

名古屋工業大学 正 員 喜岡 歩

名古屋工業大学 学生員 岡本修二

名古屋工業大学 学生員 澤登善誠

1. はじめに 規則波の碎波特性については、従来より数多くの研究が行なわれており、実用上は十分な結果が得られている。しかしながら、その内部機構、特に碎波点付近の水粒子速度場の变化特性については、実験的に検討した例がいくつかあるものの十分とは言えず、理論的な研究の多くも波の対称性を仮定したものに限定されており、十分な精度で解明されるには至っていない。本研究はポテンシャル理論に基づく数値シミュレーションによって巻き波型碎波を発生させ、その内部機構を波形変形特性との対応において理論的に調べるとともに、防波堤に作用する碎波力を碎波の内部機構から検討するものである。

2. 解析理論および計算方法 碎波の数値シミュレーションには、碎波波形の計算について Longuet-Higgis and Cokelet が提示した Mixed Eulerian-Lagrangian 法を適用する。ただし、彼らの解析理論は無限水深（深海波）での碎波を対象としているため、ここでは有限水深（浅海波）の理論に拡張して定式化を行ない、その数値解法を検討する。

図-1 に示すように座標軸をとり、 x 方向における波の空間的周期性を仮定する。さらに、初期状態（ $t=0$ ）で自由表面各点の水位および速度ポテンシャルが与えられているとすれば、自由表面に対する運動学的境界条件式(1)および力学的境界条件式(2)から t に関する積分を行なうことにより、任意時間の波形および自由表面での速度ポテンシャルを求めることができる。

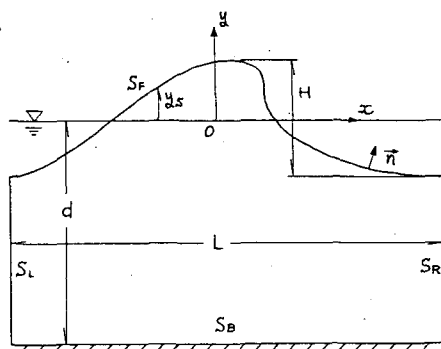


図-1 記号の定義

$$Dx/Dt = \partial\phi/\partial x, \quad Dy/Dt = \partial\phi/\partial y \quad (1)$$

$$D\phi/Dt = -Ps/\rho - gys + (\nabla\phi)^2/2 \quad (2)$$

上述の解析方法では、各時間ステップの自由表面 S_F 上での法線方向の水粒子速度 $\partial\phi/\partial n$ を与える必要があり、ここではグリーン公式に基づく積分方程式を解くことにより求めることとする。すなわち、流体境界 S 上の source 点を $Q=(\xi, \eta)$ とし、任意点 $P=(x, y)$ も S 上にとれば次の積分方程式を得ることができる。

$$\phi(P) = \frac{1}{\pi} \int_{S_F \cup S_R \cup S_L} \left[\phi(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) - G(P, Q) \frac{\partial}{\partial n} \phi(Q) \right] ds(Q) \quad (3)$$

ただし、 $G(P, Q) = \ln \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2} + \ln \sqrt{(x-\xi)^2 + (y+2d+\eta)^2}$ で、水底 S_B 上で $\partial G/\partial y = 0$ となることから S_B を積分領域から除外することができる。一方、流体内部の P 点における水平、鉛直方向の水粒子速度は流体境界上の値 $\phi(Q)$ 、 $\partial\phi(Q)/\partial n$ を用いることにより、式(4)をそれぞれ x 、 y について偏微分することにより得る式から求めることができる。

$$\phi(p) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_F} U_{SR} U_{SL} \left[\phi(q) \frac{\partial}{\partial n} G(p, q) - G(p, q) \frac{\partial}{\partial n} \phi(q) \right] ds(q) \quad (4)$$

以上の式(1)~(4)が本解析理論の基礎式である。

積分方程式(3)を解くにあたっては、境界 S を NT 個の線分要素に分割し各線分中点を節点とする方法により離散化を行ない、式(3)を次の NT 元連立方程式に書き換える。

$$\sum_{j=1}^{NT} [a_{ij} \phi_j + b_{ij} (\frac{\partial \phi}{\partial n})_j] = 0, \quad i=1 \sim NT \quad (5)$$

ここで、 $a_{ij} = -4S_j (\partial G / \partial n)_{ij} / \pi$, $b_{ij} = 4S_j G_{ij} / \pi$ で、 $i=j$

の場合は G の特異性と式(3)の右辺を考慮することにより、 $a_{ii} =$

$1 - 4S_i \eta_{ji} / [2\pi(\eta_i + d)]$, $b_{ii} = 4S_i \{ \ln(4S_i) +$

$\ln(\eta_i + d) - 1 - (4S_i)^2 / 288 - (4S_i)^4 / 230400 \} /$

π である。式(5)中、 S_F 上の ϕ_j は各時間ステップで

式(2)により与えられ、空間的周期性の仮定より $\phi(S_R)$

$= \phi(S_L)$, $\partial \phi(S_R) / \partial n = -\partial \phi(S_L) / \partial n$ であるから、

式(5)は未知数 $\partial \phi_j / \partial n$ ($j=1 \sim N/2$), ϕ_j ($j=N/3 \sim NT$)

に対する連立方程式として解くことができる。式(1),

(2)の算定には、Moulton法による帰還形積分法を用い、

最初の3つの時間ステップの計算には前進形のRunge-Kutta法を用いる。

3. 計算結果とその検討

初期条件として波長 L

$= 5.5m$ で波形勾配 $H/L = 0.12$ の波を微小振幅波理論

から与え、上述の解析方法により水深 $d = 30m$ (ケ

ースa), $d = 7m$ (ケースb)について行なった計

算結果を図-3に示す。図中の丁は微小振幅波理論か

ら求めた周期で、図からわかるように水深の小さいケ

ースにおいては砕波しやすくかつ波の巻き込みも大き

くなっている。なお、本研究では砕波変形に伴う流

体内部各点の水粒子速度の変化の様子と、直立壁に作

用する砕波時波圧特性についても解析を行なったが、

それらの結果については講演時に報告する。

参考文献

Longuet-Higgins and Cokelet:

The deformation of steep surface waves on

water I. A numerical method of computa-

tion, Proc. R. Soc. Lond. A. 350, 1~26 (1976)

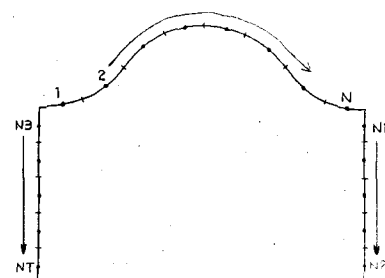
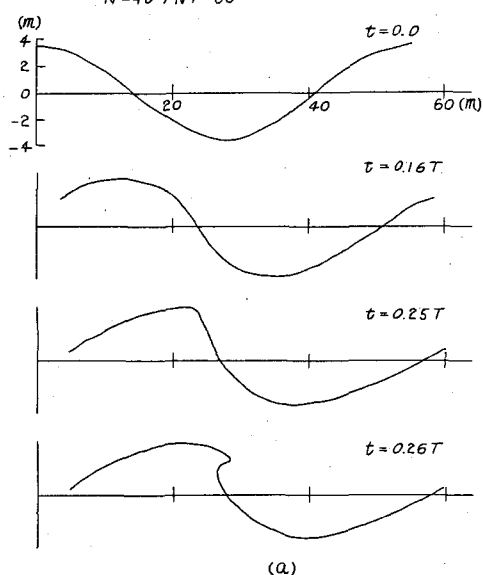


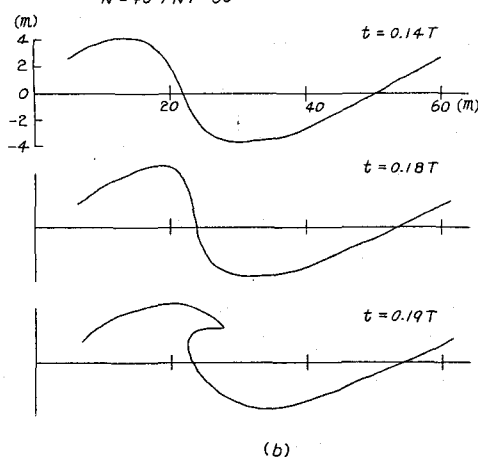
図-2 境界の分割

$L = 55m, d = 30m$
 $N = 40, NT = 60$



(a)

$L = 55m, d = 7m$
 $N = 40, NT = 60$



(b)

図-3 砕波変形の計算結果