

秋田大学 学生員 〇山 上 茂
秋田大学 学生員 植 岡 善 治
秋田大学 正 員 松 畠 英 夫

1. はじめに 崩れ波型碎波による波高減衰、碎波フロントの伝播速度とその水面形を同時に予測できる解析モデルはまだ存在していない。そこで本研究は第1段階として波高減衰と碎波フロントの伝播を同時に予測できる解析モデルの作成を試み、その妥当性を実験との比較により検討することにする。

2. 理論

孤立波理論としてBoussinesqのものを用いる。碎波にともなう碎波部分で流れ方向に流連一様な領域が生

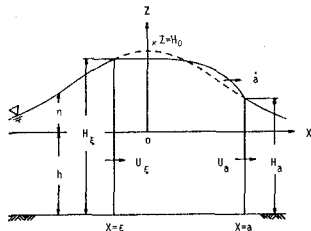


図-1 座標系と記号

じ、そこでは底面抵抗やそれに起因する乱れ効果が無視し得ないと仮定する。この時、図-1に示す記号による移動座標系($\frac{dx}{dt} = C_0$)でのこの領域の連続と運動量方程式は

$$\frac{dM}{dt} = \rho H_0 \left(U_3 \frac{dU_3}{dt} + \rho H_0 \left(\frac{dU_3}{dt} - U_0 \right) \right) = -\rho H_0 \frac{dU_3}{dt} + \rho H_0 \frac{dU_0}{dt} \quad (1)$$

$$\frac{dP}{dt} = \rho H_0 U_3 \left(U_3 \frac{dU_3}{dt} + \rho H_0 \left(\frac{dU_3}{dt} - U_0 \right) \right) + \frac{\rho}{2} \rho H_0 U_3^2 - \frac{\rho}{2} \rho H_0 U_0^2 - \rho k (U_3 + C_0)^2 (a - \xi) \quad (2)$$

ここで、M:対象領域の全質量、P:全運動量、 ρ :水の密度、 g :重力加速度、 τ :圧力と運動量(圧力に換算)の合成補正係数で本研究では定数と仮定、 k :抵抗係数、 $C_0 = \sqrt{h(h+H_0)} = \sqrt{gD}$ 。式(1)・(2)が本研究の基本式で、

上記の仮定および初期条件 $t=0$ の時 $M=0$ と解けば、

$$b(a-\xi) \frac{dU_3}{dt} = \frac{\rho}{2} H_0 \left(D - \frac{3}{4} \frac{H_0^2}{h^3} a^2 \right) \frac{C_0^2}{U_3^2} - \frac{\rho}{2} \left(D - \frac{3}{4} \frac{H_0^2}{h^3} a^2 \right) C_0^2 - \left(D - \frac{3}{4} \frac{H_0^2}{h^3} a^2 \right) U_3 \dot{a} + h C_0 \left(D - \frac{3}{4} \frac{H_0^2}{h^3} a^2 \right) \times (U_3 + \dot{a}) + h^2 C_0^2 - k D (a - \xi) (U_3 + C_0)^2 \quad (3)$$

ただし、 a, ξ は小さいものとして(したがって本理論は碎波後の比較的短い間にしか適用できない)双曲線関数をTaylor展開し、その0(a, ξ)以上の項は無視している。

式(3)は、 a と U_3 は U_3 の関数として表現

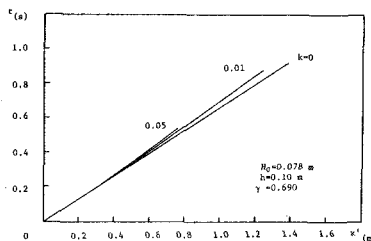


図-3 先端軌跡

できる)の2つの未知数を含んでいる。よって、次式を新たに導入することにより問題を閉じさせることにする。

$$\dot{a} = U_0 + \sqrt{g H_0} \sqrt{\frac{H_0}{h} \left(\frac{H_0}{h} + 1 \right)} \doteq U_0 + \sqrt{g H_0} \\ = U_0 + \sqrt{\frac{g \cdot h \cdot C_0}{U_3^2}} \quad (4)$$

また、式(4)を用いて右を次の様に近似する。

$$\xi \doteq \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{4 H_0 D}{3 H_0^2}} \left(1 - \frac{1}{\rho C_0} (\dot{a} - U_0) \right), \quad \beta: \text{定数} \quad (5)$$

結局、式(4)・(5)を式(3)に代入し、適当に変数変換して解けば、碎波フロントの軌跡と波高減衰に関する第1近似解として次式を得る。

$$a = a_0 x - \frac{g k}{4 C_0^2} x^2 \\ = \left(\tau - \frac{h}{D} \right) C_0 x - g k H_0^2 \left(\tau D - h \right) x^2 / 2 - \left\{ \frac{D}{F} \left(\tau D - h \right) + \frac{1}{2} \frac{k}{\rho F} H_0^2 D \sqrt{\frac{g}{h}} \frac{H_0^2}{D} \right\} + \sqrt{\frac{D^2}{F^2} \left(\tau D - h \right)^4 + \frac{1}{3} \frac{k^2}{\rho^2 F^2} \times H_0^2 h^3 D + \frac{g}{\rho^2 F^2} H_0^2 D^2 \left(\tau^2 D^2 - h^2 \right) \sqrt{\frac{g}{h}} \frac{H_0^2}{D}} \quad (6)$$

$$\frac{\tau D}{h} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{H_0^2}{h^2} + \frac{g}{\rho F^2 h}} \left(\dot{a} + \frac{k}{H_0 C_0} \right)^2 \frac{H_0}{h} - \frac{H_0}{h} \right) - 1 \quad (7)$$

3. 実験装置と方法

実験は高さ0.5m、幅0.3m長さ11.5mの両面ガラス張り鋼製矩形水路を用いて行な。実験装置の概要を図-2に示す

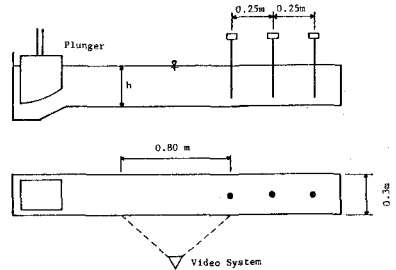


図-2 実験装置

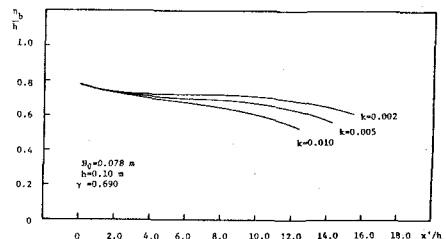


図-4 波高減衰

孤立波はプランジヤー型造波機を1度だけ押し下げるにより造波した。実験ケースは静水深を0.1 mと0.12 mの2種類としそれぞれ粗度有無の計4ケースである。粗度は木製(5×5×30 cm)で5 cm間隔で底面にのみ設置した。

測定方法は、碎波点約10 cm前から80 cm先まではビデオシステムを用い、それから先はビデオ観測範囲の最終地点を含め25 cm毎に設置された計3本の容量式波高計によった。測定項目は碎波点、碎波高、碎波後の波高減衰と碎波フロントの軌跡である。

4. 解の性質と適用性

図-3・4に抵抗係数を種々と変化させた場合の先端軌跡と波高減衰に関する本研究の第1近似解を示す。ただし、 $\alpha = Q + C_0$ として計算されている。本研究の結果が実験現象と定性的に一致していることが判る。

図5・9・図12は、理論と実験結果の比較を示す。理論では $\beta = 0.8$ と固定し、

実験値によく適合するように γ の値を調節している。ただし、抵抗係数は底面条件に応じてManningの粗度係数を与え、算出している。これ等の図より本研究の結果は碎波フロントの軌跡と波高減衰の両方について実際に適用しうるものであることが判る。

5. 寸すか

本研究のモデルが実際の孤立波による崩れ波型碎波の波高減衰と碎波フロントの伝播のマクロ的な予測に適用し得ることを確認した。しかしながら、碎波直後の短い期間 $H_1 > H_2$ となるなどモデルの不備もある。碎波フロントの水面形の推定のためには、モデルの改良を必要としている。

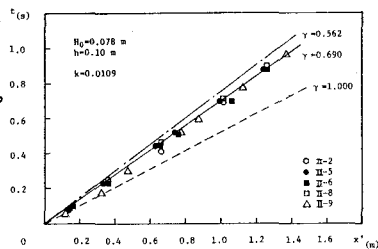


図-5 先端軌跡(粗度有)

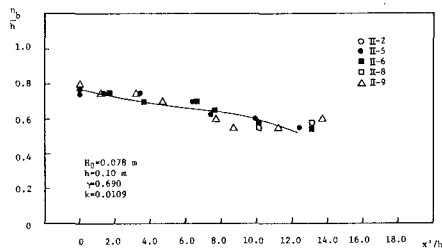


図-6 波高減衰(粗度有)

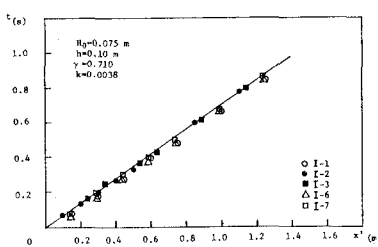


図-7 先端軌跡(粗度無)

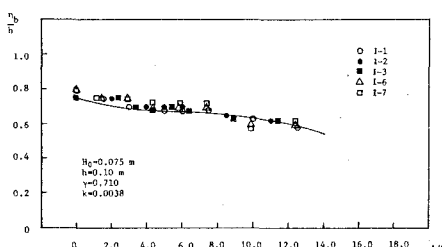


図-8 波高減衰(粗度無)

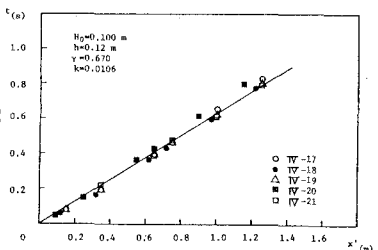


図-9 先端軌跡(粗度有)

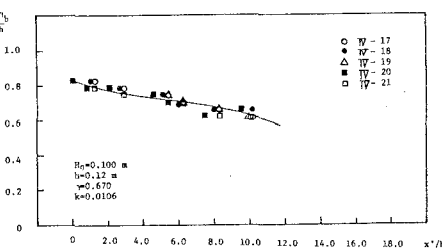


図-10 波高減衰(粗度有)

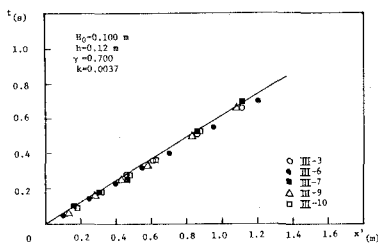


図-11 先端軌跡(粗度無)

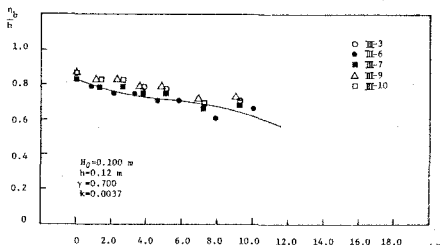


図-12 波高減衰(粗度無)