

流れおよび海底地形による風波の変形計算法について

愛媛大学工学部 ○正 員 山口 正隆
 ・愛媛大学工学部 正 員 畑田 佳男
 愛媛大学大学院 学生員 日野 幹雄

1. 緒言：河口におけるように、波と流れの共存する平面的な場での波浪変形を研究することは学問的にも実用的にも興味深い。規則波の場合のこの種の問題に対して特性曲線法を用いた数値計算法が岩垣・酒井ら、Jonssonらおよび山田らにより提案されている。一方、風波の場合には研究例は少ないが、酒井らおよびChengらがそれぞれ異なる計算法を提案している。著者らは同様の問題に対して、新たな数値計算法を開発したので、その結果を報告する。

2. 規則波の場合の波浪変形計算法：波特性の計算に用いる基礎方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial k_x}{\partial t} + (C_g \cos \theta + U) \frac{\partial k_x}{\partial x} + (C_g \sin \theta + V) \frac{\partial k_x}{\partial y} = - \frac{g k^2 \operatorname{sech}^2 kh}{2 \sqrt{g k \tanh kh}} \frac{\partial h}{\partial x} - k_x \frac{\partial U}{\partial x} - k_y \frac{\partial V}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial k_y}{\partial t} + (C_g \cos \theta + U) \frac{\partial k_y}{\partial x} + (C_g \sin \theta + V) \frac{\partial k_y}{\partial y} = - \frac{g k^2 \operatorname{sech}^2 kh}{2 \sqrt{g k \tanh kh}} \frac{\partial h}{\partial y} - k_x \frac{\partial U}{\partial y} - k_y \frac{\partial V}{\partial y} \quad (2)$$

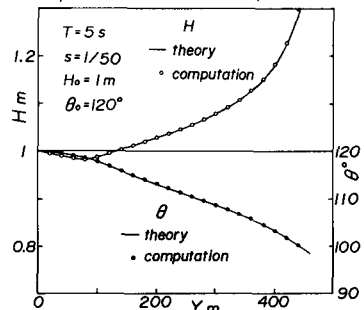
$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{E}{\omega_r} \right) + (C_g \cos \theta + U) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{E}{\omega_r} \right) + (C_g \sin \theta + V) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{E}{\omega_r} \right) = - \left\{ \frac{\partial (C_g \cos \theta + U)}{\partial x} + \frac{\partial (C_g \sin \theta + V)}{\partial y} \right\} \left(\frac{E}{\omega_r} \right) \quad (3)$$

ここに、 k ：波数、 k_x 、 k_y ：波数の x 、 y 成分、 θ ：波向、 C_g ：群速度、 U 、 V ：流れ成分、 h ：水深、 E ：波のエネルギー、 $\omega_r = \sqrt{g k \tanh kh}$ ：流れに相対的な角振動数、 E/ω_r ：wave action、である。これらの方程式は、いずれも、 $\frac{dx}{dt} = C_g \cos \theta + U$ 、 $\frac{dy}{dt} = C_g \sin \theta + V$ (4)

で与えられる特性曲線をもつて、その特性曲線上で式(1)~(3)の左辺は単に時間に関する常微分項となる。そこで、第一段階では式(1)、(2)および(3)を二次の Runge-Kutta 法と線型平面内挿法を組み合わせで解くことにより、各格子点上での θ とその勾配を求めるとともに、波数の保存則

$$\omega = \omega_r + k_x U + k_y V \quad (5)$$

を Newton 法で解くことにより C_g およびその勾配を算出する。ついで、第二段階では式(1)~(5)を解いて格子点上での波高を計算する。実際の数値計算は岩垣が行なった 4 ケースおよび山田らの論文の図-6 ($\theta_0 = 60^\circ$) の 1 ケースについて行なった。その 1 例を図-1 に示すように、岩垣らの計算結果は理論曲線との対応がやや悪かったのに比べると、計算結果は理論曲線とほぼ完全に一致しており、本研究の数値計算法はより適切なものといえよう。図-1 波高および波向の変化(規則波)



3. 不規則波の場合の波浪変形計算法(1) 海底地形変化による場合：水深変化に伴う不規則波の変形は浅海における波浪のエネルギー平衡方程式の数値積分により計算される。

$$\frac{\partial (c G S)}{\partial t} + G \cos \theta \frac{\partial (c G S)}{\partial x} + G \sin \theta \frac{\partial (c G S)}{\partial y} + \left(\frac{G}{c} \right) \left\{ \sin \theta \frac{\partial c}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial c}{\partial y} \right\} \frac{\partial (c G S)}{\partial \theta} = c G G \quad (6)$$

ここに、 $S(f, \theta)$ ：方向スペクトル、 $G(f, \theta)$ ：source function、 c ：成分波の波速、である。式(6)は特性曲線 $dx/dt = G \cos \theta$ 、 $dy/dt = G \sin \theta$ 、 $d\theta/dt = (G/c) \{ \sin \theta (\partial c / \partial x) - \cos \theta (\partial c / \partial y) \}$ (7)

上で $dS(f, \theta)/dt = G(f, \theta)$ を意味している。式(6)の解を得るために時間分割法を用いる。すなわち、1 タイムステ

ップで、まず右辺を0とした伝播方程式を特性曲線法の一環である *piecewise ray method* と3次のLagrange補間式および方向に関する線型補間式を併用して解く。ついで、 $dS(f, \theta)/dt = G(f, \theta)$ を解析的に解いて1タイムステップ後の全格子点での方向スペクトル $S(f_i, \theta_i)$ を求める。そして以上の操作を解が定常になるまで繰り返す。図-2は 11×10 ($\Delta x = \Delta y = 20\text{m}$, 海底勾配 $S = 1/200$) の領域の境界端に有義波高 $H_{1/2} = 1\text{m}$, 風速 $U_0 = 20\text{m/s}$, 風向 $\theta_0 = 90^\circ$ の風に対応するJONSWAPスペクトルおよび $\cos^4 \theta$ 型方向分布関数から計算される方向スペクトルを与えた場合の有義波の計算結果を示したものであり、計算結果では底面摩擦係数が変化している。さて、この図によると、屈折および *shoaling* のみを考慮した場合の有義波高は水深の減少に伴って一度減少したのち増大するという規則波と同様の空間分布を示すが、底面摩擦項を考慮すると浅水部に於ける有義波高の増加傾向は消失し、有義波高は浅水部に減少する。

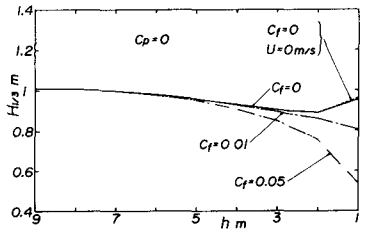


図-2 波高の岸沖方向分布 (流れのない場合)

4. 不規則波の場合の波浪変形計算法(2) 流れおよび海底地形変化による場合: LeBlondおよびMysakによれば、流れおよび海底地形変化がある場合のwave actionスペクトル密度 $n = S(k_x, k_y)/\omega$ の保存式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{dk_x}{dt} \frac{\partial n}{\partial k_x} + \frac{dk_y}{dt} \frac{\partial n}{\partial k_y} + \frac{d\omega}{dt} \frac{\partial n}{\partial \omega} = 0 \quad (8)$$

したがって、式(4)で定義される特性曲線上で $n = \text{const}$ が成立し、これを周波数方向スペクトルで表わせば

$$(\omega_0/k_0)(C_g + U \cos \theta + V \sin \theta)(S(f, \theta)/\omega) = \text{const} \quad (9)$$

となる。そこで、式(1), (4)および(9)を使用して全格子点から出発する特性曲線を3.と同様に計算し、次のLagrange補間式による空間内挿および方向に関する線型内挿を繰り返せば、方向スペクトルの空間変化に関する定常解を得ることが出来る。前述の図-2中点線が流れのない場合に、4.による方法と3.による方法を比較したものであり、両者はほぼ一致していることがわかる。図-3(a)および(b)は酒井らが計算例を与えた条件、すなわち一定水深50mで流速勾配 $1/1000$ の三角形分布をもつ流速 $U(y)$ が存在する水域に乱流型の周波数スペクトルおよび方向分布関数をもつ不規則波 ($H_{1/2} = 3\text{m}$, $T_{1/2} = 7.5\text{s}$) が、それぞれ主方向 $\theta_0 = 60^\circ$ および $\theta_0 = 120^\circ$ をもって入射した場合の有義波高の変形計算結果も図示したものであり、前者は順流の影響、後者は逆流の影響とより強く受ける場合である。そして図中には2.に示した規則波として計算した結果および理論曲線(両者は完全に一致する)も与えられている。さて、これらの図によると、順流の影響が卓越する $\theta_0 = 60^\circ$ の場合には流速の増加とともに波高は規則波の場合より著しく減少し、逆流の影響が卓越する $\theta_0 = 120^\circ$ の場合には、波高はより著しく増大する。この傾向は酒井らの計算結果と同様であり、波の不規則性は順流および逆流のいずれの場合に対しても波高変化により顕著にすることがわかる。

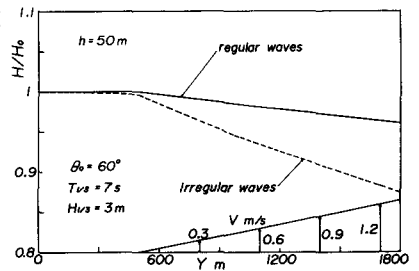


図-3(a) 波高の岸沖方向分布 (順流が卓越する場合)

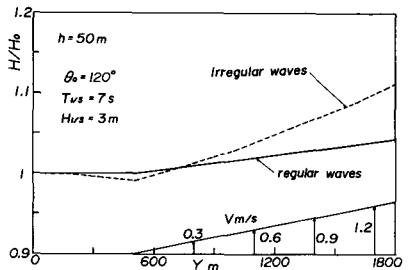


図-3(b) 波高の岸沖方向分布 (逆流が卓越する場合)

5. 結論: 以上、本研究では流れおよび海底地形変化に伴う波浪の変形計算法を規則波および不規則波の場合について提案したが、紙数の制約上、周波数スペクトルや方向スペクトルの変形、さらに他の多くの計算結果についても言及することができなかったで、これらの結果も講演時に述べるつもりである。