

振動水柱型消波ケーソンの消波特性に関する研究

藤田 孝*・永田 修一**・岩田 節雄**
新里 英幸*・武田 純男***・祐保 芳樹***

1. はじめに

近年、メガフロートを利用した浮体式海上空港の研究開発や沖合人工島の建設が活発に進められている。これらの施設は、一般に外洋に面した海域に建設されることが多く、季節や天候に応じてさまざまな周波数帯の波浪の影響を受ける。これらの波浪から構造物や陸域を守るために、通常、防波堤や護岸が用いられるが、周辺を航行する船舶の安全性や海域の静穏度を確保するためには、広い周波数範囲で低反射性能を有する消波構造物が望まれる。

本研究では、図-1に示すような縦スリット式ケーソン堤の遊水室内にL型隔壁を取り付けた振動水柱型消波ケーソンを提案し、その消波特性に関して境界積分法を用いた解析的な検討を行うとともに、得られた最適構造について模型実験を行い、この消波構造が広い周波数帯にわたって低反射性能をもつことを確認した。

2. 消波構造の特徴と消波メカニズム

鉛直不透過壁等の構造物に沖から進行してきた入射波が進入すると、波は壁で反射し入射波とは逆方向に進行する。構造物でのエネルギー損失がない場合の反射波は、入射波と同振幅（反射率=1.0）で逆位相の波となる。したがって、構造物前面では入射波と反射波が重なった重複波となり、波高は入射波の2倍となる。構造物前面の波高を低減させるためには、構造物で波のエネルギーを散逸させる方法が有効とされているが、その代表的なものにスリット式消波工がある。スリット式消波工は、図-2に示すように一定の間隔で配置された柱体列で構成されており、消波は主に波が柱体間を通過するときに発生する渦のエネルギー散逸によっておこる。散逸エネルギーは、スリット通過水平水粒子速度の2乗に比例するため、スリットでの通過流速を増大させれば、消波性能を向上させることができる。

振動水柱型消波ケーソン（以下、振動水柱型と称する）

では、縦スリット壁と背面不透過壁の間に1つ以上のL型隔壁を設置するため、複数個の遊水室が存在する。図-1に示した例は、2つのL型隔壁の設置により、異なる3つの遊水室幅（図中の①、②、③）に応じた消波特性が期待できる構造である。また、後部2つの遊水室はL型隔壁に囲まれた水路となり、消波壁から自由表面までの海水はそれぞれ一つの水柱となって波の運動に伴って振動するため、その振動流が消波壁を通過する際に効果的な消波が起こる。一般に、消波壁を前面に設置した従来のスリット式ケーソン堤では、遊水室幅に同調する波に対し最も低い反射率を与えることが知られているが、振動水柱型では遊水室幅（図中①、②、③）と振動水柱の

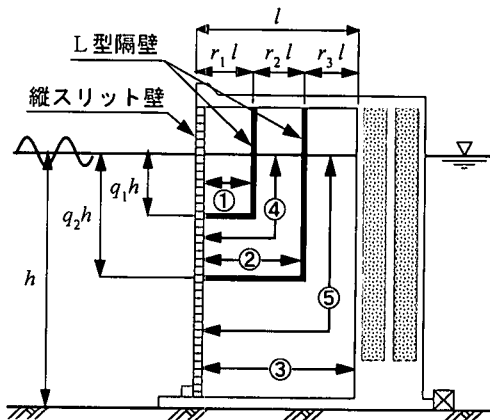


図-1 振動水柱型消波ケーソンの概略

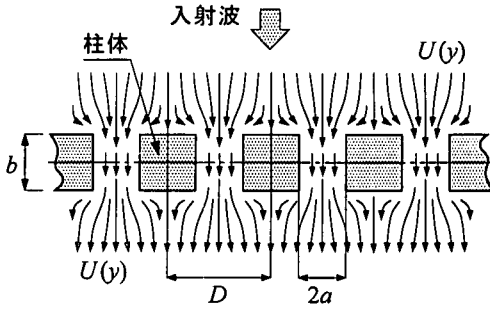


図-2 スリットを通過する流れ

* 正会員 工修 日立造船(株) 技術研究所
** 正会員 工博 日立造船(株) 技術研究所
*** 正会員 工修 日立造船(株) 鉄構・建機事業本部

固有周期に同調する波に有効であり、さらに振動水柱の固有周期は遊水室幅の固有周期より長くなると考えられるため、結果的に広い周波数範囲の波に対して低反射性能を与えることが期待できる。

3. 解析方法

設置海域における反射特性の詳細検討や設計時の波力算定には、数値解析などによる計算手法が必要となる。本研究では、図-3に示した鉛直二次元断面に境界積分法 (Ijima, et al., 1982) を適用して定式化し、縦スリット壁におけるエネルギー損失の影響は角野らの方法 (1986a, 1986b) を用いて考慮した。

(1) 基本仮定と境界条件

解析では、図-3に示すように縦スリット壁背後の遊水室内に1枚のL型隔壁がある場合を考える。スリット壁の中心と静水面の交点を原点とし、静水面上にx軸、鉛直上方にy軸をとる。流体は非圧縮で、スリット壁近傍を除く領域で非粘性・非回転とする。波は単一周期の微小振幅波とし、x軸の負の方向から進行してくるものとする。流体内部では、速度ポテンシャル

$$\phi(x, y; t) = \text{Re} \left[\frac{g\zeta_0}{\sigma} \phi(x, y) \cdot e^{-i\sigma t} \right] \dots\dots\dots (1)$$

が存在し、つぎのLaplace方程式を満足する。

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

ここで、 g は重力加速度、 ζ_0 は入射波振幅、 σ は入射波の角周波数、 i は虚数単位、 t は時間である。

解析では、図-3に示すように消波構造物の沖側遠方に仮想境界を設定し、仮想境界とスリット壁で挟まれる領域をReg. 1、スリット壁背後でL型隔壁で分割される流体領域をReg. 2、Reg. 3とする。また、仮想境界より沖側で一定水深(=h)の領域をReg. 0とし、この領域では入射波と散乱波の和としてつぎのポテンシャルを与える。

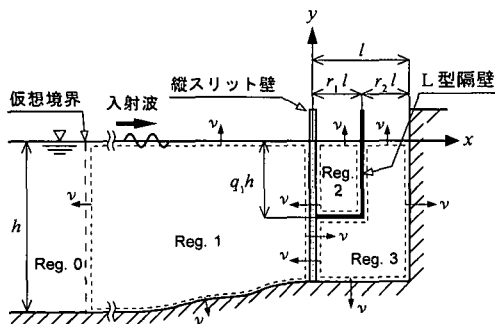


図-3 解析領域と座標系

$$\phi_0(x, y) = (e^{ikx} + K_R \cdot e^{-ikx}) \frac{\cosh k(y+h)}{\cosh kh} \dots\dots (3)$$

ここで、 k は波数、 K_R は複素反射率である。分割されたReg. 1~Reg. 3の流体内部では、式(2)を満足する速度ポテンシャルが存在しそれぞれ $\phi_1(x, y) \sim \phi_3(x, y)$ と表す。

各領域では、静水面と水底を含む不透過面でつぎの境界条件が成り立つ。

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial y} - \frac{\sigma^2}{g} \phi_m = 0 \quad (y=0, m=1, 2, 3) \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial \nu} = 0 \quad (m=1, 2, 3) \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 ν は図-3に示すように境界に対する外向法線ベクトルである。

つぎに仮想境界では、Reg. 0とReg. 1の間で圧力および流速の連続条件が成立する。

$$\phi_0 = \phi_1, \quad \frac{\partial \phi_0}{\partial x} = \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \dots\dots\dots (6)$$

スリット壁境界では、スリット壁近傍での流れのポテンシャルを与える。

$$\phi_s(x, y; t) = \text{Re} \left[\frac{g\zeta_0}{\sigma} \phi_s(x, y) \cdot e^{-i\sigma t} \right] \dots\dots\dots (7)$$

$$\phi_s(x, y) = [x \pm (C + \epsilon)] \cdot k U_s(y) + C_0 \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 C はblockage coefficientと呼ばれるスリット壁の構造条件によって決定される実定数で長さの次元をもつ。 $U_s(y)$ は、スリット壁近傍の一樣流速(図-2の $U(y)$)と入射波水平流速の振幅比、

$$U_s(y) = U(y) / \left(k \cdot \frac{g\zeta_0}{\sigma} \right) \dots\dots\dots (9)$$

である。 C_0 は複素定数で、符号 $\pm$ はそれぞれ $x > 0$ 、 $x < 0$ の領域に対応する。また、 ϵ はスリット壁の厚みの影響を考慮するものであり、角柱に関しては角野らによりつぎのように求められている。

$$\frac{\epsilon}{D} = \frac{\pi}{6} \left(\frac{b}{D-2a} \right) \left(1 - \frac{2a}{D} \right)^2 \dots\dots\dots (10)$$

式(8)より、スリット壁を挟む2つの領域の間にはつぎの関係式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \phi_2(\epsilon, y) - \phi_1(-\epsilon, y) &= 2(C + \epsilon) \cdot k U_s(y) \\ \phi_3(\epsilon, y) - \phi_1(-\epsilon, y) &= 2(C + \epsilon) \cdot k U_s(y) \end{aligned} \right\} \dots\dots (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \phi_1(-\epsilon, y) &= k U_s(y) \\ \frac{\partial}{\partial x} \phi_2(\epsilon, y) &= -k U_s(y) \\ \frac{\partial}{\partial x} \phi_3(\epsilon, y) &= -k U_s(y) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

(2) 境界積分方程式

グリーンの公式によれば、Reg. 1の境界上のポテン

シャルはつぎの境界積分方程式によって表せる。

$$\phi_1(\xi, \eta) = \int_{S_1} \left[\phi_1(\xi, \eta) \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} G(\xi, \eta'; \xi, \eta) - \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_1(\xi, \eta) \cdot G(\xi, \eta'; \xi, \eta) \right] ds \quad \cdots (13)$$

ここで、 S_1 は Reg. 1 の境界積分経路を表し、 (ξ, η) 、 (ξ, η) は境界上の座標点、 $G(\xi, \eta'; \xi, \eta)$ は式 (2) の基本解で次式から求められる。

$$G(\xi, \eta'; \xi, \eta) = \frac{1}{\pi} \log R(\xi, \eta'; \xi, \eta),$$

$$R(\xi, \eta'; \xi, \eta) = \sqrt{(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2} \quad \cdots (14)$$

今、Reg. 1 の境界を N_1 個の微小線分要素に分割し、要素内でポテンシャルとその法線微分値が一定であると仮定すると、式 (13) はつぎのように離散化できる。

$$\phi_1(i) = \sum_{j=1}^{N_1} [\bar{A}_{ij} \cdot \phi_1(j) - A_{ij} \cdot \phi_1(j)] \quad (i=1, 2, \dots, N) \quad \cdots (15)$$

ここで、 (i) 、 (j) は線分要素の中心座標 (ξ_i, η_i) 、 (ξ_j, η_j) であることを意味し、 $\bar{\phi}_1$ は ϕ_1 の法線微分であることを表している。また、 A_{ij} 、 $\bar{A}_{ij}$ は、

$$\left. \begin{aligned} A_{ij} &= \int_{ds_j} G(\xi_i, \eta_i; \xi_j, \eta_j) ds \\ \bar{A}_{ij} &= \int_{ds_j} \frac{\partial}{\partial \nu} G(\xi_i, \eta_i; \xi_j, \eta_j) ds \end{aligned} \right\} \quad \cdots (16)$$

である。

同様の方法によって、Reg. 2、Reg. 3 における離散化された境界積分方程式を求め、式 (4)、(5)、(6)、(12) の境界条件を代入したのちに、式 (11) を用いて Reg. 1 と Reg. 2、Reg. 3 を関係づければ、連立一次方程式が導かれる。この連立方程式を解くことによって、境界上の未知ポテンシャルと複素反射率を求めることができる。なお、仮想境界上の未知量は、式 (3) および式 (6) より複素反射率のみとなるため、連立方程式で評価する要素点は 1 点のみでよい (例えば、仮想境界の中央点)。

(3) エネルギー散逸の効果

これまでの議論では、スリット壁での渦などによるエネルギー散逸を考慮していないため、反射率の計算結果はすべて 1.0 となる。スリット壁でのエネルギー散逸は角野ら (1986b) の方法に基づき、blockage coefficient を複素係数と置き換えることによって考慮する。

式 (8) で用いた C を実部にもち、虚部に任意の係数 C' をもつ複素係数：

$$C_c = C + iC' \quad \cdots (17)$$

を考える。式 (8) の C を C_c と置き換え、スリット壁を挟む圧力差 Δp を求めればつぎようになる。

$$\Delta p = i\rho\sigma \left[-2 \frac{g\zeta_0}{\sigma} \cdot k \cdot \{(C + \epsilon) + iC'\} \cdot U_s(y) \right] \cdot e^{-i\sigma t}$$

$$= 2 \frac{g\zeta_0}{\sigma} k [-i\sigma(C + \epsilon) \cdot U_s(y) + \sigma C' \cdot U_s(y)] \cdot e^{-i\sigma t} \quad \cdots (18)$$

ここで、 ρ は流体密度である。また、式 (18) の右辺第 1 項は水粒子の加速度に比例し、右辺第 2 項は水粒子速度に比例する項である。つまり、式 (18) より明らかなように、任意係数を虚部にもついわば複素係数の blockage coefficient を導入することにより、スリット壁を通過する水粒子速度の 1 乗に比例する抵抗を評価することができ、したがってこの C' にエネルギー散逸の効果を盛り込むことが可能となる。

さて、スリット壁でのエネルギー散逸量は、一般的にスリット通過水粒子速度の 2 乗に比例することが知られている (その比例係数が損失係数： f)。そこで、流速の 2 乗と 1 乗とに比例するそれぞれの抵抗が波の 1 周期間になす仕事量は等しいとおくことにより、 C' と f の関係を求める。

まず、時間項を含んだ一様流速を

$$U = U(y) \cdot e^{-i\sigma t} = k \frac{g\zeta_0}{\sigma} U_s(y) \cdot e^{-i\sigma t} \quad \cdots (19)$$

とおくと、式 (18) の右辺第 2 項 (Δp) が波の 1 周期間になす単位時間あたりの仕事量 W_1 は、次式より求められる。

$$W_1 = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \Delta p \cdot U dt = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} 2\rho\sigma C' \cdot U^2 dt \quad \cdots (20)$$

つぎに、スリットを通過する水粒子速度の 2 乗に比例する抵抗であるが、この抵抗はスリット間を通過する水粒子速度 V と一様流速 U の関係

$$V = \frac{U}{2a/D} \quad \cdots (21)$$

を考慮して、以下の形で表す。

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho f V |V| = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2a/D} \right)^2 \cdot U |U| \quad \cdots (22)$$

したがって、式 (22) の抵抗が波の 1 周期間になす仕事量 W_2 は次式より求められる。

$$\begin{aligned} W_2 &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \Delta p \cdot U dt \\ &= \frac{1}{T_0} \left(\frac{1}{2a/D} \right)^2 \int_0^{T_0} \frac{1}{2} \rho f U^2 |U| dt \quad \cdots (23) \end{aligned}$$

最終的に、 W_1 と W_2 を等値することにより、損失係数 f と C' の関係が以下のように得られる。

$$\frac{C'}{D} = \frac{f}{8} \cdot \frac{1}{\tanh kh} \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{H}{L} \cdot \left(\frac{D}{2a} \right)^2 \cdot |U_s(y)| \quad \cdots (24)$$

以上のように、 C'/D は損失係数 f のほか、波形勾配 (H/L)、相対水深 (h/L)、開口率 ($2a/D$) さらに L/D の関数として表すことができる。なお、解を求めるには、 C' と $U_s(y)$ がそれぞれの関数となっているため、繰り返

し計算が必要となる。

(4) 計算値と実験値の比較

二次元造波実験(藤田他, 2001)の結果と計算値の反射率の比較を図-4に示す。図中、縦軸は反射率の絶対値であり、横軸は遊水室全幅を入射波の波長で除した無次元値で波の周波数に対応する。図より、計算値と実験値はよく一致しており、解析法の有効性が確認できる。したがって、後述するように、この解析法を用いれば設置海域に応じた反射特性の検討を行うことができ、最も効率的な構造パラメーターを設定することが可能となる。また、この解析法では領域内の任意点におけるポテンシャルを求めることができるため、スリット壁などの構造部材に作用する波圧を算出することが可能である。

4. 計算結果と考察

遊水室内のL型隔壁の設置位置によって、消波特性がどのように変化するかを調べるため、図-1に示すような2枚のL型隔壁をもつ構造に対して計算を行った。以下に示す計算結果では、つぎの計算条件を一定としている。

$$1/h=0.60, \quad 2a/D=0.20, \quad D/h=0.05, \quad b/D=0.80$$

図-5は、沖側のL型隔壁の水平設置位置を $r_1=0.17$, 0.33 , 0.50 と変化させ、岸側L型隔壁の設置位置(r_1+r_2)を一定とした場合の反射率である。この構造パラメーターが反射率に与える影響は、短周期側($1/L>0.1$)で顕著に現れ、長周期側($1/L<0.1$)ではほとんどみられない。短周期側の影響が大きいの、短周期側の波の水平流速は水面付近で最大となり水深が深くなるにつれて減少するため、上部に設置されている沖側L型隔壁の影響を受けやすいためである。一方、長周期側では水深方向にほぼ同程度の水平流速が存在し、波長も長いので沖側L型隔壁が直接影響しないスリット壁下部での消波が支配的になるものと考えられる。

沖側L型隔壁の設置位置を一定とし、岸側L型隔壁の水平方向の設置位置を変化させた場合($r_1+r_2=0.5$, 0.66 , 0.83)の反射率を図-6に示す。この場合、反射率に与える設置位置の影響は、長周期側では認められるが、 $1/L>0.25$ となる短周期側ではまったく認められない。これは前述と同様に、波の水平流速や波長の特性によるものである。なお、 r_2 が大きくなるとともに、 $1/L=0.12$ 付近の反射率が低下しているが、この部分の反射率の変動は振動水柱(図-1の⑤)の影響によるものと考えられる。

L型隔壁の鉛直方向の設置位置(q_1, q_2)を沖側、岸側それぞれ単独で変化させた場合の反射率を図-7、図-8に示す。長周期側と短周期側の傾向の違いは、水平方向の設置位置(r_1, r_2)を変化させた場合と同様に、波の水

平流速や波長の特性に起因するものと考えられる。ただし、反射率の周波数特性が図-5、図-6の場合と異なるのは、L型隔壁の鉛直方向の位置変化はそれぞれの遊水室の入口となるスリット壁部分の長さも変化させ、その影響が含まれるためである。

以上の結果を含めたシリーズ計算から、最適構造を以下のように決定した。

$$r_1=0.33, \quad r_2=0.33$$

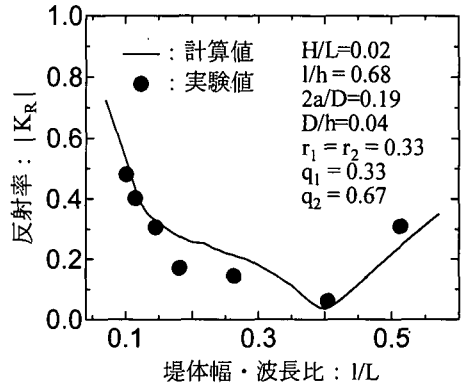


図-4 反射率の計算値と実験値の比較

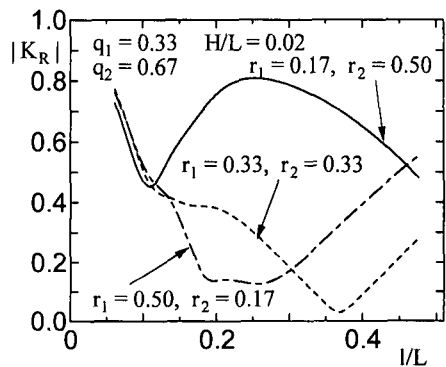


図-5 沖側L型隔壁の水平方向設置位置の影響

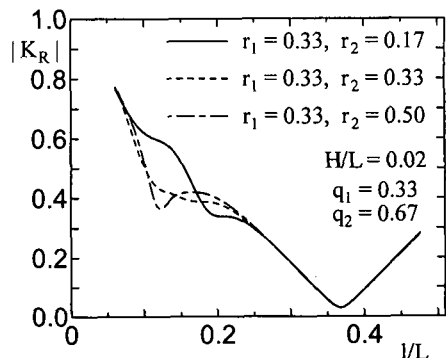


図-6 岸側L型隔壁の水平方向設置位置の影響

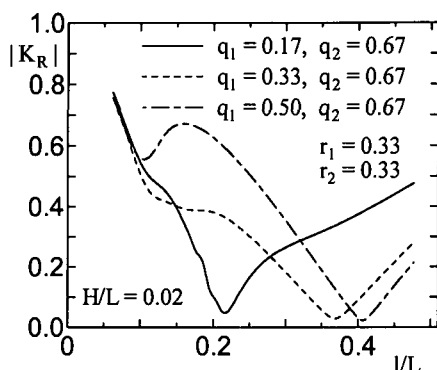


図-7 沖側 L 型隔壁の鉛直方向設置位置の影響

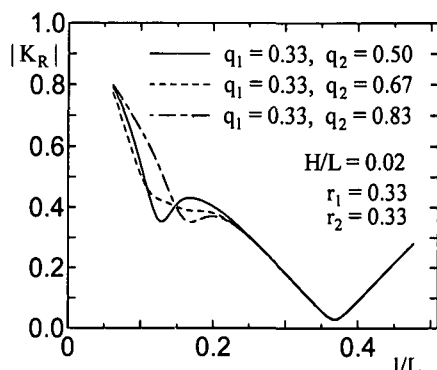


図-8 岸側 L 型隔壁の鉛直方向設置位置の影響

$$q_1 = 0.25, \quad q_2 = 0.50$$

この構造に対する実験結果を図-9 に示すが、比較のため L 型隔壁を設置しないスリット壁のみの実験結果も記載している。図中、横軸は実機換算周期である。ここで、反射率の目標値を仮に $|K_R| \leq 0.4$ とすると、スリット壁のみでは目標値を満足する波周期が 5.1 s ~ 7.2 s であるのに対し、振動水柱型ではほぼ 3.0 s ~ 9.0 の範囲で目標値を満足していることが分かる。この結果から、振動水柱型は、実海域で遭遇する広い周期帯の波に対して有効な消波ケーソンであるといえる。

5. ま と め

スリット壁背後の遊水室内に、複数の L 型隔壁をもつ消波型ケーソンを提案し、数値計算および模型実験によってその性能を確認した。

- 1) スリット壁でのエネルギー散逸が考慮できる数値解析手法を開発し、実験値と比較することによってその妥当性を検証した。
- 2) 数値計算によって、振動水柱型の消波特性について検討し、消波に関しての最適構造を決定した。
- 3) 最適構造に対して模型実験を行い、その結果、振動水柱型は広い周波数範囲で低反射性能をもち、実海域における波浪制御に優れた構造であることを確認した。

謝辞：研究にあたっては大阪市立大学大学院工学研究科の角野昇八教授に、スリット壁の扱いに関して貴重な

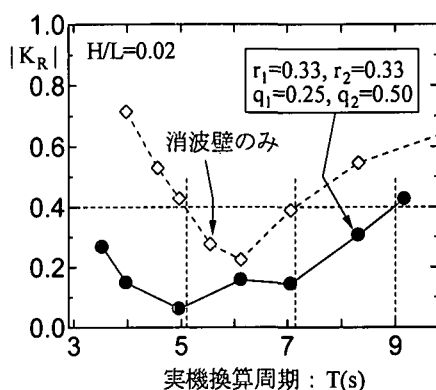


図-9 振動水柱型と L 型隔壁を設置しない (スリット壁のみ) 場合の反射率

ご助言を賜った。ここに深く謝意を表します。

参 考 文 献

- 角野昇八, 小田一紀 (1986a): 任意断面柱体列による波の反射率および透過率の境界値問題解析, 土木学会論文集, 第 369 号/II-5, pp. 213-222.
- 角野昇八, 小田一紀, 村本哲二, 芳田利春 (1986b): 複素係数の blockage coef. を導入した漸近展開接合法, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 407-411.
- 藤田 孝, 永田修一, 岩田節雄, 新里英幸, 武田純男 (2001): 低反射性能をもつ海水交換型ケーソンの開発, 海洋開発論文集, Vol. 17, pp. 357-362.
- Ijima T. and H. Okuzono (1982): Reflection of Normal Incident Waves at Porous or Perforated Quaywall, Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu Univ., Vol. 42, No. 4.