

縦スリット式消波構造物の消波特性を 厳密に考慮した任意平面波浪場の解析

WAVE-INDUCED OSCILLATION IN HARBOURS OF ARBITRARY SHAPE WITH SLIT-TYPE BREAKWATERS/SEAWALLS

藤田 孝¹, 角野昇八², 塩田純士³, 永田修一⁴

Takashi FUJITA, Shohachi KAKUNO, Yoshinori SHIOTA and Shuichi NAGATA

¹正会員 工修 日立造船(株)技術研究所(〒551-0022 大阪市大正区船町2-2-11)

²正会員 工博 大阪市立大学大学院教授 工学研究科(〒558-8585 大阪府大阪市住吉区杉本3-3-138)

³大阪市立大学大学院 工学研究科(〒558-8585 大阪府大阪市住吉区杉本3-3-138)

⁴正会員 工博 日立造船(株)技術研究所(〒551-0022 大阪市大正区船町2-2-11)

The wave-induced oscillation in harbors of an arbitrary shape having slit-type breakwaters or seawalls in place is studied theoretically. In this paper, using Boundary Integral Method (BIM), an analytical model is first developed without considering real fluid effects. Then, the energy dissipation due to flow separation near cylinders in a slit-type breakwater or a seawall is modeled by introducing a complex blockage coefficient. The theoretical solutions are compared with observed data.

Key Words : Wave Reflection, Slit-type Breakwater/Seawall, BIM, Boundary Value Problem, Energy Dissipation.

1. はじめに

港湾内水域を効率的に利用しようとする我が国の港湾では、スリット式の護岸や岸壁を用いて静穏度を確保しようとする場合が多い。また、沖合に設置が見込まれているメガフロートは、流体力の低減を目的として、その周囲をスリット式防波堤で囲む場合が多い。これら、スリット式の護岸や岸壁、防波堤で囲まれた港湾や泊地内の波浪場を精度良く推定することは、航行船舶の安全性や浮体構造物の係留設計の観点からきわめて重要である。

防波堤や護岸で囲まれた港湾内の波浪場の解析は、従来から幾つかの研究^{1),2)}がなされており、また有限長の防波堤で囲まれた泊地内にメガフロート等の浮体構造物が係留された場合の研究例^{3),4)}もある。しかしながら、これらの研究では防波堤や護岸の側壁をすべて不透過壁とするか、あるいは模型実験などから得られる一定反射率を与える計算法を用いており、消波構造物での消波効果を正確に考慮した解析法とはいえない。一方、井島ら⁵⁾は、遊水部をもつ消波型有孔壁岸壁が、泊地内の一部に設置された場合の解析方法を示しているが、有孔壁岸壁での抵抗係数を長波近似解と実験値の比較によって求めて

いるため、実際の計算では波周期や断面構造の変化に応じた模型実験が必要となり、また水深の深い海域に適用する場合は計算精度に問題が生じる。

一般に、スリット式消波工の消波特性は、波の入射角やスリット壁を通過する水粒子速度によって大きく変化することが知られている。外海から入射波が湾内に進入した場合には、湾口と湾奥など場所によって、スリット壁を通過する水粒子速度が異なるため、その流速に応じたエネルギー散逸を考慮しなければならない。本研究では、縦スリット式護岸や岸壁で囲まれた任意平面形状の泊地や港湾などを対象として、スリット壁での渦などによるエネルギー散逸をより厳密に考慮した解析法を提案し、メガフロート技術研究組合が実施した実証観測データと比較することによって、その妥当性を検証する。また、掘込港湾に不規則波が進入した場合の波高分布の計算結果を示し、一定反射率を与える従来法との比較を行う。

2. 解析方法

縦スリット式消波構造物を含む護岸・岸壁で囲まれた任意平面形状の泊地および港内の波高分布の解

析を目的とする。解析領域内の水深は一定とし、スリット壁近傍を除く流体内部で速度ポテンシャルの存在を仮定する。解析では、速度ポテンシャルを境界積分法 (BIM) を用いた境界値問題として定式化する。縦スリット式防波堤・護岸は、スリット壁前面での圧力と流速の関係を導き、スリット壁面上での境界条件として与える。スリット壁での渦によるエネルギー散逸 (消波) の効果および遊水室幅の影響は、この関係式の中に考慮される。

(1) 基本条件

図-1に示すように、海域に縦スリット壁式消波工を含む防波堤が存在する場合を考える。解析にあたっては静水面上に原点および x, y 軸をとり、鉛直上方に z 軸をとる。スリット壁近傍を除く領域で、流体は非圧縮、非粘性、流体運動は非回転とする。波は単一周期の微小振幅波とし、 x 軸と θ をなす方向から入射するものとする。

流体内部では、速度ポテンシャル;

$$\Phi(x, y, z; t) = \text{Re} \left[\frac{g \xi_0}{\sigma} \phi(x, y, z) \cdot e^{-i\sigma t} \right] \quad (1)$$

が存在し、

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \cdot \phi(x, y, z) = 0 \quad (2)$$

のLaplaceの方程式を満足する。ここで、 g は重力加速度、 ξ_0 は入射波の振幅、 i は虚数単位、 σ は入射波の角周波数 ($=2\pi/T_0$; T_0 は入射波周期)、 t は時間、 $\phi(x, y, z)$ は時間項を省いた無次元の速度ポテンシャル (以後、単にポテンシャルと表記) である。

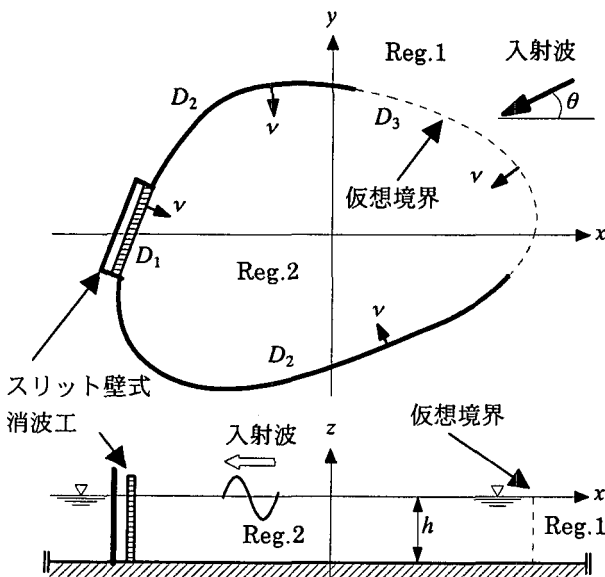


図-1 縦スリット壁式消波工を含む解析領域

(2) 領域の分割と境界条件

解析領域を図-1に示すように、防波堤と泊地開口部の仮想境界で分割し、防波堤と仮想境界からなる閉曲線の外側をReg.1, 内側をReg.2とする。これら分割された領域において、式(2)を満足するポテンシャルをそれぞれ $\phi_1(x, y, z)$, $\phi_2(x, y, z)$ と表す。

Reg.1, Reg.2のポテンシャルは、静水面および水底で次の境界条件を満足する。

$$\frac{\partial}{\partial z} \phi_m(x, y, z) - \frac{\sigma^2}{g} \phi_m(x, y, z) = 0, \quad (z=0) \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \phi_m(x, y, z) = 0, \quad (z=-h) \quad (4)$$

ここで、 $m=1, 2$ はそれぞれの領域を表す。

仮想境界では、Reg.1とReg.2の間で流速と圧力の連続条件が満足される。

$$\left. \begin{aligned} \phi_1(x, y, z) &= \phi_2(x, y, z) \\ \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_1(x, y, z) &= \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_2(x, y, z) \end{aligned} \right\} \quad (0 \geq z \geq -h) \quad (5)$$

ここで、 ν は境界に対する単位法線ベクトルで、図-1に示す方向を正とする。

スリット壁式消波工を除く防波堤壁面を完全不透過とすれば、次の境界条件が成立する。

$$\frac{\partial}{\partial \nu} \phi_m(x, y, z) = 0, \quad (0 \geq z \geq -h) \quad (6)$$

ここで、 $m=1, 2$ はそれぞれの領域を表す。

(3) スリット壁消波工での境界条件

縦スリット壁式消波工における境界条件は、図-2に示すようにスリット壁に直交する単一座標軸 X を考える。この場合の X 軸は、図-1に示すReg.2の法線方向と一致する。スリット壁と背後の不透過壁間の空間 (遊水室) をReg.3とし、その幅を B とする。なお、波向きはReg.2では任意 (多方向) であるが、Reg.3では隔壁の影響により X 軸に平行であるとする。いま、スリット壁を通過し、スリット壁から X 軸の負の方向に進む波の振幅を a とし、背後不透過壁での完全反射を考慮すると、Reg.3のポテンシャル $\phi_3(X)$ は次のように表せる。

$$\phi_3(X) = 2 \frac{g a}{\sigma} \cos k(X - X_1 + B) \quad (7)$$

ここで、 k は波数 ($=2\pi/L$; L は波長)、 X_1 はスリット壁の位置である。

また、スリット壁近傍では次の流れのポテンシャル $\phi_s(X)$ を考える。

$$\phi_s(X) = (X \pm C_R) \cdot U + U_0 \quad \begin{cases} +: X \geq 0 \\ -: X \leq 0 \end{cases} \quad (8)$$

ここで、 C_R は blockage coefficient, U は図-3に示すようにスリット壁近傍で一様流を回復する位置における流速（一様流速）, U_0 は未知定数である。

スリット壁近傍における流速の連続条件より、次の関係が得られる。

$$\left. \frac{\partial \phi_2}{\partial X} \right|_{X=X_1} = \left. \frac{\partial \phi_3}{\partial X} \right|_{X=X_1} = U \quad (9)$$

スリット壁を挟む圧力差相当量は、式(8)より、

$$\phi_2|_{X=X_1} - \phi_3|_{X=X_1} = 2C_R U \quad (10)$$

となる。したがって、式(7)、式(9)、式(10)より、スリット壁における圧力と流速の関係が次のように求められる。

$$\phi_2 = \left[2C_R - \frac{1}{k \tan kB} \right] \cdot \frac{\partial \phi_2}{\partial X}, \quad (X = X_1) \quad (11)$$

前述したように、座標軸 X が、Reg.2の法線方向と一致することを考慮し、式(11)を書き直せば、最終的にスリット壁面における境界条件として次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial \nu} \phi_m(x, y, z) = \pm \frac{1}{K_S} \phi_m(x, y, z) \quad \begin{cases} +: m = 1, \text{Reg.1} \\ -: m = 2, \text{Reg.2} \\ \dots \dots \dots \end{cases} \quad (12)$$

ここで、

$$K_S = \frac{1}{k} \cot kB - 2C_R \quad (13)$$

である。すなわち、スリット壁境界では、ポテンシャルの法線方向微分値をスリット壁通過流速と捉え、式(12)に示すような境界上での流速と圧力との関係を与えることになる。

(4) 境界値問題

Reg.1およびReg.2において、式(2)～式(4)を満足するポテンシャルは、次のように表せる。

$$\phi_1(x, y, z) = \{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (14)$$

$$\phi_2(x, y, z) = f_2(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (15)$$

ここで、 $f_0(x, y)$ は入射波を表す速度ポテンシャルの平面座標項で、次式より与えられる。

$$f_0(x, y) = -i \exp[-ik(x \cos \theta + y \sin \theta)] \quad (16)$$

また、 $f_1(x, y)$, $f_2(x, y)$ は、各領域のポテンシャルの平面座標項であり、求めるべき未知関数である。

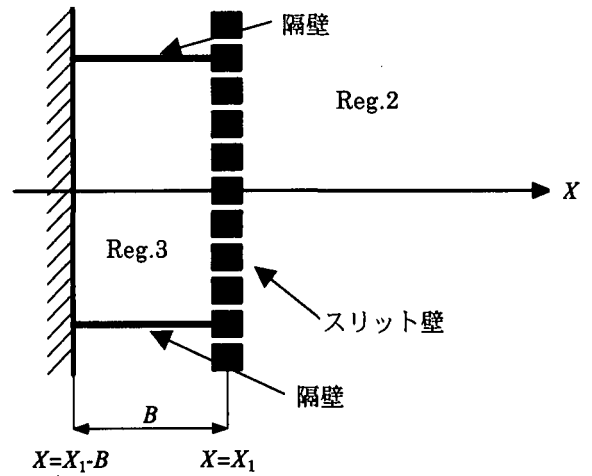


図-2 縦スリット壁式消波工

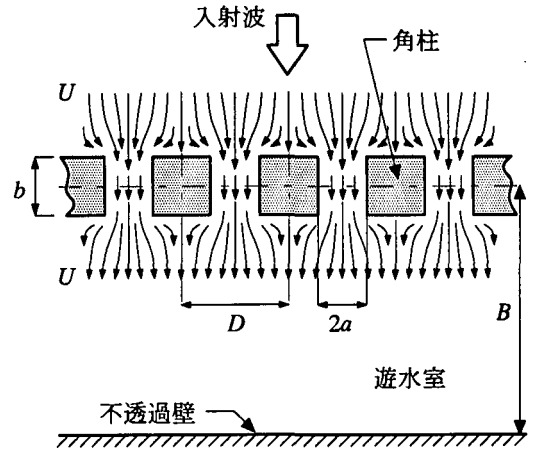


図-3 スリット壁近傍の流れ

式(14)、式(15)を式(2)に代入すると、各未知関数に対して、次のヘルムホルツ方程式が得られる。

$$\nabla^2 f_1(x, y) + k^2 f_1(x, y) = 0 \quad (17)$$

$$\nabla^2 f_2(x, y) + k^2 f_2(x, y) = 0 \quad (18)$$

したがって、本問題は、式(17)、式(18)を満足する未知関数を式(5)、式(6)、式(12)およびReg.1での放射条件を満足するように求める境界値問題に帰着する。

(5) 境界積分方程式

図-1に示すように、スリット壁境界を D_1 、それ以外の防波堤境界を D_2 、仮想境界を D_3 と表すと、グリーンの公式により、境界上の未知関数は次のよう

に表せる。

$$f_1(\xi', \eta') = \int_{D_1+D_2+D_3} \left[f_1(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G(\xi', \eta'; \xi, \eta) - \frac{\partial}{\partial \nu} f_1(\xi, \eta) \cdot G(\xi', \eta'; \xi, \eta) \right] ds \quad (19)$$

$$f_2(\xi', \eta') = - \int_{D_1+D_2+D_3} \left[f_2(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G(\xi', \eta'; \xi, \eta) + \frac{\partial}{\partial \nu} f_2(\xi, \eta) \cdot G(\xi', \eta'; \xi, \eta) \right] ds \quad (20)$$

ここで、 (ξ, η) は境界上の点を表し、 (ξ', η') は境界上の着目点を表している。また、 $G(\xi', \eta'; \xi, \eta)$ は式(17)および式(18)の基本解で、次式より求められる。

$$G(\xi', \eta'; \xi, \eta) = -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR) \quad (21)$$

ここで、 $H_0^{(1)}(kR)$ は0次の第1種ハンケル関数であり、

$$R = \sqrt{(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2} \quad (22)$$

である。

したがって、式(19)、式(20)を境界上の微小要素を用いて離散化し、式(5)、式(6)、式(12)の境界条件を考慮した連立方程式を解くことによって、境界上の未知関数を求めることができる。境界上の未知関数が求まれば、領域内の任意地点におけるポテンシャルを容易に求めることができる。例えば、Reg.2の任意点 (x, y) におけるポテンシャルは次式より求まる。

$$f_2(x, y) = -\frac{1}{2} \int_{D_1+D_2+D_3} \left[f_2(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G(x, y; \xi, \eta) + \frac{\partial}{\partial \nu} f_2(\xi, \eta) \cdot G(x, y; \xi, \eta) \right] ds \quad (23)$$

なお、Reg.2の任意地点の振幅と入射波の振幅の比： $H^*(x, y)$ は、次式より求められる。

$$H^*(x, y) = \left| \frac{\xi}{\xi_0} \right| = |f_2(x, y)| \quad (24)$$

ここで、 ξ は任意地点における波の複素振幅である。

(6) スリット壁におけるエネルギー散逸

これまでの議論では、縦スリット壁式消波工を含む防波堤に囲まれた泊地周辺の波浪場解析を境界値問題として扱えることを示したが、このままではスリット壁での渦などによるエネルギー散逸を考慮することができない。そこで、式(8)に示した blockage coefficient： C_R を複素係数と置き換えることによってそれを考慮する⁶⁾。すなわち、 C_R の代

わりに C_R を実部にもち、虚部に任意の係数 C_I をもつ複素係数を新たに導入する。

$$C_R \rightarrow C_R + i \cdot C_I \quad (25)$$

式(8)の C_R を式(25)のように置き換え、スリット壁をはさむ圧力差 Δp を求めると次のようになる。

$$\Delta p = -2\rho \frac{g\xi_0}{\sigma} [C_R \cdot (-i\sigma U) + C_I \cdot (\sigma U)] \cdot e^{-i\sigma t} \quad (26)$$

ここで、式(26)の右辺第1項はスリット通過水粒子の加速度に比例し、右辺第2項は通過水粒子速度に比例していることがわかる。すなわち、複素係数の blockage coefficient の虚部に用いられた任意係数 C_I は、流体の運動方程式において速度に比例する抵抗係数となり、したがってこの抵抗係数にエネルギー散逸の効果を盛り込むことができる。

一方、縦スリット壁を通過する流体の渦などによるエネルギー散逸量は、通過流速の2乗に比例することが知られており、その比例係数 f は、縦スリット壁の断面形状のみによって決定され、例えば角柱列の場合は $f = 1.5$ である⁶⁾。そこで、速度の1乗と2乗に比例する抵抗を等価線形化によって関連づけることによって、 C_I と f の関係が次のように求められる。

$$\frac{C_I}{D} = \frac{f}{8} \frac{1}{\tanh kh} \frac{H}{L} \frac{L}{D} \frac{1}{(2a/D)^2} |U_s| \quad (27)$$

ここで、 $2a/D$ はスリット壁の開口率 (図-3参照)、 H は入射波の波高、 L は波長であり、 $|U_s|$ はスリット近傍の一樣流速を入射波の水平水粒子速度で除した無次元流速の絶対値である。式(27)より、新たに導入した速度に比例する抵抗係数 C_I は長さの次元をもち、波形勾配、相対水深、開口率、スリット壁近傍の一樣流速 (絶対値) 等の関数となっていることがわかる。なお、複素係数の blockage coefficient については角野ら⁶⁾ に詳しい。

以上によって、スリット壁消波工でのエネルギー散逸を考慮した最終的な解を求めるためには、式(13)の C_R を複素係数： $(C_R + iC_I)$ に置き換えるだけでよい。なお、 C_I とスリット壁面での法線方向流速 (U_s) は共に未知量であり、それぞれの関数となっているため、解を求める場合には繰返計算等が必要となるが、この繰返計算によって場所毎のスリット通過水粒子速度に応じた正しい抵抗係数を評価することができる。

3. 計算結果と観測値の比較

メガフロート技術研究組合では、東京湾追浜海域で浮体構造物 (長さ300m、幅60m、深さ2m) を設置

する前後の波浪観測を実施している。対象海域の防波堤配置を図-4に示すが、浮体構造物を設置する前の泊地内3点の波浪観測値と本手法による計算結果を比較する。なお、図中の防波堤のうち、No.1とNo.2は開口率0.3の縦スリット消波工、No.3は石積み消波堤、No.4は直立堤であり、No.3, No.4の防波堤は一定反射率として扱い、それぞれの反射率を0.5, 0.8とした。

比較の計算では、単一周波数 f_w 、単一波向 θ の入射波に対する任意地点の波高比 $H^*(x, y; f_w, \theta)$ を求めておき、図-5に示す泊地外の定点で観測された沖波方向スペクトル $S_0(f_w, \theta)$ を重ね合わせることで、任意地点での波スペクトル $S(x, y; f_w)$ を次式から求める。

$$S(x, y; f_w) = \int_{-\pi}^{\pi} S_0(f_w, \theta) \cdot |H^*(x, y; f_w, \theta)|^2 d\theta \quad (28)$$

次に、式(28)を全周波数について積分して、波の総エネルギー $m_0(x, y)$ を求める。波の総エネルギーは、波形の標準偏差の自乗に等しく、さらに波の代表波高と標準偏差の間には一定の統計的関係が成立することから、任意地点の有義波高は次式より算出できる。

$$H_{V3}(x, y) = 4.004 \cdot \sqrt{m_0(x, y)} \quad (29)$$

式(29)より求めた有義波高の計算値と観測値の比較を図-6に示す。図より、計算値と観測値は概ね一致しており、本手法の有効性が検証された。

4. 掘込港湾に対する波高分布計算

L字型の掘込港湾に対して計算を行った。計算は、①護岸すべてが不透過（反射率=1.0）の直立堤の場合³⁾、②護岸すべてが反射率=0.6の直立堤の場合⁴⁾、③護岸すべてが縦スリット壁式消波工の場合について行い、入射波はブレッドシュナイダー・光易型のスペクトル形状をもつ不規則波とした。図-7は入射波が港口に対して直角に入射する場合、図-8は入射波が港口に対して60°の角度をなして入射する場合の計算結果を示したものである。なお、図は各地点の有義波高を入射波の有義波高で除した有義波高比分布を示している。

護岸すべてが完全反射壁の場合は、当然のことであるが、多重反射によって港内の波高は増大し、湾奥でも波高比3.0を超えている部分が認められる。一方、一定反射率および縦スリット壁式消波工とした場合の計算結果は、護岸部分で波高が減少するため湾内の波高比は小さく、湾奥では1.0以下となっている。

ここで、今回の計算に用いた縦スリット壁式消波

工の直角入射に対する反射率は0.3であり、一定反射率の場合の0.6よりも小さいが、計算結果を見る限り、縦スリット壁式消波工の方が大きめの波高比分布を示していることがわかる。この傾向は、港口に対して角度をもって入射した場合の湾奥の波高比分布に顕著に表れている。なお、この傾向は、規則波を入射させた場合の計算結果にも表れている。この原因について、入射波が港内の初めの護岸に進入

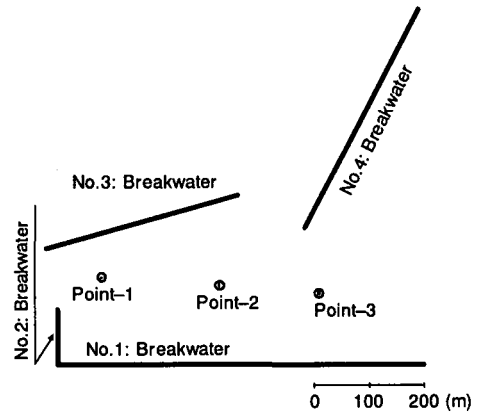


図-4 観測海域における防波堤配置

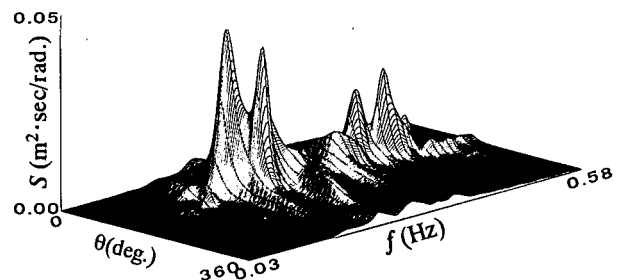


図-5 計算に用いた沖波スペクトルの観測値

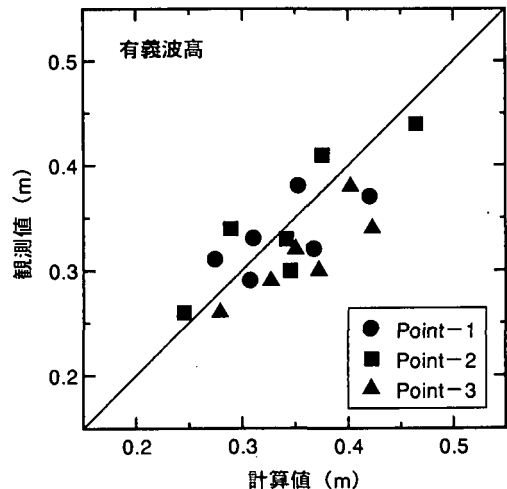


図-6 有義波高の計算値と観測値の比較

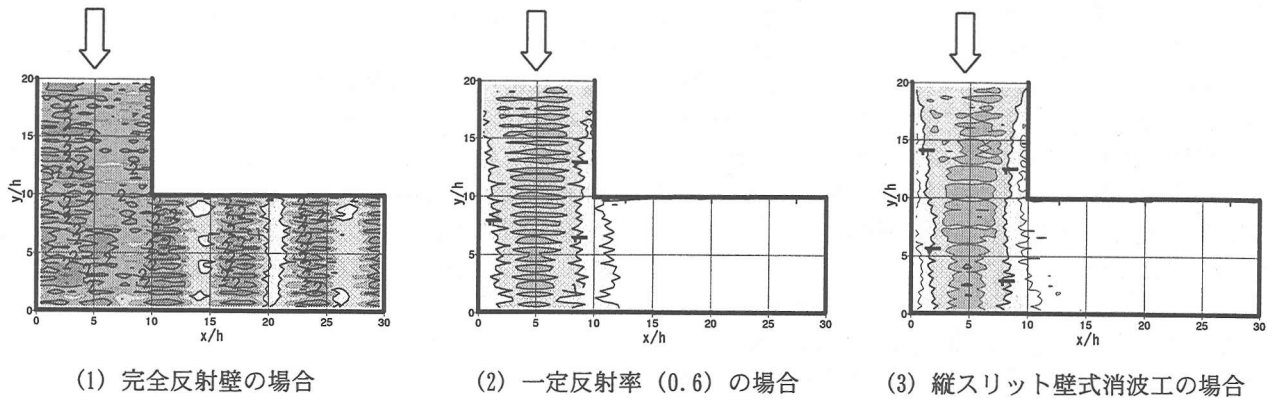


図-7 計算法の違いによる波高比分布の比較 (入射角: 90°, 不規則波)

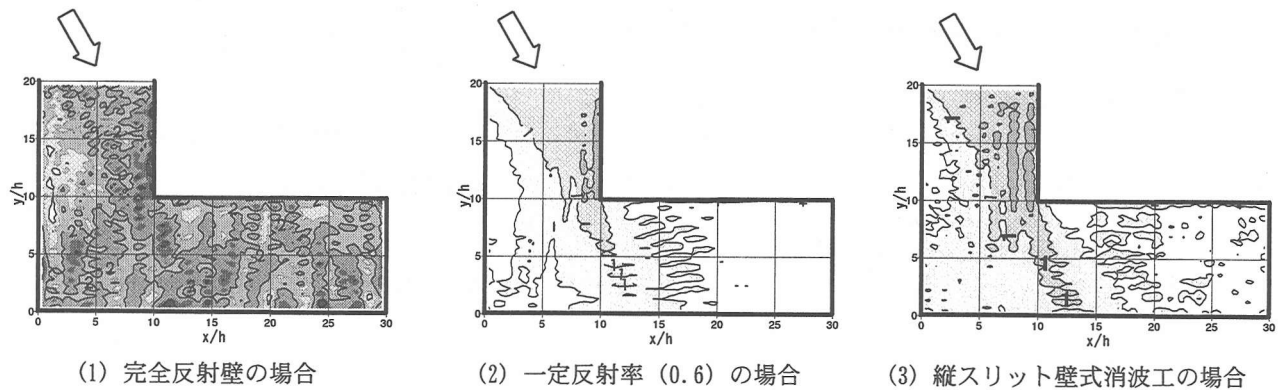


図-8 計算法の違いによる波高比分布の比較 (入射角: 120°, 不規則波)

し消波されると、その反射波が次の護岸に進入する際のスリット通過水粒子速度は小さくなるが、一定反射率の計算では流速に関係なく一定の割合で消波するのに対し、本手法では場所毎の流速に応じた抵抗係数を評価するため、流速の減少に応じて消波の割合も小さくなるためと考えられる。すなわち、場所毎の流速の変化に対応できない一定反射率の計算法を、縦スリット壁式消波工で囲まれた港湾内に適用した場合には、実際よりも小さな波高分布を与える可能性があることに注意しなければならない。

5. 結言

縦スリット壁式消波構造物で囲まれた泊地、港湾の平面波浪場に対する解析を行い、以下のことを示した。

- 任意平面港湾内の縦スリット式消波工の消波特性を厳密に考慮した波浪場の解析法を構築した。
- 有義波高の現地観測値と計算値を比較し、解析法の有効性を確認した。
- スリット式消波工で囲まれた港内の波高分布計算において、消波工部で一定の反射率を与える

従来の方法では、実際よりも小さな値を与えるおそれがある。

参考文献

- 谷本勝利, 小舟浩治: 数値波動解析法による港内波高分布の計算, 第14回海講, pp. 249-253, 1975.
- 井島武士, 吉田明德, 永田修一, 蘇 棋副: 任意形状水深の湾内水面波の分布に関する数値解析, 九大工学集報, 第54巻, 第2号, pp. 79-86, 1981.
- 永田修一, 藤田 孝, 三宅成司郎, 巻幡敏秋, 小田一紀: 有限長の防波堤と3次元係留浮体の波による干涉, 海講, 第38巻, pp. 771-775, 1991.
- 藤田 孝, 永田修一, 小林顕太郎, 大川豊: 防波堤に囲まれた超大型浮体式構造物周辺の波浪場解析, 海講, 第45巻, pp. 836-840, 1998.
- 井島武士, 吉田明德, 奥蘭英明, 北山 斉: 消波護岸を有する港湾内水面振動の数値解析, 第29回海講, pp. 183-187, 1982.
- 角野昇八, 小田一紀, 村本哲二, 芳田利春: 複素係数のblockage coef.を導入した漸近展開接合法, 第33回海講, pp. 407-411, 1986.
- 合田良實: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, p. 333, 1990.