

II-12 単純隅角周辺の波高分布の近似解法

徳島大学工学部 正 員 工 務 三井 宏
学生員 〇 筒井 茂明

複雑な法線形状をもつ港湾施設や臨海工業用地の計画・設計に必要な法線に沿う波高分布は、これら構造物の基本形と考えられる単純隅角部付近の解¹⁾を重ね合わせて求めることができる。²⁾ しかし、これらの解は一般に初等関数で表わされず、数値計算に多大の労力を要する。一方、所要の波高分布を平面水槽における模型実験で求めようとするときに、良好な実験結果を得るためには、入射波と各法線からの反射波およびこれらの波による散乱波がともに定常状態に達していることが必要である。³⁾ したがって、測定点におよぼす散乱波の影響程度や散乱波がその地点に到達するに必要な時間を推定するために、散乱波の振巾および位相速度（あるいは波長）を予知しておくことが大切となる。このように、数値計算を容易にし、また、模型実験から良い結果を得るためには、散乱項が簡単な関数で近似されていると好都合である。本研究は図-1に示すような単純隅角部周辺の波高分布の散乱項に対して三角関数よりなる近似解を提案し、実際の計画・設計に使い易くしたものである。

図-1に示す形状の法線に $e^{ip\cos(\theta-\alpha)}$ の入射波、すなわち振巾1、入射角 α 、波数 k の平面波が入射する場合の厳密解¹⁾は次式で与えられる。

$$f = \frac{2}{\pi} J_0(p) + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} e^{i\frac{3\pi}{2}n} J_{2n+\frac{1}{2}}(p) \cos \frac{3}{2}n\alpha \cos \frac{3}{2}n\theta \quad (1)$$

ここに、 $p = kr$ 、 r は原点からの距離、 J_0 は0次の Bessel 関数である。ただし、入射角が0あるいは $3\pi/2$ のときは(1)式の係数はすべて半分になる。この平面波の解 f は次式で示すように、幾何光学的な項 g と散乱項 χ の合計と考えることができる。

$$f = g + \chi \quad (2)$$

g が大きいときは散乱項はつぎの近似式で表わされる。すなわち、反射・入射・回折各領域の境界線付近を除く海面では、

$$\chi = -\sqrt{\frac{2}{3\pi p}} \frac{e^{-i(p+\frac{\pi}{4})}}{2 \cos \frac{3}{2}(\theta-\alpha)+1} - \sqrt{\frac{2}{3\pi p}} \frac{e^{-i(p+\frac{\pi}{4})}}{2 \cos \frac{3}{2}(\theta+\alpha)+1}, \quad \theta \neq \pi \pm \alpha, 2\pi - \alpha, \alpha \neq 0, 3\pi/2 \quad (3-a)$$

となり、境界線上ではつぎのようになる。

$$0 < \alpha < \pi/2$$

$$\chi = \begin{cases} -\sqrt{\frac{2}{3\pi p}} \frac{e^{-i(p+\frac{\pi}{4})}}{2 \cos \frac{3}{2}(\theta-\alpha)+1}, & \theta = \pi - \alpha \\ -\sqrt{\frac{2}{3\pi p}} \frac{e^{-i(p+\frac{\pi}{4})}}{2 \cos \frac{3}{2}(\theta+\alpha)+1}, & \theta = \pi + \alpha \end{cases} \quad (3-b)$$

$$\pi/2 < \alpha < 3\pi/4$$

$$\chi = -\sqrt{\frac{2}{3\pi p}} \frac{e^{-i(p+\frac{\pi}{4})}}{2 \cos \frac{3}{2}(\theta-\alpha)+1}, \quad \theta = \pi - \alpha, 2\pi - \alpha \quad (3-c)$$

$$\alpha = \pi/2$$

$$\chi = \begin{cases} -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3\pi p}} \cdot e^{-i(p+\frac{\pi}{4})}, & \theta = \pi/2 \\ \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3\pi p}} \cdot e^{-i(p+\frac{\pi}{4})}, & \theta = 3\pi/2 \end{cases} \quad (3-d)$$

$$\alpha = 0$$

$$\chi = \begin{cases} -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3\pi p}} \cdot e^{-i(p+\frac{\pi}{4})}, & \theta = 0 \\ \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3\pi p}} \cdot e^{-i(p+\frac{\pi}{4})}, & \theta = \pi \end{cases} \quad (3-e)$$

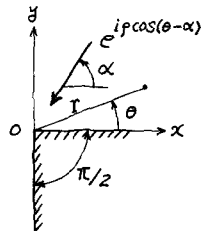


図-1 座標系

$3\pi/4 \leq \alpha \leq 3\pi/2$ の入射波に対しては $\theta = 3\pi/4$ に関して対称であるから省略する。

(3) 式からわかるように散乱波の振幅は距離 S の平方根に反比例して減少し、散乱波の波長は入射波の波長に等しいことがわかる。

これらを(2)式に代入して絶対値をとれば入射波高1に対する波高分布が求められる。

法線 $\theta = 0, 3\pi/2$ について、これらの近似解と厳密解の数値計算結果を図-2に示す。ただし、 $(\cdot, \cdot)$ は (α, θ) を表わし、近似解は破線で示す。この図からつぎのことがわかる。

(a) 反射領域すなわち $\theta = 0$ に沿う波高分布の極大値のうちで最大の値を示す第1次極大値は、近似解による波高が厳密解の波高よりも $\Delta K = 0.05$ ほど大きな値となり、その生ずる位置は 0.05 波長程度原点側に移行する。

(b) $\theta = 0, 3\pi/2$ に沿う波高分布はともに、原点から1波長程度も離れると近似解は厳密解とほとんど一致する。

したがって、最初の極大値を生ずる位置以後は近似解により波高分布を求めて、実際に使用してもさしつかえなからうと思われる。

なお、原点から十分はなれた地点であっても、境界線付近での散乱項に対しては、(3-a)式からわかるように、右辺分母の値は境界線に近づくほど0に近くなって近似が悪くなるので、このような地点においては、上述の近似式の適用に注意が必要である。

以上のように、単純隅角部について近似解を求めることができると、法線が複雑になった場合でも重ね合わせにより比較的簡単に波高分布を求めることができる。

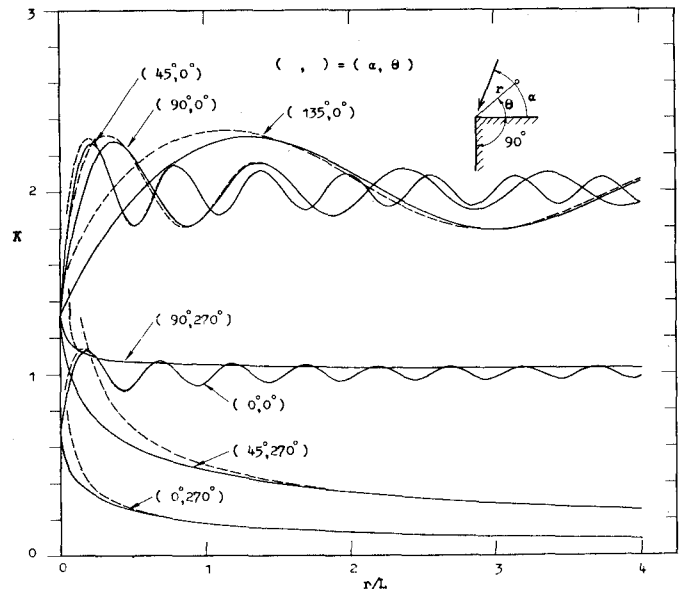


図-2 単純隅角部沿いの波高分布

参考文献その他

- 1) 三井宏・村上仁士；海岸構造物不連続部の波高分布について（第2報），第14回海岸工学講演会講演集，昭42.12，土木学会，pp.53~59.
- 2) 三井宏・川崎俊太；海岸構造物不連続部の波高分布について（第3報），第15回海岸工学講演会講演集，昭43.12，土木学会，pp.41~49.
- 3) 三井宏・筒井茂明，海岸構造物不連続部の波高分布について（第4報），第16回海岸工学講演会講演集，昭44.12，土木学会，pp.301~308.
- 4) 筒井茂明；昭和46年徳島大学修士論文作成中に誘導したものである。