

面对称性を有する3次元物体まわりの波高分布の算定法

愛媛大学工学部 正会員 中村 孝幸
愛媛大学大学院 学生員 小野 正順

1. 序論

近年、海浜の侵食防止や沿岸域の静穏化などを目的に種々の沖合消波構造物が研究・開発されている。これらの沖合消波堤は、経済性および環境保全の面から透過性形式のものが多く、大型でかつ複雑な形状を有するものが多い。そして、これらの構造物を実際場に設置する場合、従来よく検討されている2次元的な消波効果のみならず、堤体の平面的な配置に基づく空間的な波高分布の変動特性についても事前に把握しておく必要があるものと考えられる。

従来、このような空間的な波高分布を算定する方法としては、3次元波動場のGreen関数を核関数とするGreen関数法¹⁾や立体的な要素を用いる有限要素法²⁾などがある。そして、Garrison¹⁾により具体的な算定法が示されている3次元Green関数法は、物体の没水表面上のわきだし強さのみを未知数とすることから、有限要素法や境界要素法などに比較するとより効率的な算定法と考えられる。しかしながら上述したような大型で複雑な構造物に対して解析を行う場合、やはり未知量の数に相当のものとなり、実際の解析法とは言い難い。しかも従来において3次元Green関数法は、Garrison¹⁾やHogben³⁾の研究に見られるように専ら構造物に作用する波力や浮体の波浪動揺の推定のために用いられているだけで、防波堤の消波効果などを知るうえで重要となる空間的な波高分布の推定等にはどの程度適用できるかについては、ほとんど明らかにされていない。

本研究は、まず最初に波の入射角に関係なく物体の面对称性を利用することにより、計算機容量並びに計算時間を大幅に節約できる実用的な波浪ポテンシャル問題の解析法を3次元Green関数法に基づき究明する。そして、MacCamyら⁴⁾により解析解が示されている円柱構造物を対象に解析法の理論的な妥当性を検証すると共に従来の解析法による算定との比較の上で本解析法の計算効率などを明らかにする。このような理論的な検討に引き続き、透過性防波堤の代表例として有限長さのカーテン防波堤を用いた水理模型実験を行い、主に堤体まわりの波高分布に着目した上記解析法による算定結果と実験結果との比較から、波高分布推定に対する解析法の適用性についても検討するものである。

2. 面对称性を利用した効率的な算定法

2.1 解析モデル及び座標系

本解析で対象とする構造物は、図-1に示すようなz軸を含む鉛直面を対称面とする面对称な構造物である。なお図中に示した構造物は、1面对称性を有する物体の例である。波の表現には、微小振幅波理論が適用できるものとし、流体は、非回転、非圧縮性の完全流体とする。水深hは一定とし、入射波は図中に示すようにx軸と角度θをなしてx軸の正方向に進むものとする。この場合、入射波の速度ポテンシャル ϕ_i は、時間変動項 $e^{-i\omega t}$ を省略した形で示すと次式のように表示できる。

$$\phi_i(x, y, z) = -\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} \exp\{ik(x\cos\theta + y\sin\theta)\} \quad (1)$$

ここに、g:重力加速度、 $i=\sqrt{-1}$ 、H:入射波の波高、k:進行波の波数($=2\pi/L$, L:波長)、 ω :入射波の角振動数($=2\pi/T$, T:周期)である。

2.2 Green関数法による従来の算定法の概略

(1) 回折波の速度ポテンシャルの表示:3次元任意形状物体まわりの回折波の速度ポテンシャル ϕ_o は、Garrison¹⁾により示されているように3次元波動場のGreen関数Gと、未知関数であるわきだし強さの分布関数fとを用いて次式のように表示できる。

$$\phi_o(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \iint_S f(\xi, \eta, \zeta) \cdot G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS \quad (2)$$

ここに、(x, y, z):回折波の速度ポテンシャル ϕ_o を求める点、(ξ, η, ζ):没水表面上のわき出しを置く点、S:物体の没水表面である。また3次元波動場のGreen関数Gは、WehausenとLaitone⁵⁾によって詳述されており、その級数型の表示式は(3)式で示される。

$$G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \frac{2\pi i(k^2 - k_o^2)}{(k^2 - k_o^2)h + k_o} \cosh\{k(h+z)\} \cosh\{k(h+\zeta)\} \cdot H_0^{(1)}(kr) \\ + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n^2 + k_o^2}{(k_n^2 + k_o^2)h - k_o} \cos\{k_n(h+z)\} \cos\{k_n(h+\zeta)\} \cdot K_0(k_nr) \quad (3)$$

ここに、 k_o :沖波の波数、 k_n :減衰定常波の波数、 $H_0^{(1)}$:次数0の第1種Hankel関数、 K_0 :次数0の変形された第2種Bessel関数、 $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$ である。

(2) わき出し強さの分布関数fの決定法:わき出し強さfは、固定物体の没水表面上で入射波と回折波の両

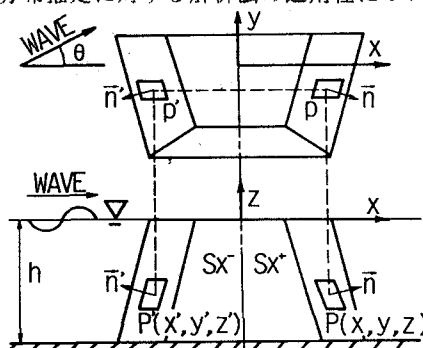


図-1 解析モデル及び座標系

者による法線方向への流速が0になるという境界条件(4)式を用いて決定できる。

$$\frac{\partial}{\partial n} (\phi_1 + \phi_0) \Big|_{n=0} = 0 \quad (\text{物体表面上で}) \quad (4)$$

ここに、 $\partial/\partial n$ は没水表面上における外向法線微分を表す。そして、(4)式に(2)式の ϕ_0 の表示式を代入することにより f の決定方程式である次式が導かれる。

$$\frac{1}{4\pi} \iint_S f(\xi, \eta, \zeta) \cdot \frac{\partial G}{\partial n} (x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS = -\frac{\partial \phi_1}{\partial n} (x, y, z) \quad (\text{物体表面上で}) \quad (5)$$

数値解析を行う上で、(2)式と(5)式に現れる物体の没水表面 S にわたる面積分は、没水表面を J 個の微小な四辺形パネル ΔS_j ($j=1 \sim J$)に分割した後にパネル内のわき出しを中央点でのわき出しで代表させるという中央点近似法を用いて一般に実行される。(2)式と(5)式をこのような離散化した表示式で示すと(6)式、(7)式のように表すことができる。

$$\phi_0(x, y, z) = \sum_{j=1}^J f(\xi_j, \eta_j, \zeta_j) \cdot \left(\frac{1}{4\pi}\right) \iint_{\Delta S_j} G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS \quad (6)$$

$$\sum_{j=1}^J f(\xi_j, \eta_j, \zeta_j) \cdot \left(\frac{1}{4\pi}\right) \iint_{\Delta S_j} \frac{\partial G}{\partial n_i} (x_i, y_i, z_i; \xi, \eta, \zeta) dS = -\frac{\partial \phi_1}{\partial n_i} (x_i, y_i, z_i) \quad (\text{物体表面上で、} i=1 \sim J) \quad (7)$$

ここに、 $-\partial \phi_1 / \partial n_i$ は(1)式を没水表面上の法線方向に微分することにより(8)式で与えられる。

$$-\frac{\partial \phi_1}{\partial n_i} (x_i, y_i, z_i) = \frac{1}{\cosh(kh)} [n_{zi} \sinh\{k(h+z_i)\} + i \cosh\{k(h+z_i)\} \times (n_{xi} \cos \theta + n_{yi} \sin \theta)] \exp\{ik(x_i \cos \theta + y_i \sin \theta)\} \quad (8)$$

ここに、 (n_{xi}, n_{yi}, n_{zi}) :没水表面上の点 (x_i, y_i, z_i) での単位外向法線ベクトルである。

(7)式は、 $(J \times J)$ の複素係数のマトリックス方程式になっており、これを解くことによりわき出し強さ f_j ($j=1 \sim J$)が決定できる。そして、この f_j ($j=1 \sim J$)を(6)式に代入することにより、回折波の速度ポテンシャル ϕ_0 が最終的に求められる。

しかしながら、序論でも述べたように大型の構造物を想定する場合、その没水表面を覆う微小パネルの数は、相当な数となり数千程度のオーダーになることも珍しくない。そしてこの場合、わき出し強さ f_j ($j=1 \sim J$)を求めるためのマトリックス方程式の次元数は必然的に高くなり、計算機容量や計算時間の両面から考えて実際演算が困難になるような場合もあるものと考えられる。以下では、物体の面対称性を利用して、未知数であるわき出し強さ f_j の数を大幅に縮小できる効率的な算定法について説明する。

2. 3 物体の面対称性を利用した効率的な算定法

図-1に示すように鉛直軸を含む y - z 平面について物体が対称性を有する場合を想定する。図中に示すように y - z 平面について対称な位置関係にあるパネルの重心点を $P:(x, y, z)$ 及び $P':(x', y', z')$ とする。点 P と P' における回折波の速度ポテンシャル $\phi_0|_P$ と $\phi_0|_{P'}$ は、Haskindの関係⁵⁾を利用すれば厳密に証明できようが、各々(9)式、(10)式に示すように対応する点で対称な成分 ϕ_0^{sy} (絶対値と符号が一致)と反対称な成分 ϕ_0^{ax} (絶対値が等しく符号が逆)とに分離して表せるものと考えられる。

$$\phi_0|_P = \phi_0^{sy}|_P + \phi_0^{ax}|_P \quad (9) \quad \phi_0|_{P'} = \phi_0^{sy}|_{P'} + \phi_0^{ax}|_{P'} = \phi_0^{sy}|_P - \phi_0^{ax}|_P \quad (10)$$

(2)式を y - z 平面对称な没水面 S_{x+} と S_{x-} とに分離して点 P と P' における ϕ_0 の表示式を各々書き下すと以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \phi_{0P}(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x+}} f(\xi, \eta, \zeta) \cdot G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS(\xi, \eta, \zeta) \\ &+ \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x-}} f(\xi', \eta', \zeta') \cdot G(x, y, z; \xi', \eta', \zeta') dS(\xi', \eta', \zeta') \end{aligned} \quad (11)$$

及び、

$$\begin{aligned} \phi_{0P'}(x', y', z') &= \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x+}} f(\xi, \eta, \zeta) \cdot G(x', y', z'; \xi, \eta, \zeta) dS(\xi, \eta, \zeta) \\ &+ \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x-}} f(\xi', \eta', \zeta') \cdot G(x', y', z'; \xi', \eta', \zeta') dS(\xi', \eta', \zeta') \end{aligned} \quad (12)$$

ここに、上添字'を付けた量は、 S_{x-} 側のものを示す。

また、物体の対称性と G の性質として、次式が成り立つ。

$$G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = G(x', y', z'; \xi', \eta', \zeta') \quad (13)$$

$$G(x, y, z; \xi', \eta', \zeta') = G(x', y', z'; \xi, \eta, \zeta) \quad (14)$$

(9)式と(10)式より

$$\phi_0^{sy}|_P = (\phi_0|_P + \phi_0|_{P'})/2 \quad (15)$$

が成立する。これに(11)式、(12)式を代入し、(13)式、(14)式及び点 P 、 P' の座標間の関係などを考慮すると(15)式は、最終的に(16)式のように導ける。

$$\phi_D^{sy}|_P = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x+}} \left\{ \frac{f(\xi, \eta, \zeta) + f(-\xi, \eta, \zeta)}{2} \right\} \times \{G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) + G(x, y, z; -\xi, \eta, \zeta)\} dS(\xi, \eta, \zeta) \quad (16)$$

また反対称成分 $\phi_D^{ay}|_P$ は、 $\phi_D^{sy}|_P$ の場合と類似した展開を行うと、(17)式のように導ける。

$$\phi_D^{ay}|_P = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x+}} \left\{ \frac{f(\xi, \eta, \zeta) - f(-\xi, \eta, \zeta)}{2} \right\} \times \{G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) - G(x, y, z; -\xi, \eta, \zeta)\} dS(\xi, \eta, \zeta) \quad (17)$$

いま、

$$f^{sy}(\xi, \eta, \zeta) = \{f(\xi, \eta, \zeta) + f(-\xi, \eta, \zeta)\}/2 \quad (18)$$

$$f^{ay}(\xi, \eta, \zeta) = \{f(\xi, \eta, \zeta) - f(-\xi, \eta, \zeta)\}/2 \quad (19)$$

$$G^{sy}(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \{G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) + G(x, y, z; -\xi, \eta, \zeta)\} \quad (20)$$

$$G^{ay}(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \{G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) - G(x, y, z; -\xi, \eta, \zeta)\} \quad (21)$$

を定義すると(16)式、(17)式は各々(22)式、(23)式のように再記できる。

$$\phi_D^{sy}|_P = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x+}} f^{sy}(\xi, \eta, \zeta) \cdot G^{sy}(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS(\xi, \eta, \zeta) \quad (22)$$

$$\phi_D^{ay}|_P = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x+}} f^{ay}(\xi, \eta, \zeta) \cdot G^{ay}(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS(\xi, \eta, \zeta) \quad (23)$$

ここで、(22)式、(23)式において面積分を実行する領域は S_{x+} と物体没水面の半分になっていることに注意されたい。そして、(20)式と(21)式に示されている G はそれぞれ面对称、面反対称 Green 関数と呼ぶべきものになっている。

(22)式、(23)式中の f^{sy} 、 f^{ay} の決定方程式は、固定物体表面上の境界条件(5)式を考慮して求められる。この際、必要となってくる $\partial \phi_i / \partial n$ の対称成分 $(\partial \phi_i / \partial n)^{sy}$ 及び反対称成分 $(\partial \phi_i / \partial n)^{ay}$ は、(8)式に示されている $\partial \phi_i / \partial n$ から容易に分離できる。そして、 f^{sy} 、 f^{ay} は最終的に(24)式、(25)式のマトリックス方程式を解いて決定される。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x+}} f^{sy}(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial G^{sy}}{\partial n_i}(x_i, y_i, z_i; \xi, \eta, \zeta) dS(\xi, \eta, \zeta) \\ & = - \frac{\partial \phi_i^{sy}}{\partial n_i}(x_i, y_i, z_i) \quad (\text{物体表面上で、} i=1 \sim J/2) \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{x+}} f^{ay}(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial G^{ay}}{\partial n_i}(x_i, y_i, z_i; \xi, \eta, \zeta) dS(\xi, \eta, \zeta) \\ & = - \frac{\partial \phi_i^{ay}}{\partial n_i}(x_i, y_i, z_i) \quad (\text{物体表面上で、} i=1 \sim J/2) \end{aligned} \quad (25)$$

(24)式、(25)式は2組の独立した $(J/2 \times J/2)$ のマトリックス方程式になっている。従って1面对称性を利用しない場合の(9)式と比較すると容量で1/2、また計算時間でもマトリックス方程式を解く時間に限定するならば1/2程度に短縮できることになる。そして図-1のP点での ϕ_D は、 $\phi_D^{sy}|_P$ と $\phi_D^{ay}|_P$ とを用いて(9)式により、P'点でのそれは(10)式により算定できる。なお、図-1に示す入射角 θ が、 90° 及び -90° の場合、上記の $\phi_D^{ay}=0$ となる事から(25)式を解く必要がなくなり、計算機容量並びに時間は1面对称性を利用しない場合に比べて1/4程度に減少できることになる。

また物体が更に x - z 平面についても対称である2面对称性物体の場合、上述の論理を x - z 平面に対して容易に拡張でき計算機容量並びに時間は入射角にかかわらず2面对称性を利用しない算定法に比較して1/4程度にも減少できる。

2. 4 作用波力の算定

物体表面に作用する圧力は、線形化された圧力方程式を介して求められ、物体に作用する波力はそれを物体表面上にわたって積分することにより算定できる。物体が、 y - z 平面について1面对称性を有する場合、その対称性を利用して作用波力は物体表面の総パネル数の1/2のみを対象として次式で与えられる。

$$F_x = \sum_{j=1}^{J/2} [2i\rho\omega(\phi_1^{ay} + \phi_D^{ay})n_{xj}] \Delta S_j \quad (26)$$

$$F_y = \sum_{j=1}^{J/2} [2i\rho\omega(\phi_1^{sy} + \phi_D^{sy})n_{yj}] \Delta S_j \quad (27)$$

$$F_z = \sum_{j=1}^{J/2} [2i\rho\omega(\phi_1^{sy} + \phi_D^{sy})n_{zj}] \Delta S_j \quad (28)$$

$$\bar{M}_x = \sum_{j=1}^{J/2} [2i\rho\omega(\phi_1^{sy} + \phi_D^{sy})\{(d+z_j)n_{yj} - y_j n_{zj}\}] \Delta S_j \quad (29)$$

$$\bar{M}_y = \sum_{j=1}^{J/2} [2i\rho\omega(\phi_1^{ay} + \phi_D^{ay})\{x_j n_{zj} - (d+z_j)n_{xj}\}] \Delta S_j \quad (30)$$

$$\bar{M}_z = \sum_{j=1}^{J/2} [2i\rho\omega(\phi_1^{ay} + \phi_D^{ay})\{y_j n_{xj} - x_j n_{yj}\}] \Delta S_j \quad (31)$$

ここに、 F_x 、 F_y 、 F_z は、各々の下添字で示す座標軸方向に作用する波力成分の複素振幅を示す。また $\bar{M}_x$ 、 $\bar{M}_y$ 、

M_z は、点(0,0,-d)をモーメントの中心とした場合の波力モーメントの複素振幅であり、各々の座標軸まわりの成分を表す。また ρ は流体密度を示し、 ϕ_1^{xy} と ϕ_1^{xy} は、(1)式に示されている入射波の速度ポテンシャル ϕ_1 を対称成分と反対称成分に分離したものである。なお、2面对称性を有する物体の場合、波力算定には物体表面の総パネル数の1/4のみを取り扱えばよく、より効率的となる。

2. 5 波高分布の算定

物体が、 $y-z$ 平面に1面对称性を有する場合、物体まわりの水面上の任意点 $P(x, y, 0)$ 、そしてその点に対して対称となる点 $P'(x', y', 0)$ での回折波の速度ポテンシャルは、(9)式、(10)式の間係がある。従って、各々の回折係数 $K_0(x, y)$ 、 $K_0(x', y')$ は、入射波の波高 H を用いて次式で算定できる。

$$K_0(x, y) = \left| \frac{i\omega}{g} (\phi_1^{xy} + \phi_0^{xy} + \phi_1^{xy} + \phi_0^{xy}) \right|_{\frac{x}{L} = \frac{y}{L}} / \left(\frac{H}{2} \right) \quad (32)$$

$$K_0(x', y') = \left| \frac{i\omega}{g} (\phi_1^{xy} + \phi_0^{xy} - \phi_1^{xy} - \phi_0^{xy}) \right|_{\frac{x}{L} = \frac{y}{L}} / \left(\frac{H}{2} \right) \quad (33)$$

2. 6 微小四辺形パネルの代表長さ $\sqrt{\Delta S}$ の基準

上述した解析法により数値解析を行う場合、物体の没水面を微小な四辺形パネルに分割する必要がある。ここでは、面对称性を利用した本解析法の理論的な妥当性を検証するため及び四辺形パネルの代表長さ $\sqrt{\Delta S}$ の基準を知る目的から、MacCamyとFuchs⁴⁾により解析解が与えられている円柱構造物に対して2面对称性を利用した本解析法の算定結果との比較を行った。図-2は、波条件を固定してパネルの大きさ ΔS を変化させたときの水平波力 F_H の算定誤差を上記解析解を基準にした相対誤差 δ で示すものである。なお、図中には1/4面のパネル分割図も併せ示している。図より、パネルの大きさ ΔS は、 $\sqrt{\Delta S}/L < 0.05$ を満足するように設定すれば、算定誤差 δ が1%以下になり十分に正確な波力算定が行えるものと言えよう。また、図-3は、円柱に作用する水平波力 F_H に着目して波の周期を変化させたときの本解析法の算定結果と上記解析解との比較を示すものである。図中で横軸には、波の周期の無次元量である ka 及び誤差評価のため $\sqrt{\Delta S}/L$ の両者がとってある。また水平波力 F_H は次式で定義される無次元波力 F_H^* で表してある。

$$F_H^* = F_H / \{ \rho g (H/2) a^2 \} \quad (34)$$

この図より、両結果は ka の小さな短周期波側で多少の差異が認められるものの、 $\sqrt{\Delta S}/L < 0.05$ の範囲内ではよく一致しており、上述した ΔS の基準である $\sqrt{\Delta S}/L < 0.05$ を満足すれば、2面对称性を利用する効率的な解析法は十分に妥当であることが再確認できる。

本研究では、このような検討に基づき、以下 $\sqrt{\Delta S}/L < 0.05$ を満足するようにパネル分割を行い、2面对称性を利用する解析法に基づき算定を行った。

2. 7 面对称性を利用した計算の効率化

図-4は、2面对称性を利用する本解析法と利用しない従来の解析法とによる計算時間の比 γ を示すものである。構造物には1辺が $2a$ の正四角柱を用い、波の入射角 θ は 30° と一定にした。この図は、波の周期 T を変化させたときの両解析法のCPUtimeの比の変化を示す。なお、没水表面のパネル数は全体で96パネルとした。この図より、周期に関する無次元量 $\omega^2 a/g$ が小さな長周期波側では $\gamma \approx 0.5$ と面对称性を利用する解析法によりCPUtimeをほぼ半分に減少できることがわかる。また $\omega^2 a/g$ が大きな短周期波の条件では、それをほぼ1/3にも減少でき非常に効率的な算定法であることが理解できよう。また2面对称性を利用する解析法では、最も大きな計算機容量を必要とする f の決定方程式中の $(\partial G / \partial n)_i$ の記憶領域について従来の解析法に比較して1/4程度に縮小できることを付記しておく。

3. 有限長さのカーテン防波堤まわりの波高分布の特性

3. 1 実験装置及び実験方法

(1) 実験装置：実験に用いた水槽は、愛媛大学農学部の高さ1m、長さ15m、幅20mの平面水槽である。この水槽の一端にはプランジャー型の造波機が、他端と側壁には砕石による消波工が設置してある。模型堤体には、

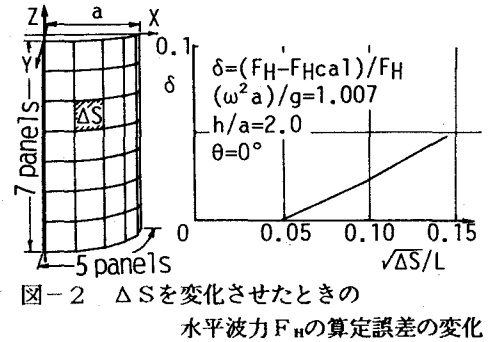


図-2 ΔS を変化させたときの水平波力 F_H の算定誤差の変化

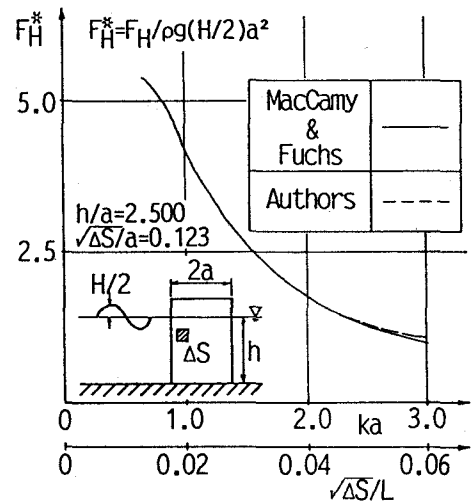


図-3 円柱に作用する水平波力の周期による変動特性

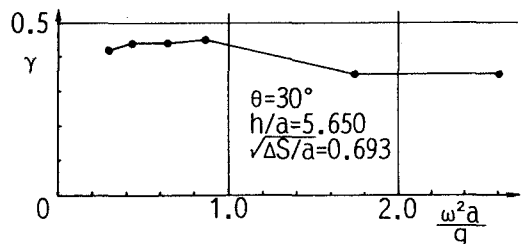


図-4 2面对称性を利用した解析法による計算時間の効率化(波の入射角 $\theta=30^\circ$ の時の正四角柱の波力算定を対象とした場合)

厚さ1.2cm,高さ50cmの防水ベニヤ板を使用し、堤体長 W は、2mと4mの2種類を採用した。なお堤体は、鋼棒により片持梁形式で剛に支持した。この際、堤体のきつ水 d は12.5cm、水深は35cmと一定にした。

(2) 実験方法：波高分布の測定は、図-5に示すように堤体の長軸方向と平行に、距離 x だけ離れた所の測線上で測定を行った。この際、 x としては、透過波側について $x=0.3\sim 3.0$ mの範囲の6種類を採用した。作用せしめた波の周期は、0.63,0.82,1.27secの3種類、入射波高が4cm程度の1種類とし、入射角 θ は、入射波に対して堤体を回転移動させることにより変化せしめた。

3.2 堤体まわりの波高分布

図-6～9は、図-5に示されているように透過波側に堤体から距離 x だけ離れた所での堤軸方向への波高分布を示す。図-6, 7は、入射角 $\theta=0^\circ$ 、図-8, 9は、入射角 $\theta=30^\circ$ の場合である。図-6, 8は、堤体長 $W=2$ m、図-7, 9は、堤体長 $W=4$ mの場合である。縦軸の回折係数 K_D は、(32)式と(33)式で定義されるものである。各図に共通して、堤体により幾何学的に影になる水域において K_D は、顕著に減少する傾向を示す。そしてその傾向は、堤体からの距離 x が大きくなるに従って緩やかになっていることがわかる。図-6と8との比較及び図-7と9との比較から、静穏化水域の大きさに及ぼす入射角の効果は、あまり顕著でないことが認められる。また、図-6と7及び図-8と9とを比較すると、堤体長が2倍になると静穏化水域は2倍以上に拡大しており、消波効果に対して堤体長が強く影響することがわかる。そして堤体長 W としては、図-7, 9に見られるように最低限波長 L の6倍程度のものが必要と考えられる。一方、実験値と算定値との比較を行うと、上述の変動傾向を含めて定性的にも定量的にも両者はよく一致しており、有限長さのカーテン防波堤まわりの平面的な波高分布は、本解析法を用いて予測できるものと言えよう。

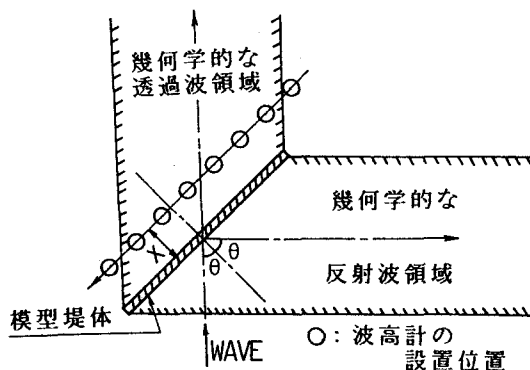


図-5 波高計の設置位置

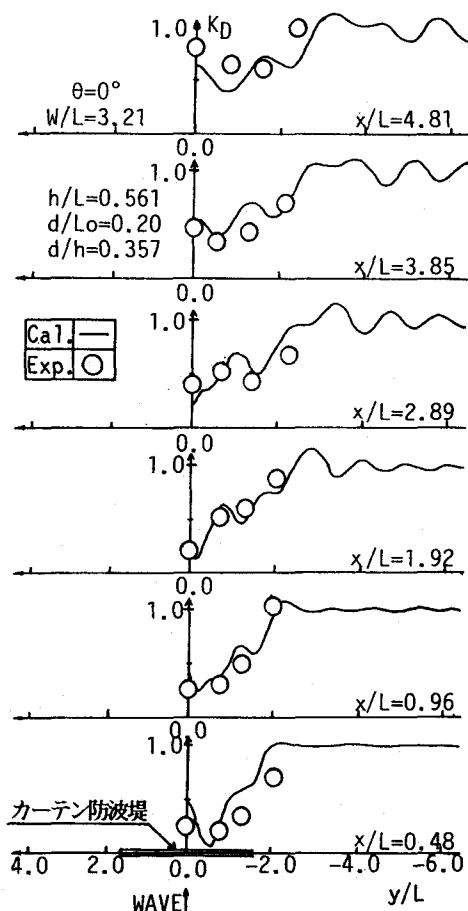


図-6 カーテン防波堤の透過波側における波高の平面分布($\theta=0^\circ$, $W/L=3.21$)

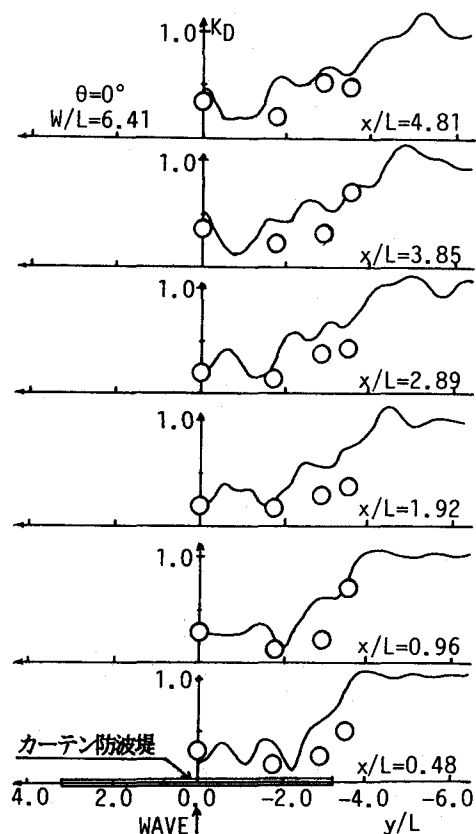


図-7 カーテン防波堤の透過波側における波高の平面分布($\theta=0^\circ$, $W/L=6.41$)

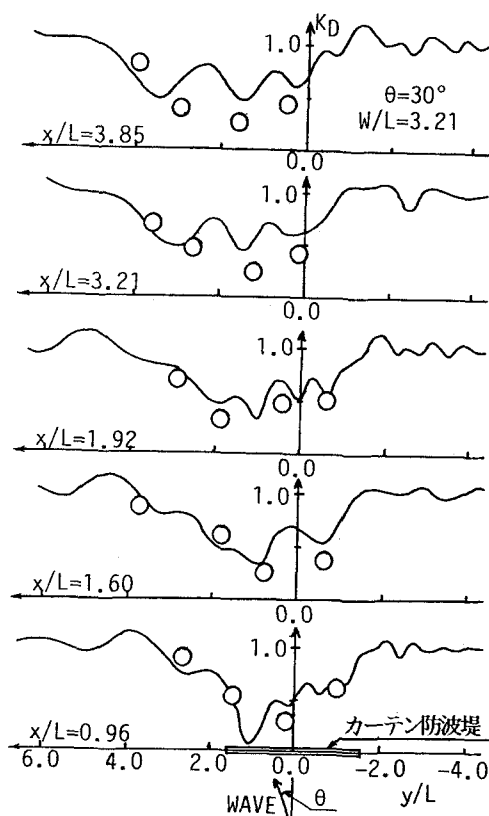


図-8 カーテン防波堤の透過波側における波高の平面分布($\theta=30^\circ$, $W/L=3.21$)

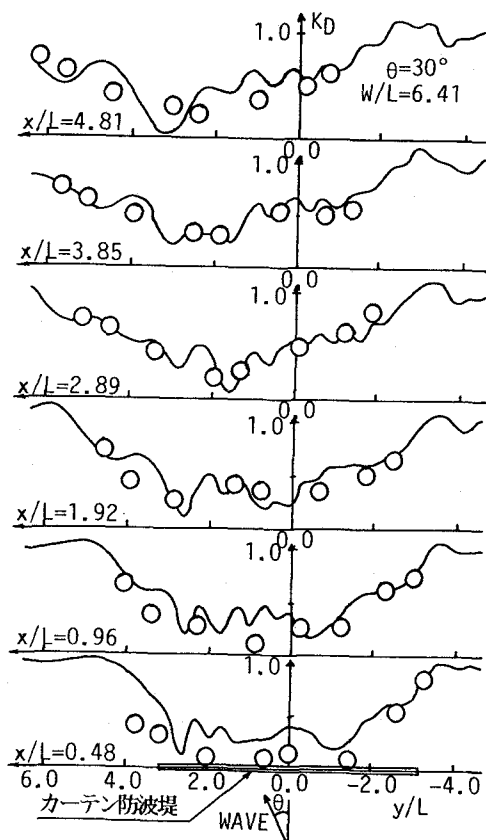


図-9 カーテン防波堤の透過波側における波高の平面分布($\theta=30^\circ$, $W/L=6.41$)

4. 結語

以上、本研究は物体の面对称性を利用する3次元物体まわりの波浪境界値問題の解析法について明らかにすると共に有限長のカーテン防波堤を用いた水理模型実験によりその妥当性を検討してきた。これらの検討結果をとりまとめると以下ようになる。

(1) 面对称性を有する3次元物体まわりの波浪境界値問題の解析は、波の入射角にかかわらず面对称及び面反对称Green関数を核関数とするGreen関数法に基づき正確にしかも効率的に行える。そして2面对称性を有する物体の場合、面对称性を利用しない解析法に比較して計算機容量を1/4程度に、計算時間をほぼ1/3程度に減少できる。

(2) 有限長のカーテン防波堤まわりの波高分布は、上記の(1)の解析法を用いてほぼ予測できる。そしてカーテン防波堤を用いて静穏化できる水域の広さは、堤体長と波長の比によって大きく左右され、堤体長としては、堤体端部よりの回り波の影響を小さくするため波長の6倍程度以上のものが望ましい。

最後に、本研究を実施するに当たり、平面水槽の使用を快く承知して下さった愛媛大学農学部大橋行三教授ならびに水槽の使用法についてご指導いただいた同戒能治助手に深く感謝します。

参考文献

- 1) Garrison, C.J.: Hydrodynamic loading of large offshore structures: Three-dimensional source distribution methods. In Numerical Methods in Offshore Engineering, eds. O.C. Ziekiewicz, M.W. Lewis and K. G. Stagg, Wiley, England, pp. 97~140, 1978.
- 2) 今井貫爾, 利穂良彦, 秋山義信, 高橋俊彦: 有限要素法による箱型係留浮体の動揺解析, 第32回海洋工学講演会論文集, pp. 682~686, 1985.
- 3) Hogben, N. and Standing, R.G.: Wave loads on large bodies, Proc. International Symposium Dynamics in Waves at University College London, published by the Inst. of Mechanical Engineers, pp. 258~277, April, 1974.
- 4) MacCamy, R.C. and R.A. Fuchs: Waves Forces on Piles; A Diffraction Theory, Tech. Memo, No. 69, B.E.B. 1954.
- 5) Newman, J.N.: The exciting force on fixed bodies in water, Journal of Ship Research, vol. 6, pp. 10~17, 1962.