される。そこで、それら算定式の精度を実験越波量  $Q_{exp}$  と比較して検討する。

$Q_{\text{exp}}$  は同一条件の実験を 3~5 回繰り返し行ない、

その平均値を採用したので、実験上のばらつきと算定式の計算値のばらつきを分離して検討すべきであるが、ここでは、平均の実験値が算定式の計算値のまわりにどの程度ばらつきがあるかを調べることによって算定式の実験値に対する適合性を検討する。

a) 斜面堤の場合

①  $h \geq (h_b)_c$  の領域：式(29)に式(34)を代入して  $Q_{\text{cal}}$  を求め、そのときの  $Q_{\text{exp}}$  が  $Q_{\text{cal}}$  のまわりにどの程度ばらつくかを  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  として表わした結果が図-26のように示される。これらより、今回の実験の範囲においては  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  の平均値は近似的に 1.00 となり、平均値  $\bar{Q}_{\text{exp}}/\bar{Q}_{\text{cal}} = 1.00$  を代表値とするときのそれぞれの  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  の資料の分

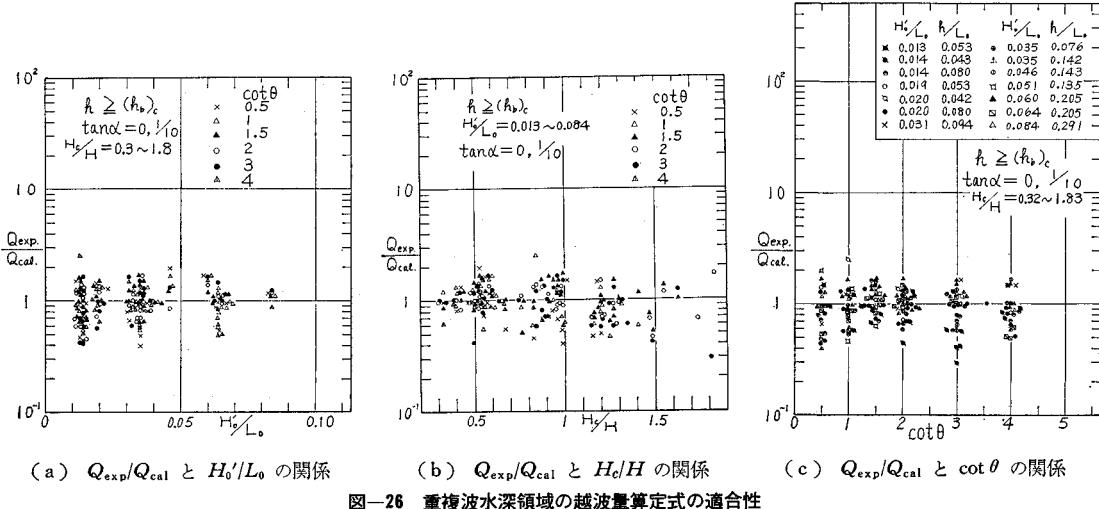


図-26 重複波深領域の越波量算定式の適合性

散程度を標準偏差  $\sigma$  で示せば次の式で示される。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{Q_{\text{exp}}}{Q_{\text{cal}}} - \frac{1}{Q_{\text{cal}}} \right)^2} = 0.35 \dots (43)$$

これは、算定式の計算値に対応する実験値のばらつきを表わす量であるので実験値が正しい値と仮定すれば、算定式の精度を式 (43) で推定できる。

②  $h = (h_p)_p \sim (h_b)_c$  の領域：式 (29) に式 (35) を代入して  $Q_{\text{cal}}$  を求め、それに対応する  $Q_{\text{exp}}$  を  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  で表わした結果が、図-27 のように示される。これらより  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  の平均値は近似的に 1.00 となり、平均値  $\overline{Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}}=1.00$  を代表値にとるとときの今回の実験範囲における  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  の資料の標準偏差  $\sigma$  は次の式 (44) のように示される。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{Q_{\text{exp}}}{Q_{\text{cal}}} - 1 \right)^2} = 0.51 \dots (44)$$

以上より、斜面堤の越波量算定式の精度は必ずしも高いとはいえないが、実用的には一応満足すべき結果と考えられる。しかし、さらに精度を高めるために  $\cot \gamma$  および  $a_n$  に関する広範囲の実験的考察が今後の研究課題となるであろう。

### b) 鉛直壁の場合

①  $h \geq (h_b)_c$  の領域：式 (36) に式 (41) を代入して  $Q_{\text{cal}}$  を求め、斜面堤の場合と同様に、 $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  の値は図-28 に示される。これより、今回の実験の範囲では、 $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  の平均値は近似的に 1.00 であり、平均値  $\overline{Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}}=1.00$  を代表値にとるとときのそれぞれの  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  の資料の標準偏差  $\sigma$  は次の式 (45) のように示される。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{Q_{\text{exp}}}{Q_{\text{cal}}} - 1 \right)^2} = 0.51 \dots (45)$$

②  $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  の領域：式 (36) に式 (42) を代入して  $Q_{\text{cal}}$  を求め、それに対応する  $Q_{\text{exp}}$  を

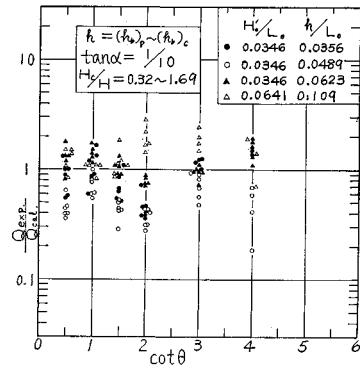
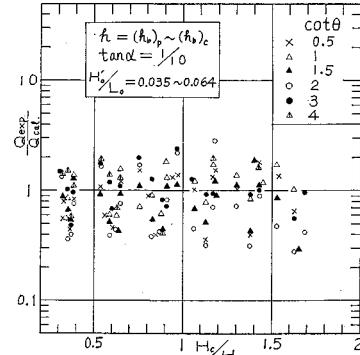
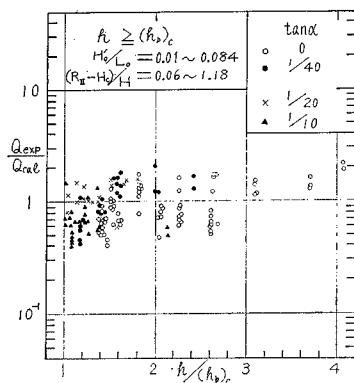
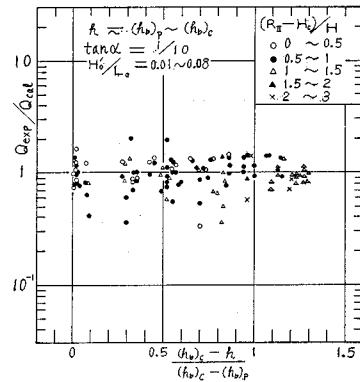
(a)  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  と  $\cot \theta$  の関係(b)  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  と  $H_c/H$  の関係

図-27 重複波型碎波深領域の越波量算定式の適合性

$Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  で表わした結果が図-29 のように示される。これより  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  の平均値は近似的に 1.00 となり、平均値  $\overline{Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}}=1.00$  を代表値にとるとときの  $Q_{\text{exp}}/Q_{\text{cal}}$  の資料の標準偏差  $\sigma$  は次の式 (46) のように示される。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{Q_{\text{exp}}}{Q_{\text{cal}}} - 1 \right)^2} = 0.39 \dots (46)$$

図-28 越波量算定式の適合性  $\{h \geq (h_b)_c\}$ 図-29 越波量算定式の適合性  $\{h = (h_b)_p \sim (h_b)_c\}$ 

以上の結果、鉛直壁の越波量算定式の精度は必ずしも高いとはいえないが、実用的には一応満足されよう。しかし、算定式の精度をより一層高めるために、 $a_{II}$ に関する広範囲の実験的考察が今後の課題として残されている。

## 6. 結 論

進行波の碎波水深より深い領域の不透過な平滑斜面堤および鉛直壁を対象にして、非越波時の打ち上げ空間波形と越波量を関連させて、無風時における越波量算定式を提案することができた。算定式の精度は実用的には一応満足すべき結果であるが、より一層精度を高めることができ今後の課題である。

おもな成果を要約すれば次のとおりである。

### (1) 斜面堤の場合

1)  $h \geq (h_b)_p$  の波の打ち上げ高  $R$  の算定式は、 $H_0'/L_0 \leq (2\theta/\pi)^{1/2}(\sin^2\theta/\pi)$  では、式(10)あるいは式(11)、 $H_0'/L_0 > (2\theta/\pi)^{1/2}(\sin^2\theta/\pi)$  では式(16)あるいは式(17)で示される。これら算定式の中の  $\delta$  は、 $h \geq (h_b)_c$  では第3次近似式(14)および第4次近似式(15)の適合性がよいが、 $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  では、第2次近似式(13)の適合性がよい。

2) 非越波時の打ち上げ空間波形の先端付近の形状はほぼ直線をなし、図-6に示す打ち上げ空間波形の先端角  $r$  は  $\cot\theta \geq 1$  では式(5)で、 $\cot\theta = 0 \sim 1$  では式(8)のように示される。また、仮想天端上の打ち上げ空間波形の容積  $V$  は式(20)のように示される。

3) 1周期当りの越波量  $Q$  は式(29)のように示され、1周期当りの越波量係数  $a_{II}$  は  $h \geq (h_b)_c$  では式(34)で、 $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  では式(35)のように示される。

4) 越波量算定式の精度を計算値のまわりの実験値のばらつき程度で表わせば、今回の実験の範囲では  $h \geq (h_b)_c$  において式(43)で、 $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  において式(44)のように示される。しかし、さらに一層精度を高めることができ今後の課題となろう。

### (2) 鉛直壁の場合

1) 重複波の空間波形  $\eta(x)$  は  $h \geq (h_b)_c$  では諸理論式の中で、第3次近似式(24)および第4次近似式(26)の適合性がよく、 $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  では波頂付近において第2次近似式(21)の適合性が一般によい。

2)  $Q$  の算定式は式(36)のように示され、 $a_{II}$  は  $h \geq (h_b)_c$  では式(41)で、 $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  では式(42)のように示される。

3)  $Q$  の算定式の精度を計算値のまわりの実験値のばらつき程度で表わせば、今回の実験の範囲では、 $h \geq (h_b)_c$  において式(45)で、 $h = (h_b)_p \sim (h_b)_c$  では式(46)のように示される。しかし、より一層精度を高めることができ今後の課題となろう。

付記：この研究を進めるにあたり、中部工業大学の結城朝恭学監・教授および名古屋大学の成岡昌夫教授、足立昭平教授より励ましのお言葉を賜った。また、文部省科学研究費の特別研究（代表者 名古屋大学理学部の飯田汲事名誉教授）の御援助を受けた。ここに記して深く謝意を表します。

### 参 考 文 献

- 1) Nagai, S. and A. Takada : Relations between run-up and overtopping of waves, 13th International Conference on Coastal Engineering, 1972 Conference Abstracts, July, 1972, pp. 157~160 (Final Print, in Printing).
- 2) 高田 彰：越波量の近似計算法、土木学会第27回年次学術講演会講演集、第2部、Oct., 1972, pp. 47~50.
- 3) Shi-igai, H. and T. Kono : Analytical approach on wave overtopping on levees, Proc. 12th Coastal Engineering Conference, Vol. 1, Sept., 1970, pp. 563~573.
- 4) 富永正照・佐久間 裕：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、Nov., 1970, pp. 133~140.
- 5) 土木学会論文報告集討議、討議者 椎貝博美、回答者 高田 彰：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 (1971-10), pp. 173~176.
- 6) 近藤淑郎：異型ブロック消波工に関する二、三の考察、第18回海岸工学講演会論文集、Oct., 1971, pp. 197~

202.

- 7) 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——，Oct., 1971, pp. 248~258.
- 8) 高田 彰：有限振幅重複波の時間波形と越波量の相関特性，土木学会論文報告集，No. 201 (1972-5), pp. 61~76.
- 9) Hunt, Ira A. Jr. : Design of sea-walls and breakwaters, Trans. ASCE, Vol. 126, Part IV, 1961, pp. 542~570.
- 10) Miche, M. : Le pouvoir réfléchissant des ouvrages maritimes exposés à l'action de la houle, Annales des Ponts et Chaussées, Mai-Juin, 1951, pp. 285~319.
- 11) 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，July, 1964, pp. 1~41.
- 12) Miche, M. : Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante (I ~IV), Annales des Ponts et Chaussées, Vol. 121, 1944, pp. 25~78, 131~164, 270~292, 369~406.
- 13) Hamada, T. : Breakers and beach erosion, Report of Transportation Technical Research Institute, Report No. 1, 1951.
- 14) 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——，建設省土木研究所報告，No. 111, 1951, pp. 111~119.
- 15) 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，No. 90, March, 1955 pp. 27~54.
- 16) たとえば，沼知福三郎・本間仁監修：水工学便覧，森北出版，August, 1966, pp. 414~438 の表。
- 17) たとえば，合田良実・竹田英章：海の波の波長および波速の計算法，港湾技術研資料，No. 12, June, 1964, pp. 1~57.
- 18) 合田良実：防波護岸の越波流量に関する研究，港湾技術研究所報告，Vol. 9, No. 4, Dec., 1970.
- 19) Shiraiishi, N., A. Numata and T. Endo : On the effect of armour block facing on the quantity of wave overtopping, Coastal Engineering in Japan, Vol. 11, 1968, pp. 117~130.
- 20) たとえば，Freeman, J.C. and B.L. LeMéhauté : Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. ASCE, Vol. 90, No. HY 2, 1964, pp. 187~216.
- 21) Brandtzæg, A. : A simple mathematical model of wave motion on a rubble mound breakwater slope, Proc. 8th Conf. on Coastal Engg., Nov., 1962, pp.

444~468.

- 22) Brandz g, A. : A simple mathematical model of wave motion on a rubble-mound breakwater front, Proc. 10th Conf. on Coastal Engg., Vol. II, Sep., 1966, pp. 977~989.
- 23) Brandtzæg, A., A. Tørum and O.R. Østby : Velocities in downrush on rubble mound breakwaters, Proc. 11th Conf. on Coastal Engg., Vol. II, Sept., 1968, pp. 815~832.
- 24) 高田 彰：波の週上、越波および反射の関連性について，土木学会論文報告集，No. 182 (1970-10), pp. 19~30.
- 25) 高田 彰：波の打ち上げ高の算定式における非線形特性の考察，土木学会中部支部研究発表会講演概要集，Feb., 1971, pp. 127~130.
- 26) 高田 彰：碎波以深領域における波の打ち上げ高，土木学会中部支部研究発表会講演概要集，Nov., 1971, pp. 75~78.
- 27) Tadjbakhsh, I. and J.B. Keller : Standing surface waves of finite amplitude, J. Fluid Mech., Vol. 8, 1960, pp. 442~451.
- 28) Verma, G.R. and J.B. Keller : Three dimensional standing surface waves of finite amplitude, Phys. Fluid, 5, 1962, pp. 52~56.
- 29) 渋田徳一：表面波の2次干渉，第11回海岸工学講演会講演集，Nov., 1964, pp. 1~6.
- 30) Hamada, T. : The secondary interaction of surface waves, Report of Port & Harbour Res. Inst., No. 10, 1965, pp. 10~28.
- 31) 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, June, 1966, pp. 1~57.
- 32) 土屋義人・山口正隆：有限振幅重複波に関する基礎的研究(1)——せつ動解の境界条件の適合性について——，京都大学防災研究所年報，No. 12 B, March, 1969, pp. 585~605.
- 33) 土屋義人・山口正隆：有限振幅重複波に関する基礎的研究(2)——せつ動解の適合性に関する実験——，京都大学防災研究所年報，No. 12 B, March, 1969, pp. 607~631.
- 34) 土屋義人・山口正隆：せつ動解による有限振幅重複波理論の適用限界について，第16回海岸工学講演会講演集，Dec., 1969, pp. 7~13.

(1972. 8.22・受付)  
(1972.12.1・再受付)