

大阪市立大学大学院	正会員	角野 昇八
大阪市立大学大学院	学生会員	○ 中木原 宏文
NKK 都市工学研究部	正会員	塩崎 禎郎
大阪市立大学大学院	正会員	折橋 常春

1. はじめに

昨今、種々の構造形態の海岸構造物が提案あるいは施工されるようになってきている。そこには、例えばカーテンウォール防波堤に見られるように、厚みがきわめて薄いと見なせる部材が用いられることがある。一般に、構造物の波浪制御特性を解析する際、境界要素法などの数値解析が用いられることが多い。その際、薄板部材がある場合には、その部分およびその先端部で数値解析上特別の工夫と取り扱いが要求されてきた¹⁾。

前報²⁾では、鉛直薄壁に水平の開口部がある構造形式の波の反射・透過現象を境界要素法によって数値解析する際、既往の解析で必要とされてきた特別の取り扱いが不要であって、簡便に取り扱える方法を提案し、その妥当性を既往の手法による解と比較して検証した。ここでは、同手法を鉛直の開口部を持つ鉛直薄壁に適用し、その妥当性を検証するとともに、若干の具体的計算結果の例を示す。

2. 理論

(1) 支配方程式と境界条件

解析対象領域の例として、図-1に示すような2列の連続鉛直不透過薄壁で構成される平面2次元の解析領域を考える。薄壁および開口部の周期的連続性からその解析領域は図中の点線で囲まれた部分とすることができる。流体は非回転・非圧縮性であり、取り扱う波は微小振幅波(線形理論)とする。また、粘性減衰効果は一切考慮しない。このときの支配方程式と境界条件を以下に示す。

$$\frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial y^2} + k^2 \phi_s = 0, \quad \text{in fluid domain} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial n}(x, D/2) = -\frac{\partial \phi_s}{\partial n}(x, -D/2) = 0 \quad (\text{on } \Gamma_{11,13,21,23,31,33}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_s}{\partial n} \quad (\text{on } \Gamma_{14}, \Gamma_{24}, \Gamma_{22}, \Gamma_{32}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial n} - ik\phi_s = 0 \quad (\text{on } \Gamma_{12}, \Gamma_{34}) \quad (4)$$

ここで、 ϕ_s は領域内で満足される回折散乱波ポテンシャル。 k は波数 $k = \frac{2\pi}{L}$ (L :波長)、 n は境界外向き法線を表す。

(2) 境界積分方程式(外部解)

図-1に示すように、不透過薄壁部分を含む面を領域境界として流体全領域を3つの領域に分け、それぞれの領域についてグリーンの定理を適用すると次式を得る(ただし、領域境界上に対する表式)。この段階では薄壁と開口部は区別していないことに注意したい。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\phi_i(\xi, \eta) = & - \int_{\Gamma_{11}} \phi_{sj}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} d\Gamma - \int_{\Gamma_{12}} \left\{ -ik\phi^*(x, y; \xi, \eta) + \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} \right\} \phi_{sj}(x, y) d\Gamma \\ & - \int_{\Gamma_{13}} \phi_{sj}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} d\Gamma + \int_{\Gamma_{14}} \left\{ \phi^*(x, y; \xi, \eta) \frac{\partial \phi_{sj}(x, y)}{\partial n} - \phi_{sj}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} \right\} d\Gamma + \phi_0(\xi, \eta) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\phi_i(\xi, \eta) = & - \int_{\Gamma_{21}} \phi_{ij}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} d\Gamma + \int_{\Gamma_{22}} \left\{ \phi^*(x, y; \xi, \eta) \frac{\partial \phi_{ij}(x, y)}{\partial n} - \phi_{ij}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} \right\} d\Gamma \\ & - \int_{\Gamma_{23}} \phi_{ij}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} d\Gamma + \int_{\Gamma_{24}} \left\{ \phi^*(x, y; \xi, \eta) \frac{\partial \phi_{ij}(x, y)}{\partial n} - \phi_{ij}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} \right\} d\Gamma \end{aligned} \quad (6)$$

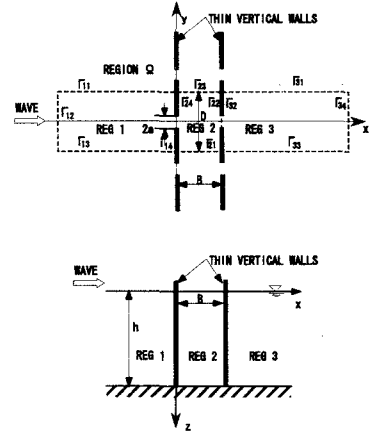


図-1 解析対象領域

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\phi_i(\xi, \eta) = & - \int_{\Gamma_{31}} \phi_{ij}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} d\Gamma + \int_{\Gamma_{32}} \left\{ \phi^*(x, y; \xi, \eta) \frac{\partial \phi_{ij}(x, y)}{\partial n} - \phi_{ij}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} \right\} d\Gamma \\ & - \int_{\Gamma_{33}} \phi_{ij}(x, y) \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} d\Gamma - \int_{\Gamma_{34}} \left\{ -ik\phi^*(x, y; \xi, \eta) + \frac{\partial \phi^*(x, y; \xi, \eta)}{\partial n} \right\} \phi_{ij}(x, y) d\Gamma \end{aligned} \quad (7)$$

ここに、 ϕ_i は合成波ポテンシャル ($\phi_i = \phi_s + \phi_0$ in Reg1), ($\phi_i = \phi_s$ in Reg2,3), ϕ^* は各領域内部の基礎方程式と境界条件を満足するグリーン関数、 ϕ_0 は入射波の速度ポテンシャル、 (ξ, η) は領域内の任意点、 (x, y) は境界上の任意点を表す。本研究ではグリーン関数として0次第1種ハンケル関数に基づくものを採用した。

(3) 薄板を含む境界上での解 (内部解)

薄壁を含む境界線上では、薄壁、開口部の存在に関わりなくその線に垂直な方向への一様流

$$\phi(\xi, \eta) = [\xi \pm C(\eta)] \cdot U(\eta) + C'_0(\eta) \quad (8)$$

を課す。式中の $U(\eta)$ は一様流部での流速振幅であり、速度ポテンシャルの壁面での x 軸方向微分値と関係づけられる。また $C'_0(\eta)$ は任意定数である。さらに、 $C(\eta)$ は *blockage coefficient* とよばれる理論定数であり、その大小によって一様流を横切る障害物の慣性抵抗の大小が表現される。

(4) 外部解と内部解の接合

沖側の境界面 $x=0$ および岸側の境界面 ($x=B$) のそれぞれにおいて、内部解と外部解を接合し、それを離散化すれば、領域境界上の ϕ に対して以下のように最終的に解くべき式を得る。

$$\sum_{j=1}^{n11} [\alpha_{ij}\phi_{11}(j)] + \sum_{j=1}^{n12} [(\alpha_{ij} - ikG_{ij})\phi_{12}(j)] + \sum_{j=1}^{n13} [\alpha_{ij}\phi_{13}(j)] + \sum_{j=1}^{n14} [\alpha_{ij}\phi_{14}(j) - G_{ij}U_1(j)] = \sum_{j=1}^{n14} [-G_{ij} \frac{\partial \phi_{01}(j)}{\partial n}] \quad (9)$$

$$\sum_{j=1}^{n21} [\alpha_{ij}\phi_{21}(j)] + \sum_{j=1}^{n22} [\alpha_{ij}\phi_{22}(j) - (2\alpha_{ij}C(j) + G_{ij})U_2(j)] \quad (10)$$

$$+ \sum_{j=1}^{n23} [\alpha_{ij}\phi_{23}(j)] + \sum_{j=1}^{n24} [\alpha_{ij}\phi_{14}(j) + (2\alpha_{ij}C(j) + G_{ij})U_1(j)] = \sum_{j=1}^{n24} [-\alpha_{ij}\phi_{01}(j)]$$

$$\sum_{j=1}^{n31} [\alpha_{ij}\phi_{31}(j)] + \sum_{j=1}^{n32} [\alpha_{ij}\phi_{32}(j) + G_{ij}U_2(j)] + \sum_{j=1}^{n33} [\alpha_{ij}\phi_{33}(j)] + \sum_{j=1}^{n34} [(\alpha_{ij} - ikG_{ij})\phi_{34}(j)] = 0 \quad (11)$$

ここで、 $\alpha_{ij} = \frac{\partial \phi_{ij}^*}{\partial n}$ ($i \neq j$), $\alpha_{ij} = \frac{\partial \phi_{ij}^*}{\partial n} + 1/2$ ($i = j$), $G_{ij} = \phi_{ij}^*$ である。

(5) 計算における不透過薄壁の認識

計算における不透過薄壁の有無の認識は、一様流をブロックする断面の慣性抵抗の大小が $C(\eta)$ の大小によって表現できることを利用する。すなわち、不透過壁が存在している要素ではその値を無限大に近い値とし、逆に存在しない要素では0とするものである。

3. 計算結果

本手法の妥当性は、反射率・透過率の二乗和が1となること、および一重の薄壁列に対する解が既往の解³⁾と一致することで確認した(図-2 参照)。

本手法を用いた計算の例として、図-1に示すような、開口部を中央に設けた薄壁を堤体幅 $D=20\text{m}$ 、波向き薄壁間隔 $B=10\text{m}$ に配置し、開口率は沖側 $2a_1/D$ 、岸側 $2a_2/D$ とし、開口率を変化させて波の反射率を求めた。図-3はその結果を D/L の関数として示す。開口率が沖側・岸側ともに $2a/D=0.025$ の構造が広い波長帯に対して最も反射率が高いことがわかる。反射率がスパイク状に激減するのは堤体内水面の共振に対応しており、その程度は沖側・岸側の開口率を同じとした堤体で著しい。

参考文献

[1] 例えば、中村孝幸：薄肉物体まわりの波浪境界値問題に関する解析法、第30回海岸工学講演会論文集, pp.410-414, 1983. [2] 角野ら：没水薄壁で構成される構造物の周辺波動場に関する簡易解析手法、第55回年次学術講演会講演概要集, II-031, 2000. [3] 角野ら：平板列による波の完全反射の条件、昭和60年度関西支部年次学術講演会講演概要集, II-86, 1985.

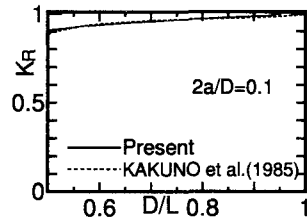


図-2 既往の解との比較

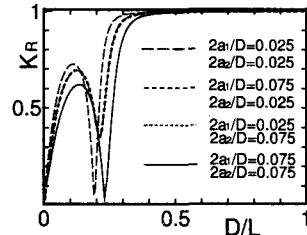


図-3 二重連続薄壁の開口幅の影響