

シートフロー状態が卓越する海岸における 縦断面地形変化の数値計算

Mohammad Dibajnia*・清水 琢三**・渡辺 晃***

1. ま え が き

海浜変形は、波浪変形に伴う海浜流や戻り流れの発生とそれらによって生じる砂移動が3次的に複雑に絡み合って生じる現象である。長期的な海浜変形を予測する際には、多くの場合、水深方向に様な平均流を仮定した漂砂モデルを用いて地形変化を計算すれば十分である。しかしながら、短期的な地形変化を予測する際には、3次的な流況場と砂移動を詳細に記述したモデル化が必要である。特に、波による漂砂が支配的な縦断面地形の変化に対して重要であり、そのような一例として、沿岸砂州（バー）の形成が挙げられる。バーの成因の一つとして、波によって引き起こされる鉛直方向の循環流、すなわち戻り流れが挙げられる。一様勾配の砂浜が高波にさらされると、砕波直後は戻り流れによる沖向き漂砂が発生するので、バーは大抵の場合砕波点のごく近傍に発達する。さらに、波・流れ共存下でのネット漂砂量を精度よく評価するためには、底面軌道流速の非対称性と定常流を考慮しなければならないが、現在のところ、波の軌道流速の非対称性の効果をあらわに考慮したモデルは用いられていない。また、波による漂砂の移動形態も重要な要因の一つである。これまで砂蓮上での浮遊漂砂について数多くの実験的研究がなされてきたにもかかわらず、清水ら（1990）によれば、実際の現地海岸では砕波帯内と外を含む漂砂帯のほぼ全域でシートフロー状態が卓越することが示されている。

そこで本研究では、シートフロー状態が卓越する海岸の縦断面地形変化を予測するため、底面近傍軌道流速の非対称性と戻り流れを考慮したモデルを構築するとともに、電力中央研究所で実施された大型造波水路実験の結果（清水ら、1985）に対してモデルの検証を試みた。

2. モデルの概要

2.1 波浪場の計算

海浜縦断方向の波の浅水変形、反射ならびに砕波と砕

波減衰を計算できる1次元の非定常緩勾配方程式を用いた。計算方法はDibajnia・渡辺（1987）と同じであるが、平均水位の上昇による汀線位置の変化を移動境界により考慮できるようにした。また、砕波点の位置は渡辺ら（1983）による砕波指標を用いて計算した。

2.2 底面流速波形の評価

現実には、波は、水深が有限であることによる有限振幅性（非線形性）と海底勾配の影響による前後非対称性を有している。現在のところ、漂砂帯全体の波の諸量を完全に予測できる波の理論は確立されていない。実験結果によれば、砕波帯内の流速場は流れ関数法を用いても正確に評価できないので、経験的な関係式を用いざるを得ないのが現状である。

磯部・堀川（1981）は、室内実験の結果に基づき、砕波点までの一様勾配斜面上の流速波形の非対称性を表す2種のパラメタ（クレスト流速と流速全振幅の比、クレスト周期と全周期の比）を評価する経験式を提案している。経験式の妥当性は、実規模波浪を用いた移動床実験で計測された砕波以前の流速波形に対して検証されている（丸山ら、1983）。一方、砕波した波の流速波形に対しては、現在のところ、信頼すべき理論や公式が存在しないため、本研究では、砕波帯内においても、砕波帯外と同様、磯部・堀川（1981）の方法を適用した。

丸山ら（1983）は砕波した波に対しても流速波形を測定しているため、流速測定点での波高、周期ならびに水深の条件から磯部・堀川（1981）の方法により流速波形を計算し、実験結果との比較を試みた。図-1は、丸山ら（1983）の実験の内、spilling 砕波のケース V_1 と V_4 の実験値と磯部・堀川（1981）の方法による計算値の流速波形との比較を示しているが、概ね良好に再現されている。このように spilling 砕波の条件に対しては合理的な結果を与えるが、plunging 砕波の条件に対しては必ずしも再現性はよくなかった。

2.3 戻り流れの評価

戻り流れとは、トラフ・レベルより下方でみられる沖向きの平均定常流速であり、波峰前面に形成される大規模渦の効果を含めて砕波による岸向きの質量フラックスとバランスしている。定性的な説明は容易であるが、戻

* 正会員 工博 五洋建設(株) 土木設計部

** 正会員 工修 五洋建設(株) 土木設計部

*** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

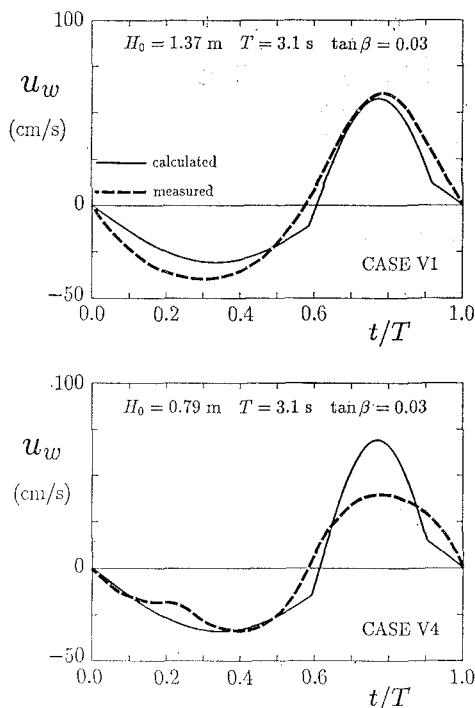


図-1 砕波帯内での流速波形の比較

り流れとその鉛直分布の一般的な定式化は難しく、未だ確立されていない。岡安ら(1989)は、砕波により波動エネルギーが大規模渦に変換され、大規模渦のエネルギーは乱れエネルギーを経て逸散するという仮定と実験結果に基づいたモデルを提案している。波動運動から大規模渦へのエネルギー変換率の評価には、Dibajnia・渡辺(1987)と同じ砕波減衰項を含む非定常緩勾配方程式が用いられている。このモデルは実験結果と良好な一致を示しているが、現地スケールの現象や複雑な海底地形に対してなど、より一般的な条件に対してはそのまま適用することはできない。

一方、ボア状の砕波によって生じる岸向きの質量流束が波高の2乗に比例するという仮定に基づく簡単に、使いやすい戻り流れ U_b の評価法が佐藤ら(1987)により提案されている。

$$U_b = -A \frac{H^2}{h \cdot T} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 H : 波高, h : 水深, T : 周期, A : 1 のオーダーの無次元定数である。このモデルの妥当性は不規則波に対して適用され、実験結果とよく一致することが確認されている。さらに、底面近傍での定常流速 U は、砕波に起因する戻り流れ U_b に加えて、波による質量流束を補償する沖向き流れ U_w と底面層流境界層外縁でのオイラー的な質量輸送速度 U_e を考慮して評価した。

$$U = U_w + U_b + U_e \quad \dots\dots\dots (2)$$

本研究では、上記の岡安ら(1989)のモデルと佐藤ら(1987)のモデルの両方を用いたが、その適用性については3.で検討する。

2.4 漂砂量の評価

Dibajnia・渡辺(1991)は、非対称振動流と定常流が共存する条件下で実験を行い、シートフローの発生限界と漂砂量算定式を提案している。これらの成果を踏まえ、本研究ではさらに一般的な漂砂量算定式を用いた。

図-2は流速の時間波形と記号の定義を示したものであり、 t は時間、 U は定常流速を表している。砂の移動のメカニズムを表す新たなパラメータを次式で定義した。

$$\Gamma = \frac{u_c T_c (\Omega_c' + \Omega_t'^3) - u_t T_t (\Omega_c' + \Omega_t'^3)}{(u_c + u_t) T} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$u_c^2 = \frac{2}{T_c} \int_0^{T_c} u^2 dt, \quad u_t^2 = \frac{2}{T_t} \int_{T_c}^T u^2 dt \quad \dots (4)$$

ここで、 Ω_c' は岸向き流速の半周期間に巻き上げられて沖向き流速時に沖向きに運ばれる浮遊砂の総量を表しており、 Ω_t' は同様に、沖向きの半周期間に巻き上げられて岸向き流速時に岸向きに運ばれる浮遊砂の総量である。一方、 Ω_c は岸向き流速時の半周期間に移動状態となって運ばれ、半周期間に沈降する砂の総量を、 Ω_t は沖向き流速の半周期間の総量を表している。 Ω_c 、 Ω_c' 、 Ω_t 、 Ω_t' は、Dibajnia・渡辺(1991)の結果を参考に、岸向きあるいは沖向き流速の半周期間に巻き上げられた底質がその半周期間に沈降するか否かを表すパラメータ ω_c 、 ω_t を用いて次式で評価した。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{if } \omega_c \leq 1 \left\{ \begin{array}{l} \Omega_c = \omega_c \cdot \frac{w_0 T_c}{d} \\ \Omega_c' = 0 \end{array} \right. \\ \text{if } \omega_c > 1 \left\{ \begin{array}{l} \Omega_c = \frac{w_0 T_c}{d} \\ \Omega_c' = (\omega_c - 1) \cdot \frac{T_c}{T_w} \cdot \frac{w_0 T_c}{d} \end{array} \right. \\ \text{if } \omega_t \leq 1 \left\{ \begin{array}{l} \Omega_t = \omega_t \cdot \frac{w_0 T_t}{d} \\ \Omega_t' = 0 \end{array} \right. \\ \text{if } \omega_t > 1 \left\{ \begin{array}{l} \Omega_t = \frac{w_0 T_t}{d} \\ \Omega_t' = (\omega_t - 1) \cdot \frac{T_t}{T_e} \cdot \frac{w_0 T_t}{d} \end{array} \right. \end{array} \right. \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\omega_c = \frac{1}{2} \frac{u_c^2}{sgw_0 T_c}, \quad \omega_t = \frac{1}{2} \frac{u_t^2}{sgw_0 T_t} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 d : 粒径, w_0 : 沈降速度, s : 水中比重, g : 重力加速度である。なお、詳細は、Dibajnia・Watanabe(1992)に述べられている。

無次元漂砂量 Φ_s と Γ には、次式の関係が成立する。

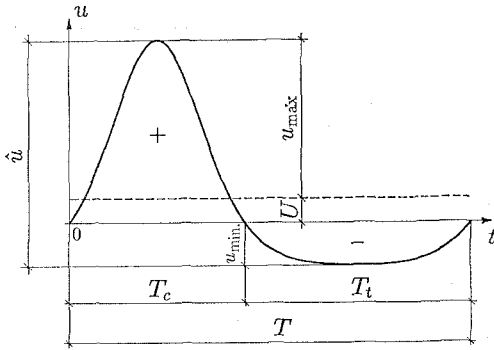


図-2 流速の時間波形と記号の定義

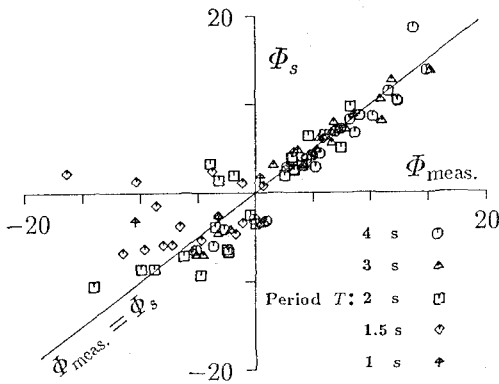


図-3 漂砂量の実測値と計算値の比較

$$|\Phi_s| = 0.0017 \cdot |\Gamma|^{0.55} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 $\Phi_s = q_{net}/w_0 d$ 、 q_{net} : ネットの漂砂量であり、 Φ_s は Γ と同じ符号をとる。図-3 は、式 (7) による計算値と実測値 $\Phi_{meas.}$ の比較した結果を示しているが、シートフロー状態のネットの漂砂を量、向きともに非常によく一致している。本研究では、式 (3)~(7) の関係を用いて漂砂量を算定した。

2.5 底勾配の効果

重力は斜面上の砂粒子を沖に運ぶ方向に働くので、漂砂量は底面勾配の効果を考慮して修正する必要がある。Diba jnia・渡辺 (1987) は、この効果を次式のように漂砂量を補正する形で取り込んだ。

$$q' = q - \epsilon_s \cdot |q| \cdot \frac{\partial z}{\partial x} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 z : 底面高さ、 x : 岸沖方向距離、 ϵ_s : 1 のオーダーの正の無次元定数である。砂の安息角を考えると $\epsilon_s = 2.0$ となり、この値を用いると実測値との対応がよい結果が得られた。一方で、清水ら (1985) の大型造波水路実験の結果では、局所的な底面勾配が 1/5 を越えることはほとんどなく、このことは ϵ_s を 5.0 にすべきであることを示している。しかしながら、このように ϵ_s を大きくすると、漂砂量を過小評価することになり、地形

変化を正しく評価することはできない。したがって、底面勾配の効果は式 (8) で表されるように、漂砂量の低減に影響するだけでなく、ある限界勾配よりも急勾配になると重力の効果により崩れて、実際には地形変化がなされるという効果があることを示唆しているものと考えられる。

本研究では、図-4 に示すように、限界勾配 I_{cr} 以上にならないように、底面地形を補正する方法を取り込んだ。補正方法は、岸沖方向の計算間隔を Δx 、格子番号を i とすると以下のように示される。

$$\begin{aligned} & \text{if } \left| \frac{z_i - z_{i-1}}{\Delta x} \right| > I_{cr} \text{ then:} \\ & \text{if } z_i > z_{i-1} \begin{cases} \delta = (z_i - z_{i-1}) - I_{cr} \Delta x \\ z_i = z_i - \delta/2 \\ z_{i-1} = z_{i-1} + \delta/2 \end{cases} \\ & \dots\dots\dots (9) \\ & \text{if } z_i < z_{i-1} \begin{cases} \delta = (z_{i-1} - z_i) - I_{cr} \Delta x \\ z_i = z_i + \delta/2 \\ z_{i-1} = z_{i-1} - \delta/2 \end{cases} \end{aligned}$$

地形変化の計算の各ステップが終わると、式 (9) の補正を沖から岸までの全地点で行い、局所的な底面勾配が限界値を越えなくなるまで繰り返した。また、式 (8) の漂砂量の補正は、数値計算上生じる底面の非現実的な起伏を抑えるためにも有用であるので、物理的に意味のある $\epsilon_s = 2.0$ として行った。現実の海浜変形でも、重力の効果は、漂砂量の低減する効果と極端な階段地形を滑らせる効果の 2 つの効果があるものと思われる。

3. モデルの適用性の検討

3.1 検証方法

清水ら (1985) は、大型造波水路を用いて、種々の入射波条件、底面勾配、粒径に対して海浜縦断面地形変化の実験を行っている。大型造波水路を用いた実験では、堆積型ならびに侵食型の地形変化のいずれに対しても、双峰型の漂砂量分布を示すことが知られており、碎波点付近と汀線付近をピークとする岸向き漂砂と碎波帯内にピークを持つ沖向き漂砂に分けてモデル化されている (清水ら, 1985)。このことは、沖浜帯ではシートフローに

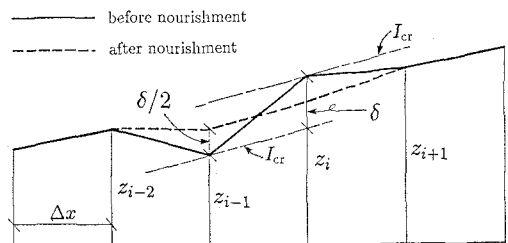


図-4 地形の補正方法

起因する岸向き漂砂が、砕波帯内では戻り流れによる沖向き漂砂が卓越していることを示していると解釈される。本研究では、丸山・清水 (1986) と同様、表-1 に示す堆積型海浜と侵食型海浜の典型的な2ケースを選んで、モデルの適用性を検証した。

計算は、2.3 で述べた佐藤ら (1987) のモデルと岡安ら (1989) のモデルの2種類の戻り流れ評価法を用い、15時間後の地形変化を比較した。実験は最終的には30時間後まで行われているが、15時間以上計算を続けると複雑な海底地形上では戻り流れの計算精度が悪くなったので、15時間で打ち切った。

戻り流れの分布は最終的な地形変化の計算結果に大きく影響するため、実測値に合うようにボア形成点(T.P.)で最大となり、砕波点(B.P.)から砕波水深の10倍沖側で0になるよう双曲線正接関数で補正した。ボア形成点の位置は岡安ら (1989) の式に従い決定した。また、佐藤ら (1987) のモデルを適用する際には、さらに実測値に合うように、ボア形成点から汀線の間も汀線でゼロになるように双曲線正接関数で補正した。

3.2 計算結果

(1) 侵食型海浜のケース

図-5, 6は、侵食型海浜の形成されたケース 3-4 を対象として、佐藤らのモデルと岡安らのモデルにより戻り流れを評価した場合の、戻り流れ、無次元漂砂量、15時間後の地形変化の数値計算結果を示している。図中には、戻り流れと地形変化の実験結果も併せて示されている。佐藤らのモデルによって計算された戻り流れは実験結果と良好に一致している。このケースは、spilling 型砕波であるので、2.2 で述べたように磯部・堀川(1981)の方法により底面軌道流速の時間波形が精度よく計算されているものと推定される。その結果として、海浜縦断地形変化とバーの位置の移動もかなり精度よく再現さ

表-1 再現計算に用いた実験条件

CASE	$\tan \beta$	d_{50} mm	T s	H_0 m	Breaker form
3-3	5/100	0.27	12.0	0.65	plunging
3-4	5/100	0.27	3.1	1.62	spilling

れており、2.4 に示したシートフロー状態のネットの漂砂量算定式の妥当性が検証されたものと判断される。また、漂砂量分布に着目すると、汀線付近と砕波点付近で岸向きの漂砂が、砕波帯内で顕著な沖向きの漂砂が計算されており、実規模実験特有の双峰型の漂砂量分布が再現されている。

また、岡安らのモデルにより戻り流れを評価した場合には、佐藤らのモデルを用いた場合ほどではないが、概ね良好に再現されている。しかしながら、地形変化の計算では極端な凹凸が計算されたので、2.5 で述べた地形変化の補正を行わざるを得なかった。

(2) 堆積型海浜のケース

図-7, 8は、堆積型海浜の形成されたケース 3-3 に対して、佐藤らのモデルと岡安らのモデルにより戻り流れを評価した場合の計算結果を示している。堆積型海浜に対しては、佐藤らのモデルは実測値をかなり過小評価

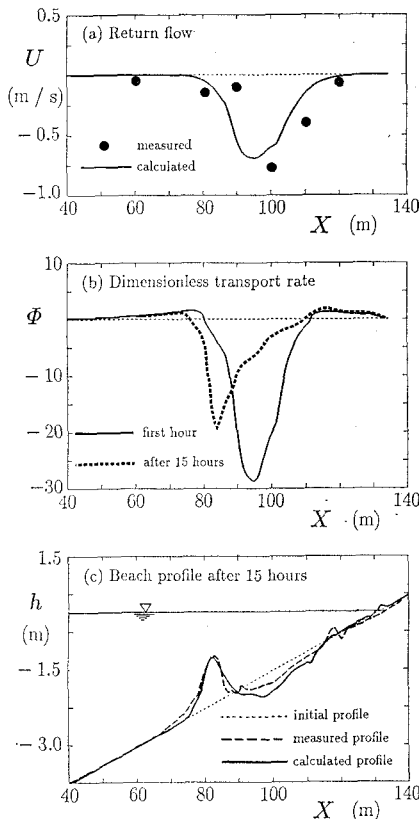


図-5 ケース 3-4 (佐藤らのモデル)

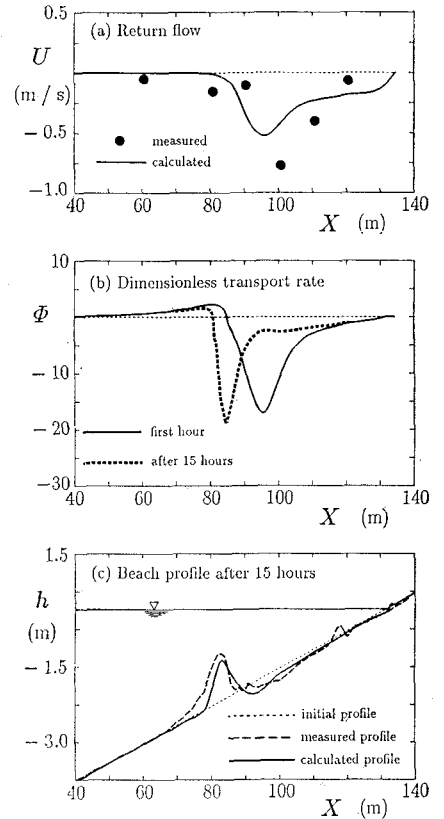


図-6 ケース 3-4 (岡安らのモデル)

しており、このケースでは岡安らのモデルの方が地形変化の再現性もよい。このケースの波浪場の計算結果には反射の影響が強く出ており、漂砂量分布と地形変化にもその影響が現れている。特に、沖浜帯で顕著である。

3.3 今後の課題

以上のように、海浜縦断面地形の計算は、戻り流れの流速とその分布にきわめて敏感に影響されることがわかった。したがって、複雑な任意底面地形上での戻り流れの評価の精度向上が今後の課題である。また、式(7)のシートフローのネットの漂砂量算定式をシートフロー状態でない汀線近傍や沖浜も含めて計

算領域全体で用いたが、式(5)の ω の限界値を1から0.001に置き換えることによって浮遊移動や掃流移動に対しても容易に適用できることがわかっている(Dibajnia・渡辺, 1992)。実際現象においても、砂漣上の浮遊移動と平坦床土でのシートフローの遷移領域が存在し、砂漣の高さが低くなるにしたがい、ネットの漂砂量は沖向きの浮遊移動から岸向きのシートフローへとその移動方向が変化する。このような場合には、 ω の限界値を0.001~1.0まで徐々に変化させればよいと考えられるが、この点は今後の課題である。

4. あとがき

本研究では、底面波動流速の非対称性と戻り流れを考慮した現地スケールの現象に適用可能な海浜縦断面地形変化モデルを提案した。底面軌道流速や戻り流れなどの流速場と漂砂のメカニズムを正確に考慮すれば、かなり精度の高い海浜縦断面地形変化の再現が可能であることがわかった。また、大型造波水路実験の再現計算を試みたところ、推定精度は、戻り流れの大きさと岸沖方向の分布に大きく依存することが明らかになった。砕波帯内における底面軌道流速の時間波形ならびに戻り流れの正確かつ一般的なモデルの確立が今後の課題である。最後に、

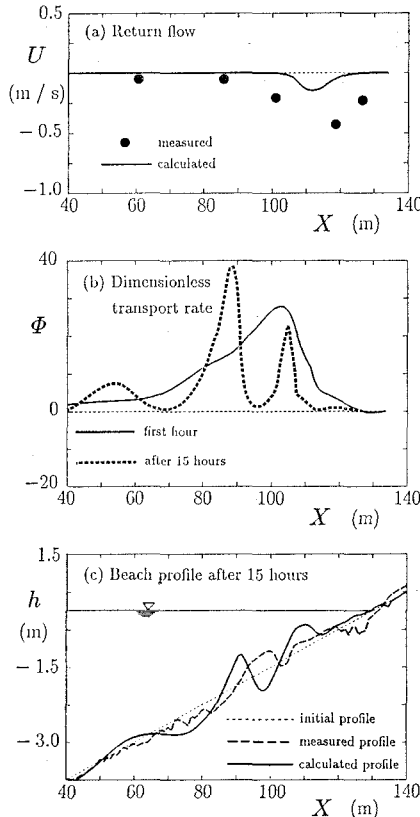


図-7 ケース 3-3 (佐藤らのモデル)

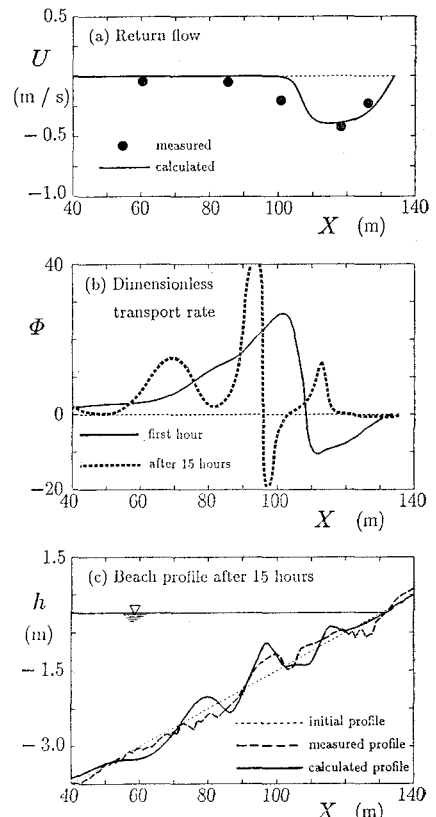


図-8 ケース 3-3 (岡安らのモデル)

貴重な実験データを快くお教え戴いた(財)電力中央研究所鹿島第一主席専門役に深甚なる謝意を表します。

参考文献

- 磯部雅彦・堀川清司(1981): 砕波帯付近における流速場の浅水変化に関する研究, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.5-9.
- 岡安章夫・磯部雅彦・渡辺 晃(1989): 砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸工学論文集, 第36巻, pp.31-35.
- 佐藤慎司・福濱芳哉・堀川清司(1987): 斜面上における不規則波の砕波変形と底面流速に関する実験的研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp.36-40.
- 清水隆夫・斉藤昭三・丸山康樹・長谷川寛・鹿島遼一(1985): 大型造波水路実験による岸沖漂砂量分布のモデル化, 電中研報告, 研究報告: 384028, 60 p.
- 清水琢三・近藤浩右・渡辺 晃(1990): 局所漂砂量算定式の現地適用性に関する研究, 海岸工学論文集, 第37巻, pp.274-278.
- 丸山康樹・榊山 勉・鹿島遼一・斉藤昭三・清水隆夫(1983): 実規模波浪を用いた砕波帯近傍の波高・水粒子速度に関する実験的検討, 電中研報告, 研究報告: 382034, 37 p.
- 丸山康樹・清水隆夫(1986): 岸沖地形変形予測モデルの開発と検証, 電中研報告, 研究報告: U86014, 44 p.
- 渡辺 晃・原 哲・堀川清司(1983): 重合した波浪場における砕波について, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.5-9.
- Dibajnia, M.・渡辺 晃(1987): 波浪場と海浜縦断面地形変化の数値計算モデル, 第34回海岸工学講演会論文集, pp.291-295.
- Dibajnia, M.・渡辺 晃(1991): 非対称振動流によるシートフローの発生と漂砂量, 海岸工学論文集, 第38巻, pp.236-240.
- Dibajnia, M. and A. Watanabe (1992): Sheet flow under nonlinear waves and currents, Proc. 23rd ICCE (in printing).