

大阪大学大学院工学研究科 正会員 出口一郎

大阪ガス

正会員 澤田崇博

大阪大学工学部土木工学科 学生員○松村直輝

1. はじめに

打ち上げ波帯での波動運動の解析は、従来オイラー座標上で長波近似された非線形波動方程式を数值的に解くことによって行われてきた。遡上波の波先での移動境界さえ適切に処理することができれば、この方法で不規則波の遡上解析も可能である。しかし、数值的な誤差、あるいは計算時間の問題が残されている。Carrier-Greenspanは、複雑な変数変換を用いることにより2次元傾斜海浜上での遡上波の厳密解を誘導しているが、この方法も不規則波へ拡張するのは困難である。

本研究の目的は、傾斜海浜上でLagrange表記された連続式と運動方程式の1次近似解を用いて不規則波の遡上解析を行う方法を提案し、その妥当性を実験的に検証することである。

2. 基礎方程式と2次元傾斜海浜上の波動と遡上高さに対する1次近似解

解析に使用する基礎方程式は、図-1に示す汀線方向にy軸、汀線直角沖方向にx軸、静水面から鉛直上方にz軸をとった座標系で次式で表される。

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(p, y, z)}{\partial(a, b, c)} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(x, p, z)}{\partial(a, b, c)} \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial(x, y, p)}{\partial(a, b, c)} \quad (3) \quad \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(a, b, c)} = 1 \quad (4)$$

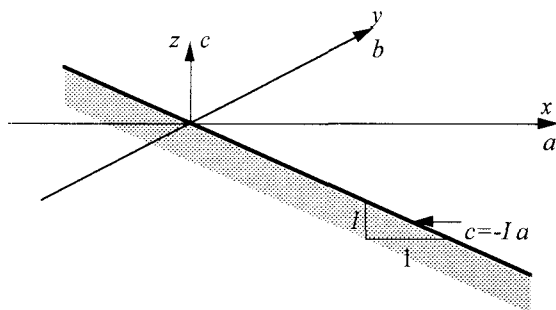


図-1 座標系

ここに、(a,b,c)は、水粒子の初期位置、gは重力加速度、pは圧力で、(1)-(3)式が運動方程(4)式が連続式である。代表水深d、その地点における波長L、d/Lを微小とし、式(1)-(4)を無次元化 ($A=a/l$, $B=b/l$, $C=c/l$, $X=x/l$, $Y=y/l$, $Z=z/d$, $P=p/\rho g d$, $T=(gd)^{1/2}t/l$) し、 X , Y , Z , P , T を、初期値 A , B , C , P_0 , τ 周りに摂動展開し、さらに不透過の一樣勾配（勾配をIとする）で不透過境界条件を考慮する。 d/L の1次のオーダーの解（1次近似解）は、次式のように表される。ここでは、紙面の関係で、2次元傾斜海浜の定常波解のみを示す。ただし、 σ は、無次元角周波数、 c_3 は入射波の振幅に係わる係数である。

$$X_1 = \frac{1}{\sigma^2} \frac{\partial \eta}{\partial A}, \quad Z_1 = -\frac{C+IA}{\sigma^2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial A^2} - \frac{I}{\sigma^2} \frac{\partial \eta}{\partial A}, \quad \eta = c_3 \text{BesselJ} \left[0, 2\sqrt{A} \sqrt{\frac{\sigma^2}{I}} \right] e^{-i\sigma t} \quad (5)$$

式(5)より、初期位置(a,z)=(0,0)の粒子の鉛直方向最大上方変位量として、遡上高さは次式で表される。

$$\frac{R_{\max}}{H_0} = \frac{2K_s}{H_{x=loop}} \quad (6)$$

ここに、 $H_{x=loop}$ は、斜面上で形成される重複波の腹の位置における無次元波高で ($H_{x=loop}=0.81$) で、 K_s はその位置における浅水係数、 H_0 は沖波波高である。

式(6)によると、線形波動論を用いると、無次元 $R_{\max}/H_0$ 遡上高さ $R_{\max}/H$ は、一定値（ほぼ6.0）となる、図-2にSavageの遡上高さに関する実験結果の回帰式と式(6)の関係を示す。横軸は碎波帯相似パラメータで、Micheの碎波限界 $\xi=3.0$ で実験結果と式(6)が一致し、 $\xi>3$ の領域では30%程度の誤差が生ずる。この誤差は図中に示す2次近似解を用いることによって改善される。

3. 不規則波の遡上波形への適用

式(6)に基づいて、不規則波の遡上を表現することを考える。沖波の波高に対する遡上波の振幅比は式(6)で与えられる。この関係が沖での任意の水位変動に対しても成立するとする。斜面上任意の十分に浅い水深 h における入射進行波が、斜面上で形成される重複波の腹の位置まで伝播した際の振幅増幅率を Ks' とする。水深 h の地点での単位波高を有する波の遡上高さは、式(6)において、 $H_0=1$, $Ks=Ks'$ に置き換えることによって与えられる。

さらに、水深 h の地点から汀線までの距離を l とすると、この地点の波動運動と遡上運動の位相差 τ は次式で荒得られる。

$$\tau = \int_0^l \frac{dx}{\sqrt{gd}} \quad (7)$$

これらの関係式から、水深 h の地点の水位変動に対する遡上波の周波数応答関数は次式で表される。

$$H(\sigma) = \frac{4K_s}{H_{x=loop}} e^{i\tau\sigma} \quad (8)$$

図-3は、実験で得られた勾配1/5の2次元傾斜海浜上に水深33cmでの有義波高1.2cm、有義周期1.45sの不規則波が入射した場合の斜面上の波先の運動と、式(8)から計算される

遡上波スペクトルの逆フーリエ変換から推定される波先の位置の比較を示したものである。実験での波先の運動解析は、ビデオカメラによって行った。実験ではほとんどの波は碎波せずに遡上・流下を繰り返すものであった。またこのときの水深33cmの地点における有義波諸元を用いて計算される碎波帯相似パラメータは、ほぼ3であり、間瀬らによる不規則波の遡上に対する研究によると入射波数と遡上波数はほぼ一致する領域である。図-3から明らかなように、碎波帯相似パラメータが比較的大きな領域では、傾斜海浜上での波先の運動は、式(8)によってほぼ再現されることが確認された。なお、3次元海浜上での同様の実験と解析を行ったが、推定された波先の運動の再現性は2次元海浜上での再現性よりは悪かった。その理由は、汀線方向に限られた水槽内での実験結果であったことから、実験では純粋な沿岸方向進行波を作ることができなかったためと考えられる。今後、この点についてさらに精度の高い実験によって検証すると同時に、2次近似解を用いた非線形干渉効果についても検討を加えていく予定である。

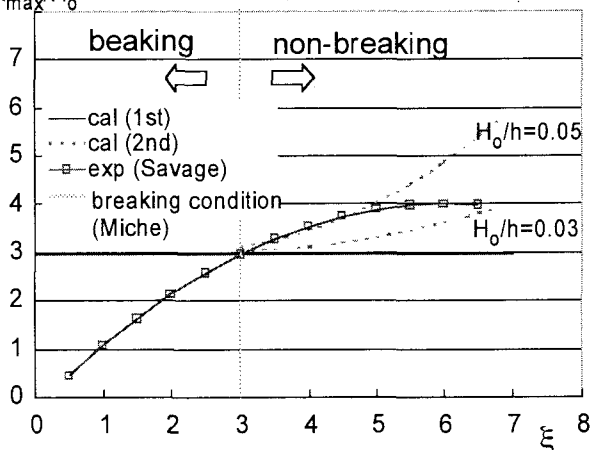


図-2 遡上高さと碎波帯相似パラメータ

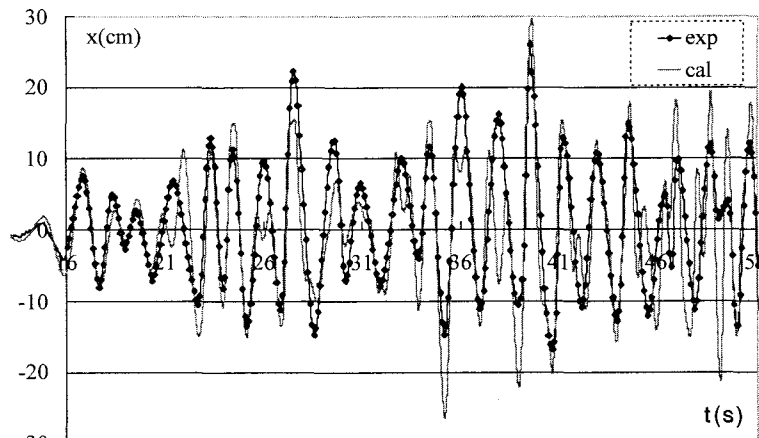


図-3 斜面上の波先の運動の再現結果