

埋立護岸隅角部からの反射波の様相 (その 2)

三 井 宏*・越 智 裕**・川 村 勇 二***

1. 緒 言

埋立護岸から生じる反射波高を比較簡単な方法で推算することを目的として、前報¹⁾では凸隅角部護岸からの反射波を修正近似解で示し、それらの周辺における波高分布を図示した。本報では以下に述べる二つの項目を取り上げる。

(1) 前報では未解決であった凹 120° 隅角護岸からの反射波に対し、同様な手法により修正近似解を求め、その妥当性を実験により検討する。

(2) 水深変化がある場合にも容易に反射波高を求めることができるように、波を幾何光学的波と散乱波に分離し、それらを個々に屈折させた後に重ね合わせて所要の波高を求める屈折計算法を提案する。

2. 凹 120° 隅角護岸周辺の反射波高分布

2.1 修正近似解

凹 120° 隅角護岸を一樣水深海域に設置し、波が完全反射するとした場合、周辺の波は図-1 のように幾何光学的波 g_1, g_2, g_3, g_4 と散乱項 χ_1, χ_2 よりなる次式の修正近似解で与えられる。

$$g_1 = \exp \{ i\rho \cos(\theta - \alpha) \} \dots\dots\dots (1)$$

$$g_2 = \exp \{ i\rho \cos(\theta + \alpha) \} \dots\dots\dots (2)$$

$$g_3 = \exp \{ -i\rho \cos(\theta + \alpha - \pi/3) \} \dots\dots\dots (3)$$

$$g_4 = \exp \{ -i\rho \cos(\theta - \alpha - \pi/3) \} \dots\dots\dots (4)$$

$$\chi_1 = \frac{3}{2\sqrt{2\pi\rho}} \exp \left\{ -i \left(\rho + \frac{\pi}{4} \right) \right\} / \left\{ \cos \frac{3}{2}(\theta - \alpha) \pm \delta_1 X_1 \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$\chi_2 = \frac{3}{2\sqrt{2\pi\rho}} \exp \left\{ -i \left(\rho + \frac{\pi}{4} \right) \right\} /$$

$$\left\{ \cos \frac{3}{2}(\theta + \alpha) \pm \delta_2 X_2 \right\} \dots\dots\dots (6)$$

$$X_1 = \frac{3}{2\sqrt{2\pi\rho}} \exp \left(-\frac{\pi}{4} i \right) \left\{ 1 - \frac{|\theta - \alpha - \pi/3|}{\theta'} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

$$X_2 = \frac{3}{2\sqrt{2\pi\rho}} \exp \left(-\frac{\pi}{4} i \right) \left\{ 1 - \frac{|\theta + \alpha - \pi/3|}{\theta'} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $\theta' = \cos^{-1} \{ 1 - 3\pi/(4\rho) \}$ 、 $\rho = kr$ で示され、±の複号は図-1 にしたがひ、 δ_1 は式 (7) 中の { } 中の値が正のとき 1、負のとき 0 をとり、 δ_2 も δ_1 と同様に式 (8) の { } 中の値による。

全海域で波の解は以下の式で与えられる。

$\alpha = 0$ の場合

$$f = g_1 + \chi_1 \quad 0 \leq \theta \leq \pi/3 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$f = g_1 + g_3 + \chi_1 \quad \pi/3 \leq \theta \leq 2\pi/3 \quad \dots\dots\dots (10)$$

$0 < \alpha < \pi/3$ の場合

$$f = g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \quad 0 \leq \theta \leq \pi/3 - \alpha \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$f = g_1 + g_2 + g_3 + \chi_1 + \chi_2 \quad \pi/3 - \alpha \leq \theta \leq \pi/3 + \alpha \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$f = g_1 + g_2 + g_3 + g_4 + \chi_1 + \chi_2 \quad \pi/3 + \alpha \leq \theta \leq 2\pi/3 \quad \dots\dots\dots (13)$$

$\alpha = \pi/3$ の場合

$$f = g_1 + g_2 + g_3 \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi/3 \quad \dots\dots\dots (14)$$

2.2 実験結果と修正近似解の比較

実験に使用した入射波は、周期 0.75 sec、水深 20 cm における波長 80 cm、波高 1.5 cm で、模型護岸の前面ではほぼ完全反射する。観測位置は図-2 のように、護岸先端 A、B から発生する散乱波の影響が小さい地点を選んだ。

実験値と修正近似解 (実線) による計算結果を比較したのが図-3 であり、この図から以下のことが考察される。実験値は近似解の値より若干小さく現われて

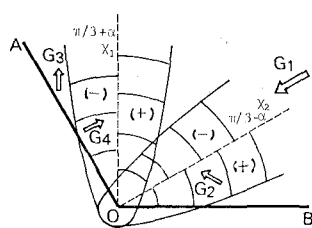


図-1 反射波の様相

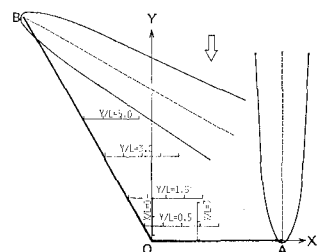


図-2 観測位置

* 正会員 工博 徳島大学教授 工学部土木工学教室

** 正会員 工修 徳島大学助手 工学部土木工学教室

*** 正会員 工修 四国建設コンサルタント

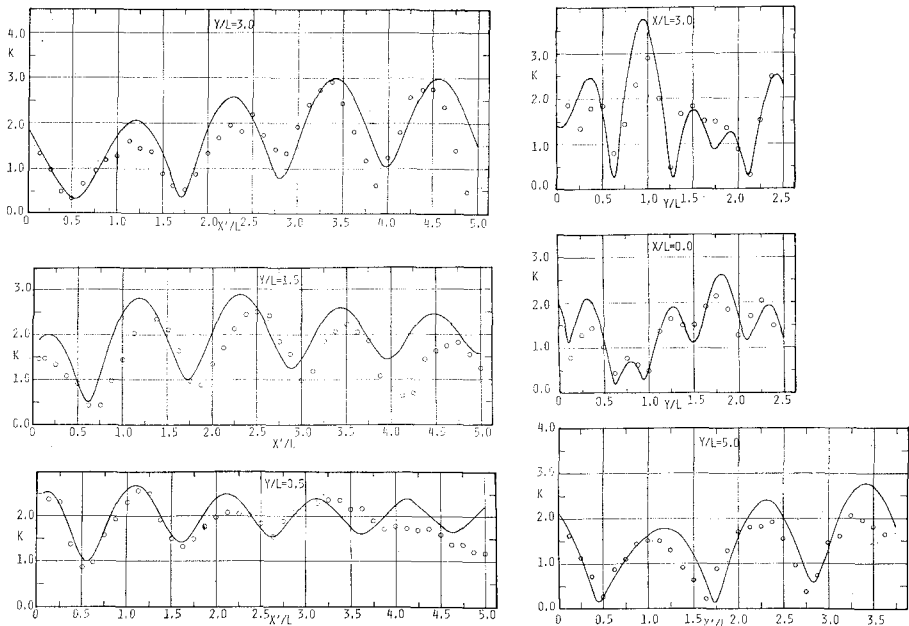


図-3 凹 120° 隅角護岸からの反射波高分布

いるものの、全般的には一致した傾向を示している。特に、 $\overline{OA}$ 面からの幾何光学的反射波による境界線上では、散乱波の影響がもっとも大きく現われるはずで、この境界線の波高分布を表わしているのが図-3の $X/L=0$ のグラフである。この図を見れば、波高分布形状はかなり複雑であるにもかかわらず、両者はよく一致している。

3. 屈折を考慮した反射波高の計算法

ここでは波を幾何光学的波と散乱波に分離し、それらの波を個々に屈折させた後に、位相を考慮し重ね合わせて波高を求める。このような考え方に基づいた場合、幾何光学的波については、従来からの Munk と Arthur²⁾ による解法と同様な考え方で計算できよう。ここで問題になるのは、散乱波の屈折計算法と、位相を考慮した重ね合わせの計算法であって、この2点について半無限防波堤を取り上げ、以下に具体的な計算法を述べる。なお、ここでの屈折計算では、隣り合う波向線間のエネルギーフラックスを一定とする基本的な仮定と、計算簡略化のために散乱波を決定するのは散乱波発生原点における入射波であるという仮定を設ける。

3.1 散乱波の屈折

波向線間でエネルギーフラックスを一定と仮定した場合、一様水深海域における散乱波の波向線は図-4 のようになる。すなわち、防波堤先端を点源とし、第1次極大波高地点を示す放物線内部では曲率の小さい曲線状放射線となり、波向線が放物線外部へ出ると直線放射線になる。また、波向線の初期放射方向により、波向線間隔

の広がり方が違っている。すなわち、入射・反射境界線付近の波向線はほぼ平行で平面波動的な性質を示しているが、境界線から離れるにしたがい、波向線間隔は放射状に広がって円筒波動的な性質となる。このように、曲線と直線から成っている波向線を計算するのは困難であるから、基準地点に定める始点 (r_i/L) と終点 (r_e/L) を図-5 のように直線で結び波向線を直線に近似する。一様水深における散乱波の波向線を直線と見なせば、平面波の場合と同様な波向線間隔係数方程式が成立し、波向線方向 (α) および波向線間隔係数 (β) に関する微分方程式³⁾ が次式のように与えられる。

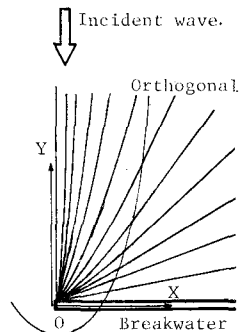


図-4 散乱波の波向線

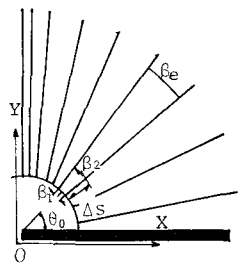


図-5 初期波向線間隔

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \sin \alpha \frac{\partial C}{\partial x} - \cos \alpha \frac{\partial C}{\partial y} \quad (15)$$

$$\frac{d^2 \beta}{dt^2} + p_i \frac{d\beta}{dt} + q_i \beta = 0 \quad (16)$$

$$p_i = -2 \left(\cos \alpha \frac{\partial C}{\partial x} + \sin \alpha \frac{\partial C}{\partial y} \right) \quad (17)$$

$$q_c = C \left(\sin^2 \alpha \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - 2 \sin \alpha \cos \alpha \frac{\partial^2 C}{\partial x \partial y} + \cos^2 \alpha \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 C は座標 (x, y) における波速である。式 (16) は 2 階常微分方程式であるから、 β を差分で計算する場合に β_1, β_2 の二つの初期値を必要とし、言い換えれば始点における波向線間隔の広がり方を決定しなければならない (平面波の場合には $\beta_1 = \beta_2 = 1$)。そこで、 β_1 は放射原点近くの地点で定め、 β_2 は $\beta_1 = 1$ としたときの Δt 後の伝播位置における波向線間隔係数とし、以下のように求める。 β_2 は図-5 に示すように放射方向により変化するが、ここでは一例として θ_0 方向の波向線について説明する。始点における β_1 および散乱波高比 K'_1 と終点 (適当な遠方地点) の散乱波高比 K'_e から β'_e を求めると次式で与えられる。

$$\beta'_e = (K'_1/K'_e)^2 \beta_1 \dots\dots\dots (19)$$

次に、始点付近の波速を C_1 とすれば、 Δt 後の伝播位置は始点から $C_1 \Delta t$ 進み、その位置 r_2 は

$$r_2/L = (r_1 + C_1 \Delta t)/L \dots\dots\dots (20)$$

となる。ところで、散乱波の波向線は一樣水深の場合、直線に近いので、 r_2 地点の β_2 を β_1 と β'_e から比例配分により次式のように定める。

$$\beta_2 = \beta_1 + (\beta'_e - \beta_1) \Delta s / (r_e - r_1), \quad \Delta s = C_1 \Delta t \dots\dots (21)$$

始点の位相 ω'_1 は、防波堤先端部での入射波の位相を ω_0 とすれば次式のようになる。

$$\omega'_1 = \omega_0 + \{ \hat{x}(\rho_1, \theta_0) - \hat{g}_2(\rho_1, \theta_0) \} \dots\dots\dots (22)$$

ここに、 $\rho_1 = k_1 r_1$ であり、 $\hat{x}(\rho_1, \theta_0)$ 、 $\hat{g}_2(\rho_1, \theta_0)$ は半無限防波堤における散乱波および幾何光学的反射波の偏角を表わす。なお、防波堤先端から始点 r_1 までは一樣水深と仮定し、また終点 r_e は求める海域の広さに応じて決定する必要がある。

このようにして求められた β_1, β_2 を初期値として式 (15)、(16) から α_n, β_n が計算されると、その波向線上 n 地点において、深海波高に対する散乱波高比 K'_n および位相 ω'_n が次式で与えられる。

$$K'_n = K_{r0} K'_s K'_1 \sqrt{\beta_1 / \beta_n} \dots\dots\dots (23)$$

$$\omega'_n = \omega'_1 + 2\pi(n-1)\Delta t / T \dots\dots\dots (24)$$

ここに、 K_{r0} は防波堤先端での入射波の屈折係数、 K'_1 は n 地点の浅水係数である。

上述した散乱波の屈折計算法の近似精度を検討するため、一樣水深海域における半無限防波堤周辺の散乱波高 K' を計算し、その結果と修正近似解による値を比較したのが図-6 である。図中の破線は屈折計算法で、実線はほぼ厳密解⁴⁾ に一致する修正近似解によるものである。この図からわかるように、放物線付近およびその内部で両者の値に 0.01~0.02 程度の相違が見られ、その他の位置ではほぼ一致している。また、その傾向は r/L

が変わっても変化しない。このように、上述の屈折計算法は波向線を直線に近似したにもかかわらず回折理論値とよく一致している。

3.2 反射波(散乱波を含む)の屈折計算法

反射波は幾何光学的反射波と散乱波が、ある位相差で重ね合わさった波である。水深変化があれば、これらの波は屈折し任意点の波高、

位相は解析的に求まらない。そこで、以下のように個々の波について屈折計算を行ない、二つの波を重ね合わせ反射波高を求める。

- i) 入射波の出発点における入射角、波高および位相を与える。そして、個々の出発点から入射波の波向線を計算し、防波堤前面に到達した入射角、波高、位相を求める。
- ii) 求められた防波堤前面の入射波に対し、完全反射する幾何光学的反射波の波向線を計算する。この時、計算される各波向線上の深海波高に対する波高比 $\bar{K}_m = K_s \cdot K_r$ 、位相 $\bar{\omega}_m$ 、波向 $\bar{\alpha}_m$ を記憶しておく。
- iii) i) で求められる防波堤先端にもっとも近い入射波により散乱波が発生するものと近似する。そして、3.1 の屈折計算により散乱波の波向線、波高を求める。この散乱波と ii) で求められる幾何光学的反射波を重ね合わせなければならないが、ii), iii) で求まる計算地点が一致していないため、幾何光学的反射波の位相に次式のように補正を設け、散乱波の計算地点に一致させる。

$$\bar{\omega} = \bar{\omega}_m + (k_m \cos \bar{\alpha}_m \Delta x_{mn} + k_m \sin \bar{\alpha}_m \Delta y_{mn}) \dots\dots\dots (25)$$

k_m は波数、 $\Delta x_{mn}, \Delta y_{mn}$ は計算対象地点と、これにもっとも近い幾何光学的反射波の計算地点間の x, y 方向の距離を示す。ただし、この時の幾何光学的反射波高は補正区間で一定とする。

- iv) このようにして求めた散乱波と幾何光学的反射波は次式のように重ね合わされる。

$$f_K = K'_n \exp(i\omega'_n) + K_m \exp(i\bar{\omega}) \dots\dots\dots (26)$$

この絶対値を計算すれば深海波高に対する所要の反射波の波高比が得られる。

3.3 数値計算結果

一樣水深における半無限防波堤からの反射波高を修正

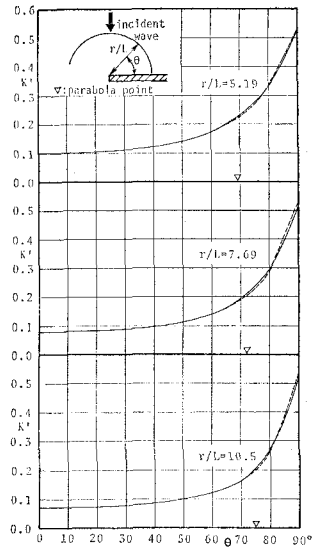


図-6 散乱波高比

近似解と上述の屈折計算法により計算し、両者を比較したのが図-7である。実線は屈折計算法、破線は修正近似解による計算結果であり、図中の数字は深海波高に対する波高比を示す。図から両者の間に若干の相違が見らるが、差が最大となるのは境界線付近で0.04程度である。

1/40 の一様勾配の海底地形をもつ海域の水深 3.3 m 地点に設置された半無限防波堤に、深海波高 1, 周期 6 sec, $10L_0$ での入射角がそれぞれ 90° , 60° , 120° の波が入射した時の反射波高分布を図-8(a)~(c) に示す。図中の一点鎖線は入射・反射境界線、破線は入射波の波高である。

入射角が 90° である 図-8(a) を一様水深の 図-7 と比較すると、shoaling 効果と散乱波のみに利いている屈折効果により最大波高は 1.2 から 1.1 に減少し、その発

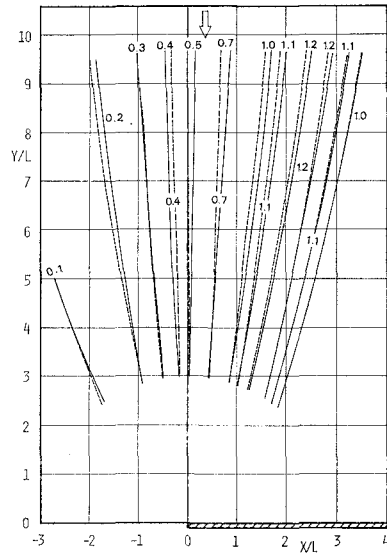


図-7 修正近似解と屈折計算法の比較

生位置も境界線側へ若干ずれている。

図-8(b) と (c) を比較した場合、入射波および幾何光学的反射波の屈折および shoaling 効果はどちらも同一であるにもかかわらず、散乱波の波高分布が異なるため、周辺の波高分布状況は少し違ったものになっている。ただ、全般的には 90° の場合以上に波高は減衰し、極大波高地点でも約 1.0 となっている。

4. 結 言

以上二つの項目について述べたが、それぞれ次のように要約できる。

(1) 凹 120° 隅角護岸からの反射波の修正近似解を求めたが、これによる波高分布の計算結果は実験結果と良く

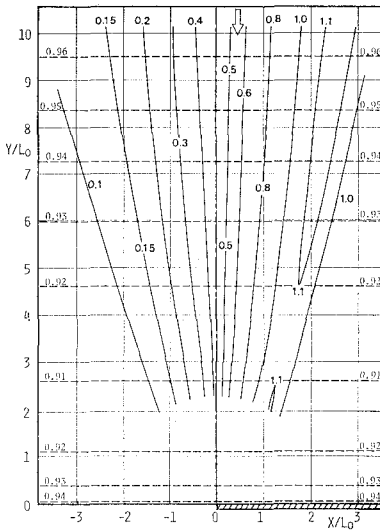


図-8(a) 屈折による波高分布 ($\alpha=90^\circ$)

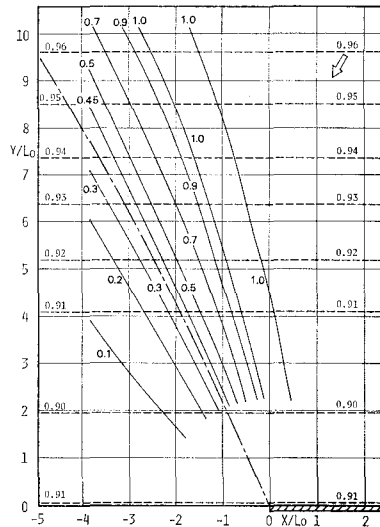


図-8(b) 屈折による波高分布 ($\alpha=60^\circ$)

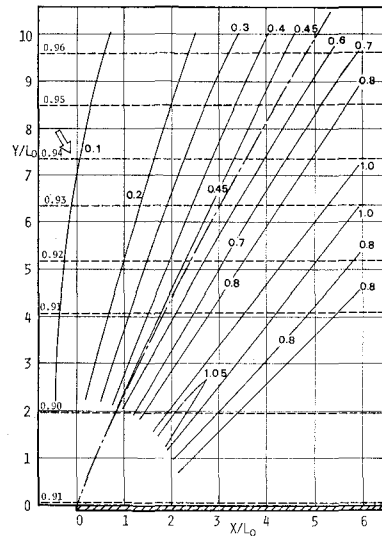


図-8(c) 屈折による波高分布 ($\alpha=120^\circ$)

一致した。

(2) 隅角点や防波堤先端などのただ一つの点源から回折・散乱波が発生し、それが屈折して対象地点で幾何光学的波と重なると考え、計算が容易な数値計算法を提案した。この計算法は一辺の延長が比較的長い護岸よりなる大規模埋立地周辺の波高分布を推定するのに有用であると思われる。ただし護岸隅角点付近の堤脚水深が急変する場合には、隅角点から発生する1散乱波のみで近似するのは問題がありそうで、他の数値計算法^{5),6),7)}と比較し、本計算法の精度や適用範囲を明確にする必要がある。

最後に、本研究で用いた屈折プログラムの参考とした文献 8) を提供して頂いた愛媛大学の山口正隆、京都大学防災研究所の芝野照夫両先生に厚く感謝するものである。

参 考 文 献

- 1) 三井 宏・越智 裕・川村勇二：埋立護岸隅角部からの反射波の様相，第23回海岸工学講演会論文集，pp. 395-400, 1976.
- 2) Munk, W. H. and Arthur, R. S.: Wave intensity along a refracted ray, Gravity Waves, Cir. 521, National Bureau of Standards, pp. 95-109, 1952.
- 3) Skovgaard, O., Jonsson, I. G. and Bertelsen, J. A.: Computation of wave heights due to refraction and friction, Proc. ASCE. WW1, pp. 15-32, 1975.
- 4) 三井 宏・村上仁士：海岸構造物不連続部の海高分布について（第2報）—隅角部付近の減高分布—，第14回海岸工学講演会講演集，pp. 53-59, 1967.
- 5) Barailler, L. and Gaillard, P.: Evolution recente des models mathématiques d'agitation due à la houle: Calcul de la diffraction en profondeur non uniforme, La Houille Blanche, Vol. 22, No. 8, pp. 861-869, 1967.
- 6) 伊藤喜行・谷本勝利：数値波動解析法とその応用—構造物周辺の波—，第18回海岸工学講演会論文集，pp. 325-329, 1972.
- 7) 坂井藤一・月岡康一：波動解析への有限要素法の適用（第3報）—地形および構造物による波の散乱について—，第22回海岸工学講演会論文集，pp. 97-101, 1975.
- 8) Worthington, H. W. and Herbich, J. : A computer program to estimate the combined effect of refraction and diffraction of water waves, Sea Grant Pub., No. 219, Texas A & M Univ., 1970.