土木学会西部支部研究発表会(1992.3)

斜め遡上波について

鹿児島大学工学部　学生員　中野　武
鹿児島大学工学部　正　員　浅野敏之

1．はじめに

波打ち帯（swash zone）は海岸で直に観察できる波動運動の最前面であるが、漂砂を含めたその水理は以外に複雑で解明が進んでいない。最近、Bodge - Dean(1987) や Kamphuis(1991) は、実験・現地観測を行って沿岸漂砂量は砕波点近傍のみならず波打ち帯にも別の極大値を有することを報告している。波打ち帯の漂砂それに伴う汀線の前進後退は、最近の海浜地形変化予測モデルの精密化においてもその解明が待望されるところでもある。

この波打ち帯の沿岸漂砂は、汀線と入射角度を持つ遡上波の運動を外力として記述される。本研究は、斜め遡上波の運動を Ryrie(1983) の定式化にいくらかの修正を加えて解析を行い、それを外力としたときの漂砂量の特性について考察したものである。

2．斜め遡上波の運動の定式化

砕波点においてθ_Bの角度をもって入射する波が、平行等深線を持つ斜面勾配S'上を伝播する時の汀線付近の運動を考える（図1参照）。砕波線を原点として、汀線に直角方向に x 軸、沿岸方向に y 軸をとり、静水面を起点として鉛直上方に z 軸をとる。Ryrie の誘導にしたがって、3次元の非線形長波方程式を解析する。連続式および水深方向に積分したx, y方向の運動方程式はそれぞれ次式となる。

$$\frac{\partial h'}{\partial t'}+\frac{\partial}{\partial x'_i}(h'u'_i)=0 \qquad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t'}(h'u'_i)+\frac{\partial}{\partial x'_j}(h'u'_iu'_j)=-gh'\frac{\partial \eta'}{\partial x'_i}-\frac{\tau'_{b,i}}{\rho} \qquad (2)$$

上式中の$'$は次元量であることを示す。ここにt'は時間、gは重力加速度、$\tau'_{b,i}$はそれぞれx_i方向の底面せん断応力、ρは流体の密度である。またh'は斜面上の水深、η'は静水面から測った水位、d'_Bは砕波点の静水深でこれらは次式で結ばれる。

$$h'=\eta'+(d'_t-S'x') \qquad (3)$$

底面せん断応力の$\tau'_{b,i}$は Darcy-Weisbach 型で表されるものとする。

Ryrie の無次元化とは少し異なる、次のような無次元量を導入する。

$$u_i=\frac{u'_i}{\sqrt{gH'}} \quad \eta=\frac{\eta'}{H'} \quad h=\frac{h'}{H'} \quad t=\frac{t'}{T'}$$

$$x_i=\frac{x'_i}{T'\sqrt{gH'}} \quad c=\frac{c'}{\sqrt{gH'}} \quad f=\frac{1}{2}\sigma f'$$

$$\sigma=T'\sqrt{g/H'} \quad S=T'\sqrt{\frac{g}{H'}}S' \qquad (4)$$

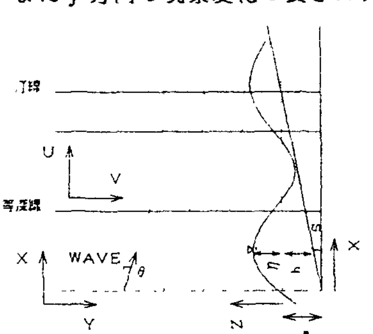
一方、y 方向の運動方程式 (7) の簡略化のために次に様な独立変数を導入する。

$$\hat{t}'=t'-\frac{\sin\theta_B}{C'_B}y' \qquad (5)$$

$\hat{t}'$は波速 $C'/\sin\theta$ (Snell の法則から$C'_B/\sin\theta_B$に等しい) で波と共に進行する座標系から見た時間で pseudotime と呼ばれる。本解析では入射角θ_Bは十分小さいとする。すなわち、

$$\epsilon=\frac{\sin\theta_B}{C'_B}\sqrt{gH'} \qquad (6)$$

は小さいとし、これを微小パラメターとして以下の解析に用いる。入射角θ_Bが微小であれば、沿岸方向流速vはuに比べ十分小さく、またy方向の現象変化の長さスケー



図－1

ルはｘ方向に比べて十分大きいから、次の様な拡大・縮小変換を導入し、無次元化を行った後の諸量のオーダーを揃えてやる。

$$v = \frac{v'}{\epsilon\sqrt{gH'}} \quad y = \frac{\epsilon y'}{T'\sqrt{gH'}} \qquad (7)$$

であるから,(1),(2) 式の無次元形として次式が誘導される。

$$\frac{\partial h}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial (uh)}{\partial x} = -\epsilon^2 \frac{\partial (vh)}{\partial \hat{t}} \qquad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \hat{t}} + u\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} + S + \frac{1}{h} fu \mid u \mid = 0 \quad (9)$$

$$\epsilon\left\{\frac{\partial v}{\partial \hat{t}} + u\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial h}{\partial \hat{t}} + \frac{f \mid u \mid v}{h}\right\} = \epsilon^3 v \frac{\partial v}{\partial \hat{t}} \qquad (10)$$

ϵ^2以上の高次項を無視すれば (8), (9) 式は汀線に直角に入射する長波の式であり、入射角をもって遡上する場合も u と vとの相互干渉効果は考慮しなくて良いことになる。(10) 式を $O(\epsilon)$ の範囲で考えると

$$v_{\hat{t}} + uv_x - h_{\hat{t}} + \frac{f \mid u \mid v}{h} = 0 \qquad (11)$$

この式は次の様に書き直すことができる。

$$h(v_{\hat{t}} - h_{\hat{t}} + uv_x) + v\{h_{\hat{t}} + (hu)_x\} + f \mid u \mid v = 0 \qquad (12)$$

$$R = hv - \frac{1}{2}h^2 \quad S = huv \qquad (13)$$

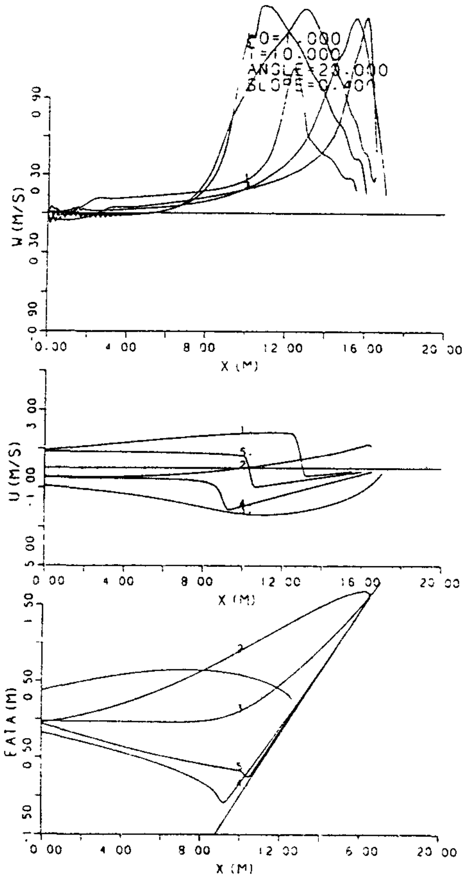
と置け, 次式のような運動方程式が得られる。

$$R_t + S_x = -f \mid u \mid v \qquad (14)$$

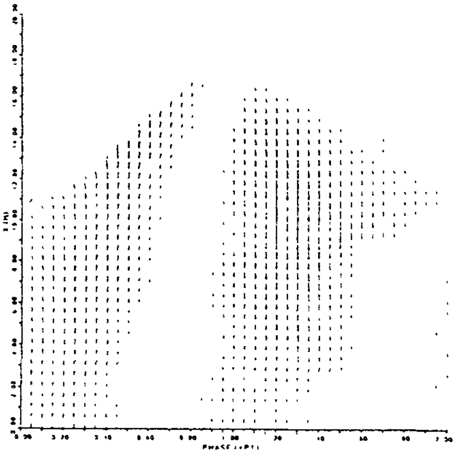
これを差分法によって解けば、沿岸流速 v が計算される。

3.計算結果並びに考察

図－２は、水位変動η'、岸沖方向流速u'、沿岸方向流速v'の空間波形を次元量で表したものである。計算条件は図に示す通りである。図－３は、横軸にt'、縦軸にx'をとり、その時刻・岸沖位置での平面２次元の流速ベクトルを示したものである。



図－２



図－３