

複数列の前面スリット壁をもつ直立消波工の消波特性

Wave Reflection from a Slit-type Breakwater Having Plural Front Walls

角野昇八*・仲田義弘**・藤原隆一***

Shohachi Kakuno, Yoshihiro Nakata, Ryuichi Fujiwara

Wave reflection from a slit-type breakwater having plural rows of cylinders as front walls is studied theoretically and experimentally. In the theoretical study, a method of matched asymptotic expansions is developed with the aide of a perturbation method. The energy loss due to flow separation near cylinders is modeled by introducing a complex blockage coefficient. The theories are compared with laboratory data for a model of the slit-type breakwater having two rows of square cylinders.

KEY WORDS : reflection, slit, breakwater.

1. 緒 言

水深 60m の釜石防波堤への消波工の設置に既に例がみられるように、今後の大水深域の海洋開発においても直立消波工の施工例はますます増すものと思われる。また、より高い消波機能を求めて、多列の前面透過壁をもつ構造形式の施工例が増えることであろう。事実、釜石防波堤の消波工は 2 重の前面スリット壁を有したものである。

多列の前面スリット壁をもつ消波工の消波効果に関する研究としては、既に萩原 (1989) によるものがある。しかるに、その手法で反射率を求めるためには、積分方程式を数値的に解く計算の煩雑さがあり、さらに、構造形態によって値が変動するような 2 種類の実験定数を予め求めておかねばならない弱点があった。また、著者ら (大東ほか, 1987) も同様の研究を行ったが、理論的に説明が困難な定数を導入しなければならない弱点があった。

本研究は、柱体列 (スリット壁) 周辺の波動場をより厳密に解析できる最近の著者らの手法 (Kakuno and Liu, 1993) を適用して上記の弱点を克服し、複数列の前面スリット壁をもつ直立消波工の消波特性を理論的に解明するとともに、実験値との比較によってこの手法の妥当性を

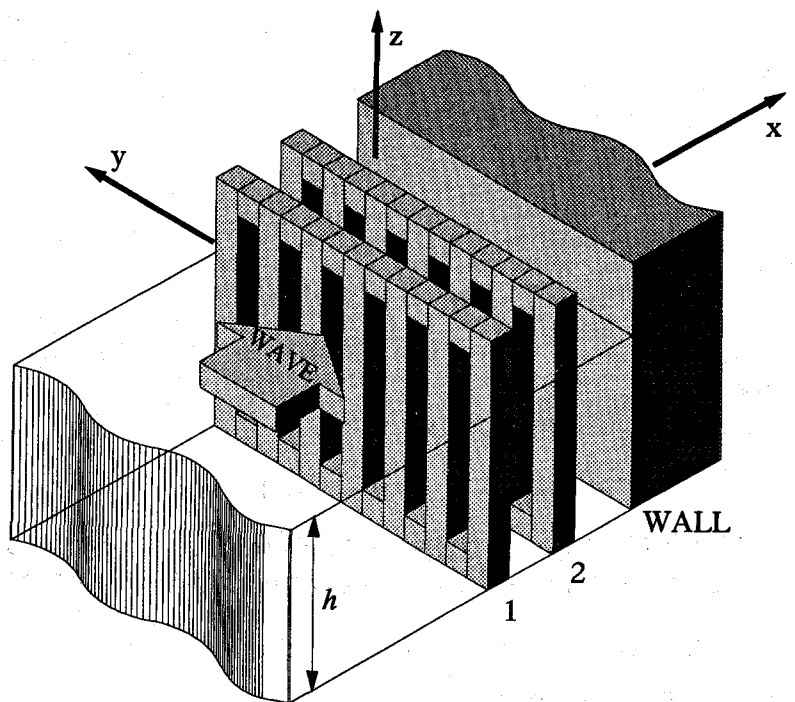


図-1 複数列の前面スリット壁をもつ直立消波工

* 正会員 大阪市立大学工学部 大阪市住吉区杉本 3-3-138

** 学生会員 大阪市立大学工学部

*** 正会員 東洋建設 (株)

検証することを目的とする。なお、以下では、多列の前面板をもつ消波工としてはもっとも施工例が多いと考えられる2列の前面板をもつ消波工を対象にして理論展開を行うことにする。

2. 理 論

2-1. 問題の定式化

一定水深 h の水域に設置された2列のスリットの前面板をもつ直立消波工を考える (図-1 参照)。隣接柱体中心間隔を $2B$ とし、スリット幅を $2a$ とする (したがって、 a/B は開口率)。 x 軸を波の進行方向にとり、最沖側前面板に沿って y 軸を、 z 軸を鉛直上向きにとる。前面板には、沖側より順次番号を付す。したがって、例えば a_1/B_1 は1列目の開口率を表すことになる。また、最前列から2列目までの列間中心間隔を l_2 、背面不透過壁までのそれを l_3 とする。

領域全体の支配方程式は3次元のラプラスの方程式であり、その解としての速度ポテンシャルを水底での境界条件を満足させる形で

$$\Phi = \phi(x, y) \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{-i\omega t} \quad (1)$$

のようにおく。ここに、 ω は角振動数。 k は波数であり、水面における境界条件より、分散関係式

$$\omega^2 = gk \tan kh \quad (2)$$

を満足する固有値である。式 (1) を支配方程式に代入すれば、

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0 \quad (3)$$

のヘルムホルツの式を得る。境界条件には、ほかに各柱体表面における水粒子不透過の条件

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{n}} = 0 \quad (4)$$

が課されなければならない。ここに $\vec{n}$ は柱体表面への法線成分を表す。

入射波の速度ポテンシャルを

$$\phi_{inc} = e^{ikx} \quad (5)$$

と表すとき、放射条件を

$$\phi - \phi_{inc} \rightarrow R_1 e^{-ikx}, \quad (x \rightarrow -\infty) \quad (6)$$

と表すことができる。ここに i は虚数単位、 R_1 は1列目の柱体列の反射率であり、また構造物全体の反射率でもある。

r 列目と $(r+1)$ 列目の列間 (消波室) では、

$$\phi = T_r e^{ikx} + R_{r+1} e^{-ikx}, \quad (l_r \ll x \ll l_{r+1}) \quad (7)$$

のように速度ポテンシャルを表す。 T, R はそれぞれ透過率と反射率である。ただし、不透過壁は3列目とみなす。ここで、岸側消波室の背面不透過での水粒子不透過条件を適用することにより、

$$R_3 = T_2 e^{2ikl_3} \quad (8)$$

の関係を導くことができる。

2-2. 漸近展開接合法の適用

漸近展開接合法を適用するにあたり、領域を内部領域と外部領域に分割する。内部領域は列近傍の領域で、そこでの長さのスケールはほぼ $O(B)$ 程度と見なされる領域である。また、外部領域は列から離れた領域で、すなわち $O(|x|/B) \gg 1$ であって、そこでの長さのスケールは波長程度と考えられる領域である。 $\varepsilon = kB \ll 1$ の仮定の下に漸近展開接合法を適用する。2列の柱体列を対象とするここでは、 B は1列目のものをとって、 $\varepsilon = kB_1$ とする。

a) 外部解

内部領域の長さのスケール B_1 で $(\bar{x}, \bar{y}) = (x/B_1, y/B_1)$ のように無次元化操作を行えば、上式は

$$\phi = T_r e^{i\varepsilon \bar{x}} + R_{r+1} e^{-i\varepsilon \bar{x}}, \quad (\bar{l}_r \ll \bar{x} \ll \bar{l}_{r+1}) \quad (9)$$

のようになる。ただし、消波室外では、 $T_0 = 1$ 、また岸側消波室内では R_3 は T_2 と式 (8) で関係づけられており、 T_3 は存在しない。

ここで、反射率および透過率を微小量 ε の級数展開形に表す。例えば、 r 番目の列からの反射率と透過率は

$$R_r = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^j R_{r,j}, \quad T_r = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^j T_{r,j} \quad (10)$$

のように表す。さらに、 $e^{i\varepsilon\bar{x}}$ および $e^{-i\varepsilon\bar{x}}$ を $\bar{x} = \bar{l}_1 (= 0)$ 、 $\bar{l}_2$ の近傍でテーラー展開し、それらを上式とともに先の式 (9) に代入すれば、外部解の内部極限における形を得ることができる。 r 番目の沖側および岸側では、それぞれ

$$\begin{aligned} \phi &= T_{r-1} e^{i\varepsilon\bar{x}} + R_r e^{-i\varepsilon\bar{x}} \\ &= (T_{r-1,0} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r,0} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \\ &\quad + \varepsilon \{ i(T_{r-1,0} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} - R_{r,0} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3})(\bar{x} - \bar{l}_r) + (T_{r-1,1} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r,1} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \} \\ &\quad + \varepsilon^2 \left\{ -(T_{r-1,0} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r,0} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \frac{(\bar{x} - \bar{l}_r)^2}{2} + i(T_{r-1,1} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} - R_{r,1} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3})(\bar{x} - \bar{l}_r) + T_{r-1,2} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r,2} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3} \right\} \\ &\quad + \varepsilon^3 \left\{ i(-T_{r-1,0} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r,0} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \frac{(\bar{x} - \bar{l}_r)^3}{6} - (T_{r-1,1} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r,1} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \frac{(\bar{x} - \bar{l}_r)^2}{2} \right. \\ &\quad \left. + i(T_{r-1,2} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} - R_{r,2} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3})(\bar{x} - \bar{l}_r) + (T_{r-1,3} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r,3} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \right\} + \dots, \quad (\bar{x} \rightarrow \bar{l}_r - 0) \end{aligned} \quad (11-a)$$

$$\begin{aligned} \phi &= T_r e^{i\varepsilon\bar{x}} + R_{r+1} e^{-i\varepsilon\bar{x}} \\ &= (T_{r,0} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r+1,0} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \\ &\quad + \varepsilon \{ i(T_{r,0} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} - R_{r+1,0} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3})(\bar{x} - \bar{l}_r) + (T_{r,1} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r+1,1} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \} \\ &\quad + \varepsilon^2 \left\{ -(T_{r,0} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r+1,0} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \frac{(\bar{x} - \bar{l}_r)^2}{2} + i(T_{r,1} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} - R_{r+1,1} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3})(\bar{x} - \bar{l}_r) + T_{r,2} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r+1,2} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3} \right\} \\ &\quad + \varepsilon^3 \left\{ i(-T_{r,0} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r+1,0} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \frac{(\bar{x} - \bar{l}_r)^3}{6} - (T_{r,1} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r+1,1} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \frac{(\bar{x} - \bar{l}_r)^2}{2} \right. \\ &\quad \left. + i(T_{r,2} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} - R_{r+1,2} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3})(\bar{x} - \bar{l}_r) + (T_{r,3} e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{r+1,3} e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) \right\} + \dots, \quad (\bar{x} \rightarrow \bar{l}_r + 0) \end{aligned} \quad (11-b)$$

となる。

b) 内部解

内部領域でも速度ポテンシャルを式 (10) と同様の ε の級数形に展開し、無次元化したヘルムホルツの式

$$\frac{\partial \phi}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial \phi}{\partial \bar{y}^2} + \varepsilon^2 \phi \equiv \nabla^2 \phi + \varepsilon^2 \phi = 0 \quad (12)$$

に代入する。その結果、一連の支配方程式が

$$\nabla^2 \phi_m = 0, \quad (m = 0, 1) \quad (13-a)$$

$$\nabla^2 \phi_m + \phi_{j-2} = 0, \quad (m = 2, 3, 4, \dots) \quad (13-b)$$

のように、ラプラスの式およびポアソンの式の形で得られる。この場合の境界条件は $\partial \phi_m / \partial \bar{n} = 0$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) である。

これらの式の解の漸近形 (外部極限における形) は、柱体間通過後の一様流に相当すると考えることができ

$$\phi' = U_r'(x \pm C_r') + F_r', \quad (x \gtrless \bar{l}_r) \quad (14)$$

のように表される。ここに、プライム記号は有次元量であることを表し、 U_r' は速度振幅、 F_r' は任意定数、 C_r' は blockage coefficient (閉塞係数) とよばれ、柱体列断面のみによって純理論的に求められる量である。その具体的式表現については例えば、Kakuno and Liu (1993) にみられる。上式を内部領域の座標で無次元化すれば

$$\phi = U_r \left(\bar{x} \pm \frac{C_r}{\varepsilon} \right) + F_r, \quad (\bar{x} \gtrless \bar{l}_r) \quad (15)$$

を得る。ここに

$$C_r = k C_r' \quad (16)$$

は無次元閉塞係数である。ここで、 U および F も ε の級数形に展開して

$$U_r = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^j U_{r,j}, \quad F_r = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^j F_{r,j} \quad (17)$$

とする。上式を式(15)に代入することによって、内部解の外部極限における形を得ることができる。 r 番目の列については、

$$\phi_m \sim U_{r,m}(\bar{x} - \bar{l}_r) \pm U_{r,m+1}C_r + F_{r,m}, \quad (m = 0, 1, \bar{x} \gtrless \bar{l}_r) \quad (18)$$

となる。

2-3. 接合

各列において、式(11)の外部解の内部極限表現と式(18)の内部解の外部極限表現を ε の同じ次数の項ごとに接合することによって未知係数を順次確定することができる。 ε^0 および ε^1 の項(1次項および2次項)の接合により

$$U_{r,0} = 0 \quad (19)$$

$$1 + R_{1,0} = -U_{1,1}C_1 + F_{1,0} \quad (20-a)$$

$$T_{1,0} + R_{2,0} = U_{1,1}C_1 + F_{1,0} \quad (20-b)$$

$$T_{1,0}e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{2,0}e^{-i\varepsilon\bar{l}_3} = -U_{2,1}C_2 + F_{2,0} \quad (21-a)$$

$$T_{1,0}(e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + e^{2i\varepsilon\bar{l}_3}e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) = U_{2,1}C_2 + F_{2,0} \quad (21-b)$$

$$i(1 - R_{1,0}) = U_{1,1} \quad (22-a)$$

$$R_{1,1} = -U_{1,2}C_1 + F_{1,1} \quad (22-b)$$

$$i(T_{1,0} - R_{2,0}) = U_{1,1} \quad (22-c)$$

$$T_{1,1} + R_{2,1} = U_{1,2}C_1 + F_{1,1} \quad (22-d)$$

の関係が得られる。これ以上の高次項の接合も、1列の柱体列のみを対象とした Kakuno and Liu(1993) におけるのと基本的に同じ操作によって求めることができる。 ε^2 の項(3次項)の接合により、

$$\frac{-(1 + R_{1,0})}{2} = \frac{U_{1,1}C_1 - F_{1,0}}{2} \quad (23-a)$$

$$-iR_{1,1} = U_{1,2} + F_{1,0}M_1 \quad (23-b)$$

$$R_{1,2} = -U_{1,3}C_1 + F_{1,2} \quad (23-c)$$

$$-\frac{T_{1,0} + R_{2,0}}{2} = -\frac{U_{1,1}C_1 + F_{1,0}}{2} \quad (24-a)$$

$$i(T_{1,1} - R_{2,1}) = U_{2,1} - F_{1,0}M_1 \quad (24-b)$$

$$T_{1,2} + R_{2,2} = U_{3,1}C_1 + F_{1,2} \quad (24-c)$$

$$-\frac{T_{1,0}e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{2,0}e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}}{2} = \frac{U_{2,1}C_2 - F_{2,0}}{2} \quad (25-a)$$

$$i(T_{1,1}e^{i\varepsilon\bar{l}_3} - R_{2,1}e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) = U_{2,2} + F_{2,0}M_2 \quad (25-b)$$

$$T_{1,2}e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + R_{2,2}e^{-i\varepsilon\bar{l}_3} = -U_{2,3}C_2 + F_{2,2} \quad (25-c)$$

$$\frac{T_{2,0}}{2}(-e^{i\varepsilon\bar{l}_3} - e^{2i\varepsilon\bar{l}_3}e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) = -\frac{U_{2,1}C_2 + F_{2,0}}{2} \quad (26-a)$$

$$iT_{2,1}(e^{i\varepsilon\bar{l}_3} - e^{2i\varepsilon\bar{l}_3}e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) = U_{2,2} - F_{2,0}M_2 \quad (26-b)$$

$$T_{2,2}(e^{i\varepsilon\bar{l}_3} + e^{2i\varepsilon\bar{l}_3}e^{-i\varepsilon\bar{l}_3}) = U_{2,3}C_2 + F_{2,2} \quad (26-c)$$

が得られ、また ε^3 の項(4次項)の接合により

$$-iR_{2,1} = U_{1,3} + F_{1,1}M_1 \quad (27-a)$$

$$i(T_{1,2} - R_{2,2}) = U_{1,3} - F_{1,1}M_1 \quad (27-b)$$

$$i(T_{1,2}e^{ie\bar{l}_3} - R_{2,2}e^{-ie\bar{l}_3}) = U_{2,3} + F_{2,1}M_2 \quad (28-a)$$

$$iT_{2,2}(e^{ie\bar{l}_3} - e^{2ie\bar{l}_3}e^{-ie\bar{l}_3}) = U_{2,3} - F_{2,1}M_2 \quad (28-b)$$

が得られる。ただし、式(27),(28)では3次の項までの解を求めるために必要な式のみを記した。式中の M_r は、式(13-b)のポアソンの方程式の解を求める際に、その特解中の1項によって解の中に現れる円柱周囲を通過する mass flux を相殺するために必要とされる量であり、

$$2M_r = - \int \frac{\partial(-\bar{x}^2/2)}{\partial n_r} ds_r = -S_r/B_r^2 \quad (29)$$

で求められる(Martin and Dalrymple, 1988)。ここに、 S_r は柱体断面積の1/2である。

結局、各スリット壁で未知係数は $R_{r,m}, T_{r,m}, U_{r,m+1}, F_{r,m}$ の4つとなるので、この場合8元の連立方程式を各次数において解く必要がある。低次数における連立方程式を解くことによって、順次、高次数の方程式中の係数値が確定され、同時にその次数の透過率および反射率が求められていくことになる。3次項までの構造物全体の反射率 R_1 は

$$R_1 = R_{1,0} + \varepsilon R_{1,1} + \varepsilon^2 R_{1,2} \quad (30)$$

で求めることができる。

2-4. エネルギー損失の影響

スリット開口部での渦の剥離にともなうエネルギー損失の影響の導入方法は、1列の柱体列のみを対象としたKakuno and Liu(1993)と基本的に同様であり、実部に閉塞係数 $C'_{i,r}$ を、虚部に未知係数 $C'_{i,r}$ を持つような複素係数で各列の閉塞係数で置き換えればよい。虚部の係数は損失係数 f が与えられれば

$$\frac{C'_{i,r}}{B_r} = \frac{|\tau_r|(H/L)}{(9\pi/4)(a_r/B_r)^2(B_r/L)} \left(\frac{\sinh^2 kh + 3}{\sinh 2kh + 2kh} \right) f \quad (31)$$

で決定される。ここに、 H は入射波高、 L は波長であり、 τ_r は一樣流流速の入射波の水粒子速度に対する比で、

$$\tau_1 = T_1 - R_2, \quad \tau_2 = T_2(1.0 - e^{2ie\bar{l}_3}/e^{2ie\bar{l}_2}) \quad (32)$$

で求めることができる。 f は角柱列に対しては既に求められており(Kakuno and Liu, 1993)

$$f = 1.5 \quad (33)$$

で与えられる。

3. 理論の検証

3-1. 著者らの実験値との比較

理論の妥当性を検証するために、2列の正方形断面角柱列の縦スリット前面板をもつ直立消波工の実験値(大東ほか, 1987)と計算値を比較した。図-2にその結果を示した。損失係数の値は、角柱列に対してその背後の不透過壁の有無にかかわらず採用できることが明らかとなっている $f = 1.5$ を用いた。図中には、1次項のみの解による計算結果と3次項までの摂動項をとった結果、さらには2列の前面板のうちの岸側のものを除いた形の1列のものの計算結果を示した。ただし、1列のものの計算は、1次項までで実験値と十分な精度で整合することが明らかになっているので、1次項のみの結果である(Kakuno, Oda and Liu, 1993)。

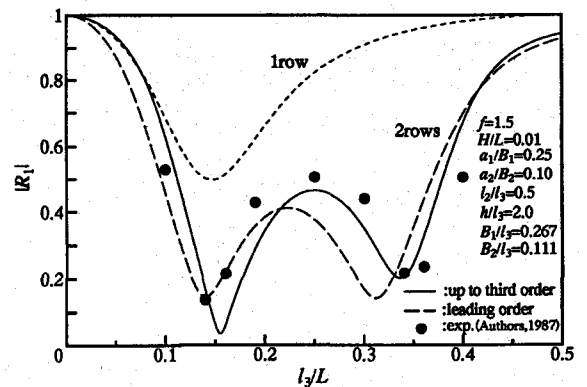


図-2(a) 理論値と著者らの実験値の比較

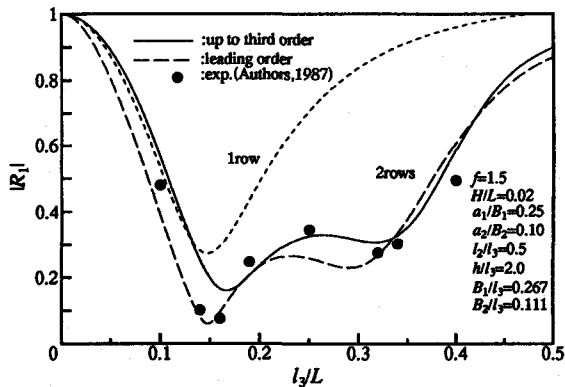


図-2(b) 理論値と著者らの実験値の比較

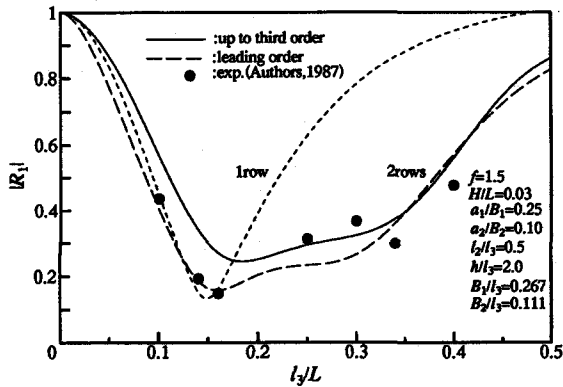


図-2(c) 理論値と著者らの実験値の比較

図より、3次項まで求めた解は1次項の解に比べて全体に短周期側にずれて実験値との整合性が改善されているのがわかる。既述のように、1列の縦スリット壁の場合では1次項のみで十分な精度が現れたが、2列の場合には高次項の解が必要とされることになる。また f の値については、従前どおり、ここでも $f = 1.5$ を用いることができることがわかる。2列の前面板の直立消波工の反射率と、その岸側の前面板を除いた形の1列のものとの比較では、この条件では2列とすることによって消波機能が大きく改善され、しかも短周期側でも効果的な消波機能を期待できるようになることがわかる。

3-2. 萩原の実験値との比較

岸側スリット壁の開口率を $a_2/B_2 = 0.2$ で一定とし、沖側のそれを $a_1/B_1 = 0.1 \sim 0.4$ に変化させ、堤幅を変化させて(波長は一定)反射率を測定した萩原(1989)の結果と比較した。図-3にその結果を示すが、計算値と実験値は全体的に合致しているのが認められる。なお、この条件では1次項と3次項までの解の間にはほとんど差がみられなかったため、図中には3次項までの解のみを示した。

4. 結 言

2列の前面スリット壁を有する直立消波工の波の反射率について、著者らの従来のものよりも厳密な理論展開を行った。理論値は、異なる実験者による2列の前面板の場合の実験値と比較してその妥当性を検証した。損失係数の値は、2列の前面板と不透過壁をもつ構造物に対しても従来同様 $f = 1.5$ の値が使えることが明らかになった。

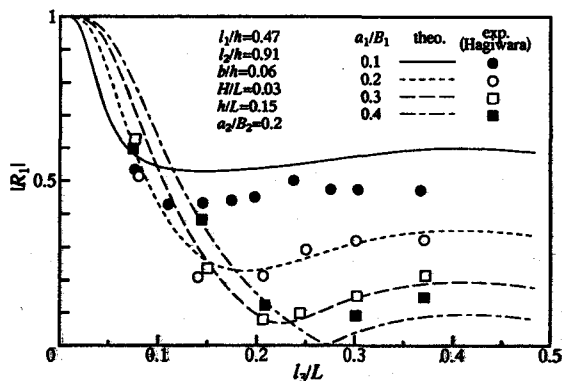


図-3 理論値と萩原の実験値の比較

参考文献

- 1) 大東秀光・角野昇八・小田一紀・芳田利春・村本哲二：二重壁式縦スリット直立消波工の消波機能に与える構造形式の影響，第42回年講概要集，pp.558-559，1987。
- 2) 萩原運弘：多重スリット型構造物による波浪の制御効果と作用波力の特性に関する研究，大阪大学学位申請論文，1989。
- 3) Kakuno S. and P. L. -F. Liu : Scattering of water waves by vertical cylinders, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg., ASCE, Vol.119, No.3, pp.302-322,1993.
- 4) Kakuno S., K. Oda, and P. L.-F. Liu : Scattering of water waves by vertical cylinders with a backwall, Proc. ICCE'92, (to appear), 1993.
- 5) Martin, P. A. and R. A. Dalrymple : Scattering of long waves by cylindrical obstacles and gratings using matched asymptotic expansions, J. Fluid Mech., Vol. 188, pp.465-490, 1988.