

スリット型消波工の反射率に与える 前面マウンド部の影響

大阪市立大学工学部 正会員 角野昇八 小田一紀
 学生員 ○藤田 孝 堀健太郎
 東洋建設(株) 正会員 芳田利春

1. まえがき スリット壁を主要構成要素とする、いわゆる縦スリット壁式直立消波構造物の水理特性については、既に多くの研究者によって実験的・理論的研究がなされている。しかしながらこれらの研究では、構造物の下に通常設けられる捨石マウンドの影響を実験的・理論的に明らかにしたものはほとんど見られないのが実状である¹⁾。本研究は、図-1に示すようなマウンド上に設置された縦スリット壁式消波構造物の周辺波動場を境界積分法と漸近展開接合法²⁾的な手法を併用することによって数値解析し、その消波特性を理論的に明らかにするとともに、実験値によってその妥当性の検証も行った。なお、本研究で用いる手法についての説明は既に発表済みであり³⁾、本論文中の式の展開の詳細についてはそちらを参考にされたい。

2. 理論 解析領域としては、図-1に示すようにマウンド上に設置された縦スリット壁式消波工の鉛直2次元断面を考える。断面は、縦スリット壁およびその周辺の不透過の表面をもつ構造断面からなっている。x軸は自由表面上に岸向きにとり、y軸をスリット壁に沿って上向きにとる。

解析にあたっては、全流体領域をスリット壁を境界として沖側と岸側に分け、岸側を領域1、沖側を領域2とする。両領域にグリーンの定理を適用すれば、時間項 $\exp(-i\sigma t)$ を除いた速度ポテンシャルの空間座標項 $\phi(\xi, \eta)$ は、それぞれ以下のように得られる。

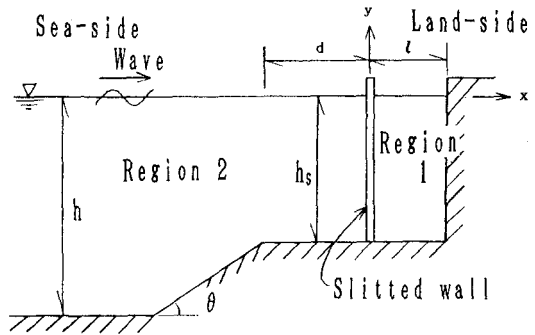


図-1 座標系

$$\phi_1(\xi, \eta) = \int_{-h_s}^0 \left[\frac{\partial \phi_1}{\partial x}(0, y) G_1(0, y; \xi, \eta) - \phi_1(0, y) \frac{\partial G_1}{\partial x}(0, y; \xi, \eta) \right] dy + \int_{-h_s}^0 \phi_1(l, y) \frac{\partial G_1}{\partial x}(l, y; \xi, \eta) dy \quad (1)$$

$$\phi_2(\xi, \eta) = \phi_0(\xi, \eta) + \int_{-h_s}^0 \left[\phi_2(0, y) \frac{\partial G_2}{\partial x}(0, y; \xi, \eta) - \frac{\partial \phi_2}{\partial x}(0, y) G_2(0, y; \xi, \eta) \right] dy + \int_{-d}^0 \phi_2(x, -h_s) \frac{\partial G_2}{\partial y}(x, -h_s; \xi, \eta) dx + \int_{\Gamma} \phi_2(x, y) \frac{\partial G_2}{\partial n}(x, y; \xi, \eta) ds \quad (2)$$

ここに、 G はグリーン関数であり³⁾、 (ξ, η) はそれぞれの領域内の任意点の座標、 (x, y) は各積分経路上の座標である。また、 ϕ_0 は入射波の速度ポテンシャル、 Γ はマウンド法面部のみの積分経路を表し、 n は流体領域外向き法線、 d はマウンド天端の肩幅、 l は消波室幅、 h_s は天端上の水深である。

上記の両式とも、スリット壁面を未知の流速と未知の速度ポテンシャルが存在する境界面として捉えることで式の展開がなされており、スリット壁近傍での特異な水理挙動は全く考慮されていない。そこで、スリット壁近傍での局所流を表す解として、境界積分法とは別個に以下の解析解³⁾を与えることにする。

Shohachi KAKUNO, Kazuki ODA, Takashi FUJITA, Kentaro HORI, Toshiharu YOSHIDA

$$\phi(\xi, \eta) = [\xi \pm C(\eta)]U(\eta) + C'_a(\eta) \quad (3)$$

ここに、 $C(\eta)$ は blockage coef.²⁾、 $U(\eta)$ はスリット壁近傍の一樣流流速³⁾、 C'_a は任意定数である。

上記 (1)～(3) 式を接合するために、(1)、(2)式と(3)式とからそれぞれ別個に得られるスリット壁を挟む速度ポテンシャル差を等置すると、全領域に対して有効な積分方程式として以下を得る。

$$\begin{aligned} & \int_{-h_s}^0 U(y) \cdot [G_1(0_+, y; 0_+, \eta) + G_2(0_-, y; 0_-, \eta)] dy - C(\eta)U(\eta) \\ &= \phi_a(0_-, \eta) - \int_{-h_s}^0 \phi_1(l, y) \frac{\partial G_1}{\partial x}(l, y; 0_+, \eta) ds \\ &+ \int_{-d}^0 \phi_2(x, -h_s) \frac{\partial G_2}{\partial y}(x, -h_s; 0_-, \eta) dx + \int_{\Gamma} \phi_2(x, y) \frac{\partial G_2}{\partial n}(x, y; 0_-, \eta) ds \quad (4) \end{aligned}$$

上式中、未知関数は $U(\eta)$ 、 $\phi_1(l, y)$ 、 $\phi_2(x, -h_s)$ 、 $\phi_2(x, y)$ であるが、このうち $\phi_1(l, y)$ 、 $\phi_2(x, -h_s)$ 、 $\phi_2(x, y)$ は、式(1)、(2)において (ξ, η) をそれぞれの不透壁面上の点にもっていき極限操作から得られる。結局、領域任意点での速度ポテンシャルは、上記4つの未知関数を決定しそれらを(1)、(2)式に代入することによって求められ、反射率も $\xi \rightarrow -\infty$ での速度ポテンシャルを求めることで決定することができる。なお、(1)、(2)、(4)式は離散化する必要があるが、この操作は、例えば Macaskill⁴⁾に詳しい。

3. 計算結果と実験値との比較

理論の妥当性を検証するための実験を二次元造波水 1.0 槽 (長さ 50 ■) を用いて行った。模型の構造諸元は、開口率、隣接柱体間隔/消波室幅、マウンド法面角度をそれぞれ $2a/D=0.21$ 、 $D/l=0.27$ 、 $\theta=26.6^\circ$ で一定とし、マウンドの高さや天端肩幅を変化させた。反射率の計算結果と実験値との比較の1例を図-2に示す。なお、スリット壁でのエネルギー損失の影響は、既往の研究²⁾と同様、blockage coef.を複素数とすることで考慮した($f=1.5$)。図より、実験値と計算値は良好な一致を示しており、基本的な本理論の妥当性が得られたといえる。

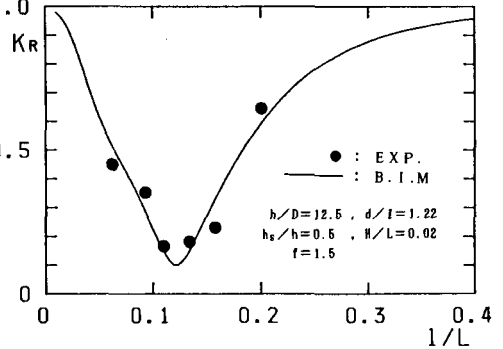


図-2 実験値との比較

つぎに、マウンドの高さが反射率に与える影響を調べるために、天端上と沖側の水深比 (h_s/h)を変化させた場合の計算結果を図-3に示す。図によれば、等水深の状態($h_s/h=1.0$)からマウンドの高さが上がるにつれ徐々に長周期側の反射率が減少し、短周期側の反射率が増加している。また、その増減の程度は長周期側の方が顕著であるが、マウンドの高さが5割以上 ($h_s/h < 0.5$)になるとピーク付近($l/L \approx 0.11$)における反射率の増加がみられる。なお、マウンドの天端肩幅およびマウンド法面角度の変化についても同様の方法によって調べたが、これらが反射率に与える影響はほとんど無いことが明らかになった。

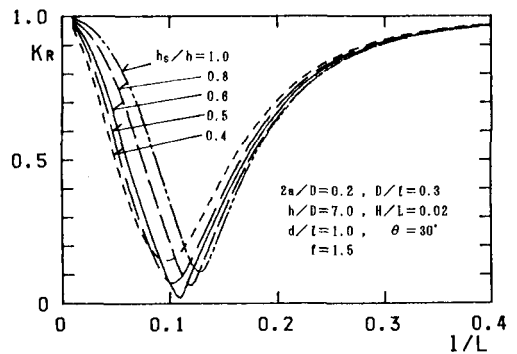


図-3 マウンド高さによる反射率の変化

参考文献

- 1)柳ほか：第34回海講、pp.546-550, 1987.
- 2)角野：水工学シリーズ87-B-3, 1987.
- 3)角野ほか：海講第36巻、pp.499-503, 1989.
- 4)Macaskill, C: J. Fluid Mech., Vol. 95, Part 1, 1979.