

海岸構造物不連続部の波高分布について (第1報)

三 井 宏*

1. 緒 言

伊勢湾台風による伊勢湾沿岸の河川海岸構造物の被害状況を調査¹⁾して、干拓堤防や河口堤防などのように、その法線の平面形状が折れ曲がっている地点、および舟溜りや水門などがある地点の付近で、破堤や越波の痕跡が多いことが認められた。この原因については、それらの部分の構造上の弱点、基礎部がたまたま「みお筋」にあったこと、前面の海底地形により屈折して波力が集中したことなど、いろいろの説明が行なわれた。しかし、これらの原因以外に、波の回折理論で現われる散乱項も原因の一つではないかと考えられる。この論文はこの見地から波の散乱現象が起こる一定水深における構造物前面の波高分布を調べ、船舶の航路計画や法線不連続部付近の波の打上げにともなう構造物の設計高さの決定に役立てようとするものである。

本文では最初に、半無限防波堤や開口部をもつ防波堤の陰影部の回折波の計算に古くから用いられている回折理論により、それらの防波堤の前面沿いの波高を計算し、防波堤先端部より少し離れた堤幹部前面において大きい波高を生ずることを示し、ついで、前面に消波用ブロックや捨石を設置してある海岸堤防とこれらを設置していない堤防の隣接点付近の波高分布、および幅の狭い河口付近、それが水門で締め切られている場合の波高分布の理論解を求め、その数値計算結果と実験結果とを比較した。このほか、数値計算や実験はまだ行っていないが、河幅急縮部、運河奥の水門および構造物隅角部付近の波高分布の解析結果をも示しておいた。

2. 理 論 解

(1) 半無限防波堤前面沿いの波高

3次元空間における微小振幅波の速度ポテンシャルを Laplace の式に代入すると Helmholtz の式となり、鉛直方向の距離、時間および振幅に関する定数項は落せるから、速度ポテンシャルは2次元平面について考えればよいことになる。いま、このような物理平面を図-1に示すような xy 平面とすると、防波堤に θ_0 の角度で入射してくる振幅1の波の速度ポテンシャルは $\exp\{ikr \cos(\theta - \theta_0)\}$ で示される。この入射波に対するこの平面上の

任意地点における速度ポテンシャルの厳密解 F はつぎの式で与えられる²⁾。

$$F(r, \theta) = f(\sigma) \exp\{ikr \cos(\theta - \theta_0)\} \\ \pm f(\sigma') \exp\{ikr \cos(\theta + \theta_0)\} \cdots \cdots (1)$$

ここに、 $k=2\pi/L$ 、 L は波長で、複号の+は防波堤が完全反射、すなわち壁面に直角方向の流速は0という境界条件に対するものであり、-は防波堤がクッション状、すなわち壁面沿いの波高は0という境界条件に対するもので、前者は完全重複波の腹の位置に壁面があり、後者は節の位置にクッション状の壁面の平均位置があることに相当する。また、

$$f(\pm\sigma) = \frac{1}{2}(1+i) \int_{-\infty}^{\pm\sigma} \exp\left(-i\frac{\pi}{2}u^2\right) du \\ = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}(1+i) \int_0^{\sigma} \exp\left(-i\frac{\pi}{2}u^2\right) du \\ = \frac{1}{2}\{1 \pm C \pm S \pm i(C-S)\} \cdots \cdots (2)$$

で与えられ、 C および S は Fresnel の関数、 σ および σ' は、

$$\sigma = 2\sqrt{\frac{kr}{\pi}} \cos \frac{1}{2}(\theta - \theta_0), \quad \sigma' = 2\sqrt{\frac{kr}{\pi}} \cos \frac{1}{2}(\theta + \theta_0) \\ \cdots \cdots (3)$$

で与えられ、完全反射型の防波堤前面沿いの波高分布を計算するため、上式に $\theta=0$ を代入すると、

$$F(r, 0) = 2f(\sigma) \exp(ikr \cos \theta_0) \\ = (1+C+S) \cos(kr \cos \theta_0) \\ - (C-S) \sin(kr \cos \theta_0) \\ + i\{(1+C+S) \sin(kr \cos \theta_0) \\ + (C-S) \cos(kr \cos \theta_0)\}$$

となる。この複素数の絶対値は振幅であり、偏角は位相であるから³⁾、防波堤前面沿いの振幅はつぎのようになる。

$$|F(r, 0)| = \sqrt{1+2(C^2+S^2)+2(C+S)} \cdots \cdots (4)$$

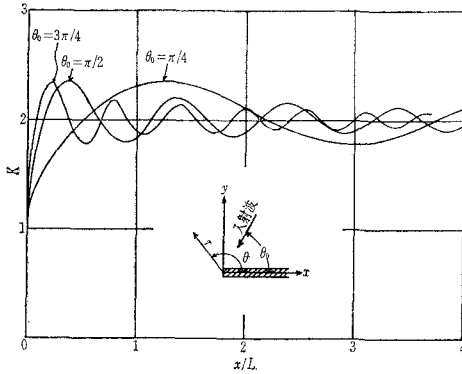
防波堤先端の延長線沿いの振幅は同様にしてつぎのようになる。

$$|F(r, \pi)| = |\exp(-ikr \cos \theta_0)| = 1 \cdots \cdots (5)$$

ある地点における波高 H' と入射波高 H との比 H'/H を K とすれば、式(4)および(5)はそれぞれ振幅1の入射波に対する振幅であるから K を与えることになる。式(4)を用いて防波堤前面沿いの波高分布を数値計算すると図-1のようになり、 θ_0 によって極大波高を生

* 正会員 徳島大学助教授 工学部土木工学科

図一 半無限防波堤前面沿いの波高分布



ずる位置は異なるが、 $\theta_0 = \pi/2$ に対しては防波堤先端より $0.37L$ 離れた地点で最初の極大波高を生じ、完全重複波の波高より 17% 程度大きい。第2室戸台風において、このように堤先端から少し離れた地点で被災した例があるのも⁴⁾ 上述のような現象が原因の一つではないかと思われる。

(2) 開口部をもつ防波堤前面沿いの波高

図-2 のように座標軸をとり、防波堤開口幅 $2d$ は L よりも十分小さく、したがって防波堤先端からの散乱波が強く干渉しているものとする。入射波を $\exp(iky)$ 、反射波を $\exp(-iky)$ とすると、

$$F = \exp(iky) + \exp(-iky) + \chi \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 χ は散乱項で、 d より十分大きい r に対する近似解はつぎの式で与えられる⁵⁾。

$$\chi = \frac{\exp\{-i(kr + \pi/4)\}}{\ln(kd/4) + r + (\pi i/2)} \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} \quad \dots\dots\dots (7)$$

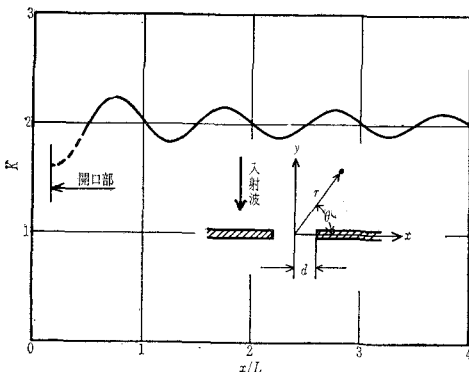
ここに、 r は Euler の定数で 0.5772 である。式 (6) において $y=0$ とし絶対値をとると防波堤前面沿いの波高分布式がつぎのように得られる。

$$K(x, 0) = |F(x, 0)| = |2 + \chi| \quad \dots\dots\dots (8)$$

式 (8) により開口幅の比 kd が 1 の場合について数値計算した結果を示すと 図-2 のようになり、前節同様に開口部から少し離れた地点で完全重複波高より大きい最初の極大波高を生ずる。

(3) 消波ブロック不連続部の波高

図-2 防波堤開口部付近の前面沿い波高分布



無限直線状構造物延長の半分の前面に消波ブロックが置かれ、残りの半分は完全反射壁である場合を取り扱う。このような構造物に波が入射すると反射波を生ずるが、ブロック前面の反射波高は完全反射壁前面の反射波高より小さく、また、完全反射壁前面の反射波とくらべて若干の位相のずれを生ずるものと考えられる。消波ブロックの反射率やそれによる位相のずれはよくわかっていないので、簡単のため、反射率の相違のみによる波高分布と反射率は 1 で位相が π だけずれたときの波高分布とにわけて検討する。いずれが実際の現象に近いかは実験結果のところで述べる。まず、反射率の相違のみによる波高分布を求めるには、半無限防波堤に用いた解法によることにする。すなわち、この解である式 (1) を求めるとき、 $\theta = \pi$ 、 $r = \infty$ において $F = \exp\{ikr \cos(\theta - \theta_0)\}$ という境界条件を用いたが、このかわりに反射率 r' の反射波が加わった $F = \exp\{ikr \cos(\theta - \theta_0)\} + r' \exp\{ikr(\theta + \theta_0)\}$ を用いるもので、つぎの解が得られる。

$$\begin{aligned} f(\sigma) &= \frac{1+r'}{2} + \frac{1}{2}(1-r')(1+i) \int_0^\sigma \exp\left(-i\frac{\pi}{2}u^2\right) du \\ &= \frac{1}{2} \{1+r' + (1-r')(C+S) + i(1-r')(C-S)\} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 σ は式 (3) のものと同じで、式 (9) を式 (1) に代入したものが解である。 $\theta=0$ を代入し、その絶対値をとればつぎのように消波ブロックを置いていない堤防前面沿いの波高分布式が求まる。

$$\begin{aligned} K(r, 0) &= \sqrt{\{1+r' + (1-r')(C+S)\}^2 + \{(1-r')(C-S)\}^2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (10)$$

一方、消波ブロック前面沿いの波高分布式は、

$$K(r, \pi) = |\exp(-ikr \cos \theta_0) \cdot (1+r')| = 1+r' \quad \dots\dots\dots (11)$$

となり、散乱波の影響は及ばない。式 (10) において、 $r'=0$ とすれば式 (4) と同じになり、 $r'=1$ とすれば $K=2$ になる。したがって、 $0 < r' < 1$ の一般の場合の消波ブロックを置いていない堤防前面沿いの波高は、図-1 に示す曲線と完全重複波高 $K=2$ との中間にあるものと予想される。

つぎに、反射率は 1 で位相が π だけずれたときの波高分布は、消波ブロックを置いてある堤防を式 (1) の負の符号の解をもつクッション型であると考え、正符号の反射型の解と重ね合わせると求めることができる。すなわち、式 (5) で示したように反射型防波堤延長沿いの K の値は 1 であり、散乱波高は 0 であるし、また式 (1) から計算すればすぐわかるように、クッション型防波堤延長沿いにおいて散乱波の y 方向流速成分 $(\partial f / \partial y)_{y=0}$ は 0 であるから、クッション型と反射型とを同一線上に置いた場合にはそれぞれの散乱波はおたがいに境界条件を満足する。したがって、解の重ね合わせが可能になり

厳密解を得ることができる。いま、 $y=0$, $x \geq 0$ に反射型防波堤があり、 $y=0$, $x \leq 0$ にクッション型防波堤があるものとすれば、反射型防波堤前方領域 $0 < \theta < \pi - \theta_0$ では、

$$F(r, \theta) = \exp\{ikr \cos(\theta - \theta_0)\} + \exp\{ikr \cos(\theta + \theta_0)\} - 2f(-\sigma) [\exp\{ikr \cos(\theta - \theta_0)\} + \exp\{ikr \cos(\theta + \theta_0)\}] \dots (12)$$

クッション型防波堤前方領域 $\pi - \theta_0 < \theta < \pi$ では、

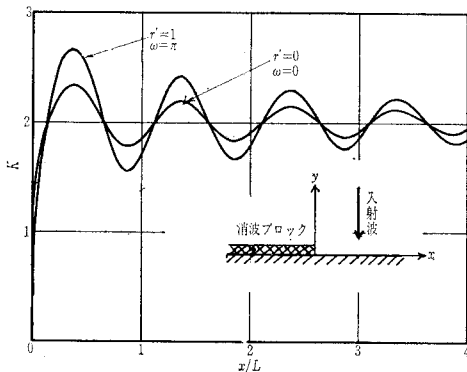
$$F(r, \theta) = \exp\{ikr \cos(\theta - \theta_0)\} - \exp\{ikr \cos(\theta + \theta_0)\} - 2f(-\sigma) [\exp\{ikr \cos(\theta - \theta_0)\} - \exp\{ikr \cos(\theta + \theta_0)\}] \dots (13)$$

の厳密解が得られる。反射型防波堤前面沿いの波高分布は、式 (12) に $\theta=0$ を代入し、絶対値をとれば、

$$K(r, 0) = 2\sqrt{2} \sqrt{C^2 + S^2} \dots (14)$$

が得られ、クッション型防波堤前面沿いの波高分布は 0 となる。式 (14) において $\theta_0 = \pi/2$ として数値計算した結果は式 (10) において $\theta_0 = \pi/2$, $r'=0$ とした結果とともに 図-3 に示す。

図-3 消波ブロック不連続部の波高分布



(4) 幅の狭い河口付近の波高

図-5 に示すような境界において、河口幅 $2d$ が波長 L より十分小さい場合を扱う。いま、 y の正領域における解を、

$$F_1(x, y) = \exp\{ik(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0)\} + \exp\{ik(x \cos \theta_0 - y \sin \theta_0)\} + \chi(x, y) \dots (15)$$

y の負領域における解を一般的な進行波として、

$$F_2(x, y) = C \exp\{i(ky + \omega)\} \dots (16)$$

とおく。ここに、 C は振幅を表わす定数で、 ω は位相のずれである。これらの式がそれぞれ Helmholtz の式および境界条件 (壁面に直角方向の流速は 0, 水位、流速は連続、 χ は無限遠方で消失) を満足するように χ , C , ω を求めるのであるが、ここでは Ippen, 合田⁶⁾ と同様な以下の方法を用いる。式 (15) を Helmholtz の式に代入し、 x について Fourier 変換、

$$X(\beta, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\beta x) \cdot \chi(x, y) dx \dots (17)$$

を行なうと、

$$\partial^2 X / \partial y^2 - (\beta^2 - k^2) X = 0 \dots (18)$$

となり、この一般解として、

$$X(\beta, y) = C_1(\beta) \cdot \exp(y \sqrt{\beta^2 - k^2}) + C_2(\beta) \exp(-y \sqrt{\beta^2 - k^2})$$

が得られる。 χ は無限遠方で消失するという条件から、 $C_1 = 0$ とすべきで、

$$X(\beta, y) = C_2 \exp(-y \sqrt{\beta^2 - k^2}) \dots (19)$$

が解であることがわかる。つぎに、 $y=0$ において流速は連続であるという条件を用い、以下のように C_2 を決定する。すなわち、

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\beta x) \cdot F_1 dx \right)_{y=0} = -\sqrt{\beta^2 - k^2} C_2$$

および、

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\beta x) \cdot F_2 dx \right)_{y=0} = \frac{kC}{\beta} \exp(i\omega) \times \{\exp(i\beta d) - \exp(-i\beta d)\}$$

の両者を等しいとおくと、

$$C_2 = -\frac{2ikC \exp(i\omega) \cdot \sin \beta d}{\beta \sqrt{\beta^2 - k^2}} \dots (20)$$

この C_2 を式 (19) に代入し、 β について偶関数である X の逆変換を行なうと所要の取乱項が得られる。

$$\begin{aligned} \chi(x, y) &= 2C/\pi \cdot \exp(i\omega) \cdot \{-ikI_1(x, y) - kI_2(x, y)\} \\ I_1(x, y) &= \int_k^\infty \frac{\exp(-y \sqrt{\beta^2 - k^2})}{\beta \sqrt{\beta^2 - k^2}} \sin \beta d \cdot \cos \beta x \cdot d\beta \\ I_2(x, y) &= \int_0^k \frac{\exp(-iy \sqrt{k^2 - \beta^2})}{\beta \sqrt{k^2 - \beta^2}} \sin \beta d \cdot \cos \beta x \cdot d\beta \end{aligned} \dots (21)$$

C と ω を決定するため、近似的に $y=0$ における x 方向についての平均水位が等しいとおく。

$$\frac{1}{2d} \int_{-d}^d F_1(x, 0) dx = \frac{1}{2d} \int_{-d}^d F_2(x, 0) dx$$

これを実数部と虚数部とにわけてそれぞれが等しいとおくと、

$$C = \pi \{(k\bar{I}_1)^2 + (k\bar{I}_2 + \pi/2)^2\}^{-1/2} \dots (22)$$

$$\omega = \tan^{-1} \left\{ \frac{-k\bar{I}_1 + (\bar{I}_2 + \pi/2) \tan(kx \cos \theta_0)}{k\bar{I}_1 \tan(kx \cos \theta_0) + k\bar{I}_2 + \pi/2} \right\} \dots (23)$$

ここに、

$$\begin{aligned} k\bar{I}_1(kd) &= kd \int_{kd}^\infty \frac{\sin^2 \xi}{\xi^2 \sqrt{\xi^2 - (kd)^2}} d\xi \\ k\bar{I}_2(kd) &= kd \int_0^{kd} \frac{\sin^2 \xi}{\xi^2 \sqrt{(kd)^2 - \xi^2}} d\xi \end{aligned} \dots (24)$$

である。これらの C と ω を式 (15) および式 (16) に代入すれば所要の近似解が得られる。Simpson の方法により式 (24) を数値積分すると 図-4 の結果が得られる。なお、この図には $\theta_0 = \pi/2$ に対する C と ω の値も示してある。 C は河道内の波高比 K と同一で、河幅 kd が小さくなるほど 2 に近ずき、 kd が大きくなると 1 に近ずいている。正面堤沿いの波高分布は式 (15) において $y=0$ とおき、その絶対値をとれば求められる。すなわち、

$$K(x, 0) = 2\sqrt{1 + (C/\pi)^2 \{ (kI_1)^2 + (kI_2)^2 \} + (2C/\pi) \{ (kI_1 \sin \omega - kI_2 \cos \omega) \cos(kx \cos \theta_0) - (kI_1 \cos \omega + kI_2 \sin \omega) \sin(kx \cos \theta_0) \}} \quad (25)$$

図-4 k_0 に対する積分値

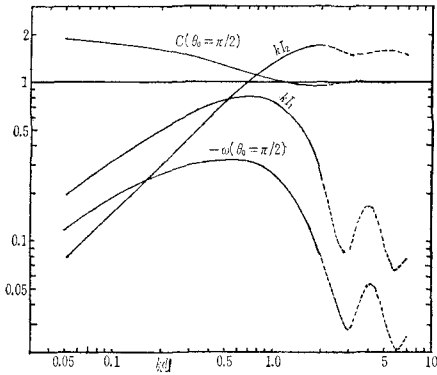
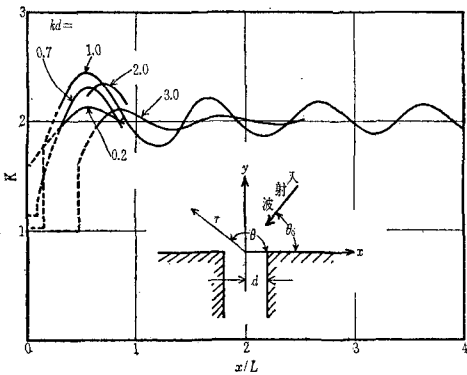
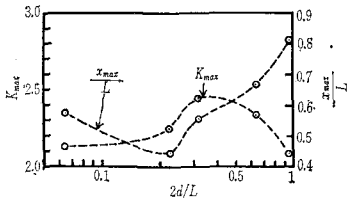


図-5 河口正面堤沿いの波高分布



ここに、 I_1 および I_2 はそれぞれ $I_1(x, 0)$ および $I_2(x, 0)$ である。 $\theta_0 = \pi/2$ に対する $K(x, 0)$ の数値計算結果は図-5 に示す。 $y=0, |x|=d$ において波高が不連続になっているのは C および ω を求めるとき、 x 方向の平均水位を等しいと近似させたためで、したがって、この解は河口から十分離れた地点における近似解である。 kd の

図-6 極大波高とその位置



値により、壁面沿いの極大、極小波高およびそれを生ずる位置が異なるので、これらと kd との関係を見るために、最初に生ずる極大波高 $K_{\max}$ およびその位置 $x_{\max}/L$ と河口幅 $2d/L$ の値をとり出すと 図-6 のようになる。この図によれば、最も大きい極大波高を生ずるような河口幅 $2d/L$ は 0.32 (約 1/3 波長) で、その波高は完全重複波高より約 20% 大きく、その位置 x/L は 0.56 程度であることがわかる。

(5) 水門付近の波高

この場合には Ippen, 合田⁹⁾ が行なった長方形港湾内の副振動に関する研究結果がそのまま適用できる。図-7 に示す座標をとると、つぎのように解は表現される。 $y \geq 0$ の波は、

$$F_1(x, y) = \exp(iky) + \exp(-iky) + 4C/\pi \cdot \sin kl \cdot \exp(i\omega) \cdot (kI_1 - ikI_2) \quad (26)$$

$y \leq 0, |x| \leq d$ の波は、

$$F_2(x, y) = C \exp(i\omega) \times [\exp\{ik(y+l)\} + \exp\{-ik(y+l)\}] \quad (27)$$

ここに、

$$1/C = \cos kl \cdot \cos \omega - 2/\pi \cdot \sin kl \times (k\bar{I}_1 \cos \omega + k\bar{I}_2 \sin \omega) \quad (28)$$

$$\tan \omega = k\bar{I}_2 \tan kl / (k\bar{I}_1 \tan kl - \pi/2) \quad (29)$$

散乱波が大きくなると思われるのは、水門前面の波高が最も大きくなる場合 (共振)、および $y=0, |x| \leq d$ において波高が 0 になる場合の 2 つである。式 (27) に $y=-l$ を代入すれば水門前面の波高は $2|C|$ となり、この C を最大ならしめる kl の値 kl_R を求めるため、式 (28) を l について微分し、0 においてつぎの式を得る。

$$kl_R = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\pi k\bar{I}_1}{(k\bar{I}_1)^2 + (k\bar{I}_2)^2 - (\pi/2)^2} + \frac{2n+1}{2} \pi \quad (30)$$

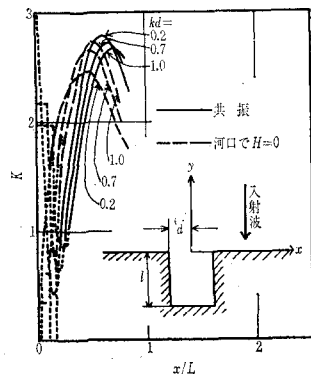
いろいろな kd に対する kl_R 、これに対応する ω および C の値である ω_R および C_R を示すと、表-1 のようになり、水門前面の波高は非常に大きくなることがわかる。つぎに、 $y=0$ において式 (27) を 0 ならしめる kl の値 kl_0 を求めると、

$$kl_0 = \pi/2 + n\pi \quad (31)$$

となり、 ω_0 および C_0 とともに各 kd に対する kl_0 の値を示すと 表-2 のようになる。

それぞれの場合の波高分布式を求めると、共振の場合の正面堤沿いでは、

図-7 水門付近の正面堤沿い波高分布



$$K(x, 0) = 2\sqrt{1 + 4C_R/\pi \cdot \sin kl_R \cdot (kI_1 \cos \omega_R + kI_2 \sin \omega_R)} + (2C_R/\pi \cdot \sin kl_R)^2 \{ (kI_1)^2 + (kI_2)^2 \} \dots\dots\dots (32)$$

表一 $l_R/L, \omega_R, C_R$ の 値

kd	$2d/L$	kl_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

表二 $l_0/L, \omega_0, C_0$ の 値

kd	$2d/L$	kl_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

水門前面では、 $K(x, -l) = 2|C_R|$ となり、 $y=0, d > x$ では、 $K(x, 0) = 2|C_R \cos kl_R|$ となる。 $y=0, |x| \leq d$ における波高を 0 とした場合の正面堤沿いでは、

$$K(x, 0) = 2\sqrt{1 + 4C_0/\pi \cdot (kI_1 \cos \omega_0 + kI_2 \sin \omega_0)} + (C_0/\pi)^2 \{ (kI_1)^2 + (kI_2)^2 \} \dots\dots\dots (33)$$

となり、水門前面では、 $K(x, -l) = 2|C_0|$ となる。これらの数値計算結果は図-7 に示す。この計算範囲内での共振の場合と、河口波高を 0 とした場合との大きな違いは 2 つある。その 1 つは、河口に最も近い地点で生ずる極値波高であって、共振の場合はまず極小波高が表われ、河口で波高を 0 とした場合は最初に極大波高を生じている。もう 1 つは、前者の場合には kd が小さいほど極大波高は大きくなり、後者の場合は逆に極大波高が小さくなっている。いずれもこの計算範囲内での最大波高は完全重複波高より 4 割ほど大きい。

刻みの目盛をつけた波高桿と構造物模型とをシネスコ・レンズつきの 16 ミリ撮影機により毎秒 64 駒の速度で撮影し、暗室内で水面の上下の量の読み取りを行なった。消波ブロックの場合には、波高分布ではなく、波のうちあげ高を読み取った。実験に使用した諸元は、それぞれ表-3, 4, 5 に示す。

表三 消波ブロック堤の実験諸元

No.	水 深 (cm)	周 期 (sec)	波 長 L (cm)	(予) 入射波高 (cm)		(本) 入射波高 (cm)	
				A	B	A	B
1	20	0.877	102.0	7.5	6.6	6.3	6.8
2	20	0.741	78.8	6.3	4.2	4.8	4.8
3	20	1.030	152.0	6.1	4.1	5.7	6.6
4	20	0.801	88.4	3.4	4.2	3.6	4.5
5	20	0.677	68.0	5.1	6.1	4.3	5.0

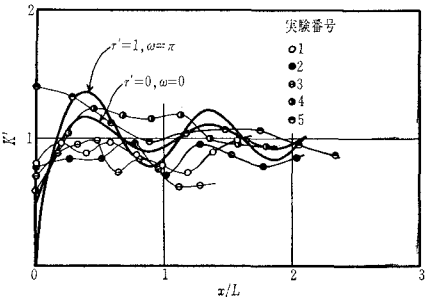
表七 河口に対する実験諸元

No.	水 深 (cm)	周 期 (sec)	波 長 L (cm)	河口幅 $2d$ (cm)	$2d/L$	入射波高 H (cm)	
						点 A	点 B
1.1	20	0.8	88.7	14.8	0.167	5.9	6.2
2.1	20	0.8	88.7	29.6	0.334	4.9	5.3
3.1	20	0.8	88.7	88.8	1.001	5.1	4.7
4.1	20	0.8	88.7	443.5	5.00	5.1	5.3

表五 水門に対する実験諸元

No.	水深 (cm)	周期 (sec)	波長 L (cm)	河口幅 $2d$ (cm)	$2d/L$	水門長 l (cm)	l/L	入射波高 (cm)	
								点 A	点 B
1.2	20	0.8	88.7	14.8	0.167	14.41	0.1626	5.8	6.2
1.3	20	0.8	88.7	14.8	0.167	7.20	0.0812	6.7	6.5
2.2	20	0.8	88.7	29.6	0.334	11.15	0.1258	8.8	6.2
2.3	20	0.8	88.7	29.6	0.334	5.60	0.0632	7.7	6.5
3.2	20	0.8	88.7	88.8	1.001	10.00	0.1128	5.4	5.4
3.3	20	0.8	88.7	88.8	1.001	20.0	0.226	6.9	5.7

図一〇 捨石不連続部付近の波高分布



3. 実 験

図-8, 9 に示す実験装置により、消波ブロック堤不連続部および河口、水門付近の波高分布を測定する実験を行なった。河口の模型堤防はすべて鉛直壁とし、河口に対する実験を終わった後、河道を鉛直壁で締め切って水門に対する実験を行なった。波高分布の測定は、1 cm

図-8 水槽および模型諸元

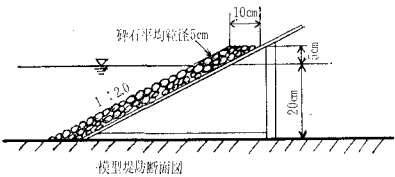
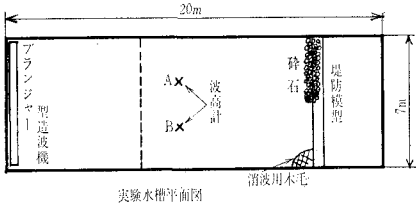


図-9 水槽諸元

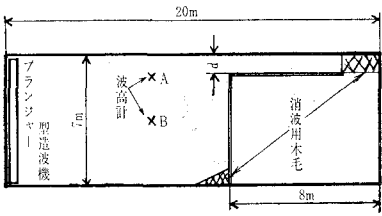


図-10 に消波ブロックに隣接したブロックを積んでいない堤防沿いのうちあげ高分布の実験結果を示す。横軸は原点をブロック不連続点にとったブロックをおかない堤防沿いの距離と波長との比で、縦軸 K' はうちあげ高と入射波高との比を、堤防全延長に消波ブロックを積んでいないときのうちあげ高と入射波高との比で割った値である。理論曲線は計算で求めた K を完全重複波高2で割ったものを K' としてある。実験は傾斜壁面をもつ堤防に関するもので、理論で仮定したように堤防前面で完全重複波を生じないが、やはり散乱波の影響により極大や極小が表われるうちあげ高分布を示している。なお、ブロック不連続点における K' の値は0.5よりも大きい。このような値は、消波ブロック前面で部分重複波を生じている場合、および完全重複波であっても π より小さい位相差をもつ場合に起こり得る。実際には、消波ブロック前面である位相差をもつ部分重複波を生ずるものと思われるが、この実験結果からでは両者の割り合いがわからないので、現在、2次元水路を用い、消波ブロックの反射率と波の位相差の割り合いを調べる実験を行っている。

図-11 河口付近の波高分布

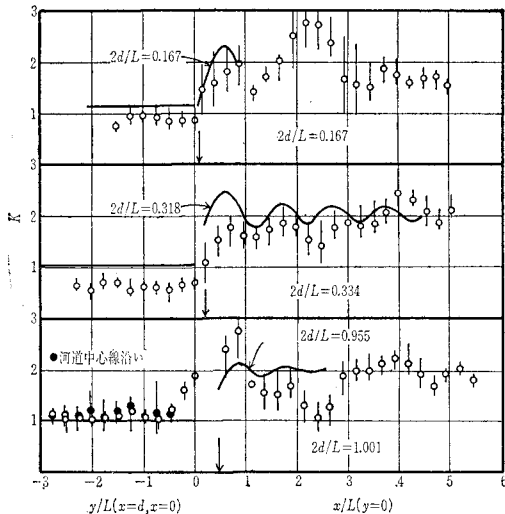
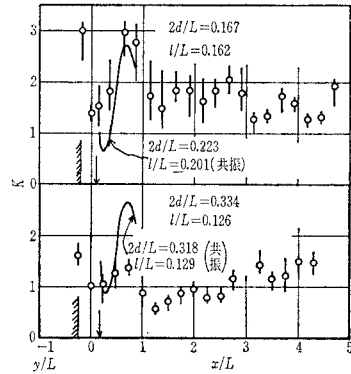


図-11 は河口付近の河川堤防および海岸堤防沿いの波高分布を示す実験結果である。水槽内で一様な波を生じさせることが困難であったこと、および、側壁による再反射の影響がまだ残っているためか、実験値は非常にばらついているが、極大、極小波高を生ずる位置は計算結果とよく一致している。河道内の波高は河幅が狭い場合には計算結果より小さいが、この原因は上述の実験誤差以外に、水の粘性や河口における縮流の影響が考えられる。理論における河道内の波高は一様という仮定は、この実験において $2d/L$ の間隔を粗くとしたので、明確な限界値はわからないが、 $2d/L$ が1.0では河道内の波高は一様となっていないので、この仮定はすでに成立し

図-12 水門付近の波高分布（共振の場合）



ないことがわかる。

図-12 は水門付近の堤防法線沿いの波高分布を測定した結果の1部で、いずれも水門の位置 l は計算値の共振状態に近いものを選び出している。上述のように実験精度はあまり良くないのであるが、ここに示した例では最初の極大波高を生ずる位置はよく一致している。

4. 結 言

現在、数値解析のみ終了したもの、および、数値解析中であるものを列記すると以下のとおりである。図-13 に示すようなへこんだ隅角部の波高分布式を Stoker の方法⁷⁾により求めると、散乱項のない幾何光学的な項のみであるつぎの式が得られる。

$$F(r, \theta) = \exp\{ikr \cos(\theta - \alpha)\} + \exp\{-ikr \cos(\theta - \alpha)\} + \exp\{-ikr \cos(\theta + \alpha)\} + \exp\{-ikr \cos(\theta + \alpha)\} \dots \dots \dots (34)$$

$\alpha = \pi/4$, $\theta = 0, \pi/2$ としたときの計算結果は 図-13 に示す。図-14 に示すような凸の隅角部の波高分布式は同じ方法により、つぎのような Fourier 級数の和の形になる。

$$F(r, \theta) = \frac{4}{3} J_0(kr) + \frac{8}{3} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(i \frac{n\pi}{3}\right) \cdot J_{2n/3}(kr) \times \cos \frac{2n\alpha}{3} \cdot \cos \frac{2n\theta}{3} \dots \dots \dots (35)$$

この他、図-15 に示すような河幅が急縮している河道内を波が伝播するときの波高分布式および 図-15 に示

図-13 隅角部の波高分布

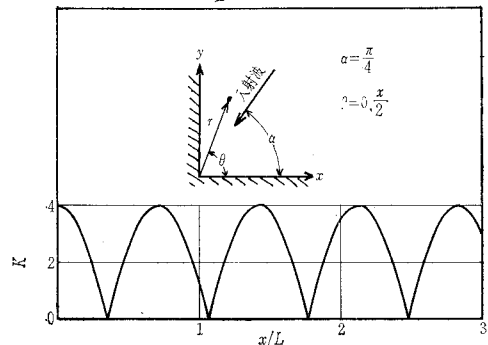


図-14 凸隅角部の座標

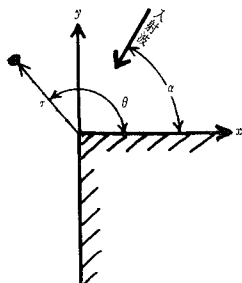
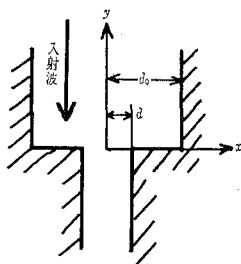


図-15 河幅急縮部の座標



すような運河の奥に舟溜りや水門がある場合の波高分布式を鏡像の理を用いて求めてある。

以上は、すべて微小振幅の短周期波を対象にしているが、津波のような長周期波⁹⁾に対しても同様な散乱効果があるものと考えられ、この場合の任意時刻の水位は時間項 $\exp(i 2 \pi t/T)$ を考慮に入れて計算すれば求めることができる。

消波ブロックの項で述べたように、波の回折、散乱においては、構造物沿いの境界条件のとり方が重要な問題となる。ここでは、実験で取り扱わなかったが、構造物に斜めに波が入射するとき、理論で仮定したような簡単な鏡面における反射のような境界条件になるとは限らず Mach 波のように境界付近で入射角が変化する⁹⁾こともあるものと思われる。今後、散乱に関する実験精度をさらに上げていくとともに、このような境界条件の問題点

を検討する予定である。

なお、この実験を担当した学生の川村紘一、北室泰世、川崎俊太、村上仁士の諸君、職員の米崎武夫氏をはじめ、この研究に際して終始御援助御激励を頂いた徳島大学杉尾教授ならびに御指導を賜った京都大学岩垣教授に厚く感謝する。

参考文献

- 1) 竹内俊雄・福岡正己・細井正延・吉川秀夫・木下武雄・土屋昭彦・富永正昭・三井宏：伊勢湾台風による高潮と被害の特性，建設省土木研究所報告，110，2，昭36.2，
- 2) 本間仁・石原藤次郎編：応用水理学，中II，丸善，昭33.4，p. 531.
- 3) Penny and Price：The Diffraction Theory of Sea Waves and the Shelter afforded by Breakwaters, Philo. Trans. of Roy. Soc. of London, A-244, 1951-1952, p. 239.
- 4) 運輸省第3港湾建設局：第2室戸台風による港湾災害調査報告書，昭37.3，図30など。
- 5) Lamb, H.：Hydrodynamics, 6th edition, Camb. Univ., 1959, p. 533.
- 6) Ippen, A.I. and Goda, Y.：Wave induced Oscillations in Harbors; the Solution for a rectangular Harbor connected to the Open-Sea, Hydrodynamics Labo. Rep. No. 59, MIT, 1963, p. 5 and p. 21.
- 7) Stoker, J.J.：Water Waves, Interscience Publishers, Inc., New York, 1965, pp. 109.
- 8) 堀川清司：年次学術講演会，土木学会，昭41.5，II-52.
- 9) Wiegel, R.L.：Water Wave equivalent of Mach-Reflection, Coast. Eng. 1964, p. 82.