

短周期波のうちあげに関する最近の研究

名古屋工業大学 工博 細井正延

海岸堤防のり面上への波のうちあげ高、越波量については、以前から多くの人々によって研究がおこなわれており、それらの結果については水理公式集に掲載されている。また京都大学の岩垣教授は1964年におこなわれた「水工学に関する夏期研修会」で、「海岸堤防論」のうちで詳細に述べている。そこで著者はそのあとに発表された研究成果に重点を置いて、これらの問題を考察してみたい。そして最後に、堤防のり線が屈曲している場合の堤防前面における波高分布について説明する。

1 Freeman, Méhauté の理論に対する岩垣等の実験的検討⁽¹⁾

FreemanとMéhauté⁽²⁾は砕波直前の孤立波から出発して、それが砕波後に bore となって sloping beach 上を進行し、さらに汀線上の dry bed を遡上する現象を特性曲線法で計算して遡上高を算出する方法を示した。この取り扱いにおいても、boreの変形のときのエネルギー損失、あるいはdry bed上の摩擦損失など種々の問題が残されているが、理論的取り扱いの新しい試みとして興味深い。そこで dry bed 上の遡上波についての理論的取り扱いを説明し、つぎにこれに対して岩垣などがおこなった実験的検討について述べられる。

dry bed上へのうちあげ、または汀線にのり先をもつ堤防のり面へのうちあげを考える。汀線を原点として、のり面に沿って x_s 軸、それに直角上方に y_s 軸をとり、 x_s 方向の流速を u_s 、のり面から y_s 軸方向に測った水面の高さを η_s 、のり面が水平線となす角度を α とすると、長波の運動方程式および連続式はつぎのようになる。

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x_s} = -g \cos \alpha \frac{\partial \eta_s}{\partial x_s} - g \sin \alpha - f \frac{u_s |u_s|}{\eta_s} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \eta_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_s} (\eta_s \cdot u_s) = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 f は摩擦係数で、 $\tau = \rho f u_s^2$ の関係が成り立つものとする。いま $X_s = x_s / h_*$ 、 $T's = \sqrt{(g \cos \alpha) / (h_* t)}$ 、 $U's = u_s / \sqrt{g h_* \cos \alpha}$ 、 $C's = \sqrt{\eta_s / h_*}$ として、 x_s 、 t 、 u_s 、 η_s を無次元量で表わし、(1)、(2)式を変形してつぎの特性曲線の方程式が得られる。すなわち

$$\frac{dX_s}{dT's} = U's \pm C's \dots\dots\dots (3)$$

の特性曲線上で

$$-\frac{d}{dT's} (U's \pm 2C's) = -\sin \alpha - f \left(\frac{U's}{C's} \right)^2 \dots\dots\dots (4)$$

が成立する。図-1に示すように $X_s - T's$ 平面において、1と2の点の諸量 $U's_1$ 、 $U's_2$ 、 $C's_1$ 、 $C's_2$ が与えられれば、(3)式から $\Delta T's'(1 \sim 2)$ および $\Delta T's'(2 \sim 3)$ が求められ、3の点の $U's$ 、 $C's$ の値は(4)式に対する差分式を用いれば求められる。このように $U's$ および $C's$ の初期値あるいは境界値を与えると、順次 $X_s - T's$ 平面で種々の場所と時間に対応する $U's$ 、 $C's$ を求めることができる。(3)、(4)式において、 $U_s = U's \sqrt{g h_* \cos \alpha}$ 、 $T_s = T's \sqrt{g h_* \cos \alpha}$ とおくと、次式が得られる。

$$\frac{dX_s}{dT_s} = U_s + \sqrt{\cos\alpha} \cdot C_s \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{d}{dT_s} (U_s + 2\sqrt{\cos\alpha} \cdot C_s) = -\left\{ \sin\alpha + f \left(\frac{U_s}{C_s} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (6)$$

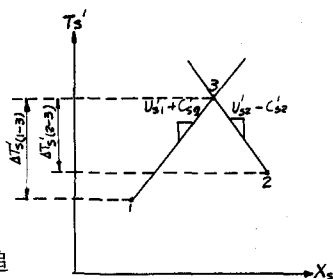


図-1 特性曲線原理

のり面上での摩擦を無視し、また遡上する波の先端ではあとから追いつく特性曲線が存在しないから、先端の特性曲線は(5)、(6)式より次式のようなになる。

$$\frac{dX_s}{dT_s} = U_s \dots\dots\dots (7)$$

この特性曲線上で

$$\frac{dU_s}{dT_s} = -\sin\alpha \dots\dots\dots (8)$$

が成り立ち、両式から

$$d\left(\frac{U_s^2}{2}\right) = -\sin\alpha \cdot dX_s \dots\dots\dots (9)$$

が得られる。境界条件として、汀線における U_s を $U_{s,t}$ とすると

$$\frac{U_s^2}{2} = \frac{U_{s,t}^2}{2} - X_s \cdot \sin\alpha \dots\dots\dots (10)$$

となり、遡上高は(10)式において X_s が最大のときであるから、次式で与えられる。

$$\frac{R}{h_*} = X_s \cdot \sin\alpha = \frac{U_{s,t}^2}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{U_{s,t}}{\sqrt{gh_*}} \right)^2 \dots\dots\dots (11)$$

すなわち摩擦を無視する場合には、波の遡上高は汀線における運動のエネルギーが全部位置のエネルギーに変ったことになる。しかし実際には摩擦が作用する。もしも $C_s \rightarrow 0$ ならば、摩擦項 $f(U_s/C_s)^2$ は無限大に近づく。したがって摩擦の影響を考慮するということは、遡上する波の先端では $C_s = 0$ でなくて、理論的には cut されて鉛直壁のようになっていると考えざるをえない。さらに先端では慣性力が小さく、摩擦と重力の分力が釣り合っているとすると、先端の水面形は放物線形となることが示される。また Freeman・Méhauté は図-2 に示すように先端では

$$C_s \sqrt{\cos\alpha} = a U_s \dots\dots\dots (12)$$

の関係が成り立つと仮定し、定数 a の値は最大 $1/2$ であって、一般には $1/2$ よりも小さいといっている。この関係を用いると(5)、(6)式より次式を得る。

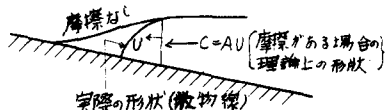


図-2 遡上波の先端

$$\frac{U_s^2}{2} = \frac{U_{s,t}^2}{2} - \frac{S + (f/a^2)}{(1+a)(1+2a)} \cos\alpha \cdot X_s \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 $S = \sin\alpha \div \tan\alpha$ で、のり面の勾配である。遡上高 R は

$$\frac{R}{h_*} = \frac{1}{2} \left(\frac{U_{s,t}}{\sqrt{gh_*}} \right)^2 \cdot \frac{(1+a)(1+2a)}{1+(f/Sa^2)} \dots\dots\dots (14)$$

$$R = \frac{U_{s,t}^2}{2g} \frac{(1+a)(1+2a)}{1+(f/Sa^2)} \dots\dots\dots (14')$$

となる。

以上が dry bed 上の潮上波およびその先端の運動機構についての理論的考察であるが、岩垣等は孤立波と周期波とを対象とした実験をおこなって、理論との比較検討をし、いくつかの成果を得ている。実験は、勾配1/10の模型海浜の斜面上に、のり面勾配が1/10～鉛直の堤防斜面を、のり先水深が常に零になるように置いて、表-1に示すような波を用いておこなった。

表-1 実験波の種類

波の種類	波高H (cm)	周期T (sec)	水槽水平部水深 h* (cm)
孤立波	2 ~ 16	—	22
周期波	0.6 ~ 12	1.48	42.9

まず孤立波の場合について述べよう。最初に(12)式の a の値を求めるために、つぎのような方法を用いた。汀線直前の波の特性として、波の先端の移動速度 W_t と、静水面からの高さ η_t を測定によって表わしている。のり先では水深が0であるから、 W_t はその点での流速に等しいと考えてよい。このようにして、のり先で $W_t / \sqrt{g h_*} = W_t$ の値を求める。また汀線直前での先端の静水面上の高さ η_t は、撮影したフィルムから読みとって $\sqrt{\eta_t / h_*} = C_t$ で表わす。さらにのり面での潮上波の先端の位置と時間との関係を測定して、これから汀線における流速 $U_{s,t}$ を求め、また $C_{s,t} \sqrt{\cos \alpha} = a U_{s,t}$ の関係を用いて、 $W_t + 2 C_{u,t} = (1 + 2a) U_{s,t}$ から、種々の波、のり面勾配に対して a の値を求めた。すなわち $(W_t + 2 C_{u,t})$ と $U_{s,t}$ との関係を実験値についてプロットすると図-3のようで、これからのり面勾配と a との関係を求めると図-4のとおりであって、a の値は0.20～0.28 で、のり面勾配にはほとんど無関係でほぼ一定と考えてよい。

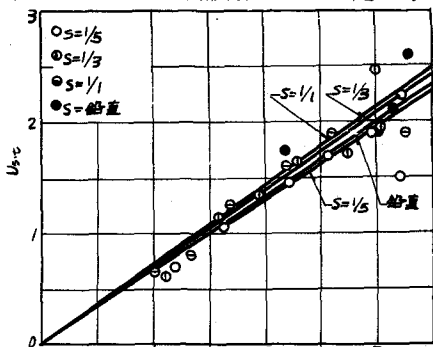


図-3 $U_{s,t}$ と $(W_t + 2 C_{u,t})$ との関係 (岩垣等)

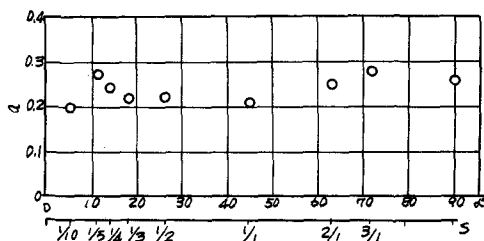


図-4 a とのり面勾配との関係 (岩垣等)

つぎにのり面上への潮上の機構すなわち(14)式を調べるために、 $U_{s,t}$ と R/h_* との関係をのり面勾配別にプロットすると図-5のようで、図中には摩擦の影響がないとした場合の(10)式の関係が直線で示されている。実験による R/h_* と $U_{s,t}$ との関係は $R/h_* = U_{s,t}^2/2$ の直線にほぼ平行で、 R/h_* は $U_{s,t}^2$ に比例することがわかる。しかし勾配が1/10の場合には $U_{s,t}$ に比例しておらず、このことは勾配が緩い場合には、後面の波形等の影響がはいて潮上の機構が他の場合と異なるので、先端の特性曲線だけでは説明できないことを意味している。のり面勾配が鉛直の場合には、 $S = \infty$ であるから $(1+2a)(1+a) / \{1+(f/a^2S)\} = (1+2a)(1+a)$ となるから、図-5(e)の直線の傾きの値を用いて a を求めると、 $a = 0.26$ となって、先に求めた値に一致する。さらに図-5の

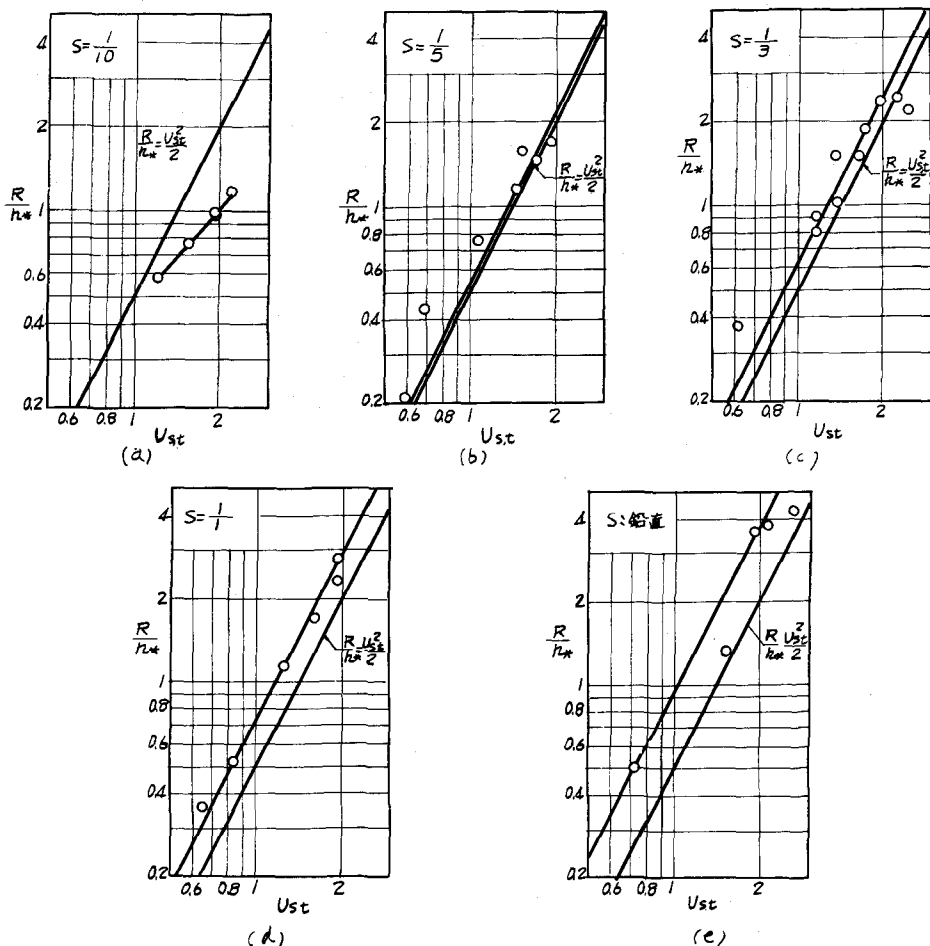


図-5 R/h_* と $U_{s,t}$ との関係 (岩垣等)

(a)~(d)をもとにして、すべての勾配について摩擦係数 f を推定すると、0.005~0.01の間にあることが分った。つぎに周期波の遡上機構を調べ、孤立波の場合と同じように、のり面勾配が $1/5$ 、 $1/3$ 、 $1/1$ について $U_{s,t}$ と R/h_* との関係を

調べた結果は図-6 のようで、

周期波についても先端の特性曲線だけで遡上の機構が説明できることがわかった。ただしのり面勾配が $1/10$ 、 $1/8$ の場合については、戻り流れの影響がはいって、遡上波の先端の水深が零でないので、稀薄波としての取り扱いができるかどうか疑問であるとしている。したがって、のり面勾配が急な場合には、遡上高は(4)式で表わされると考えてよい。

以上の考え方は境界条件として汀線における遡上波先端の速度 $U_{s,t}$ を与えているが、これと沖波との関係を調べるのが重要であって、現在のところ十分な研究成果が得られていない。

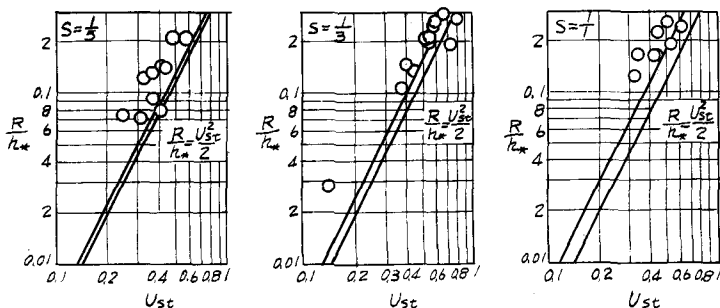
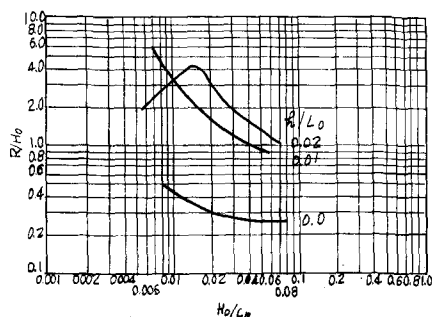


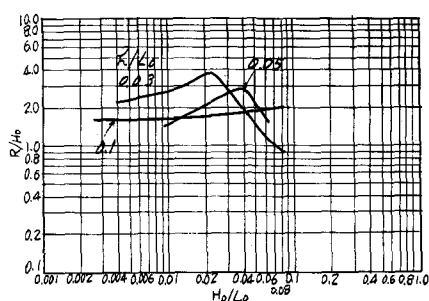
図-6 R/h_* と $U_{s,t}$ との関係 (岩垣等)

2 1/30および1/20の海底勾配上に設けられた堤防のり面へのうちあげ高

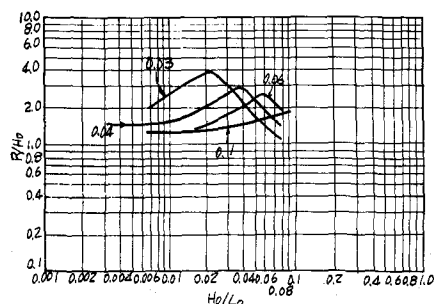
堤防のり面へのうちあげ高に関する従来の実験は、堤防前面の海底が水平であるか、または1/10勾配の場合がほとんどである。豊島・首藤・橋本⁽³⁾⁽⁴⁾は1/30および1/20の海底勾配についての実験を、大型水槽および小型水槽を用いておこなって多くの結果を得た。



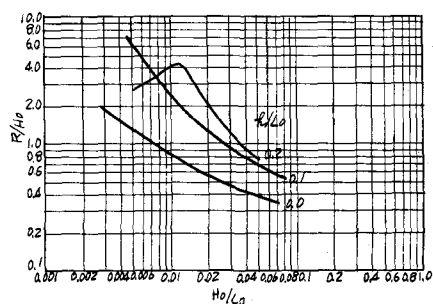
堤防のり勾配5分



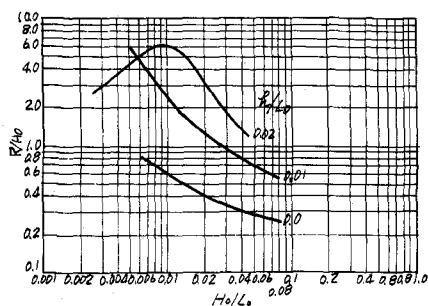
堤防のり勾配1割



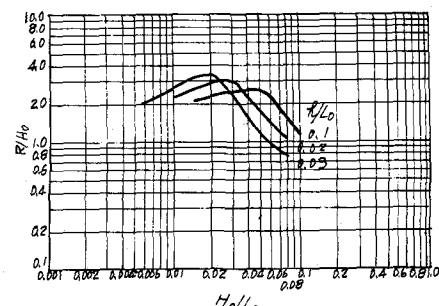
堤防のり勾配5分



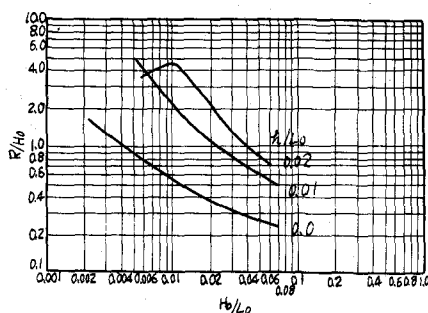
堤防のり勾配2割



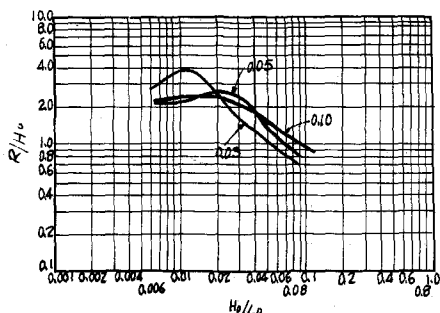
堤防のり勾配1割



堤防のり勾配2割



堤防のり勾配3割



堤防のり勾配3割 (豊島等)

まず $1/30$ の海底勾配上に、のり面勾配が5分、1割、2割、3割の堤防を置いてうちあげ高を測定した。実験に使用した水槽は長さ112 m、幅1.5 m、高さ2.5 mの大型のもので、周期1.4～3.3 sec、深海波高2～50 cm、水平部水深1.0 mである。それらの結果は図-7に示すとおりで、 h/L_0 をパラメータとして R/H_0 と H_0/L_0 との関係を示している。これによると、いずれののり勾配の場合でも、波形勾配の小さいときは R/H_0 も小さく、ある値で最大になり、さらに波形勾配が増加するにしたがって R/H_0 の値が減少している。また h/L_0 が小さい場合には R/H_0 は H_0/L_0 の増加とともに減少するが、 h/L_0 が大きくなるにしたがって H_0/L_0 のある値で R/H_0 の最大値が生じる。さらに h/L_0 が大きくなると、 H_0/L_0 の影響が少なくなりほぼ一定値に近づく。またのり勾配による差は h/L_0 が0.02より小さい場合にはあまりないが、大きくなるにしたがって

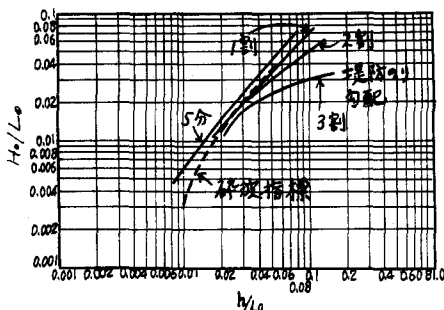
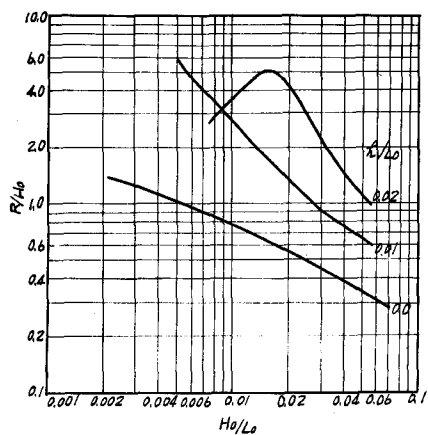


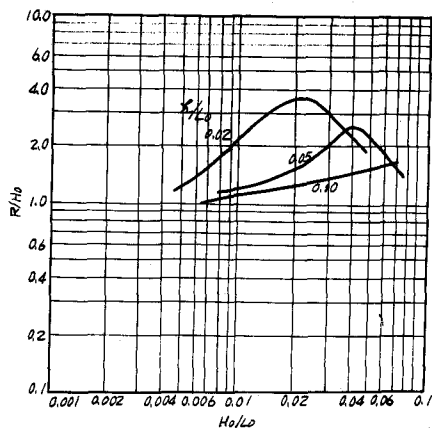
図-8 R/H の最大を生ずる条件 (豊島等)

て現われてきて、おおよその傾向として1～2割ののり勾配のときに R/H_0 が大きくなるようである。上記の実験結果から、 R/H_0 が最大になるような H_0/L_0 と h/L_0 の関係を示すと図-8のようである。 R/H_0 の最大を生じるのは堤防の近くで碎波する場合である。すなわち堤防のり勾配が5分のようには急な場合には、堤防前面で碎波するときに R/H_0 の最大値が生じるが、のり勾配が緩になるにしたがって、 H_0/L_0 の小さい場合には前面で碎波するときに R/H_0 が最大となるが、 H_0/L_0 が大きくなるとのり面上での碎波する場合に R/H_0 は最大となる。

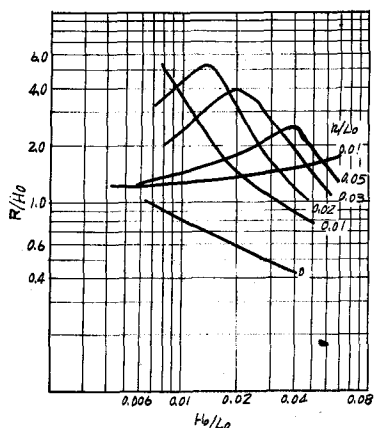
つぎに $1/20$ の海底勾配上に、直立、5分、1割、2割、3割の堤防を設置した場合のうちあげ高について、大型および小型水路を用いて模型実験をおこなった。大型水路における実験結果は図-9のとおりで、 h/L_0 をパラメータとして R/H_0 と H_0/L_0 の関係を示したものである。これらの結果は前記の海底勾配 $1/30$ のときのうちあげ高とほぼ同じ傾向を示している。堤防にうちあげる波は大きく2種類に分けられる。すなわち堤防の前面水深が深い場合には波は砕けないで重複波になり、うちあげ高は主に堤防前面での波高によって決定されると考えられる。一方堤防前面の水深が浅くなると、波は堤防に到達する以前に砕けるようになり、碎波したあとと空気を含んだ水塊が堤防に衝突する。このような場合には波高はそこに存在できる最大波高を越えることはなく、波高は堤防前面の水深によって決定されるので、うちあげ高もこの水深によってほぼきまる。この場合には、boreが直立壁に衝突し反射するとして求めた値と大きな差異はないようである。このように重複波の場合には波高により、また碎波する場合には水深によってうちあげ高が決定されるはずであるが、実験値を細かく調べると他の水理量も影響をもっていることが明らかになる。この点についてつぎに説明を加える。図-9の結果を用いて、たとえばのり面勾配5分の堤防について、 h/L_0 をパラメータとし R/h と H_0/h の関係を画くと図-10のとおりである。うちあげ高は波高とともに増加しある値で極大となり、つぎに減少して極小となり、さらに増加している。この極大を生じるのは $H_0/h = 1.0$ 付近で、 $H_0/h < 1$ のときにはうちあげ高の増大の割合は波高の1.0～1.5乗に比例している。 H_0/h がほぼ1.0よりも増加するにしたがってうちあげ高がかえって減少しているが、これは大きな波高ほど碎波によるエネルギー損失が大きく、しかも沖側で碎波するために堤防に到達するまでに乱れによるエネルギー損失が大きいものと思われる。しかし波



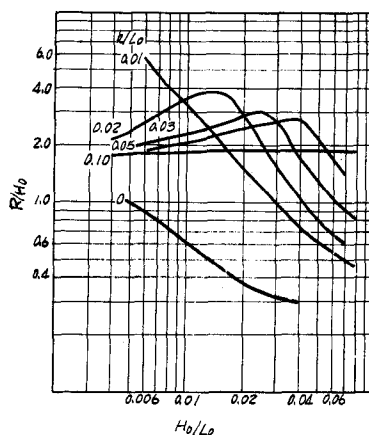
うちあげ高
(海底勾配 $1/20$, のり勾配直立)



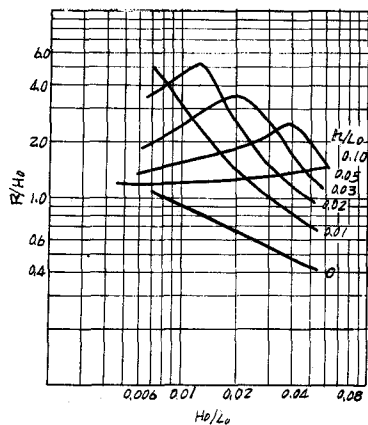
うちあげ高
(海底勾配 $1/20$, のり勾配直立)



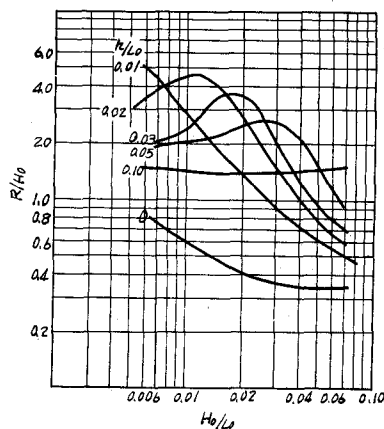
うちあげ高
(海底勾配 $1/20$, のり勾配5分)



うちあげ高
(海底勾配 $1/20$, のり勾配1割)



うちあげ高
(海底勾配 $1/20$, のり勾配2割)



うちあげ高
(海底勾配 $1/20$, のり勾配3割) (豊島等)

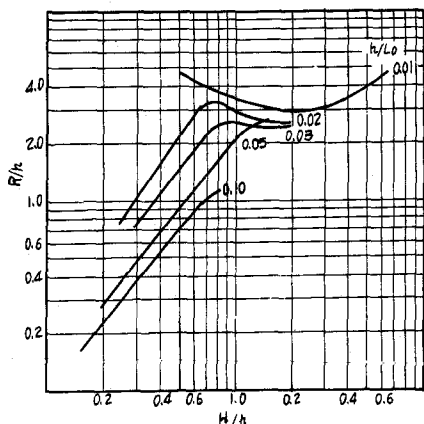


図-10 波高とうちあげ高 (豊島等)
(海底勾配 $1/20$ のり勾配 5 分)

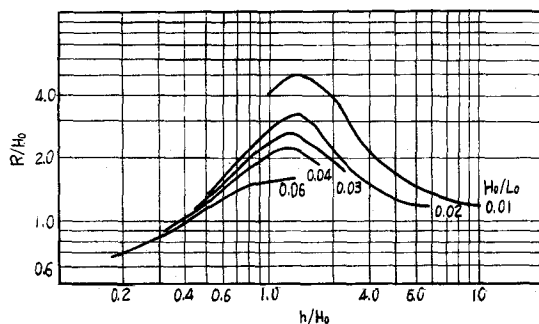


図-11 堤脚水深とうちあげ高 (豊島等)
(海底勾配 $1/20$ のり勾配 1 割)

高がさらに増加するとうちあげ高が大きくなっているのは、砕波による運動量の輸送のために堤防前面での平均水位が上昇したためと考えられる。とくにのり先水深が浅いときにはこの影響を無視することができない。つぎにうちあげ高とのり先水深との関係を調べるために、 H_0/L_0 をパラメータとして R/H_0 と h/H_0 の関係を描くと図-11 のようである。これによれば、水深の増加とともにうちあげ高は増加するが、ある値で最大値を取り、それ以後は減少している。

つぎに堤防のり勾配によってうちあげ高がどのように変化するかを示したのが図-12 である。これは、 H_0/L_0 をパラメータとして、 R/H_0 とのり勾配 $\cot \alpha$ との関係を表わしたもので、 h/H_0 がほぼ 1.0 より小さい場合には、のり勾配が緩くなるにしたがって R/H_0 が減少しているが、 $h/H_0 = 2.0$ のときには $\cot \alpha$ が大きくなるにしたがって増加している。堤防のすぐ前面での波がすでに砕波したあとのものであれば、のり勾配の緩いほどのり面上でのエネルギー損失が大きいので、うちあげ高は小さい。これに反して堤防前面での波が重複波に近くなれば、波がのり面に沿ってはい上るために、のり勾配が緩くなるとうちあげ高が大きくなっている。

なお佐藤・岸⁽⁵⁾ は $1/17$ の海底勾配上に 2 割勾配の堤防を置いて実験をおこなったが、その結果は前記の図-9 の値とほぼ同じである。

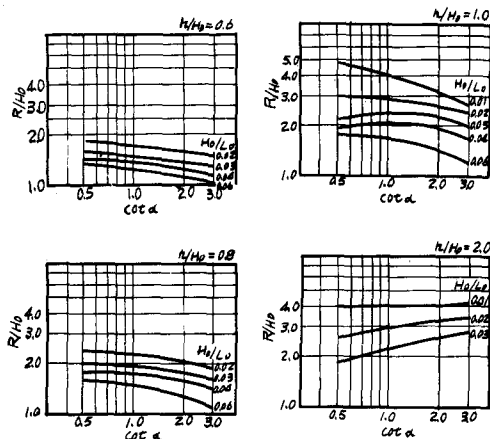


図-12 のり勾配とうちあげ高 (豊島等)
(海底勾配 $1/20$)

3 堤防のり勾配が一樣でない場合 (複合のり面)、または海浜勾配が一樣でない場合のうちあげ高
複合のり面の堤防へのうちあげ高については Hunt⁽⁶⁾、Saville⁽⁷⁾、Herbich・Sorensen、Willenbrock⁽⁸⁾ などの実験結果がある。これらの結果は、勾配が一樣でない海浜上に堤防を置いた場合のうちあげ高を算定するのにも用いることができる。Saville は彼の仮想勾配の方法で求めた結果を実験値と比較したところ、小段幅が非常に大きい場合を除いて、一般に 10 % 以内の誤差で両者はかなりよく一致したといっている。しかしながら、このような折線状のり面を単一のり面におきかえると

いう考え方が厳密に妥当でないのはいうまでもないことであって、これはおおよその値を求める方法であるといえよう。

細井・石田^{(9), (10)}はつぎのような実験をおこなって Saville の方法の妥当性を検討した。すなわち図-13に示すように、水中勾配 1/5, 1/10 で、それぞれに対して陸側勾配 1/10, 1/30, 1/40, 0 の海浜模型上に、汀線から陸側の種々の位置に 1 割勾配の堤防を置いて、5 種類の波形勾配の波についてうちあげ高を測定した。これらの結果の一部を上記の

Saville の表示法で示すと図-14 になる。図中の実線は Saville の曲線と同じものである。まず陸側勾配が 1/10, 1/30, 1/40 の場合についてみると、水中勾配が 1/10 と 1/5 とでは違った傾向が見られるが、両者とも陸側勾配が緩いほど、同一の $\cot \alpha$ に対するうちあげ高が大きい。この傾向は H_0/L_0 が大きいほど強く現われる。陸岸に遡上した水塊が堤防に衝突して戻るときに段波が生じて、これがつぎの碎波後の進行段波

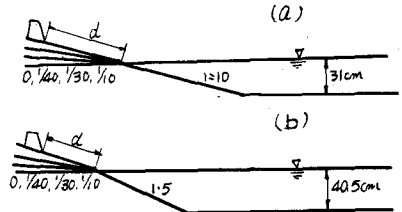


図-13

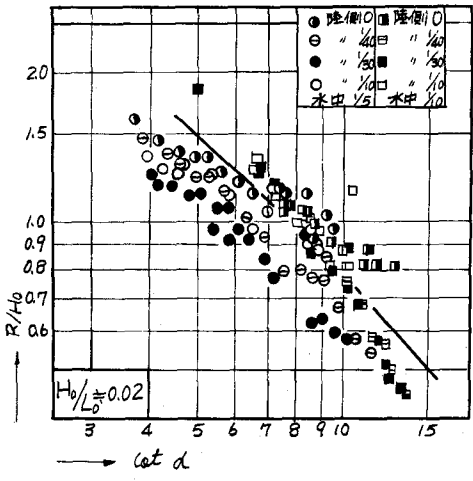


図-14 (a)

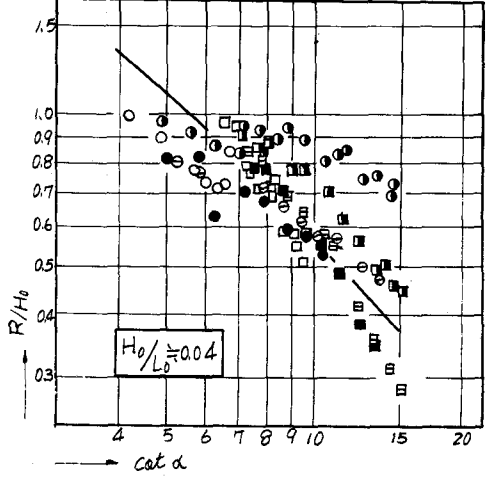


図-14 (b)

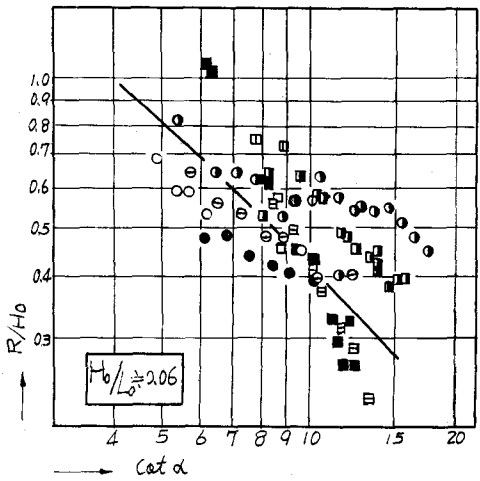


図-14 (c)

と重複してより大きなうちあげ高を与えるのであって、この戻り段波の波高が陸側勾配が緩いほど大きいからと考えられる。つぎに陸側勾配が水平の場合についてみると、 $1/10, 1/5$ の両者とも陸側勾配が零以外の実験値に比較してとくに大きなうちあげ高を与えている。この原因も上述のように戻り段波の影響によるものと思われる。図-14からわかるように Saville の曲線は実験値のほぼ平均値を表わしているとみることができるが、実験による R/H_0 の値は上下に大きく散らばっているので、これを1本の曲線で代表することは無理であろう。また図-14に示した点を用いて、模軸に汀線から堤防までの距離 d と沖波波長 L_0 との比 d/L_0 をとってプロットすると図-15のようである。これからもわかるように、陸側勾配が零の場合すなわち水平のときには、とくに大きな d/L_0 の値に対して R/H_0 が他のものよりも著しく大きくなっている。したがって小段型堤防へのうちあげ高は小段幅が増すほど小さくはなるが、できるだけ小段は水平にしないで勾配をつけた方がよい。

Herbich・Sorensen・Willenbrock も小段型堤防へのうちあげ高の実験をおこなった結果、小段幅が広くなると Saville の値よりも大きくなるといっている。

海底勾配がかなり緩かな場合にも Saville の仮想勾配法の曲線は適用できないことを、細井・三井⁽¹¹⁾が実験的に確かめている。すなわち図-16に示すような海浜勾配上に1割5分の堤防を置いて実験をおこなったが、その結果を Saville の表示法で図示すると図-17のようになる。図の曲線は $1/70$ の勾配上で碎波したときの実験値を表わしたもので、 $1/6$ 勾配上で碎波した波に対する R/H_0 の値は4本の曲線よりもか

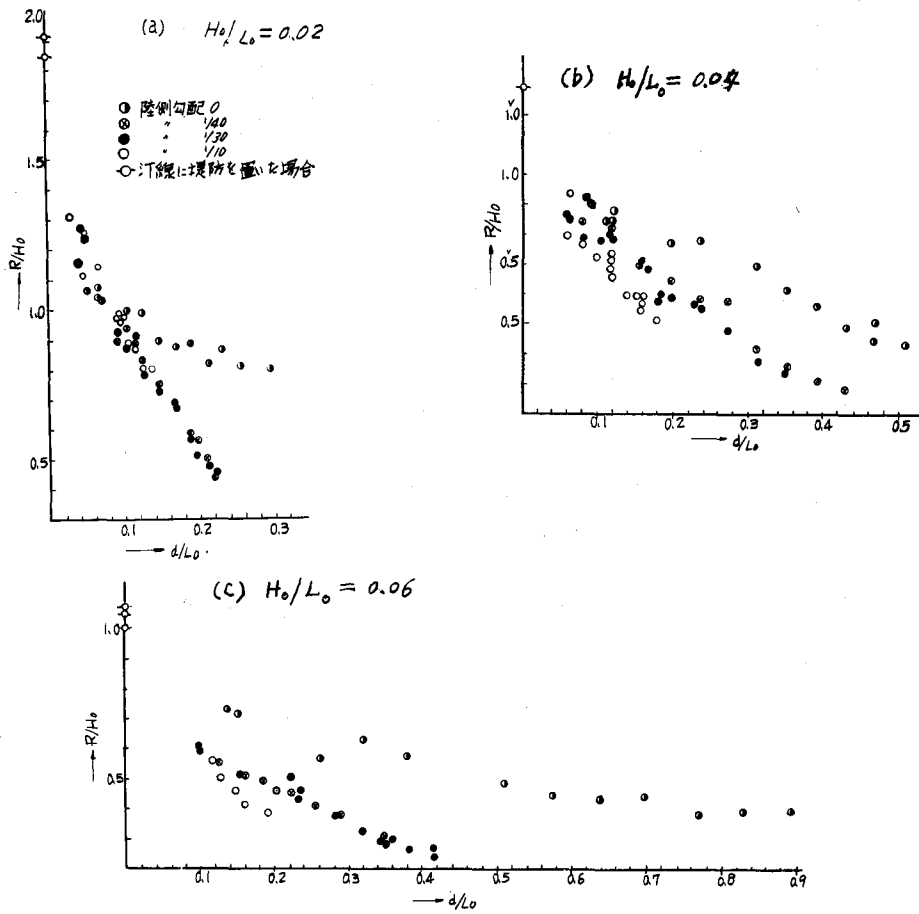


図-15 堤防への波のうちあげ高さ と 堤防位置の関係

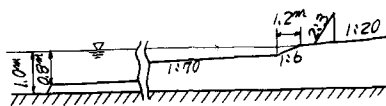


図-16

なり小さくて、Saville の曲線値にほぼ近い。

図-17で示される値は、同じ波形勾配の波に対して $\cot \alpha > 3$ の範囲では、Saville による値よりもかなり大きくなっている。すなわち緩い海底勾

配上で碎波する場合には Saville の曲線を用いるのは不適當であって、せいぜい 1/30 よりも急な場合に対してだけ適用するのが望ましい。

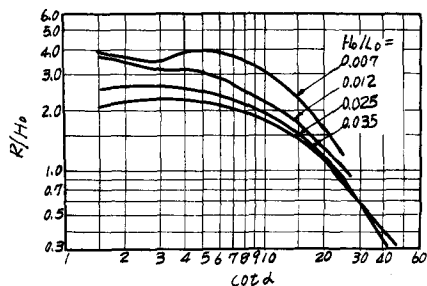
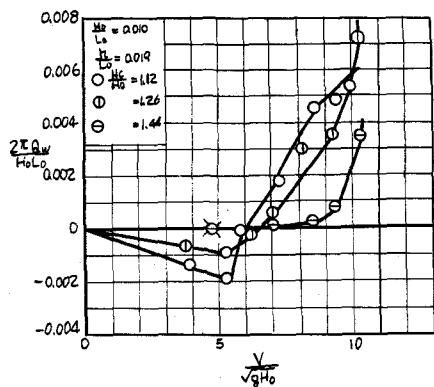


図-17

4 越波量におよぼす風の影響

海岸堤防の越波の研究は、無風の場合についてはわが国や米国などでおこなわれ、かなりの成果をあげてきたが、越波量が問題になる台風時のような強い風が吹いているときの越波については、わずかに Sibul.Tickner⁽¹²⁾, Paape⁽¹³⁾, 永井⁽¹⁴⁾などの研究があるにすぎず、ほとんど見るべき成果が得られていない。岩垣・井上・大堀⁽¹⁵⁾は高速風洞水槽を用いて越波に関する実験的研究をおこなったが、その概要を述べよう。

実験の方法は、長さ40m、幅0.8m、高さ2.3~4.0mの水路を用い、その一端に100HPの送風機とピストン型の造波機が設置されている。また水槽の他端には勾配1/15の模型海浜をつくり、その上に鉛直堤の模型を置いた。実験波は周期2秒とし、沖波波形勾配が0.01と0.02になるように沖波波高をそれぞれ6.2cm、12.5cmの2種類とした。これらの波は造波機で発生させ、また堤防前面での風速が10m/secまでの風を数段階にわけて吹かせた。またそれぞれの波形勾配について水深を5種類に変え、またそれぞれの水深について堤防高を3~5種類に変えている。無風時の越波量を基準にとり、風だけによる越波量の増減分 Q_w の無次元量 $2\pi Q_w / H_0 L_0$ を縦軸に、横軸には風速 V に関する無次元量 $V / \sqrt{g H_0}$ をと



(c)

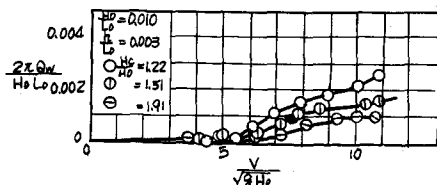
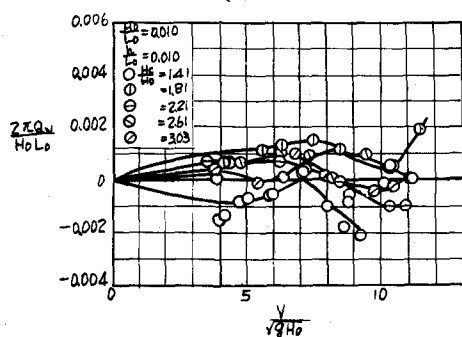


図-18 $2\pi Q_w / H_0 L_0$ と $V / \sqrt{g H_0}$ (岩垣等)
(波形勾配 0.01)

り、風による越波量の増減分の変化の仕方を波形勾配別に図示したのが図-18、図-19である。これらの図からわかるように、波形勾配が一定であっても、比水深 h/L_0 あるいは相対堤高 H_c/H_0 (h : 堤防設置水深、 H_c : 静水面上の堤防高) の値によって、越波量におよぼす風の影響の仕方はかなり違った傾向を示している。すなわち

(1) 入射波高に比し堤防設置水深が深く、堤防前面で重複波が発生するような図-18(a)および図-19(a)の場合には、 $V/\sqrt{gH_0}$ のある値を境として越波量は急激に増加し、その増加量も一般に多い。また越波量が急激に増加するときの限界の $V/\sqrt{gH_0}$ の値は、相対堤高 H_c/H_0 の値によって若干異なるが、 H_0/L_0 の値が0.01の場合には6~7、0.02の場合には3~5であることがわかる。このことは風の越波量におよぼす影響には二つの作用があり、一つは波動運動によって堤防より高く上った水に水平方向の速度を与え、後方に吹きとばす、いわゆる局所的な風の作用と、もう一つは堤防前面の波形を変え堤防より高くあがる水量そのものを変化させる作用とであり、風速の小さいときには前者の作用だけであるが、 $V/\sqrt{gH_0}$ がある値を越えると後者の作用が加わるために越波量が急増するものと考えられる。さらに H_0/L_0 が0.01の図-18(a)の場合で、風速が小さいときには無風時に比してかえって越波量は減少している。このことは非常に興味深い現象であって、現象を観察した結果によると波形が風のために変形し、峰の部分が平らになることがわかったが、その詳細は明らかでない。

(2) 図-18(b)、図-19(b)は、さきの場合より水深が浅く、入射波が堤防のり先で完全に砕け、飛沫を高くうちあげるような場合であり、堤防の天ばより上にはねあがる水は小さな水滴となる。波形勾配が0.01の図-18(b)の場合には、越波量は風速の増加とともに複雑に変動し、はっきりした傾向を見いだすことはできないが、風による越波量の変動の絶対値は小さい。また波形勾配が0.02の図-19(b)の場合には、 $V/\sqrt{gH_0}$ の値が2~3で越波量は一定値に近づくようである。このことは前述のように、砕波した波は細かな水滴となり、小さな風速でそのほとんどが越波するためである。図-18(b)、図-19(b)において、風速が大きくなり $V/\sqrt{gH_0}$ の値が5~7を越えると、多くの場合に越波量はわずかながら減少する傾向が見いだされる。これは堤防前面にうちあがった水滴が風のためにさらに小さな水滴となり、越波量の測定に際してこのような小さな水滴まで捕えられなかったことに起因していると考えられる。

(3) 図-18(c)、図-19(c)は、堤防設置水深がさらに浅く、入射波が堤防よりかなり沖側で砕けてから堤防に衝突する場合であって、上述の二つの場合とはかなり異なった傾向を示している。この場合 $V/\sqrt{gH_0}$ の値がほぼ6以上にならないと、風の影響による越波量の顕著な増大は見られない。なお実

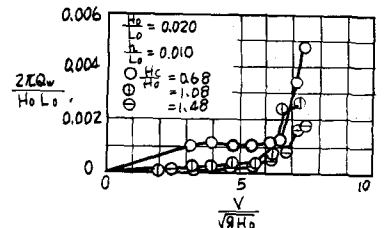
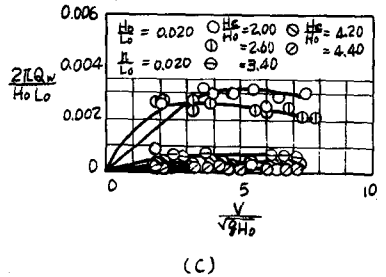
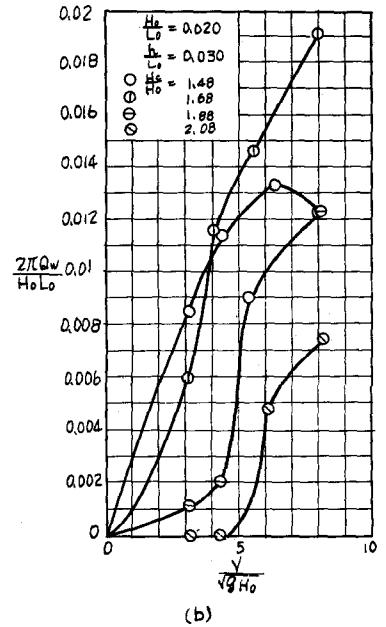


図-19 $2\pi Q_w / H_0 L_0$ と $V/\sqrt{gH_0}$ (岩垣等)
(波形勾配 0.02)

験の範囲内では、風による越波量の増加分の最大は、波が堤防前面で砕ける場合とほぼ同じ程度である。

以上の結果から、波形勾配が一定の波であっても、堤防設置水深によって、越波量におよぼす風の影響が非常に異なるという興味ある事実が明らかになった。今後はさらに多くの種類の実験をおこなうことが必要である。

5 有義波と不規則波によるうちあげ高の比較

海岸構造物を設計する場合には一般に有義波を用いており、たとえば波のうちあげ高を求めるのには、有義波に相当する一様波を用いて実験をおこなっている。しかし実際の波は種々の波高、周期をもった波群からなりたっているので、有義波のような代表波を用いて設計することが、不規則波を対象にした場合に較べて安全側なのか危険側なのかという点について検討することが重要な問題である。Th. Saville⁽¹⁶⁾はある波群に対するうちあげ高の分布がどのようになるかについて計算しているが、これは数値計算によったものと思われ一般性があまりないのであるが、首藤⁽¹⁷⁾はある分布関数をもった波を与え、一様波に対するうちあげ曲線を用いて、うちあげ高の分布関数を理論的に求めた。海岸構造物の設計は、古くは波高だけを対象としておこなわれた。ついで波高と周期の組み合わせを考慮するようになり、有義波高、有義周期が問題になってきた。しかしさらに波の分布関係、それに対応する構造物へのうちあげ高、越波量などの分布関数を考えるように変ってゆくであろう。首藤がおこなった計算の基本となる考え方はつぎの通りである。波は種々の波高、周期の組み合わせからなるある分布関数をもっており、この組み合わせ方は実測値などから与えられている。このような波が、うちあげ高の曲線によってあらわされる一種のフィルターを通ることにより、ある部分は増幅され、ある部分は減少させられて最初の分布関数は変換されることになる。変換を受けた分布関数が、うちあげ高について考えた分布関数となり、議論の対象となるのである。完全に発達した波の場合、波高の分布は Rayleigh 分布になるといわれている。Rayleigh 分布と考えて $H_{1/3}$ 、 $H_{1/10}$ 、 $\bar{H}$ などを求め、これらの諸量の間の関係を求めると、これは実測値から得られる結果と非常によく一致することが知られている。有義波高をこえる波がどのくらいあるかを調べると、Rayleigh 分布として計算すると 13.5%で、実測値からは 13.8%となる。さて有義波を用いてうちあげ高を計算したとき、このうちあげ高をこえるものが 13.5%あれば、有義波にもとづいて求めたうちあげ高によって堤高をきめるという考え方は一応妥当であるが、常にこの関係が成立するとはかぎらず、有義波を対象とするのでは不十分な場合が生じるのである。

(1) 波の分布関数

Bretschneiderによれば、完全に発達した波の分布関数は、平均波高を $\bar{H}_0$ 、平均周期を $\bar{T}$ とすると、

$$P(H_0, T) = \left[1 - \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0^2}{\bar{H}_0^2} \right\} \right] \times \left[1 - \exp \left\{ -0.675 \frac{T^4}{\bar{T}^4} \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (15)$$

であるとされている。すなわちこの式によれば波高と周期は無相関であるが、実際には Michell は $H_0/L_0 = 0.142$ 、首藤は $H_0/L_0 = 0.12$ が進行波の最大の波形勾配であるといっており、 H_0/L_0 の値には物理的な限界があるので、波高と周期とは全くの無相関ではない。いま波形勾配の分布関数を計算すると、まず(15)式から波高の確率密度関数 $p(H_0)$ 、波長の確率密度関数 $p(L_0)$ は、 $L_0 = 1.56 T^2$ であるから、それぞれ

$$p(H_0) = \frac{\pi}{2} \frac{H_0}{\bar{H}_0^2} \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0^2}{\bar{H}_0^2} \right\} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$p(L_0) = 1.35 \frac{L_0}{L_0^2} \exp \left\{ -0.675 \frac{L_0^2}{L_0^2} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

したがって波形勾配の分布関数は

$$\begin{aligned} P(H_0/L_0) &= \iint_A p(H_0) \cdot p(L_0) dH_0 \cdot dL_0 \\ &= \int_0^\infty dL_0 \int_0^{ZL_0} p(H_0) \cdot p(L_0) dH_0 \\ &= \frac{1}{1 + \frac{2.7}{\pi} \frac{1}{Z^2} \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^2} \dots \dots \dots (17) \end{aligned}$$

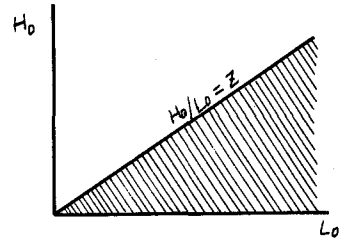


図-20 積分領域

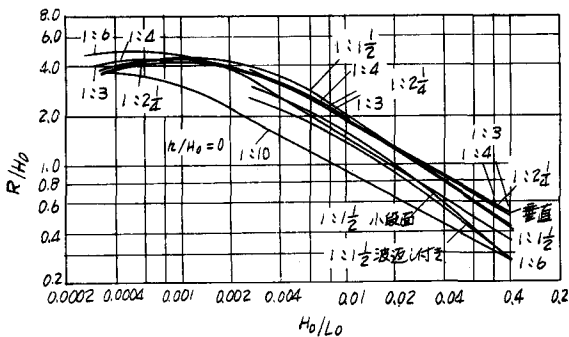
普通波浪予知曲線から求めた波高や周期、あるいは実測値から求めて設計に用いられるものは、 $H_{1/3}/L = 0.04$ 、 $H_0/L_0 = 0.025$ の程度のもが多い。 $H_0/L_0 = Z$ の最大値を 0.142 とし、 $H_0/L_0 = 0.025$ とすると、(17)式から

$$P\left(\frac{H_0}{L_0} \leq 0.142\right) = 0.975$$

となって、波高と周期とを独立と考えても、波形勾配の限界値以下にあるものが 97.5% であって、不当な評価をする危険はわずか 2.5% にすぎないということである。したがって実際の設計にあたって波高と周期を独立と考えても誤りは小さいことがわかる。

(2) うちあげ高の分布関係

堤防へのうちあげ高 R は、堤防のり先水深を h 、のり面勾配を i とすると、 $R/H_0 = f(H_0/L_0, h/L_0, i)$ として表わされる。Saville は規則波の実験をおこなって $h=0$ のときの R/H_0 と H_0/L_0 との関係をも i をパラメーターとして画いたのが図-21である。いまこの図を、計算に用いるのに便利のように図-22のような折線で表わすことにする。すなわち $H_0/L_0 < a$ では R/H_0 は一定値で、 $H_0/L_0 > a$ では $\log(R/H_0)$ は $\log(H_0/L_0)$ の増大するにつれて直線的に減少する。



$$R = f(H_0, L_0)$$

として、 H_0 、 L_0 の分布関数を用いる方が便利である。

うちあげ高の分布関数 $P(R)$ は、(16)式を用いて

$$P(R) = \iint_A p(H_0) \cdot p(L_0) dH_0 \cdot dL_0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

で表わされる。積分領域 A は、 $R \geq f(H_0, L_0)$ をみたすところにとる。積分領域をきめると、図-22 から

$$\begin{cases} \frac{H_0}{L_0} \leq a \text{ で、 } \frac{R}{H_0} = C_1 \\ \frac{H_0}{L_0} \geq a \text{ で、 } \log\left(\frac{R}{H_0}\right) = -C_2 \log\left(\frac{H_0}{L_0}\right) + \log C_3 \end{cases}$$

$H_0/L_0 = a$ では両式の R が等しくなければならないから、 $C_1 = C_3 \cdot a^{-C_2}$ である。したがって上式は

$$\frac{H_0}{L_0} \leq a : R = C_3 \cdot a^{-C_2} \cdot H_0$$

$$\frac{H_0}{L_0} \geq a : R = C_3 \cdot a^{1-C_2} \cdot L_0^{C_2}$$

したがって積分領域 A は図-23の斜線部である。また前記のように H_0/L_0 の最大値を規制する場合には図-23の斜線部から図-24の横線部を差し引いた領域が積分領域である。いま図-23の積分領域での $P(R)$ の値を(18)式から計算すると

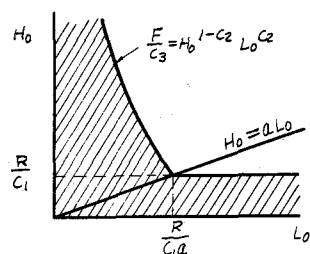


図-23 積分領域 (首藤)

$$\begin{aligned} P(R) &= 1 - \int_{R/C_1}^{\infty} dH_0 \times \int_{\left\{\frac{R}{C_3} H_0^{C_2-1}\right\}^{1/C_2}}^{\infty} p(H_0) \cdot p(L_0) \cdot dL_0 \\ &= 1 - \int_{R/C_1}^{\infty} \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_0}{H_0^2} \times \exp\left[-\left\{\frac{\pi}{4} \frac{H_0^2}{H_0^2} + 0.675 \frac{1}{L_0^2}\right\}\right] \\ &\quad \times \left(\frac{R}{C_3}\right)^{2/C_2} \cdot H_0^{2-(2/C_2)} dH_0 \quad \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

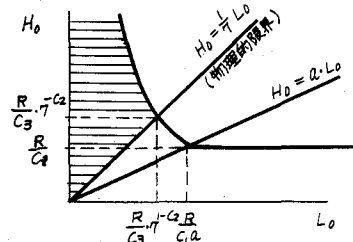


図-24 積分領域の修正量 (首藤)

つぎに積分領域として図-24を用いると

$$\begin{aligned} P(R) &= \int_0^{\frac{R}{C_3} \cdot 7^{-C_2}} \frac{\pi}{2} \frac{H_0}{H_0^2} \times \exp\left\{-\left(\frac{\pi}{4} \frac{H_0^2}{H_0^2} + 0.675 \frac{49}{L_0^2} \cdot H_0^2\right)\right\} dH_0 \\ &\quad - \int_{R/C_1}^{\frac{R}{C_3} \cdot 7^{-C_2}} \frac{\pi}{2} \frac{H_0}{H_0^2} \times \exp\left[-\left\{\frac{\pi}{4} \frac{H_0^2}{H_0^2} + 0.675 \times \frac{1}{L_0^2} \left(\frac{R}{C_3}\right)^{2/C_2} \cdot H_0^{2-(2/C_2)}\right\}\right] dH_0 \\ &\quad \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

(19)、(20)式は特別の場合を除いては積分できないので、ここでは積分可能な三つの場合について検討した。

(a) $a = \infty$ のとき

この場合は、うちあげ高の分布関数は波長と無関係になる。すなわち

$$P(R) = \int_0^{\infty} 1.35 \frac{L_0}{L_0^2} \exp\left\{-0.675 \frac{L_0^2}{L_0^2}\right\} dL_0 \times \int_0^{R/C_1} \frac{\pi}{2} \frac{H_0}{H_0^2} \exp\left\{-\frac{\pi}{4} \frac{H_0^2}{H_0^2}\right\} dH_0$$

$$= 1 - \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} \frac{R^2}{\bar{L}_o^2} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

すなわち、うちあげ高の分布は波高分布とまったく同じである。つぎに物理的な条件によって波高が制限される場合を考えると

$$P(R) = \int_0^{R/C_1} d\bar{L}_o \int_0^{(1/7)\bar{L}_o} p(H_o) \cdot p(L_o) dH_o + \int_{R/C_1}^{\infty} d\bar{L}_o \int_0^{R/C_1} p(H_o) \cdot p(L_o) dH_o$$

$$= \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{\pi}{2.7} \frac{1}{49} \frac{1}{(\bar{H}_o/\bar{L}_o)^2}} \right] \times \left[1 - \exp \left\{ - \left(0.675 \frac{49}{\bar{L}_o^2} + \frac{\pi}{4} \frac{1}{\bar{H}_o^2} \right) \frac{R^2}{C_1^2} \right\} \right]$$

ここで、 $\bar{H}_o/\bar{L}_o = 0.025$ 、 $\bar{H}_o/\bar{L}_o$ の最大値を0.142 とすると、上式はわずかの誤差で

$$P(R) = 1 - \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} \frac{R^2}{\bar{L}_o^2} \right\}$$

となって(21)式と一致する。

(b) $C_2 = 1$ のとき

(19)式から

$$P(R) = 1 - \exp \left\{ - \left(\frac{\pi}{4} \frac{1}{\bar{H}_o^2} \cdot \frac{1}{C_1^2} + 0.675 \frac{1}{\bar{L}_o^2} \cdot \frac{1}{C_3^2} \right) R^2 \right\} \dots\dots\dots (22)$$

つぎに物理的制限を考慮する場合に(22)式から $P(R)$ を求め、(a)と同じ条件を用いると、わずかの誤差で(21)式と同じ式になる。したがって物理的な制限について、考えなくても十分であるわけである。

(c) $C_2 = 1/2$ のとき

(19)式から

$$P(R) = 1 - \int_{R/C_1}^{\infty} \frac{\pi}{2} \frac{\bar{H}_o}{\bar{H}_o^2} \times \exp \left\{ - \left(\frac{\pi}{4} \frac{\bar{H}_o^2}{\bar{H}_o^2} + 0.675 \frac{1}{\bar{L}_o^2} \left(\frac{R}{C_3} \right)^4 \bar{H}^{-2} \right) \right\} d\bar{H}_o$$

\dots\dots\dots (23)

である。積分はこのままでは不可能であるが、積分の下限 R/C_1 を与えれば、適当な近似展開を用いて計算することは不可能ではない。

(3) 有義波を用いて求めたうちあげ高さを越える度数

完全に発達した波では、 $\bar{T} = T_{1/3}$ であるといわれている。有義波を用いてうちあげ高を求めるということは、 $H_{1/3}/\bar{L}$ からそれに対応する $R/H_{1/3}$ を求めることを意味する。このようにしてきめられた R の値を越えるうちあげ高の度数がどのくらいであるか計算してみる。

(a) $a = \infty$ のとき

うちあげ高は波長と無関係であるから、 $H_{1/3}$ から $R = C_1 \cdot H_{1/3}$ として R がきまる。またこのとき $\bar{R} = C_1 \cdot \bar{H}$ とおいたから、 R と $\bar{R}$ との関係は $H_{1/3}$ と $\bar{H}$ との関係と全く同じである。うちあげ高の分布形状も Rayleigh 形であるから、 $C_1 \cdot H_{1/3}$ を越すうちあげ高の度数は全体の13.4%である。

(b) $C_2 = 1$ のとき

(22)式から、うちあげ高 R を越える度数は

$$P(R \geq R) = \exp \left\{ - \left(\frac{\pi}{4} \cdot \frac{1}{\bar{H}_o^2} \cdot \frac{1}{C_1^2} + 0.675 \frac{1}{\bar{L}_o^2} \cdot \frac{1}{C_3^2} \right) R^2 \right\}$$

で与えられる。 $\bar{H}_o = H_{1/3}/1.60$ の関係を用いて上式を計算すると

$a \leq \frac{H_{1/3}}{L_0}$ の場合には

$$P(R \geq R) = \exp \left[- \left\{ \frac{2.0 \cdot a^2}{(H_{1/3}/L_0)^2} + 0.675 \right\} \right] \dots\dots\dots (24)$$

$a > \frac{H_{1/3}}{L_0}$ の場合には

$$P(R \geq R) = \exp \left[- \left\{ 2.0 + 0.675 \frac{1}{a^2} (H_{1/3}/L_0)^2 \right\} \right]$$

(c) $C_2 = 1/2$ のとき

$a \leq \frac{H_{1/3}}{L_0}$ の場合には

$$P(R \geq R) = 1.36 \left[\int_A^\infty e^{-1.36Z} dZ - \int_A^\infty \frac{e^{-1.36Z}}{Z} dZ + \frac{1}{2} \left\{ \frac{e^{-1.36A}}{A} - 1.36 \int_A^\infty \frac{e^{-1.36Z}}{Z} dZ \right\} \right. \\ \left. + \frac{1}{6} \left\{ \frac{e^{-1.36A}}{2} \left(\frac{1}{A^2} - \frac{1.36}{A} \right) + \frac{1.36^2}{2} \int_A^\infty \frac{e^{-1.36Z}}{Z} dZ \right\} + \dots\dots \right] \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 $A = 1.48 \cdot a / (H_{1/3}/L_0)$

である。

24、25式を用いて計算した結果を図-25に示す。破線は内挿して求めたものである。図からわかるように、有義波を用いて堤防高をきめると、実際には波が堤防上を越える度数がかなり大きいことがあり、著しいときには約半数の波が越波することになる。したがって堤防高をきめる場合の考え方としては、うちあげ高の分布関数を用いて、うちあげ高について $1/n$ 最大うちあげ高という概念を用いるのが適当であると考えられる。また有義波を用いて設計せざるを得ない場合でも、図-25の事実を十分に認識しておこなうべきである。

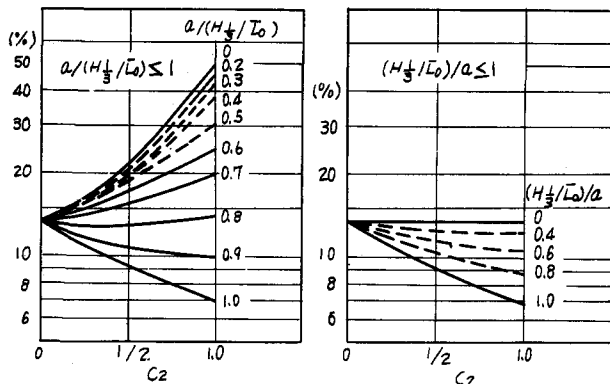


図-25 有義波からきめたうちあげ高さをこえる割合 (首藤)

また堀川・小森⁽¹⁸⁾は不規則波を発生させて、勾配30°の斜面上へのうちあげ高について実験的研究をおこなっている。

6 堤防のり線の不連続部付近の波高分布

埋立、干拓部の堤防や河口部の堤防のように、のり線が折線状をしている付近では、波高分布は複雑な様相を呈することが予想される。三井⁽¹⁹⁾、⁽²⁰⁾は凸隅角部、凹隅角部付近、幅の狭い河口付近、それが水門で閉めきられている場合の波高分布の理論解を求め、その計算結果と実験結果とを比較した。また細井・富永・首藤などは凹隅角部におけるうちあげ高の分布を実験的に検討した。

(1) 隅角部付近の波高分布

図-26のような鉛直堤防の隅角部付近の波は、 α の角度で入射する振幅1の波を $e^{i\rho \cos(\theta - \alpha)}$ とすると、Stokerの方法により、速度ポテンシャル $f(\rho, \theta)$ はつぎのように示される。ただし、

$\rho = k r$ 、 $k = 2\pi/L$ 、 J はベッセル関数である。

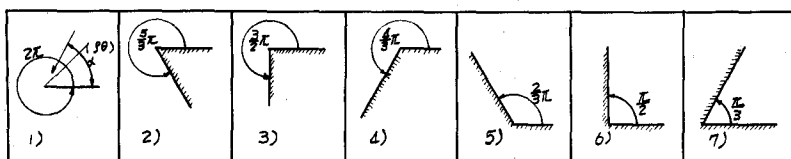


図-26 隅角部

$$(1) \quad f(\rho, \theta) = J_0(\rho) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{i n \pi / 4} \frac{J_n(\rho)}{2} \cos \frac{n \pi}{2} \cos \frac{n \theta}{2}$$

$$(2) \quad f(\rho, \theta) = \frac{6}{5} J_0(\rho) + \frac{12}{5} \sum_{n=1}^{\infty} e^{i 3 n \pi / 10} \frac{J_{3n}(\rho)}{5} \cos \frac{3}{5} n \alpha \cdot \cos \frac{3}{5} n \theta$$

$$(3) \quad f(\rho, \theta) = \frac{4}{3} J_0(\rho) + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} e^{i n \pi / 3} \frac{J_{2n}(\rho)}{3} \cos \frac{2}{3} n \alpha \cdot \cos \frac{2}{3} n \theta$$

$$(4) \quad f(\rho, \theta) = \frac{3}{2} J_0(\rho) + 3 \sum_{n=1}^{\infty} e^{i 3 n \pi / 8} \frac{J_{3n}(\rho)}{4} \cos \frac{3}{4} n \alpha \cdot \cos \frac{3}{4} n \theta$$

$$(5) \quad f(\rho, \theta) = 3 J_0(\rho) + 6 \sum_{n=1}^{\infty} e^{i 3 n \pi / 4} \frac{J_{3n}(\rho)}{2} \cos \frac{3}{2} n \alpha \cdot \cos \frac{3}{2} n \theta$$

$$(6) \quad f(\rho, \theta) = 4 J_0(\rho) + 8 \sum_{n=1}^{\infty} e^{i n \pi} J_{2n}(\rho) \cos 2 n \alpha \cdot \cos 2 n \theta$$

$$(7) \quad f(\rho, \theta) = 6 J_0(\rho) + 12 \sum_{n=1}^{\infty} e^{i 3 n \pi / 2} J_{3n}(\rho) \cos 3 n \alpha \cdot \cos 3 n \theta$$

鉛直堤防前面沿いの波高分布を求めるには、上式でそれぞれ、(1) $\theta = 0$ 、(2) $\theta = 0$ 、 $5\pi/3$ 、(3) $\theta = 0$ 、 $3\pi/2$ 、(4) $\theta = 0$ 、 $4\pi/3$ 、(5) $\theta = 0$ 、 $2\pi/3$ 、(6) $\theta = 0$ 、 $\pi/2$ 、(7) $\theta = 0$ 、 $\pi/3$ において、複素数の絶対値をとれば、入射波高 1 に対する波高が求められる。三井はさらに、(2)、(3)、(4)、(5)、(6)、(7) の α がそれぞれ $5\pi/6$ 、 $3\pi/4$ 、 $2\pi/3$ 、 $\pi/3$ 、 $\pi/4$ 、 $\pi/6$ の場合について実験をおこない、計算値と比較したところ、堤防壁面での反射率を 0.8 とすると計算値と実験値がよく一致することを確認した。(図-27)。

細井・豊島・富永・首藤・鶴木^{(21), (22), (23)} は凹隅角部付近の堤防への波のうちあげ高についての広範囲な実験をおこなって興味深い結果を得ている。図-28に示すような凹隅角部でのうちあげ高の分布を、堤防勾配 2 割、中心角が 120° 、 90° 、 60° の場合について実験をおこなった。いずれの場合も中心でのうちあげ高は小さく、ピーク 1 の所でのうちあげ高が最大である。これは堤防からの反射波、散乱波と入射波との間にできる重複波の影響を受けるからであろう。交角中心線と同じ方向から波が入射する場合の実験結果について、堤防前面での波長 L 、堤脚水深 h 、ピーク間の距離 D とすると、中心角 α が 120° 、 90° の場合について、 D/L と h/L との関係は図-29 のようである。また図-30 はおのおののピーク位置におけるうちあげ高と、2 割堤防に直角に波が入射するときのうちあげ高との比の値 K を縦軸にとっている。二つの図から、ピーク 1、2、3 が現われる位置と、各ピークにおけるうちあげ高を求めることができる。交角中心位置から離れるにしたがってうちあげ高は小さくなり、約 2 波長程度で入射角度が直角の場合のうちあげ高にほぼ等しくなる。また入射波の角度が交角中心線と異なるときには、うちあげ高が小さいこ

とが実験から明らかになった。

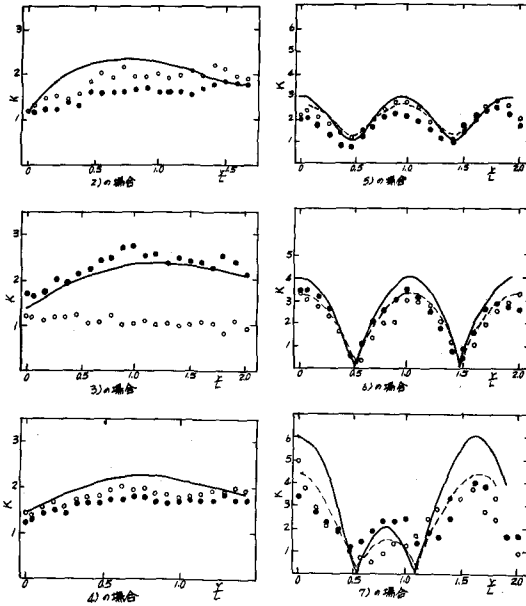


図-27 波高分布 (三井等)

以上のことから、隅角部ではうちあげ高が非常に大きくなるので、堤高をあげるかまたは消波工を施工してできるだけ反射波、散乱波を小さくすることが必要である。

(2) 幅の狭い河口付近の波高

図-31に示すように座標軸をとると、河口幅 $2d$ が波長 L より十分に小さい場合には、 y の正領域における解は

$$F_1(x, y) = \exp\{ik(x\cos\theta_0 + y\sin\theta_0)\} + \exp\{ik(x\cos\theta_0 - y\sin\theta_0)\} + \chi(x, y) \dots\dots\dots (26)$$

y の負領域における解を一様な進行波として

$$F_2(x, y) = C \exp\{i(ky + \omega)\} \dots\dots\dots (27)$$

とおく。ここで C は振幅、 ω は位相のずれ、 χ は散乱項を表わす。これらの式を Ippen・合田の方法を用いて解くと

$$\chi(x, y) = \frac{2C}{\pi} \exp(i\omega) \{-ikI_1(x, y) - kI_2(x, y)\}$$

$$I_1(x, y) = \int_k^{\infty} \frac{\exp(-y\sqrt{\beta^2 - k^2})}{\beta\sqrt{\beta^2 - k^2}} \sin\beta d \cdot \cos\beta x \cdot d\beta$$

$$I_2(x, y) = \int_0^k \frac{k \exp(-iy\sqrt{k^2 - \beta^2})}{\beta\sqrt{\beta^2 - k^2}} \sin\beta d \cdot \cos\beta x \cdot d\beta$$

$$C = \pi \left\{ (k\bar{I}_1)^2 + (k\bar{I}_2 + \frac{\pi}{2})^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}$$

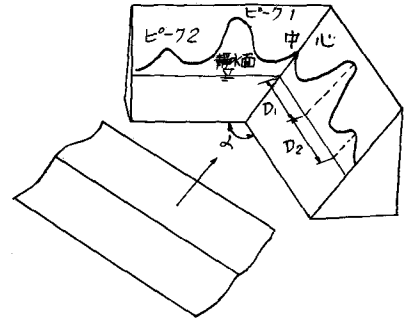


図-28 凹隅角部

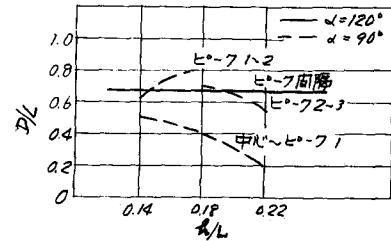


図-29 ピーク間の距離 (首藤等)

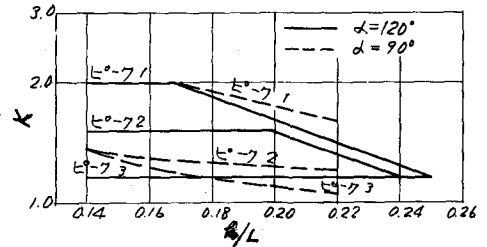


図-30 係数K (首藤等)

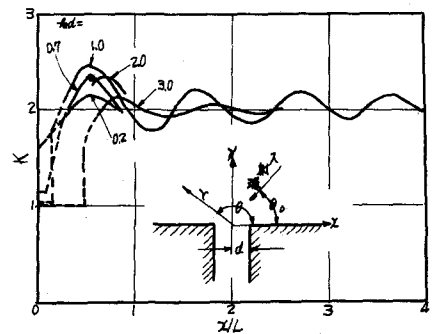


図-31 河口正面堤沿いの波高分布 (三井)

$$\omega = \tan^{-1} \left\{ \frac{-k \bar{I}_1 + (\bar{I}_2 + \frac{\pi}{2}) \tan(kx \cos \theta_0)}{k \bar{I}_1 \tan(kx \cos \theta_0) + k \bar{I}_2 + \frac{\pi}{2}} \right\}$$

$$\overline{k I_1}(kd) = kd \int_0^\infty \frac{\sin^2 \xi}{\xi^2 \sqrt{\xi^2 - (kd)^2}} d\xi$$

$$\overline{k I_2}(kd) = kd \int_0^{kd} \frac{\sin^2 \xi}{\xi^2 \sqrt{(kd)^2 - \xi^2}} d\xi$$

正面堤沿いの波高分布は(28)式で $y = 0$ とおき、その絶対値をとれば求められる。すなわち

$$K(x, 0) = 2 \sqrt{1 + \left(\frac{C}{\pi}\right)^2 \{ (k I_1)^2 + (k I_2)^2 \} + \left(\frac{2C}{\pi}\right) \{ (k I_1 \sin \omega - k I_2 \cos \omega) \times \cos(kx \cos \theta_0) - (k I_1 \cos \omega + k I_2 \sin \omega) \sin(kx \cos \theta_0) \}} \dots \dots \dots (28)$$

ここに I_1 、 I_2 はそれぞれ $I_1(x, 0)$ 、 $I_2(x, 0)$ である。 $\theta_0 = \pi/2$ に対する $K(x, 0)$ の数値計算結果は図-31のとおりである。 kd の値によって壁面沿いの極大、極小波高およびそれを生じる位置が異なる。またいずれも極大値は完全重複波高 $K = 2$ よりも大きくなっている。

(3) 水門付近の波高

図-32に示すように座標軸をとると、解はつぎのようになる。

$y \geq 0$ の波は

$$F_1(x, y) = \exp(iky) + \exp(-iky) + \frac{4C}{\pi} \cdot \sin k\ell \cdot \exp(i\omega) \cdot (k I_1 - i k I_2) \dots \dots \dots (29)$$

$y \leq 0$ 、 $|x| \leq d$ の波は

$$F_2(x, y) = C \exp(i\omega) [\exp\{ik \times (y + \ell)\} + \exp\{-ik(y + \ell)\}] \dots (30)$$

ここに

$$\frac{1}{C} = \cos k\ell \cdot \cos \omega - \frac{2}{\pi} \cdot \sin k\ell (k \bar{I}_1 \cos \omega + k \bar{I}_2 \sin \omega) \dots \dots \dots (31)$$

$$\tan \omega = \frac{k \bar{I}_2 \tan k\ell}{k \bar{I}_1 \tan k\ell - \frac{\pi}{2}} \dots \dots \dots (32)$$

(30)式に $y = -\ell$ を代入すれば、水門前面の波高は $2|C|$ となる。またこの C が最大になる $k\ell$ の値 $k\ell_R$ を求めるために、(31)式を ℓ について微分し、0とおいてつぎの式を得る。

$$k\ell_R = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\pi k \bar{I}_1}{(k \bar{I}_1)^2 + (k \bar{I}_2)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} + \frac{2n+1}{2} \pi \dots \dots \dots (33)$$

いろいろな kd に対する $k\ell_R$ の値、およびこれに対応する ω 、 C の値である ω_R 、 C_R を求めると表-2のようになり、水門前面の波高は非常に大きくなることがわかる。またこの場合の正面堤沿いの波高分布は

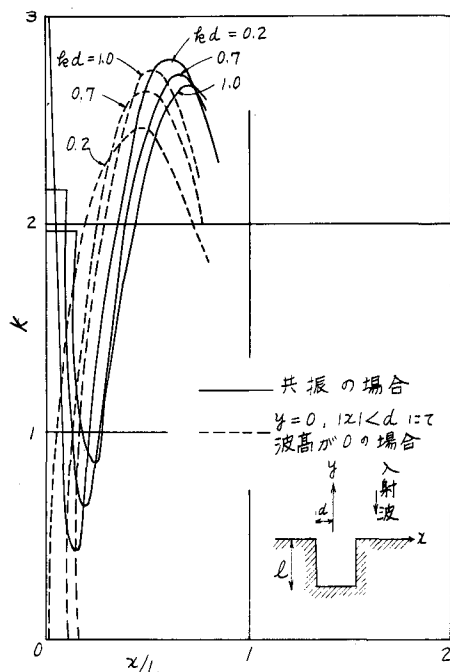


図-32 水門附近の正面沿い波高分布 (三井)

$$K(x, 0) = 2 \sqrt{1 + \frac{4C_R}{\pi} \sin k\ell_R (kI_1 \cos \omega_R + kI_2 \sin \omega_R)} + \left(\frac{2C_R}{\pi} \sin k\ell_R \right)^2 \{ (kI_1)^2 + (kI_2)^2 \} \dots\dots\dots (34)$$

つぎに $y = 0$ において(30)式を0にするような、すなわち $y = 0$ 、 $|x| \leq d$ で波高が0になるような $k\ell$ の値 $k\ell_0$ を求めると、 $k\ell_0 = (\pi/2) + n\pi$ となり、 ω_0 、 C_0 および各 kd に対する $k\ell_0$ の値を示すと表-3のようになる。またこのときの正面堤沿いの波高分布式は

$$K(x, 0) = 2 \sqrt{1 + \frac{4C_0}{\pi} (kI_1 \cos \omega_0 + kI_2 \sin \omega_0)} + \left(\frac{C_0}{\pi} \right)^2 \{ (kI_1)^2 + (kI_2)^2 \} \dots\dots\dots (35)$$

となり、水門前面では $K(x, -\ell) = 2|C_0|$ となる。以上の計算結果は図-32に示すとおりである。

表-2

kd	2d/L	$k\ell_R$	ℓ_R/L	ω_R	C_R
0.05	0.01591	1.447	0.230	1.565	-20.16
0.2	0.0637	1.251	0.1990	-1.515	5.29
0.7	0.223	0.930	0.1480	-1.239	1.827
1.0	0.318	0.804	0.1280	-1.065	1.451
1.6	0.509	0.6025	0.0959	-0.746	1.124

表-3

kd	2d/L	$k\ell_0$	ℓ_0/L	ω_0	C_0
0.05	0.01591	$\pi/2 + n\pi$	$1/4 + n/2$	0.381	-7.45
0.2	0.0637	"	"	0.556	-2.66
0.7	0.223	"	"	0.890	-1.204
1.0	0.318	"	"	1.044	-1.019
1.6	0.509	"	"	1.295	-0.901

参 考 文 献

- (1) 岩垣雄一・井上雅夫・大堀晃一 : "のり面上の波の遡上機構に関する実験的研究"、第13回海岸工学講演会講演集、土木学会、昭41.12, P.P.198 ~ 205.
- (2) Freeman, J.C. and Méhauté, B.L. : "Wave Breakers on a Beach and Surges on a Dry Bed", Proc. ASCE, Vol. 90, No. HY2, 1964, P.P.187 ~ 216.
- (3) 豊島修・首藤伸夫・橋本宏 : "海岸堤防への波のうちあげ高-海底勾配1/30"、第11回海岸工学講演会講演集、土木学会、昭39.11 P.P.260 ~ 264.
- (4) 豊島修・首藤伸夫・橋本宏 : "海岸堤防への波のうちあげ高-海底勾配1/20"、第12回海岸工学講演会講演集、土木学会、昭40.11 P.P.180 ~ 185.
- (5) 佐藤清一・岸 力 : "海岸堤防の形状特性ならびに陸岸への遡上"、第3回海岸工学講演会講演集、土木学会、昭31.
- (6) Hunt, I.A : "Design of Sea-Walls and Breakwaters", Trans. ASCE, Vol. 126, Part IV, 1961, P.P.542 ~ 570.
- (7) Saville, T. : "Wave Run-up on Composite Slopes", Proc. of 6th Conf. on Coastal Engineering, 1958, P.P.691 ~ 699.
- (8) Herbich, J.B., Sorensen, R.M. and Willenbrock, J.H : "Effect of Berm on Wave Run-up on Composite Beaches", Proc. ASCE, Vol. 89, No. WW2, 1963, P.P.55 ~ 72.

- (9) 細井正延・石田 昭 : "汀線より陸側にある堤防への波のうちあげ", 第12回海岸工学講演会講演集、土木学会、昭 40. 11, pp 168 ~ 175.
- (10) 細井正延・石田 昭 : "汀線より陸側にある堤防への波のうちあげ(第2報)", 第21回年次学術講演会講演概要、土木学会、昭 41. 5.
- (11) 細井正延・三井 宏 : "砕波点より陸側にある堤防への波のうちあげ", 第9回海岸工学講演会講演集、土木学会、昭 37. 10, pp 143 ~ 148.
- (12) Sibul, O. J. and Tickner, E. G. : "Model Study of Overtopping of Wind Generated Waves on Levees with slopes of 1:3 and 1:6", B. E. B. Tech. Memo. No 80, 1956, pp 1 ~ 27.
- (13) Paape, A. : "Experimental Data on the Overtopping of Seawalls by Waves, Proc. of 7th Conf. on Coastal Engineering", Vol. 2, 1961, pp 674 ~ 681.
- (14) 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、土木学会、昭 35. 11, pp 245 ~ 274.
- (15) 岩垣雄一・井上雅夫・大堀晃一 : "風洞水槽を用いた海岸堤防の越波に関する研究(2)", 第12回海岸工学講演会講演集、昭 40. 11, pp 186 ~ 192.
- (16) Savill, T. : "An Approximation of the Wave Run-up Frequency Distribution", Proc. of 8th Conf. on Coastal Engineering, 1962, pp 48 ~ 59.
- (17) 首藤伸夫 : "有義波のうちあげ高の関係", 土木研究所報告、第126号、昭 40. 10 pp 19 ~ 30,
- (18) 堀川清司・小森修蔵 : "不規則な波のはい上り高に関する一実験", 第13回海岸工学講演会講演集、土木学会、昭 41. 12, pp 206 ~ 209.
- (19) 三井宏・村上仁士 : "隅角部付近の波高分布について", 第22回年次学術講演会講演概要、土木学会、昭 42. 5, pp 92-1 ~ 92-2.
- (20) 三井宏 : "海岸構造物不連続部の波高分布について(第1報)", 第13回海岸工学講演会講演集、土木学会、昭 41. 12, pp 80 ~ 86.
- (21) 細井正延・首藤伸夫 : "堤防法線形状の決定法", 建設省土木研究所、昭 38. 3, pp 1 ~ 37
- (22) 豊島修・首藤伸夫・橋本宏 : "波のうちあげ高の最近の研究から", 土木技術資料, 昭 40. 1, pp 15 ~ 16.
- (23) 富永正照・首藤伸夫・鶴木和夫 : "V字状法線をした海岸堤防への波のうちあげ高", 第13回海岸工学講演会講演集、土木学会、昭 41. 12, pp 210 ~ 215.