

河口砂州周辺の海浜流計算モデル

Subandono Diposaptono*・真野明**

1. はじめに

河口砂州の発達には、洪水の疎通、塩水の浸入、船舶航行などに影響を与えるため、この発達を機構解明し、制御する技術が求められている。しかし、河口周辺の土砂の輸送に関係する流れには、河川流と波による海浜流の両方があり、波や流れは河口特有の地形である洪水テラスや河口砂州により大きく変形するので、現象が複雑で解明が遅れている。これを打開するために、いくつかの数値モデル (Mano ら, 1996; O'Connor ら, 1998) が提案されている。

本研究は、河口砂州周辺の流れ場や波動場を扱う場合に、従来問題点として残されていた逆流中の波の遡上境界や河川流と沿岸流の干渉の問題に一つの提案を行い、大型水理実験と比較検討して、新しく精度の良い数値モデルを構築したので、ここに報告するものである。

2. 数値モデル

2.1 波動モデル

波動場の記述は、流れを考慮した Kirby (1986) の緩勾配放物型方程式を基礎式とし、これに段波による碎波減衰モデルを組み込んだ。

$$\begin{aligned} & \tilde{C}_\theta A_x + VA_y + i(\bar{k} - k)\tilde{C}_\theta A \\ & + \sigma((\tilde{C}_\theta/\sigma)_x + (V/\sigma)_y)A/2 \\ & - i((B\tilde{A}_y)_y - (UV\tilde{A}_y)_x - (UV\tilde{A}_x)_y)/2 \\ & + \omega A/2 + ((B\tilde{A}_y)_{yx} + 2i(\sigma V\tilde{A}_y)_y)/4k \\ & - \beta(2i(\omega U\tilde{A}_x + \sigma V\tilde{A}_y) \\ & - 2UV\tilde{A}_{xy} + (B\tilde{A}_y)_y)/4 \\ & + i((\omega V)_y + 3(\omega U)_x)\tilde{A}_x/4k = 0 \dots\dots\dots(1) \end{aligned}$$

ここで、 A は複素振幅、 x は岸方向、 y は沿岸方向の座標、 U, V は流れの x, y 方向成分、 k, σ, ω はそれぞれ波数、固有周波数、絶対周波数、 \bar{k} は y 方向平均波数であり、下付の x, y は偏微分を表す。また、 C, C_θ は位相速度と群速度であり、

$$\beta = \frac{k_x}{k^2} + \frac{k(CC_\theta - U^2)_x}{2k^2(CC_\theta - U^2)}$$

$$\tilde{A} = A/\sigma, B = CC_\theta - V^2, \tilde{C}_\theta = C_\theta + U \dots\dots\dots(2)$$

碎波点の検出には合田の碎波指標に流れの影響を組み込んだ Sakai ら (1988) の次式の碎波指標を用い、碎波点より岸側では、段波モデルによる次のエネルギー減衰を用いている。

$$w = \frac{2H}{T\bar{h}} \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 T は周期である。

基礎式の第一項が岸方向に向かって計算を進める空間発展の項であるが、その係数 $C_\theta + U$ は正であることが必要であり、逆流を遡上する波の場合に、群速度は逆流の流速より大きい必要がある。これが成立しないと波エネルギーの上流への輸送がなくなるので、波高が増大し計算が発散する。これは、河川流の流速が大きくなる場合に対応し、実現現象では洪水時の流軸付近や、平水時でも河口砂州が発達し河口開口幅が狭くなっている所で、群速度と逆流流速が等しくなる場合がある。

このような限界点付近では碎波は段波に発達し、限界点を越えて伝播し、エネルギーを輸送している。基礎方程式は線形であり、この枠組みを大きく変えないでこの現象を表現するためには、波の伝播速度や群速度を段波の伝播速度を用いて修正すればよい。

$$C = C_\theta = C_{\text{baro}} = \sqrt{\frac{g(h+H)(2h+H)}{2h}} \dots\dots\dots(4)$$

基礎式を Crank-Nicolson スキームで差分化し、沖より順に岸に向かって順に解いた。側方境界は自由等価の境界条件を与えた。岸近くでは y 方向に陸と海が入り交じることがあり、その境界条件を入れるのはやっかいなので、陸域に微小な水深を仮定して計算を簡略化した。後に述べる平面水槽の実験の模擬計算では正方形格子を用い、格子間隔は 0.04 m とした。

2.2 流れのモデル

流れ場を記述する基礎方程式は、鉛直方向に積分した浅水方程式系であり、連続式と運動量方程式からなり、Dally (1998) のモデルを用いた。

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{M}_i}{\partial x_i} = 0, \quad i=1, 2 \dots\dots\dots(5)$$

* 学生会員 工修 東北大学大学院工学研究科
** 正会員 工博 東北大学教授 大学院工学研究科

$$\frac{\partial M_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{M_i M_j + M_i (Q_{wi} + Q_{ri}) + M_i (Q_{wj} + Q_{rj})}{D} - L_i + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M_i \sqrt{M_j^2} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} \right) + gD \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_i} \right) = 0 \dots\dots\dots (6)$$

ここで、

$$D = h + \bar{\eta} \dots\dots\dots (7)$$

$$\tilde{M}_i = M_i + Q_{wi} + Q_{ri} \dots\dots\dots (8)$$

$\bar{\eta}$ は平均水面の変位、 M_i は河川流と海浜流を合わせた流れの単位幅流量であり、下添えの $i, j=1, 2$ は x, y 方向の成分を表す。 Q_w, Q_r は各々ストークスドリフトと碎波帯のローラーによる輸送流量であり、式 (5), (6) において、テンソルの総和規約を用いている。 n はマンギングの粗度係数。 L_i は水平拡散項で拡散係数には 2 つの流れの干渉を考慮した Svendsen ら (1994) のモデルを用い、その中に含まれる渦動粘性係数には Osiecki ら (1996) の提案した、底起源とローラー起源の乱れの効果を考慮したモデルを用いている。 S_{ij} はラジエーションストレス、 R_{ij} は時間平均したときのローラーによる運動量輸送を表している。

基礎式の時間積分はスタガード・リーブフロッグ差分法を用い、移流項には風上差分を用いた。前節でのべた波動場により形成される流れが強い場合には、河川流の流れが海域で大きく曲がり、これが再び波動場を変えるので、波の計算と流れの計算を交互に行い、収束したところで解を求めることにした。

3. 一次元伝播実験による波動モデルの検証

波動モデルの碎波帯における検証のために、一様斜面に岸から沖に向かって流れを作り、そこを遡上させる一次元伝播実験を行った。また、比較のケースを増やすために、Sakai ら (1984) の実験結果も利用した。実験条件を表-1 に示す。

表-1 実験条件

Test case	Slope	q m ² /s/m	T s	H_0 m	h_0 m
Sakai 6	1/30	0.0169	1.60	0.15	0.42
Sakai 8	1/30	0.0297	1.60	0.15	0.40
Sakai 13	1/30	0.0503	1.73	0.19	0.49
Sakai 15	1/30	0.0638	1.55	0.14	0.47
Present	1/50	0.0300	1.24	0.57	0.26

ここで、 q は逆流の単位幅流量であり、 T は周期、 H_0 は沖側で測定した入射波高であり、 h_0 はそこでの水深である。

波動モデル (1) を計算するに当たって、流速 U の分布が必要であり、(5) と (6) を解けばこれは得られるが、ここでは簡単のために (6) の主要項である移流項と圧力勾配項から得られる次式を用いることにした。

$$\frac{1}{2} \frac{M_i^2}{D^2} + g\bar{\eta} = \text{const.} \dots\dots\dots (9)$$

図-1 に (9) から得られる理論解と本実験値の比較を示す。横軸の ξ は入射波測定位置から岸側にとった距離である。実験値と理論解はほぼ一致しており、 U の近似値が上式により与えられることになる。

図-2 に各ケースの比較を示す。横軸が静水深 h で縦軸が波高である。碎波点から沖側ではいずれのケースとも計算値は実験値を精度良く再現している。流量が比較的小さい Sakai 6 と 8 を見ると、Sakai ら (1988) の碎波指標で碎波点が精度良く予測され、また碎波後の減衰は段波モデルにより精度良く表現されていることがわかる。流量が大きい Sakai 13 と 15 では、碎波指標は幾分沖側の碎波点を与え、碎波後しばらく計算値は過小評価となるが、その後の減衰は合ってくる。

著者らの実験では、単位幅流量は他のケースに比べて小さいが、入射波高も小さいので碎波点は岸側に移動し碎波帯が流れの影響の大きい領域に入る。Sakai 15 と同様碎波指標は沖側の碎波点を与え、碎波直後の計算値は過小評価を与える。その後、実験値計算値とも岸に向かって再び増加を始め極大値をとる。この極大となる点は $C_0 + U = 0$ となる点とほぼ一致し流れに相対的なエネルギー輸送が小さくなり、これによってエネルギー密度が大きくなり波高が増大すると解釈することができる。計算ではこの特異点以降でエネルギー輸送速度を段波の伝播速度に切り替え、これにより計算の継続が可能になっているが、計算波高は過小評価となっている。これはエネルギー輸送速度が流速よりは大きく段波の伝播速度よりは小さいことを示唆している。

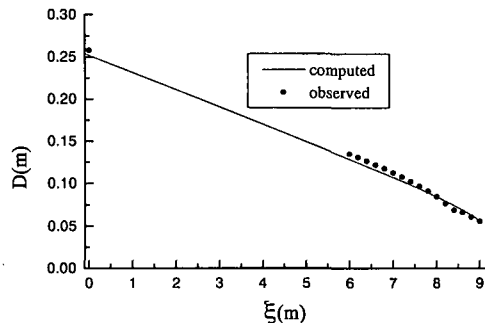


図-1 全水深 D の分布

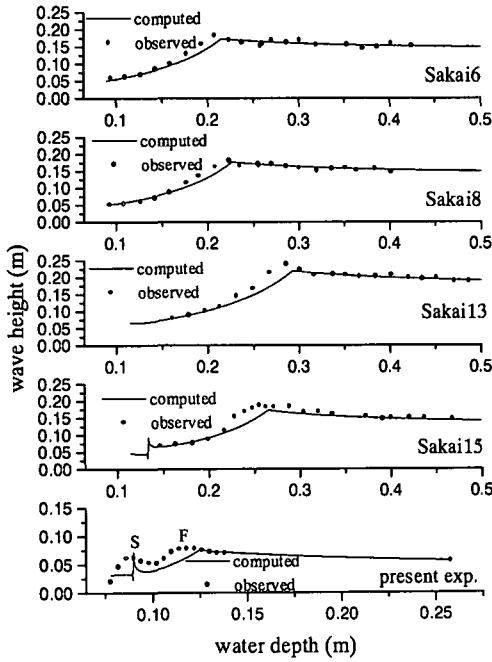


図-2 逆流を翹上する波の変形

4. 平面二次元実験によるモデルの検証

波動モデルと流れのモデルのカップリングの妥当性を検証するために、大型平面水槽を用いた実験を行った。実験はインドネシア共和国ジョグジャカルタにある政府機関 BPPT の実験所で行なった。50 m×30 m の平面水槽の一端に一樣勾配 1/10 の斜面を 30.5 度傾けて設置し中央部に河口の模型を設置した。右岸より 0.4 m の砂州を伸ばし、開口部は川底幅 0.6 m で両側岸 1/4 の勾配を設けた (図-3 参照)。水を循環させるために 2 つのポンプを用意した。一つは沿岸流を水槽の側壁で遮らないためのポンプで碎波帯付近の両側壁に各 4 本のパイプを配管し、それらに取り付けたバルブを調節して、河口がない場合の沿岸流の岸沖方向分布が沿岸方向に一樣になるようにした。

もう一つは河川流を作るためのポンプである。河川の模型の後ろに水貯めを作り、ここに沖からポンプで水を引き入れることにより、河川流が海域に流れ出す場合を模擬した。ポンプの流れを逆向きにして入潮の実験も行ったが、ここでは河川流の実験のみを報告する。

水槽他端には幅 20 m の造波機を設置し導波板を造波機の両側から延ばした。沖側水深 0.39 m、波向き 30.5 度である。造波波高は 0.09 m、造波周期は 0.9 s、河川流量は 12 l/s とした。

計測には小型電磁流速計を用い水平方向 2 成分の流速を計った。

図-4 に沿岸方向流速成分の岸沖方向の分布を示す。ここで x は汀線から沖向きにとった距離で、碎波点位置 x_b で無次元化して表示してある。表示した断面は (b) が河口開口部の中心を通る断面、(a) がそれより 2.3 m 左岸側の断面、(c) が 1.5 m 右岸側の断面である。(c) では沿岸流速の最大値は碎波帯のほぼ中央部に位置しているが、(b) ではそれが沖側に移動し $x/x_b = 3/4$ 付近にある。さらに、(a) の断面では最大流速位置がさらに沖側に移動しほぼ碎波点で最大になっている。実験値と計算値を比較すると、河口軸の沖側で計算値が幾分過大評価になっているが、それ以外では非常に良い一致を示す。

図-5 には流速ベクトルの平面分布を示す。河口から出た河川流が波が作る沿岸流により左側に大きく曲げられていることがわかる。これにより左岸側の断面では河川流の沿岸方向成分が加わって最大流速位置が変化し沖側に移動したものと考えることができる。

図-6 には波高の平面分布を示す。河口前面の海域では逆流の影響により波高が大きくなり、他に比べてより

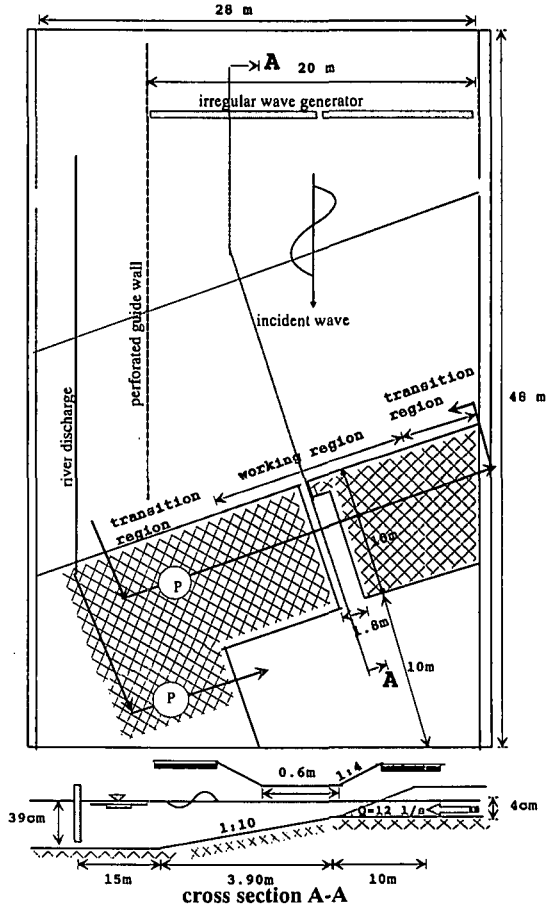


図-3 模型概要

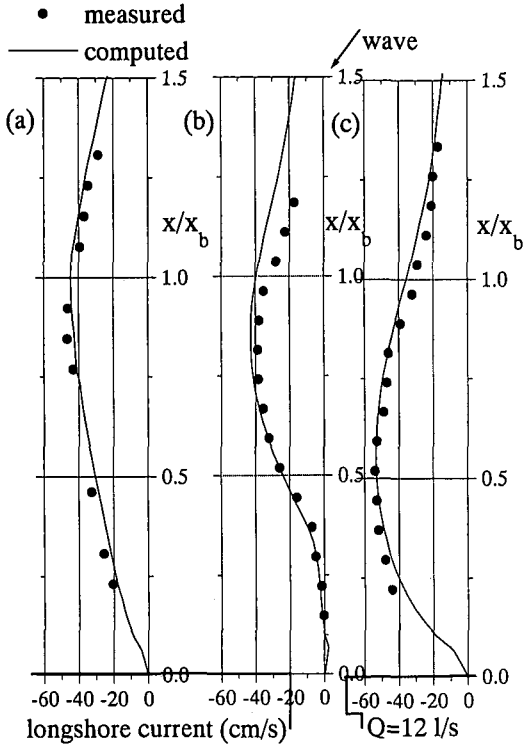


図-4 沿岸流の流速分布

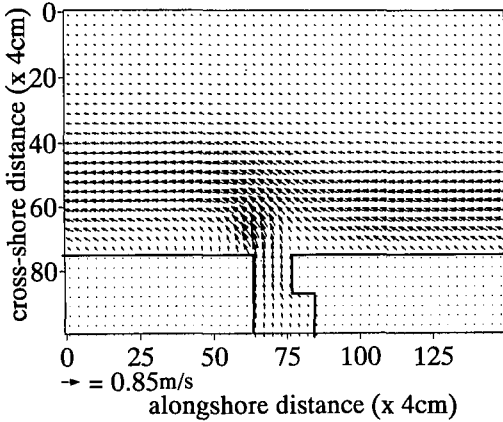


図-5 流速場

沖側で碎波する。碎波帯の中では岸に向かって波高が減衰しているが、河口前面では群速度が逆流流速と等しくなる限界点が現れ、それより岸側では波高が急速に低下している。

図-7に河口開口部中央断面における沖方向流速分布を示す。沿岸流自体が河川流により沖側に曲げられるため、岸沖方向に成分を持つようになりこれと河川流の沖方向成分が重なって、碎波帯のほぼ中央で最大値をとる。

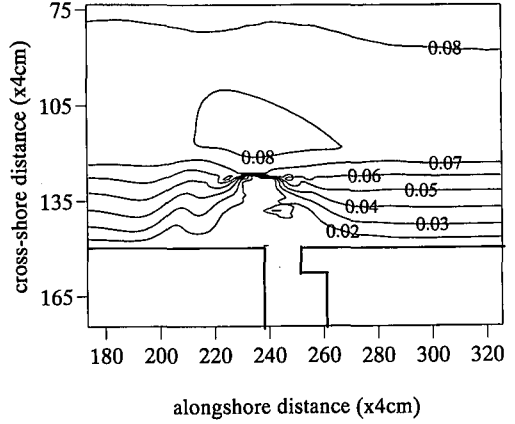


図-6 波高分布 (単位 m)

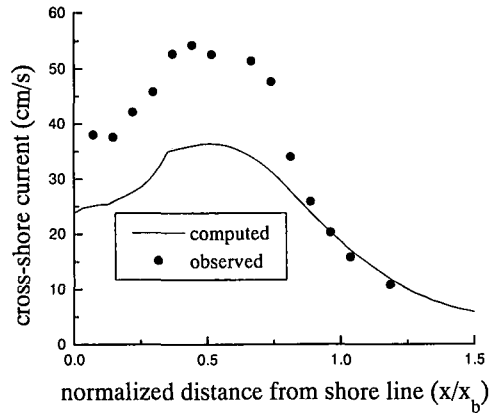


図-7 沖方向流速分布 (河口開口軸)

流速分布形は計算によりよく再現されているが、値は計算が約30%過小評価になっている。

5. 結 論

以上、河口周辺の海浜流を表現するため、波動場と流れ場を交互に解く計算モデルを構築した。流れが強くなり群速度を超える場合には、従来計算ができなかったが、群速度を修正することにより、線形の枠組みの中で計算を進める方法を提案した。

一次元伝播の水現実験結果と比較し、碎波後のエネルギー減衰が段波モデルで再現できること、また流れが強くなり群速度を超える場合でも計算ができることを示した。

さらに、平面実験を行い沿岸流の分布が計算により精度良く再現されること、河川流と沿岸流が干渉して最大流速位置がずれることなどを明らかにした。

参 考 文 献

- Dally, W.R. (1998): Surf zone circulation modelling with rollers, Extended abstracts of 26th ICCE, pp. 126-127.
- Kirby, J.T. (1986): Higher order approximations in the parabolic equation method for water waves, Jour. Geophys. Res., Vol, 91, No. C1, pp. 933-952.
- Mano A. and D. Subandono (1996): Wave field in the efflux of river water, Coastal Dynamics '95, pp. 185-196.
- O'Cormor, B.A, S. Pan and N.J. MacDonald (1998): Modelling of wave-current interaction near a river mouth, Proc. of Coastal Dynamics '97, pp. 415-424.
- Osiecki, D.A and W.R. Dally (1996): The influence of rollers on longshore currents, Proc. of 25th ICCE, pp. 3419-3430.
- Sakai S. and H. Saeki (1984): Effects of opposing current on wave transformation on sloping sea bed, Proc. 19th ICCE, pp. 1132-1148.
- Sakai, S., K.Hirayama and H. Saeki (1988): A new parameter for wave breaking with opposing current on sloping sea bed, Proc. 21th ICCE, pp. 1035-1041.
- Svendsen I.A and U. Putrevu (1994): Nearshore mixing and dispersion, Proc. Royal Soc. London, 445, pp.561-576.
-