

隅角部を有する防波堤に沿う波高分布と波力

谷 本 勝 利*・小 舟 浩 治*

1. ま え が き

一般に、防波堤などの法線形が不連続な場合には、これに沿う波高分布は一様でなくなる。伊藤・谷本¹⁾は現地被災防波堤の滑動状況の多くが波状分布を呈していることから、これを蛇行災害と称し、その原因の一つとして、Rarras²⁾、三井³⁾らが示したように法線に沿う波高の相違をとりあげ、これによる波力の増大を考慮すべきことを指摘した。こうした波高の場所的変動は、特に波向に対し凹状の隅角を形成するとき大きくなり、波力への影響も大きい。

本論は、このような法線形の影響による波力の増大を設計計算に用いる波高の増大として捉え、防波堤延長の有限性、波の不規則性等を考慮した波高分布の算定法について主に検討し、あわせて不規則波による滑動安定実験の例を示すものである。

2. 規則波による波高分布

(1) 波高分布の近似解法

無限長、完全反射の条件に対する計算法については、三井ら⁴⁾が解析的解法を示している。また、任意形状防波堤による波の散乱を解く方法として、井島ら⁵⁾は積分方程式を数値的に解いた例を報告している。本稿においては、有限長、任意反射の条件に対する近似解法として、Biesel と Ranson⁶⁾の示した半平面に対するものを検討する。

図-1 に示す $x-y$ 平面において、原点に隅角点 O 、 x 軸上に OA 、それと開角度 β で OB の防波堤があり、一定水深領域を正弦波が x 軸と α の角度で入射している状態を考える。いま、 OA 、 OB の延長線から

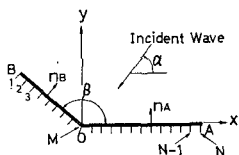


図-1 防波堤法線と座標

波の入射波領域のみを対象とし、堤端 A 、 B の外側から背後への回折波の影響は無視する。このとき、防波堤に沿う波高比(回折係数) K_d は、図に示したように境界を $(N-1)$ 個の要素に分割して積分を総和のかたちにする、次のように表わされる。

$$K_d(\xi, \eta) = |f_0(\xi, \eta) + f_A(\xi, \eta) + f_B(\xi, \eta)| \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$f_0(\xi, \eta) = -ie^{-ik(\xi \cos \alpha + \eta \sin \alpha)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} f_A(\xi, \eta) &= \sum_{j=M}^{N-1} \left\{ -\frac{i}{2} \int_{\Delta s_j} H_0^{(1)}(kr_j) ds \right. \\ &\quad \times \left(\frac{\partial f_A}{\partial n_A} \right)_j \Big\} \\ f_B(\xi, \eta) &= \sum_{j=1}^{M-1} \left\{ -\frac{i}{2} \int_{\Delta s_j} H_0^{(1)}(kr_j) ds \right. \\ &\quad \times \left(\frac{\partial f_B}{\partial n_B} \right)_j \Big\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 (ξ, η) は防波堤境界上の任意点の (x, y) 座標、 k は波数、 Δs_j は j 番目の境界要素の長さ、 r_j は j 番目の境界要素の中点から、 (ξ, η) までの距離、 n_A 、 n_B はそれぞれ OA 、 OB の垂線方向を表わし、 i は虚数単位、 $H_0^{(1)}(kr)$ は 0 次の第 1 種 Hankel 関数である。

式 (3) 右辺の中にある微係数は次の $(N-1)$ 元連立 1 次方程式を解くことによって求められる。

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial f_A}{\partial n_A} \right)_j &= -K_{R1} \left[\left(\frac{\partial f_0}{\partial n_A} \right)_j + \sum_{m=1}^{M-1} \bar{Q}_{jm} \right. \\ &\quad \times \left(\frac{\partial f_B}{\partial n_B} \right)_m \Big], \quad j=M \sim (N-1) \\ \left(\frac{\partial f_B}{\partial n_B} \right)_j &= -K_{R2} \left[\left(\frac{\partial f_0}{\partial n_B} \right)_j + \sum_{m=M}^{N-1} \bar{Q}_{jm} \right. \\ &\quad \times \left(\frac{\partial f_A}{\partial n_A} \right)_m \Big], \quad j=1 \sim (M-1) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\bar{Q}_{jm} = -\frac{i}{2} \int_{\Delta s_m} \frac{\partial}{\partial n_j} H_0^{(1)}(kR_{jm}) ds \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 K_{R1} 、 K_{R2} は防波堤 OA 、 OB での反射率、 n_j は j 番目の境界要素の中点での垂線方向、 R_{jm} は j 番目の要素の中点から m 番目の要素の中点までの距離である。

ただし、式(4)を解くにあたって本稿では、 $(\partial f / \partial n)_j$ の初期値を0とする逐次近似計算によった。この第一ステップの結果は入射波が防波堤により反射されることによる1次散乱波を表わし、第二ステップの結果は1次と2次散乱波の和というように順次高次散乱波の影響を含めていくことになる。計算では6次程度までを考慮した。

(2) 厳密解法との比較

(1)に述べた近似解法では、防波堤背後への回折波の影響を無視している。まず、この影響を把握しておくため、井島らの厳密解法による結果と比較してみる。

図-2は $\beta=135^\circ$ で、 OA 、 OB がそれぞれ1波長の長さの完全反射の条件に対する結果を示したものである。ここに、厳密解法においては防波堤に $L/10$ の厚みをもたし、境界要素の長さはいずれも $L/10$ とした。図中の実線が近似解法、破線が厳密解法による結果を表わしている。 $\alpha=0^\circ$ のとき、厚みの影響もあってやや差があるが、全体的に両者はかなりよく一致している。同図には、無限長に対する三井らの解法による結果も示しておいた。有限長との違いが認められるが、隅角点近傍では大差ない。

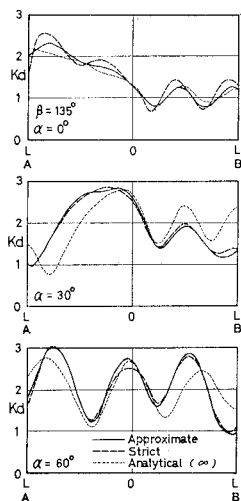


図-2 厳密解法との比較

(3) 実験結果との比較

近似解法による計算結果と既往の二・三の実験結果とを比較してみる。図-3は神戸港新埠頭防波護岸隅角部に対する実験結果⁷⁾との比較を示したものである。図中でCase 0は直立壁、Case 1はマウンドを有するとき、Case 2は隅角点のごく近傍に消波ブロックを投入したとき、Case 3は防波堤 OB の全域に消波ブロックを投入したときの実験結果で、計算における反射率はそれぞれ図中に示した値を用いた。反射率を導入することにより、実験結果と同様に極大波高が減少し、変動もゆるや

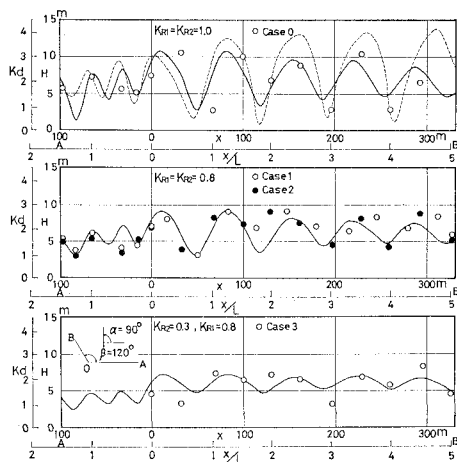


図-3 実験結果⁷⁾との比較

かになることが認められる。なお、Case 0の結果に示した破線は無限長に対する解析解による結果である。

図-4は、松本ら⁸⁾による直立壁および多孔ケーソンを用いた円弧型に対する実験結果と比較したものである。円弧型とすることによって、入射波と散乱波の位相の重なり合いが平均化され、実験結果と同様に隅角点を有するときほど波高変動が大きくなることが認められる。

3. 不規則波による波高分布の計算

(1) 計算の方法

法線に沿う波高の波状性は入射波と散乱波の位相の重なり合いによるから、設計などに用いるためには波の不規則性を考慮することが必要である。本稿では、次の有限個の成分波の合成から成る不規則入射波 ζ_i に対して、2.で述べた近似解法を用いて計算を実施する。

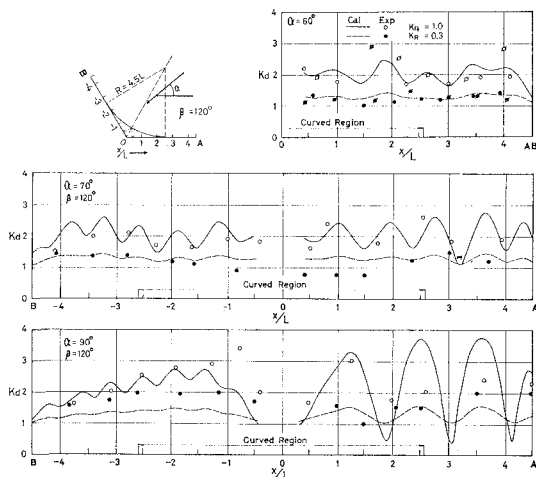


図-4 実験結果⁸⁾との比較

$$\zeta_I(x, y, t) = R_e \left[\sum_{j=1}^{j_e} \sum_{m=1}^{m_e} \sqrt{E(f_j, \theta_m)} \times e^{-ik_j(x \cos \theta_m + y \sin \theta_m)} e^{i\sigma_j t} \dots \dots (6) \right]$$

$$E(f_j, \theta_m) = 2 \int_{\bar{\theta}_{m-1}}^{\bar{\theta}_m} \int_{\bar{f}_{j-1}}^{\bar{f}_j} G(f, \theta) S(f) df d\theta \dots \dots \dots (7)$$

ここに、 f_j : 成分波の周波数、 θ_m : 成分波の主入射方向 α_1 からの偏角、 j_e : 周波数成分の数、 m_e : 方向成分の数、 $\bar{\theta}_m, \bar{\theta}_{m-1}$: θ_m が代表する区間の上、下限値、 $\bar{f}_j, \bar{f}_{j-1}$: f_j が代表する区間の上、下限値、 k_j : 成分波の波数、 σ_j : 成分波の角振動数、 $G(f, \theta)$: 方向関数、 $S(f)$: 周波数スペクトル。本計算では、 $S(f)$ として Bretschneider の周波数スペクトル、 $F(f, \theta)$ として合田ら⁹⁾ による集中度パラメーター $S_{\max}$ を用いて表現した光易型方向関数を採用し、 $S_{\max}=75$ とした。また、 $j_e=7$ とし、 f_j は各成分波の周期が一定間隔となるように選定、方向成分の分割幅は 15° とした。

不規則波に対する防波堤境界での回折係数 $\bar{K}_d(\xi, \eta)$ は次式により与える。

$$\bar{K}_d(\xi, \eta) = \frac{(H_{1/3})_I(\xi, \eta)}{(H_{1/3})_I} = \left\{ \frac{\sum_{j=1}^{j_e} \sum_{m=1}^{m_e} [K_d(f_j, \alpha_m)(\xi, \eta)]^2 E(f_j, \theta_m)}{\sum_{j=1}^{j_e} \sum_{m=1}^{m_e} E(f_j, \theta_m)} \right\}^{1/2} \dots \dots \dots (8)$$

ここに、 $K_d(f_j, \alpha_m)(\xi, \eta)$ は周波数 f_j 、入射方向 α_m の規則波に対する回折係数、 α_m は成分波の入射方向 ($\alpha_1 - \theta_m$) である。

(2) 計算結果

計算結果の例を図-5に示す。これは $\beta=135^\circ$ で、 OA が有義波波長 $L_{1/3}$ の5倍、 OB が1倍の長さを有する条件に対するもので、 α_1 が $90^\circ, 105^\circ$ のときの OA に沿う結果である。同図には、無限長に対する解析解による結果および次に述べる概算法による結果も併せて示してある。

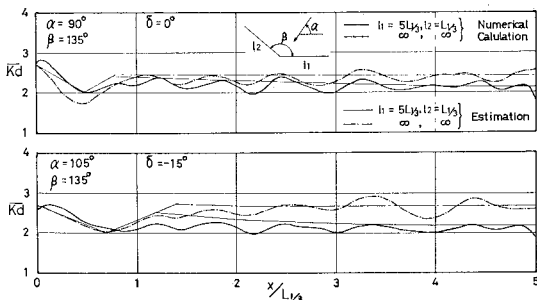


図-5 不規則波による計算結果

4. 波高分布の概算法

以上に述べた方法によって条件に応じた計算を行い、波高分布を算定することができる。しかしながら、実際の設計では細部の波状分布を忠実に考慮する必要はない。以下に、この観点から簡便な算定法を検討する。

波の不規則性を考慮したときの波高比の分布はかなりならされたものとなり、隅角点付近の極大値から堤端に向かって2あるいはそれ以下の極小値まで減少し、その後2を若干上回るところを中心にゆるやかな波状分布を示す。まず、隅角点での値 $(\bar{K}_d)_0$ は入射方向が防波堤の延長方向より背後となる成分波がないとき、無限長に対する三井らの解析解を用いると常に次式で与えられる¹⁰⁾。

$$(\bar{K}_d)_0 = (K_d)_0 = 360/\beta \dots \dots \dots (9)$$

この関係は1波長程度以上の延長があるとき、有限長に対してもほぼ成り立つと考えてよい。また、背後側から入射する成分波があれば式(9)の値より小さくなり、安全側の値を与えることになる。

次に、隅角部付近の極小値およびその位置は条件によって異なるが、 $\beta \geq 120^\circ$ の多くの計算例を整理した結果では、 $(\bar{K}_d)_{\min}$ はほぼ2.0、位置は次式で与えられると考えてよい¹⁰⁾。

$$(x/L_{1/3})_{\min} = 0.16 \exp \left[1.05 \tan \frac{\alpha_1}{2} \right] \dots (10)$$

一方、隅角点付近からかなり離れた地点では、各成分波の位相が様々に変化するので、微小な波状分布を無視すれば、入波射と散乱波がランダムな位相で重なり合うと考えても大差ない。さらに、2次以上の散乱波は1次の散乱波に比較して小さいので、1次散乱波だけを考慮する。たとえば OB からの1次散乱波は、図-6に示すように OB が開口部に相当する防波堤への、幾何学的反射方向に入射する波の回折波で近似することができる。この散乱波の不規則性を考慮した回折係数を $\bar{K}_d'$ とすると、 OA へ到達する波の有義波高 $(H_{1/3})_I'$ は、沖からの入射波と OB からの散乱波をエネルギー的に合成することにより次式で与えられる。

$$(H_{1/3})_I' / (H_{1/3})_I = K_C = \sqrt{1 + \bar{K}_d'^2} \dots \dots \dots (11)$$

この到達波が OA に沿ってさらに完全反射されるもの

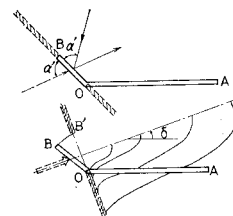


図-6 OB からの1次散乱波

と考えると、 $\bar{K}_d$ は次式で与えられることになる。

$$\bar{K}_d = 2.0K_C = 2.0\sqrt{1 + \bar{K}_d'^2} \quad \dots\dots\dots(12)$$

図-5 に Estimation として示してある $\bar{K}_d$ は、隅角点での値を式 (9) により、 $(\bar{K}_d)_{\min} = 2$ の極小値の位置を式 (10) により求めて、その間を直線で近似し、さらに堤端方向にこれと逆勾配で増加させ、式 (12) による $\bar{K}_d$ と接続した結果を示すものである。ここに、式 (12) の $\bar{K}_d'$ は合田・鈴木⁹⁾ による開口防波堤に対する不規則波の回折図を用いて、図-6 に示した取り扱いで求めたものである。この概算法による結果は、数値計算の与える結果のゆるやかな波状性を無視した波高増大を概略的に表わしているといえる。

さらに、隅角部を有することによる波高増大を最も厳しい α_I に対して設定しておけば、他の方向に対してはそれ以下と考えることができる。また、設計上先に述べた極小値付近の波高減少を期待することは好ましくない。こうした観点からさらに隅角点で式 (9) で与えられる値 $(\bar{K}_d)_0$ 、1 波長以遠では一定値 $(\bar{K}_d)_c$ とし、その間は直線的に変化するものと単純化してよい。表-1 はこうした考え方に基づいて、二・三の OB の長さに対する OA 沿いの値を設定してみたものである。ここに、

表-1 概算回折係数 (完全反射)

β	$(\bar{K}_d)_0$	$(\bar{K}_d)_c$			$\delta_{\min}$
		$l/L_{1/8} = 1$	2	>4	
120°	3.00	2.34	2.70	2.82	-30°
135°	2.70	2.30	2.70	2.70	-15°
150°	2.40	2.26	2.46	2.46	0°
165°	2.17	2.14	2.14	2.14	15°

$(\bar{K}_d)_0$: 隅角点での $\bar{K}_d$ の値

$(\bar{K}_d)_c$: 隅角点から (1~5) 波長での平均的 $\bar{K}_d$ の値

$(\bar{K}_d)_c$ は隅角点から $(1 \sim 5)L_{1/8}$ の範囲における平均値をとっている。また、 $\delta_{\min}$ はこの計算に用いた OB からの散乱波の主方向と OA とのなす角度で、最も厳しくなる入射波の主方向 $(\alpha_I)_{\max}$ と次の関係で対応する。

$$(\alpha_I)_{\max} = 2\beta - \delta_{\min} \quad \dots\dots\dots(13)$$

以上、防波堤が完全反射の条件に対する概算法を述べた。任意反射の条件に対しても次のように準用してよいと思われる。堤 OB の反射率が K_{R2} のとき、堤 OA へ到達する波の増幅率 K_C は式 (11) の代りに次式となる。

$$K_C = \sqrt{1 + (K_{R2}\bar{K}_d')^2} \quad \dots\dots\dots(14)$$

堤 OA の反射率を K_{R1} とすると、これに沿う回折係数 $\bar{K}_d$ は次式で与えられる。

$$\bar{K}_d = (1 + K_{R1})K_C = (1 + K_{R1})\sqrt{1 + (K_{R2}\bar{K}_d')^2} \quad \dots\dots\dots(15)$$

隅角点近傍においては、入射波と散乱波の位相の一義性が支配的であるため、さらに厳密な扱いではなくなるが、次のように概算することも一つの方法である。まず、完全反射のときの $(\bar{K}_d)_0$ 、 $(\bar{K}_d)_c$ を表-1 により求め、堤 OB による散乱波の回折係数 $(\bar{K}_d')_0$ 、 $(\bar{K}_d')_c$ を逆算する。ただし、 $(\bar{K}_d')_0$ は計算上の仮定の値である。これを用いて、式 (15) により任意反射のときの $(\bar{K}_d)_0$ 、 $(\bar{K}_d)_c$ をそれぞれ求めればよい。

以上の概算法による結果を、 $\beta = 135^\circ$ で OA、OB 共に $5L_{1/8}$ の長さをもつ防波堤に対し、 $\alpha_I = 105^\circ$ のときの数値計算による結果を比較したのが図-7 である。ここに、数値計算は単一方向の不規則によったため、やや波状性が顕著となっている。これを考慮するとき、概算法による結果はほぼ適切に隅角部の影響を表わすものといえる。

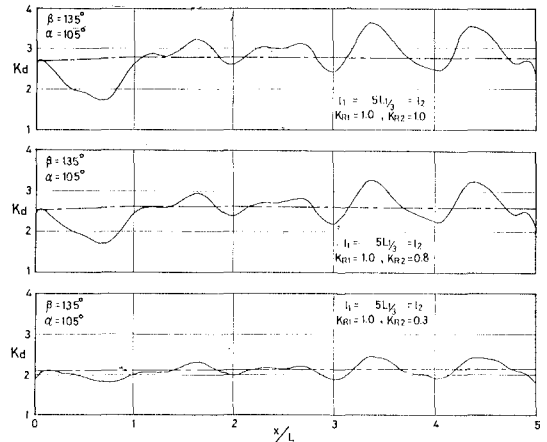


図-7 概算法と近似解法による結果の比較

5. 不規則波による滑動実験の例

以上、隅角部を有する防波堤に沿う波高分布の算定法について述べたが、次に不規則波による滑動実験を行って、波力の変化と波高分布との関連性をみてみる。

本実験は幅 20m、長さ 30m の水槽に、設けた OA、OB が共に 6.3m の長さをもつ混成防波堤を対象としたもので、 $\alpha_I = 90^\circ$ の単一方向不規則波によるものである。水底勾配は 1/100、堤 OA の設置水深は 30 cm、堤体模型の断面は図-8 の上図に示すとおりで、1 函あたりの長さは 50 cm である。実験では、堤体の静水中重量を 1,082 gr/cm と 1,258 gr/cm の二種に変え、それぞれ直線堤と $\beta = 135^\circ$ の

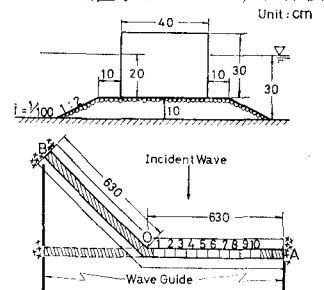


図-8 防波堤模型と配置

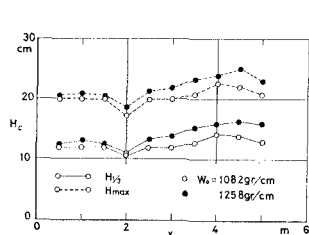


図-9 直線堤に対する滑動限界波高

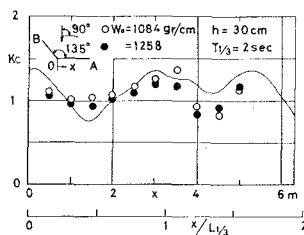


図-10 滑動限界波高による増大率

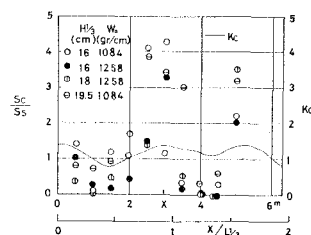


図-11 総滑動量の比

隅角を形成する場合に対し、No. 1~No. 10 の 10 箇について、種々の有義波高の入射波に対し、192 波の作用による総滑動量を測定する。

実験に用いた不規則波のスペクトルのかたちは、Bretschneider のものとほぼ一致し、 $T_{1/3}$ は 2.0 sec、碎波を伴わないときの波高の関係は、 $H_{max}/H_{1/3} \div 1.6$ 、 $H_{1/10}/H_{1/3} \div 1.22$ 、 $H_{1/3}/\bar{H} \div 1.5$ である。

図-9 は、まず直線堤の場合の滑動限界有義波高 ($H_{1/3}$)_c とそのときの最高波高 (H_{max})_c を示したものである。ここに滑動限界有義波高は、同一堤体重量に対し入射有義波高を種々に変化させ総滑動量を 3 回繰返し測定し、その傾向から丁度滑動量が 0 となる波高として求めたものである。堤体の位置によって変動が認められるが、摩擦係数や入射波高の波峰線方向の変動および島堤に沿う波高の場所的変動などに起因するものと思われる。

図-10 は、隅角部を有するときの滑動限界有義波高を、同一堤体による直線堤の場合の波高に対する比の逆数のかたちで表わしたものである。厳密な意味ではないが、 H_{max} と $H_{1/3}$ の比がほぼ一定、波力は波高に比例すると考えると、この値は隅角部を有することによる入射波高の増大率を表わすことになる。同図に近似解法による $K_c = 0.5\bar{K}_d$ の計算結果を実線で示してあるが、その変動傾向はかなり対応しているといえる。

また、図-11 は隅角部を有するときの総滑動量 S_c を、直線堤の場合の値 S_s に対する比で示したものである。不規則波群中に碎波を含むものであるが、法線形が隅角を形成することにより、滑動に対する安定性が変化することが明らかに認められる。

7. あとがき

以上、防波堤延長の有限性、任意反射を考慮した波高分布の計算法について検討して、半平面への波の伝播のみを考える近似解法により、実用的には充分な精度で算定できることを示し、不規則波に対する計算例を示した。その結果、波高分布における波状性はかなりならされたものとなることから、隅角点での回折係数の値を無限延長に対する解析解に基づく簡単な関係で与え、その近傍に生ずる極小値の値を 2.0 とし、その位置を多数の

数値計算結果から得た式を用いて与え、かつ隅角点からある程度離れた地点での値は入射波と 1 次散乱波のエネルギー的合成により求める概算法を検討した。これをさらに簡略化したかたちで、最も厳しい主入射方向に対する回折係数の値を各開角度ごとに表-1 のように設定した。隅角部を有することによる入射波高の増大率は、完全反射のときこの値の 1/2 と考えればよいことになる。なお、こうした波高分布の算定法の詳細については、文献 10) を参照して頂けるとありがたい。

さらに、特定の条件によるものであるが、直線堤と隅角部を有する防波堤に対し、不規則入射波による滑動実験を実施して、ほぼ波高の増大率に応じた波力の増大を考えればよいことを示した。種々の入射角、開角度、および碎波に対する詳細な検討などさらに究明すべき点も多いが、当面の対処法としては、条件に応じた波高の増大率を波の不規則性を考慮して計算によって求めるか、あるいは表-1 の値に基づいて設定し、碎波を伴う場合も含めて、設計計算に用いる波高を割り増しする方法で対処していくのがよいと思われる。

なお、本研究の推進にあたっては、港湾技術研究所水工部の大里睦男技官をはじめとする多数の方の協力を得た。ここに記して謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) 伊藤・谷本：混成防波堤の蛇行災害，港研資料，No. 112, 13 p., 1971.
- 2) Larras, J.: Genoa storm damage, Dock and Harbour Authority, 1955.
- 3) 三井：海岸構造物不連続部の波高分布について (第 1 報)，第 13 回海講講演集，pp. 80~86, 1966.
- 4) 三井・村上：同上 (第 2 報)，第 13 回海講講演集，pp. 53~59, 1967.
- 5) 井島・周・湯村・田淵：任意形状の透過および不透過防波堤による波の散乱と波力，第 20 回海講講演集，pp. 79~87, 1973.
- 6) Biesel, F., R. Ranson: Calculs de diffraction de la houle, Congrès de l'A.I.R.H., Dubrovnic, 1961.
- 7) 運輸省第三港湾建設局神戸調設：神戸港新埠頭防波護岸隅角部水理模型実験，p. 32, 1968.
- 8) 松本・永井・吉木・武智：各種の防波堤隅角部の波浪特性，第 22 回海講講演集，pp. 115~119, 1975.
- 9) 合田・鈴木：光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算，港研資料，No. 230, 45 p., 1975.
- 10) 小舟・大里：防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究，港研報告，15 卷 2 号，1976.