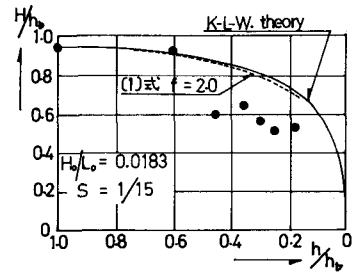


II-11 砕波後の乱れについて(砕波後の波高変化に及ぼす乱れの効果について)

大阪大学工学部 正員 榎木 亨
大阪大学工学部 正員 ○岩田 好一朗

1. 緒言: 筆者らは今まで、砕波に後の波高変化をとり挙げてまず Keller-Levine-Whitham の提示した砕波理論の適用性について検討を加え、つぎに Keller et al. の理論に底部摩擦項を含めた修正式(1)式の適用性を考察を加えてきたが、図-1 に示すように Keller et al. の理論およびその修正式(1)式のいずれも $h/L < 0.6$ となると実験値と大きく異なる事が認められた。このように従来のポテンシャル理論では砕波後の波高変化を表記できないが、この原因の一つとしては砕波後の波動は砕波により生じた乱れと連行するが、この乱れの影響が基礎式の中に含まれていない事があげられる。したがって本論では乱れの項を導入した砕波理論を導きこの乱れの項が砕波後の波高変化にどのような寄与をするかを検討を加えることとする。

$$\left. \begin{aligned} \eta_t + \{ (h+\eta) \cdot u \}_x &= 0 \\ u_t + u \cdot u_x &= -g\eta_x - f \cdot u \cdot u / (h+\eta) \\ \text{波先条件} \\ C &= \sqrt{gh} \cdot \sqrt{(2h+\eta)/2h} \\ u &= C \cdot (\eta/h) \end{aligned} \right\} \text{----- (1)}$$



なお、 η : 波高、 h : 静水深、 u : 水粒子速度、 g : 重力加速度

C : 波速、 f : 底部摩擦係数、添字の t と x は各々時間と場所の偏微分を示すものである。図-1 K-L-W式と(1)式と実験値との比較 (h_0 : 砕波前波高、 h : 砕波後波高)

2. 乱れの影響を考慮した砕波理論: 本論では二次元問題として取り扱うが、その際砕波後の波動は乱れと連行するため必ずしも流体場は非圧縮性とは言えないが、ここでは解析の便宜上非圧縮性として取り扱う。運動方程式は N-S 式に乱れの影響を導入して得られる(2)式にもとづく。

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{D\bar{u}}{Dt} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} + \left[\frac{\partial \bar{p}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{p}_{xz}}{\partial z} \right] \\ \rho \frac{D\bar{w}}{Dt} &= -\rho g - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{w} + \left[\frac{\partial \bar{p}_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{p}_{zz}}{\partial z} \right] \end{aligned} \right\} \text{----- (2)}$$

なお、 $\bar{u}$: 水平方向の水粒子の平均速度、 $\bar{w}$: 鉛直方向の水粒子の平均速度、 $\bar{p}$: 圧力、 μ : 分子粘性係数、 $\bar{p}_{xx}$, $\bar{p}_{xz}$, $\bar{p}_{zx}$, $\bar{p}_{zz}$: Reynolds's stress, x : 水平方向距離、 z : 鉛直方向距離(原点は水底にとり)であり、 $-$ は平均値を示すものである。筆者らの研究によれば、砕波後の波で特に plunging 型砕波をとる波動は $h/L < 0.05$ の範囲にあるため、長波として取り扱ってよくしたがって鉛直方向加速度を無視すると(2)式のオ2番目の式より次の(3)式を得る。 $\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -\rho g + \mu \nabla^2 \bar{w} + \left[\frac{\partial \bar{p}_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{p}_{zz}}{\partial z} \right]$ ----- (3)。自由表面では($z = \eta + h$)は水表面は大気に接しており、この大気圧を便宜上考慮しないと $\bar{p} = 0$ となるが、この条件下で(3)式を z で積分し圧力分布 $\bar{p}$ を求めて(2)式のオ1番目の式に代入すると次の(4)式を得る。なお、同式で $\nu = \mu/\rho$ 動粘性係数とする。

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = -g \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} + \nu \left\{ \nabla^2 \bar{u} - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \int \nabla^2 \bar{u} dz - \int \bar{u} \omega dz \right\} \Big|_{z=h+\eta} \right. \\ \left. + \frac{1}{\delta} \left\{ \frac{\partial P_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{xx}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \int \left(\frac{\partial P_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{xx}}{\partial z} \right) dz - \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\frac{\partial P_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{xx}}{\partial z} \right) dz \right) \Big|_{z=h+\eta} \right\} \right\} \quad \text{--- (4)}$$

(4)式において Reynolds stress $P_{xx}, P_{xz}, P_{zx}, P_{zz}$ の評価の仕方が問題となるが、碎波後の乱れの特性の解明されていない現状では正確な評価ができないため、本論では Reynolds stress の Prandtl の混合距離の概念を導入することにより平均流で表示できるものと仮定する。いま、波動を長波として取り扱っているため、 $\bar{u}$ は z 方向にほぼ一定、 $\bar{\omega}$ も z 方向にほぼ一定、さらに $O(\bar{u}) \gg O(\bar{\omega})$ と考えられるため、Reynolds stress のうちで P_{xx} のみが有効にからくと考えて、 P_{xx} を次の(5)式のように与えるものとする。

$$\left. \begin{aligned} P_{xx} &= \delta \cdot l_x^2 \cdot \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) \cdot \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right| \\ O(P_{xx}) &\gg O(P_{xz}), O(P_{zx}), O(P_{zz}) \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (5)}$$

なお(5)式の l_x^2 は乱れの規模を表わす量である。

(5)式を(4)式に代入して整理を行ない、Reynolds number が高くて、純粘性の項は乱れの項に比して省略できるものとする、運動方程式としては次の(6)式のようになる。

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = -g \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ l_x^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \cdot \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right| \right\} \quad \text{--- (6)}$$

一方連続式は次のように与えられる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \bar{u} (h + \eta) \right\} \quad \text{--- (7)}$$

従って、(6)式、(7)式が乱れを含んだ長波の基礎式となる。なお次の(8)式で与えられる境界条件を用いて(6)、(7)式を有限差分法により差分化して数値計算を行なうと、碎波後の波高変化に及ぼす乱れの効果はわかる筈である。なおこの数値計算の結果については講演時に報告することにした。

$$C = \sqrt{gh} \cdot \sqrt{(2h + \eta)/2h}, \quad \bar{u} = C \cdot (\eta/h) \quad \text{--- (8)}$$

参考文献

- 1) Keller-Levine-Whitham; Motion of a bore on a sloping beach, Journal of Fluid Mechanics 1960
- 2) 榎木・岩田・中辻; 碎波の内部残構に関する基礎的研究(オ1報); 海岸工学講演会講演集 1969
- 3) 榎木・岩田・中辻; 碎波の内部残構に関する基礎的研究(オ2報); 関西支部年講概要集 1970
- 4) 本間仁・石原藤次郎編; 応用水理学上, 丸善