

Surface Rollerのモデリングと その物理的特性について

MODELING AND PHYSICAL IMPLICATIONS OF SURFACE ROLLERS

田島芳満¹・Ole Secher MADSEN²

Yoshimitsu TAJIMA and Ole Secher MADSEN

¹正会員 Ph.D. 五洋建設(株) 技術研究所 (〒329-2746 栃木県那須塩原市四区町1534-1)

²SC.D. Ralph M. Parsons Laboratory, Department of Civil & Environmental Engineering,
Massachusetts Institute of Technology (77 Massachusetts Ave., Cambridge, MA02139, USA)

This paper presents the development of models for predictions of near-shore wave characteristics and the evolution of surface rollers. The wave model is based on the concept of an equivalent linear wave, and nonlinear wave characteristics, if necessary, may be reconstructed from the prediction of the equivalent linear wave characteristics. The surface roller model is based on the energy balance equation that is ideally consistent with the proposed breaking wave energy dissipation model. Since both models are based on simple energy balance equations, the entire model retains flexibility and computational efficiency for practical applications. The waves may be periodic or random waves, the beach profile may be plane or barred. Model predictions are compared and show excellent agreement with experimental observations, none of which were used to calibrate the model.

Key Words : *breaking waves, surface rollers, surf zone, near-shore currents, momentum forces*

1. はじめに

砕波帯内で卓越した漂砂移動特性を正しく予測するためには、砕波帯内における水理特性を適切に算定する必要がある。たとえば、波の非線形性に伴う底面軌道流速の非対称波形によって底質は主に波の進行方向に掃流移動し、また、一部の粒子は巻き上げられて水中に浮遊する。また浮遊した粒子は、海浜流や戻り流れなどによって移動する。とりわけ岸沖方向の漂砂移動では、この波による岸向きの漂砂移動と戻り流れなどによる沖向きの漂砂移動のバランスによって正味の漂砂量が決定するので、両者の水理特性を正しく評価することが重要である。

著者らは漂砂量算定モデルへの適用を目的とした砕波帯周辺における波浪場の算定モデルを提案した。本モデルは、線形波理論に基づく単純なエネルギー平衡方程式に基づいているので計算負荷が比較的小さいものの、漂砂移動モデルの構築に必要な不可欠な非線形波による非対称な底面軌道流速波形を算定できるのが特徴のひとつである。また砕波モデルでは、砕波帯内で強い非線形性を有する実際の波と同等のエネルギーを有する相当線形波の概念を導入し、モデルによる砕波帯内の波浪エネルギー

ギーが実測値と一致するように砕波減衰係数が定義されている。このため、本モデルによるエネルギー分布の算定値を用いることによって、海浜沿岸流やwave setupの外力となるRadiation応力が正しく算定されることが期待される。

戻り流れは、主に波による岸向きの質量輸送量を補償する沖向きの流れとして定義される。Svendsen²⁾は、砕波前面に形成されるSurface Roller(以下SRと略称する)の概念を導入し、波による岸向きの質量輸送量にSRによるそれを加えることによって、砕波帯内で急激に増加する戻り流れ流速を説明した。しかしながらSvendsen²⁾のモデルでは、波高の2乗に一定値を乗じた経験式からSRによる質量輸送量を定義しており、砕波点から徐々に生成するSRを正しく算定することができない。Dally・Brown³⁾はこの点を指摘し、エネルギー平衡方程式を導入してSRが生成・消失する過程の再現を試みた。ただし倉田・服部⁴⁾によれば、Dally・Brown³⁾のモデルを海底地形や入射波条件が異なる条件に適用するためには、SRエネルギーの減衰係数を適宜調整する必要がある。

本研究では、Dally・Brown³⁾と同様の手法を用いてSRのエネルギー平衡方程式を構築し、著者らが構築した砕波減衰モデルに導入する。SRの減衰係数は砕波モデル

と同様に海底勾配の関数として与え、モデルの任意地形条件に対する適用性を向上させる。最後に、モデルを様々な実験条件に適用してその妥当性を検証し、さらに、SRによる戻り流れや沿岸海浜流、wave setupに対する影響について考察を加える。

2. 波浪モデル

(1) 相当線形波

波の非線形性や海底勾配による影響を含んだ実際の波浪と同等のエネルギーフラックスを有する線形波を「相当線形波」と定義し、任意地点における波浪場は線形波理論を用いて相当線形波の諸量として算定する。波の非線形性や海底勾配の影響を含んだ実際の波の諸量を算定する必要がある場合には、Nwogu⁹⁾のブシネスク方程式に基づく数値実験から別途算定した換算式を用いて簡易的に算定する。

(2) 碎波限界指標

相当線形波の碎波限界条件は、Watanabe⁹⁾のモデルに、最近の実験データを加えて若干の修正を施した次式を用いて算定する。

$$\frac{H_b}{h_b} = \frac{\tanh k_b h_b}{k_b h_b} \{1.07 - 0.59 \exp(-8.6 h_b / L_0) + 2.59 \tan \beta_0 \exp(-15.1 (h_b / L_0)^{1.5})\} \quad (1)$$

ここで、 H_b ：相当線形波の碎波波高、 h_b ：碎波水深、 k_b ：碎波点での波数、 L_0 ：沖波波長、 β_0 ：海底勾配である。上式は、様々な実験結果における入射波諸元と碎波水深から、相当線形波の碎波限界波高 H_b を算定した結果に基づく実験式であり、線形理論に基づく波浪変形計算における碎波限界指標に適している。

(3) 碎波減衰

碎波による波高減衰は、Dally⁷⁾と同様のエネルギー減衰率 D_b を導入した次式で算定する。

$$\nabla \cdot (EC_g \vec{n}) = -D_b = -\frac{K_b}{h} C_g \max(E - E_r, 0) \quad (2)$$

ここで、 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ 、 x, y ：岸沖・沿岸方向座標、 C_g ：群速度、 $\vec{n} = (\cos \theta, \sin \theta)$ ：波向きベクトル(θ ： x 軸と波向きのなす角)、 h ：平均水深、 $E = \rho g H^2/8$ ：波の平均エネルギー、 ρ ：流体密度、 g ：重力加速度、 H ：相当線形波高である。一方、 E_r も波の平均エネルギーであるが、各地点における実際の波の平均エネルギーではなく、同じ水深上で碎波による波高減衰が収束し、波が再生するときの波高 $H_r = \gamma_r h$ に基づくエネルギーである。また、 K_b は碎波減衰係数であり、磯部⁸⁾のモデルと同様に、波が再生するときの波高水深比 $\gamma_r = H_r/h$ および一様勾配斜面上で碎波している波の汀線付近での波高水深比 $\gamma_s = H_s/h$ を用いて次式で定義する。

$$K_b = \frac{5}{2} \cdot \frac{\gamma_s^2 \tan \beta}{\gamma_s^2 - \gamma_r^2} \quad (3)$$

ここで $\tan \beta$ は平均水位を考慮した波の進行方向への水深勾配である。また γ_s は水深勾配 β の関数として次式で表される。

$$\gamma_s = \gamma_r + 4 \tan \beta = 0.3 + 4 \tan \beta \quad (4)$$

ここで $\beta \rightarrow 0$ とすると $\gamma_s \rightarrow \gamma_r = 0.3$ となり、このときの K_b は0.094に漸近する。この値はDally⁷⁾が低勾配($\tan \beta_0 = 1/80$)の実験条件で用いた係数0.1とほぼ一致する。

(3) 波浪モデルの適用例

図-1に、様々な一様勾配斜面上に規則波を入射させた時の波高分布について、実験値^{9),10),11),12)}と本モデルによる計算値を比較した。ここで図に示した波高の計算値は、前述の換算式を用いて相当線形波高 H から非線形波高 H_b に換算した値であり、横軸の x は静水時の汀線からの距離である。図では異なる実験条件に対する結果を比較するために、両軸とも添字 b で表した碎波点における諸量で無次元化している。また図には、本モデルによる計算値の他に、碎波減衰係数 K_b を一定としたDally⁷⁾のモデルによる計算結果も示した。 K_b を一定とすると海底勾配が大きな条件($\tan \beta_0 = 1/10$)では碎波波高が過大評価されたのに対して、本モデルでは全ての海底勾配条件に対して碎波波高を精度良く再現できているのが分かる。

3. Surface Roller (SR) モデル

(1) SRのエネルギーと質量輸送量および応力の関係

まずSvendsen¹⁾のモデルと同様に、SRは碎波している波の波峰前面に添って波速 C で伝播していると仮定する。このときのSRの平均エネルギー E_{sr} をSRの平均断面積 S_{sr} を用いて次式で定義する。

$$E_{sr} = \frac{\rho S_{sr} C^2}{2L} = \frac{\rho S_{sr} C}{2T} \quad (5)$$

ここで L ：波長、 T ：波の周期である。上式と同様の仮定を用いて、SRによる質量輸送量 $\bar{q}_{sr} = (q_{sx}, q_{sy})$ は、SRエネルギー E_{sr} を用いて次式で表される。

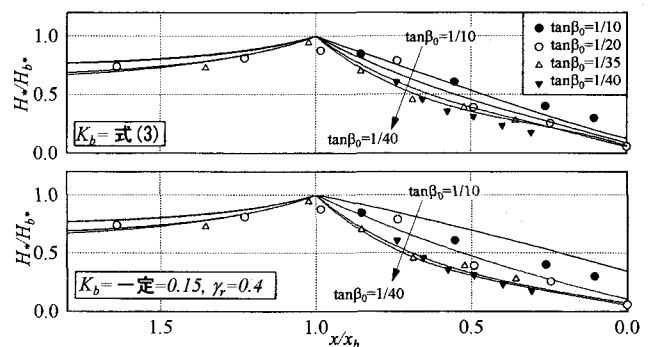


図-1 一様勾配斜面条件における碎波波高の実測値と計算値(K_b =式(3)および K_b =一定の場合)の比較。

$$\bar{q}_{sr} = \frac{S_{sr}}{T} \bar{n} = \frac{2E_{sr}}{\rho C} \bar{n} \quad (6)$$

さらに線形波理論と組み合わせると、波およびSRによる岸向きの質量輸送量 q_x は次式で表される。

$$q_x = \int_{-H/2}^{\eta} u_w dz + q_{sr} = \frac{1}{\rho C} (E + 2E_{sr}) \cos \theta \quad (7)$$

ここで u_w は波による変動流速成分である。式(7)右辺第一項に示した波による質量輸送量算定式は、線形波理論に基づいて導出されたものである。Dally・Brown³⁾によれば、この式中の E を実際の非線形性による影響を含んだ波高 H_s を用いて $E = \rho g H_s^2 / 8$ として算定すると、非線形性による影響が強い地点では波による質量輸送量を過大評価する傾向があることを指摘している。これに対して著者ら¹³⁾は、相当線形波の諸量で波のエネルギーを正しく評価すれば、非線形性の比較的強い条件下でも、流れ関数法を用いた波の質量輸送量の数値計算結果と式(7)が妥当に一致することを確認している。以上より、沿岸方向に一樣な海岸条件では、戻り流れの断面平均流速 U は次式で算定できる。

$$U = -q_x / h \quad (8)$$

さらにSRによる影響を考慮して水平 x_j 軸方向($j=1,2$)の運動方程式を鉛直方向に積分して時間平均をとると、次に示す応力の釣り合い式が導かれる。

$$\rho g h \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_j} \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} S_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} R_{sr,ij} + \tau_{bj} = 0 \quad (9)$$

ここで $\bar{\eta}$ ：平均水位、 S_{ij} ：Radiation応力、 τ_{bj} ：底面での平均剪断応力であり、SRによる応力 R_{ij} はSRの平均エネルギー E_{sr} を用いて次式で表される。

$$R_{ij} = \rho \frac{S_{sr} C^2 n_i n_j}{L} = 2E_{sr} n_i n_j \quad (10)$$

特に沿岸方向に一樣な直線海岸条件では、岸沖方向および沿岸方向の応力釣り合い式は次式で表される。

$$\tau_{bx} = F_{hpx} + F_{wx} + F_{sr} = -\rho g h \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial R_{xx}}{\partial x} \quad (11a)$$

$$\tau_{by} = F_{wy} + F_{sry} = -\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial R_{xy}}{\partial x} \quad (11b)$$

ここで F_{hp} 、 F_w 、 F_{sr} はそれぞれ、平均水位勾配(静水圧)、波、SRに伴う応力をそれぞれ示す。式(11a)は平均水位を算定する際に用いられる。底面剪断応力 τ_{bx} は、戻り流れのような平均流が存在する場合にはゼロではないものの、底面粗度が比較的小さい場合には他の応力に比べて無視できるほど小さいことが多い。そこで本論文における平均水位の計算では、式(11a)を用いるものの底面剪断応力 τ_{bx} は無視した。一方、沿岸方向の応力釣り合い式(11b)では、沿岸方向海浜流による底面での剪断応力 τ_{by} が波およびSRによる沿岸方向応力の総和 $F_{wy} + F_{sry}$ と

釣り合うように決定される。

(2) SRのエネルギー平衡方程式

以上に示したように、SRによる質量輸送量や応力は全てSRの平均エネルギー E_{sr} の関数として表されるので、SRモデルでは碎波帯内における E_{sr} の分布を算定すればよい。SRエネルギー E_{sr} の生成・消失は、碎波減衰モデルと整合する次の仮定に基づくエネルギー平衡方程式で算定する。(i) 碎波による波の損失エネルギーのうち、一部はSRの生成エネルギーに供給され、残りは水中における乱れエネルギーへ移行する。(ii) SRエネルギーは波速 C で伝達する。(iii) SRエネルギー自身も損失し、その損失率はSRエネルギーの大きさに比例する。以上の仮定に基づき、SRのエネルギー平衡方程式は次式で与えられる。

$$\alpha \nabla (E C_g \bar{n}) + \nabla (E_{sr} C \bar{n}) = -\frac{K_{sr}}{h} E_{sr} C \quad (12)$$

ここで α は、碎波減衰エネルギーのうちSRの生成に供給されるエネルギーの割合であり、 K_{sr} はSRエネルギーの減衰係数である。式(12)の α を1とし、さらに線形長波近似のもとに波速を $C \approx \sqrt{gh}$ とすれば上式はDally・Brown³⁾のモデルと一致する。 α の値は $0 < \alpha \leq 1$ であるが、その正確な値の定義は現象の複雑さから困難である。本研究では単純に $\alpha=1/2$ と仮定してSRのエネルギー平衡方程式を次式で表現した。

$$\nabla (E_{sr} C \bar{n}) = \frac{1}{h} \left(K_b C_g \frac{\max(E - E_r, 0)}{2} - K_{sr} C E_{sr} \right) \quad (13)$$

なお、後述するモデルの適用例では、碎波帯内における応力分布の観点から(12)式における α が及ぼす影響について考察を加える。

(3) エネルギー減衰係数 K_{sr} の定義

ここでは、SRエネルギーの減衰係数 K_{sr} の算定について考察する。碎波によって波のエネルギーが減衰し、 $E=E_r$ に達して波が再生するときには、SRは消失して E_{sr} がゼロに収束することを考えれば、式(13)の右辺第一項および第二項は同じ概念に基づいたモデルであることが分かる。また、本モデルでは碎波エネルギーの一部は水中の乱れとなって消費され、残りの碎波エネルギーはSRの生成エネルギーに供給されると仮定している。SR

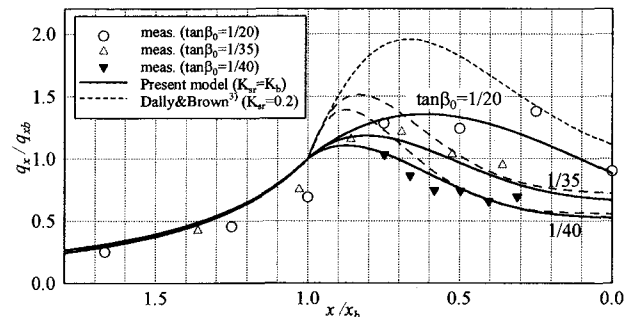


図-2 一樣勾配斜面に規則波を入射させた場合の q_x の岸沖方向分布の実測値および計算値(本モデル・Dally・Brown³⁾)の比較

エネルギーもまた、水中での乱れエネルギーとなって消失されると仮定すれば、砕波減衰係数 K_b とSRエネルギーの減衰係数 K_{sr} はほぼ同等の値をとることが考えられる。そこで本研究では $K_{sr}=K_b$ として以下にモデルの妥当性を検証する。 $K_{sr}=K_b$ としたことによって K_{sr} もまた海底勾配の関数となり、 K_{sr} を一定値で与えたDally・Brown³⁾のモデルと異なる。

モデルの妥当性を検証するために、図-1と同様の実験条件に対して式(7)で算定した波とSRによる岸向きの質量輸送量 q_x の計算値を実測値と比較した(図-2)。図-1と同様に異なる実験条件に対する結果を比較するために、図中の値は砕波点における質量輸送量 q_{xb} で除して無次元化している。図中の実線および破線は、それぞれ本モデル、あるいはDally・Brown³⁾のモデル($K_{sr}=0.2$ 一定)とした場合の計算結果である。ただし、SRモデルの違いによる比較に焦点を当てるために、Dally・Brown³⁾モデルによる計算においても砕波モデルは、より良い再現性が得られた本モデルを用いた。さらに、図中の実測値は実験で測定した戻り流れ平均流速の鉛直方向分布を水深方向に積分して算定した。図に見られるように、 $\alpha=1$ 、 K_{sr} 一定としたDally・Brown³⁾のモデルによる計算結果では、砕波波高の比較結果(図-1)と同様に急勾配($\tan\beta_0=1/20$)条件における q_x を過大評価する傾向が見られた。一方、本モデルでは、 $\alpha=1/2$ とし減衰係数 K_{sr} を海底勾配によって変化させることによって、全ての海底勾配条件に対して良好な再現性を得ることができた。

4. 不規則波条件に対するモデルの拡張

構築した砕波モデル、SRモデルはともに単純なエネルギー平衡方程式に基づいているため、不規則波条件へのモデルの適用も比較的容易である。磯部⁸⁾の砕波モデルと同様に狭帯域スペクトルの単一方向不規則波で、波高分布がRayleigh分布に従うことを仮定して式(2)を全波高で積分すると次式を得る。

$$\nabla \left(C_g \bar{n} \int_0^\infty p(\xi) E d\xi \right) = -\frac{K_b}{h} C_g \int_{\xi_b}^\infty p(\xi) (E - E_r) d\xi \quad (14)$$

ここで $p(\xi) = 2\xi \exp(-\xi^2)$ 、 $\xi = H/H_{rms}$ であり、 $\xi_b = H_b/H_{rms}$ である。上式左辺の積分は全ての波高条件($0 \leq \xi \leq \infty$)に適用されるのに対して、右辺の積分では、波高 H が砕波波高 H_b よりも大きいときのみエネルギー減衰項が適用される。上式の積分を計算すると式(14)は次式で書き換えられる。

$$\nabla (EC_g \bar{n}) = -K_b \frac{C_g}{h} \exp(-\xi_b^2) [E(1+\xi_b^2) - E_r] \quad (15)$$

ここで $E = \rho g H_{rms}^2 / 8$ であり、 $\xi_b = H_b/H_{rms}$ は式(1)で算定する。一方、不規則波条件におけるSRのエネルギー平衡方程式は E_{sr} を不規則波条件下での平均的なエネルギーとすれば、式(12)をそのまま適用できる。波やSRによる質量輸送量や応力は全てそれぞれのエネルギーで

表されるので、不規則波条件下で得られた平均エネルギーをそのまま用いればそれぞれの諸量の平均値を算定することができる。

5. モデルの検証

図-3に一樣勾配斜面($\tan\beta_0=1/35$)上に規則波を入射させた実験¹¹⁾について、モデルによる波高、平均水位、および、戻り流れ断面平均流速の計算値と実測値とを比較する。図中の実線および破線は、それぞれSRの影響を考慮した場合および無視した場合のモデルによる計算結果である。図に見られるように、戻り流れ断面平均流速の実測値では、その最大値が砕波点ではなく砕波帯内に位置しているが、SRを考慮することによって、モデルによる計算値がこの現象をより良く再現できていることが分かる。また、平均水位の計算は式(11a)を水位について解くことにより算定した。ただし、底面摩擦による底面剪断応力 τ_{bx} は他の応力項に比べて非常に小さいので、本研究による水位の計算では無視した。SRによる応力 F_{srx} を考慮することによって、平均水位の岸向き上昇勾配は砕波点直後($X \approx -7\text{m}$)で減少し、逆に汀線際では増加している。これによって、モデルによる平均水位の計算結果は実測値をより良く再現できていることが分かる。図-4には図-3と同じ計算結果における式(11a)の応力の岸沖方向分布を示す。図中縦軸の正は岸向きの応力(N)である。図に見られるように、SRによる応力は砕波点付近でのSRの生成過程では沖向き(負)となり、砕波点で岸向き最大値となる波による応力 F_{wx} と相殺する。

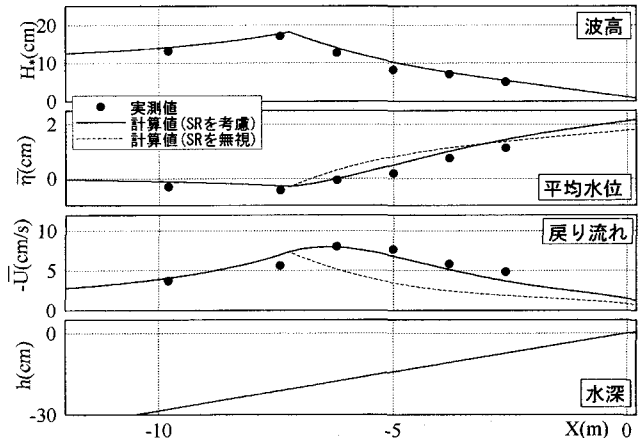


図-3 Cox・Kobayashi¹¹⁾の実験における波高、平均水位、戻り流れ断面平均流速の実測値とモデルによる計算値との比較

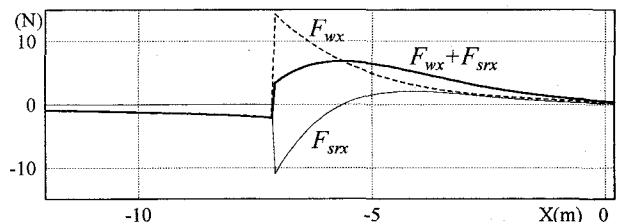


図-4 Cox・Kobayashi¹¹⁾の実験における式(11a)の応力比較

これによって、平均水位の変化を支配する両者の和 $F_{wx}+F_{srx}$ は、SRによる応力を考慮しなかった場合に比べて砕波点で小さな値となり、結果として平均水位の岸向きの増加量を減少させていることが分かる。一方、汀線付近ではSRの減衰が顕著となり、 F_{srx} も岸向き(正)となる。これによって、和 $F_{wx}+F_{srx}$ はSRによる影響を無視した場合よりも大きくなり、結果として岸向きの平均水位の増加勾配を大きくする効果があることが分かる。

図-5には一様勾配斜面上に不規則波を直入射させた実験¹⁰⁾について、図-3と同様のモデルによる計算値と実測値の比較を示した。不規則波条件では、砕波点が岸沖方向に広く分布するので砕波に伴う波高や平均水位の変化が緩やかになり、規則波条件(図-3)に比べるとSRによる相対的影響が小さい。しかしながら、比較的大規模な波高減衰が始まる $X=-2\text{m}$ 付近ではSRを考慮することによって平均水位の岸向きの上昇量が小さくなり、逆に汀線付近($X=0\text{m}$)では岸向きの平均水位の上昇量が大きくなる傾向が見られた。また、戻り流れ流速についても、SRを考慮することによって、波高減衰が顕著な“砕波帯内”における戻り流れ流速の増加を精度良く再現できていることが分かり、本モデルの不規則波条件での適用性についても確認できた。

図-6には固定床のバー地形に不規則波を直入射させた実験¹⁰⁾について、図-5と同様のモデルによる計算値と実測値の比較を示した。数値モデルによる計算結果ではバー前面($-4 < X(\text{m}) < -3.5$)における戻り流れ流速をやや過大評価しているものの、バー頂上部からバー背後付近($-3 < X(\text{m}) < -2$)に波が進行するにつれて減少する戻り流れ流速や、汀線付近($X=-0.5\text{m}$)における戻り流れ流速の増加を良く再現できていることが分かる。平均水位の変化についても、SRを考慮することによって、主に汀線付近での急激な平均水位の増加量を良く再現できている。

以上の実験結果との比較から、本モデルでは一様勾配斜面およびバー地形上に規則波または不規則波を入射させた条件における波高、平均水位、および戻り流れの断

面平均流速を精度良く再現できることが分かった。また、ここで示した本モデルによる再現計算では、実験結果に対するモデルのキャリブレーションを一切行っていないことから、他の任意の条件においても同様の再現性が期待される。

6. 沿岸方向の応力バランスにおけるSRの影響

ここでは、沿岸海浜流の起因力となる沿岸方向の応力バランスに対するSRの影響を考察する。図-7に一様勾配斜面上に規則波を斜め入射させた実験(Hamilton・Ebersole¹⁴⁾)における波高と、式(11b)に示した波およびSRによる沿岸方向応力 F_{wy} 、 F_{sy} の岸沖方向分布の計算値を示す。ここで図に示した応力分布の正の値は、斜め入射波の進行方向ベクトルの岸方向x軸に対する正弦が正となる方向である。図に見られるように、波による沿岸方向応力 F_{wy} は砕波点($X=-12\text{m}$)で正の最大値となるのに対して、SRによる沿岸方向応力 F_{sy} は砕波点で負の最大値となる。結果として両者が相殺しあい、砕波点での沿岸方向応力の総和 $\tau_{by} = F_{wy} + F_{sy}$ は、ほぼゼロに近い値となっているのが分かる。規則波条件における砕波点ではSRがまだ存在しておらず($E_{sr} = 0$)、この条件を式(13)に代入して、さらに沿岸方向に一様な海岸($\partial/\partial y = 0$)を想定すると、砕波点におけるエネルギー平衡方程式は以下のように単純化できる。

$$\frac{\partial}{\partial x}(E_{sr} C \cos \theta) = -\alpha \frac{\partial}{\partial x}(E C_g \cos \theta) \quad (16)$$

さらに、式(16)を線形長波近似して式(11b)に代入すると、沿岸方向応力の釣り合い式は次式で近似できる。

$$\tau_{by} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{E}{2} + E_{sr}\right) \sin 2\theta \approx -\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{2} - \alpha\right) E \sin 2\theta \quad (17)$$

ここで、本モデルで仮定したように $\alpha = 1/2$ とすれば、上式で求められる砕波点における τ_{by} はゼロとなり、Longuet-Higgins¹⁵⁾のように岸沖方向の拡散係数を用いな

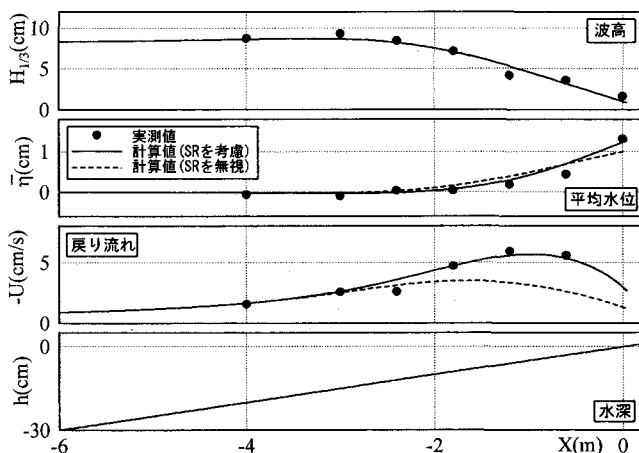


図-5 Okayasu・Katayama¹⁰⁾の実験(一様勾配斜面、不規則波)における波高、平均水位、戻り流れ断面平均流速の実測値と計算値との比較

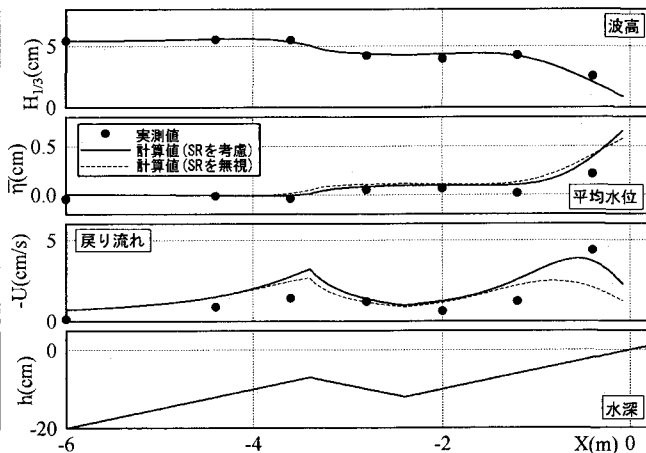


図-6 Okayasu・Katayama¹⁰⁾の実験(バー地形、不規則波)における波高、平均水位、戻り流れ断面平均流速の実測値と計算値との比較

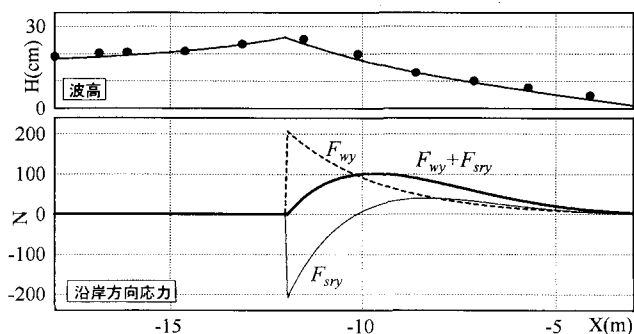


図 -7 Hamilton・Ebersole¹⁴⁾の実験条件(一様勾配斜面, 斜め入射規則波)における波高と沿岸方向応力の岸沖方向分布

くても, 碎波点を挟んで岸沖方向に連続に変化する τ_{by} , すなわち, 連続に変化する沿岸海浜流分布を説明できる。もし碎波減衰エネルギー全てがSRの生成エネルギーに供給されると仮定して $\alpha = 1$ とおくと, 上式は $\tau_{by} = \partial(E \sin 2\theta) / 2\partial x < 0$ となり, 碎波点における τ_{by} は負となる。これは, 岸方向 x 軸に対する斜め入射波の進行方向の傾きとは逆方向に沿岸流を起こさせるような外力となって作用することを意味しており, 沿岸方向に一様な海浜条件で実際に見られるような単一方向に流れる沿岸流を説明することができない。以上の考察から, $\alpha = 1/2$ と仮定することには, 確証的な物理的根拠があるわけではないものの, 本モデルにおける沿岸方向の応力バランスという観点では, $\alpha = 1/2$ とすることによって, 実現象を妥当に説明できることが分かる。

7. おわりに

Surface Rollerの算定モデルを構築し, 実験結果との比較を通じてモデルの妥当性を検証した。モデルは単純なエネルギー平衡方程式に基づいており, 計算負荷が小さく, かつ不規則波を含めた任意の入射波条件への適用性が高いのが特徴である。Surface Rollerの減衰係数 K_r は, 碎波による減衰係数 K_b と同様に海底勾配の関数として与え, 任意地形条件へのモデルの適用性を向上させた。一様勾配斜面あるいはバー地形上に規則波または不規則波を入射させたときの実験条件にモデルを適用した。提案したモデルを用いて碎波帯内におけるSRの影響を考慮することによって, これらの実験条件におけるwave setupや戻り流れ流速をより精度良く再現できることが分かった。再現計算では各実験条件に対するモデルのキャリブレーションを一切行っておらず, 他の任意の条件に対するモデルの適用性が期待される。

謝辞: 本研究は, US. Army Corps of Engineers, Engineer Research and Development Center's Coastal and Hydraulic

Laboratory under the Navigation Systems Research Program から補助を受けました(Contract No: DACA42-01-C-0017)。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Tajima, Y. and Madsen, O.S.: Shoaling, breaking, and broken wave characteristics, *Proc. 28th Int. Conf. on Coast. Eng.*, pp.222-234, 2002.
- 2) Svendsen, I.A.: Mass flux and undertow in a surf zone, *Coastal Engineering*, Vol.8, 303-329, 1984.
- 3) Dally, W. R. and Brown, C.A.: A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore current, *J. of Geoph. Res.*, 100(C12), pp.873-883, 1995.
- 4) 倉田貴文, 服部昌太郎: Surface Rollerの変動特性を考慮した碎波モデルに関する研究, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.166-170, 2000.
- 5) Nwogu, O.: Alternative form of boussinesq equations for near shore wave propagation, *J. of Waterway, Port, Coast and Ocean Eng.*, 119(6), pp.618-638, 1993.
- 6) Watanabe A., Hara, T. and Horikawa, K.: Study on breaking condition for compound wave trains., *Coast. Eng. in Japan*, vol.27, pp.71-82, 1984.
- 7) Dally, W. R., Dean, R.G. and Dalrymple, R.A.: Wave height variation across beaches of arbitrary profile, *J. of Geoph. Res.*, 90(C6), pp.11917-11927, 1985.
- 8) 磯部雅彦: 放物型方程式を用いた不規則波の屈折・回折・碎波変形の計算法, 第33回海岸工学講演会論文集, pp134-138, 1986.
- 9) 水口優, 辻岡和男, 堀川清司: 碎波後の波高変化についての一考察, 第25回海岸工学講演会論文集, pp.155-159, 1978.
- 10) Okayasu, A. and Katayama, H.: Distribution of undertow and long-wave component velocity due to random waves, *Proc. 23rd Int. Conf. on Coast. Eng.*, pp.883-893, 1992.
- 11) Cox, D. T. and Kobayashi, N.: Undertow profiles in the bottom boundary layer under breaking waves. *Proc. 25th Int. Conf. on Coast. Eng.*, pp.3194-3206, 1996.
- 12) Stive, M.J.F. and Wind, H.G.: Cross-shore mean flow in the surf zone, *Coastal Engineering*, vol.10, pp.325-340, 1986.
- 13) Tajima, Y.: Surf zone hydrodynamics, Master's thesis in Massachusetts Institute of Technology, 157p, 2000.
- 14) Hamilton D. G. and Ebersole, B. A.: Establishing uniform longshore currents in a large-scale laboratory facility, *Coastal Eng.*, vol.42, pp.199-218, 2001.
- 15) Longuett-Higgins, M.S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, 2, *J. of Geoph. Res.*, vol.75, pp.6778-6801.