

II-270 斜面上の碎波の数値計算

名古屋工業大学 正員 喜岡 渉
 日本工 営 備 正員 加藤俊夫
 名古屋工業大学 正員 石田 昭

1. 緒言 ポテンシャル理論に基づいた一様水深での碎波変形の計算は、Longuet-Higgins & Cokelet¹⁾ 始め二、三行われており、jet の形成機構などについても詳細な検討がなされている。著者の一人²⁾ も Longuet-Higgins & Cokelet の方法を浅水域へ拡張して、plungingおよびspilling breakerについてその変形特性を計算したが、得られた結果は斜面上の碎波特性を十分説明するものではなかった。本研究は、斜面の影響を考慮した碎波変形と流速場の数値計算の方法を検討するとともに、得られた計算結果を一様水深での計算結果と比較することにより斜面上の碎波特性について調べるものである。

2. 計算方法 一定水深での解析方法²⁾と同様に、与えられた初期条件下で自由表面の運動学的境界条件式(1)、(2)と力学的境界条件式(3)を逐次数値積分していくMixed Eulerian-Lagrangian法を用いた。

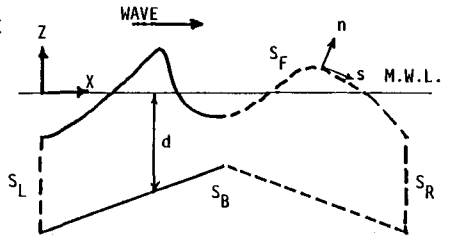


図-1 計算領域

$$\frac{Dx}{Dt} = \frac{dx}{ds} \frac{\partial \phi}{\partial s} + \frac{dz}{ds} \frac{\partial \phi}{\partial n} \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{Dz}{Dt} = \frac{dz}{ds} \frac{\partial \phi}{\partial s} - \frac{dx}{ds} \frac{\partial \phi}{\partial n} \dots \dots \dots (2)$$

$$\frac{D\phi}{Dt} = -g\eta + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 \right] \dots \dots \dots (3)$$

各時間ステップごとの流体境界上の $\partial \phi / \partial n$ と ϕ はグリーン公式に基づく境界積分方程式により求めることができる。ただし、斜面境界を考慮するために核関数としては $\ln r$ のみを用い、方程式の離散化にあたっては斜面境界上も要素分割を行う。

斜面上を進行し碎波に至る波を対象とする場合、造波問題として境界条件を設定することにより二次元造波水槽内の波動運動をシミュレーションする方法が考えられる。しかしながら、周期波に対してこの方法を用いた場合、波の先端付近でじょう乱が生じ、碎波に至る過程で計算誤差が蓄積される可能性がある。また、碎波限界付近の波については1次要素を用いても解析精度上1波長あたり40節点程度必要とされており¹⁾、造波問題として取り扱うためには多大な計算時間を要することになる。そこで、本研究では図-1に示すように順勾配斜面上の波とそれに続く逆勾配斜面上の波を想定し、これら二つの波の平均水深における波形と速度ポテンシャルを初期条件 ($t = 0$) として与えることにより $t > 0$ での波動運動の時間的な変化を計算することとした。従って、斜面上を進行し碎波に至る波を厳密に取り扱うのではなく、一様床上を進行する波にdepth perturbationが加わった時の遷移的な波の挙動を計算することになる。各時間ステップでの境界積分方程式における未知量は、自由表面境界 S_F 上で $\partial \phi / \partial n$ 、水底面 S_B ($\partial \phi / \partial n = 0$) で ϕ 、両端の仮想境界 S_R, S_L では空間的同期性を仮定することにより S_R で $\partial \phi / \partial n$ 、 S_L で ϕ である。境界上での各値が求まれば、流体内の各点の流速は流体境界に沿う周辺積分により容易に求めることができる。式(1)-(3)の算定には、帰還形のMoulton法を用い、最初の3つの時間ステップの計算にはRunge-Kutta法を用いた。

3. 計算結果とその考察 図-2は計算結果の一例で、斜面勾配1/10の波形変形の様子を示したものである。初期条件としては正弦波を仮定し、自由表面上の節点数は80とした。同一条件下で計算した水平床上の結果(図-3)と比較すると、水平床上では波頭付近に小規模なjetが形成されspilling breakerとみ

なせるのに対し、斜面上では波前面が切り立ち大規模なjetが見られるplunging breakerとなっていることがわかる。また、砕波時の全エネルギーを計算すると斜面上の値の方が幾分小さい。図-4と図-5は、 $1/10$ 斜面上の砕波点における最大水平方向水粒子速度の鉛直分布を実験結果と比較したもので、それぞれ plunging, heavy plunging のケースを示す。実験値は中立粒子をトレーサーとしてロータリ・シャッター式ビデオカメラを用いて撮影することにより測定した。図中の数値解のうち(flat)は一定水深の結果を示し、 $(d_0 \rightarrow d)$ はNewら³⁾と同様に砕波点までの水平距離を X_b として $(d_0 - d)/X_b$ が $1/10$ になるような水深 d_0 で初期条件を与えた結果で、streamは流れ関数法(第10次解)による計算結果を示している。plunging breakerについてはすべての数値解とも実験値と比較的良く一致しているが、heavy plungingでは斜面境界を考慮した数値解が最も良く一致している。

参考文献 1) Longuet-Higgins and Cokelet; R. Soc. London, A. 350, 1976, 2) Kioka; Coastal Eng. in Japan, Vol. 26, 1983, 3) New, Mciver and Peregrine; J. F. M., Vol. 150, 1985.

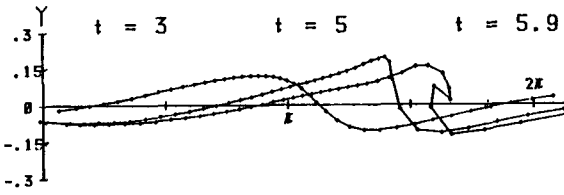


図-2 斜面(1/10)上の砕波変形
($d/L=0.06, H_b/d=0.80$)

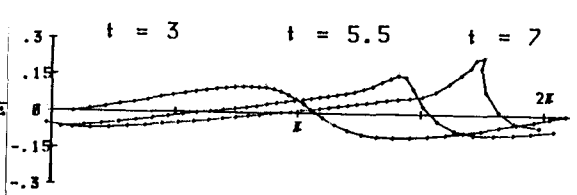


図-3 水平床上の砕波変形
($d/L=0.06, H_b/d=0.80$)

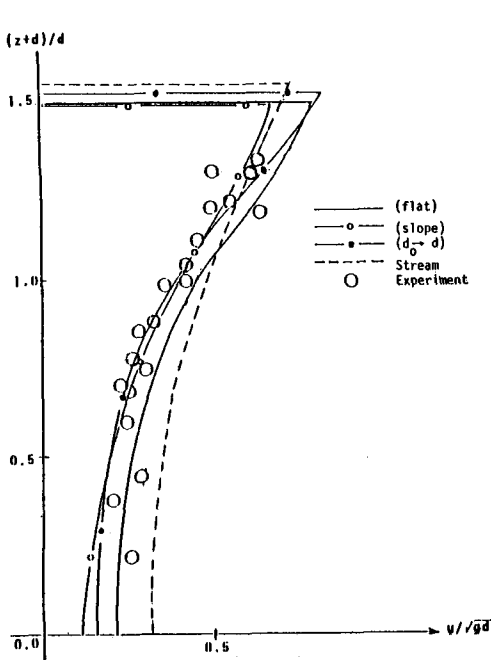


図-4 Plunging Breakerの最大水平方向水粒子速度分布($d/L=0.081, H_b/d=0.85$)

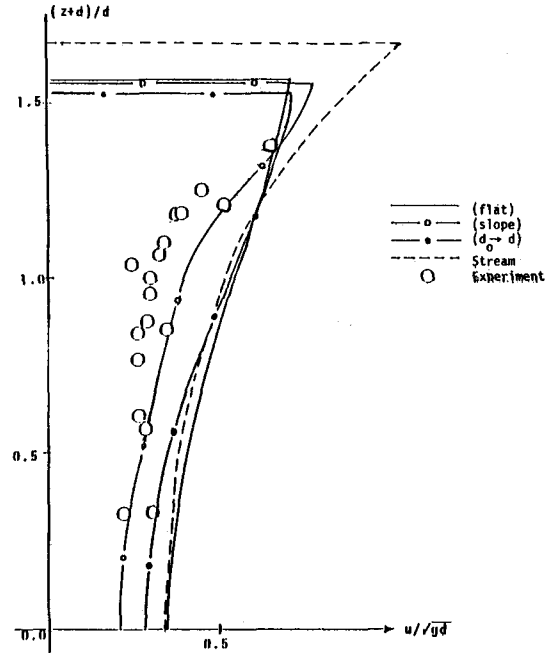


図-5 Heavy Plunging Breakerの最大水平方向水粒子速度分布($d/L=0.090, H_b/d=1.02$)