

多層 3 次元海浜流モデル

信岡尚道*・加藤 始**・三村信男***

1. 緒 論

沿岸域の砂の移動や物質拡散には、周期的な繰り返し運動をする波浪に加え、定常流れの海浜流が大きく影響する。近年の社会的要請である人工海浜の建設や潜堤による漂砂制御のためには、水平方向の流れに、鉛直分布も加えた 3 次元流況を把握することが重要となってきた。

特に、海浜保全施設として設置される潜堤や人工リーフの周辺で生じる複雑な流れ場を予測するためには、応力の空間的な分布を正確に取り込んだモデルが必要である。これまでに、確立されてきた海浜流モデルは、水平面 2 次元において radiation stress を基にした平面モデル、断面 2 次元では戻り流れモデルがあり、これらを組み合わせて 3 次元流況を予測する準 3 次元モデルもある(例えば、Svendsen ら, 1989; 岡安ら, 1993)。しかし、戻り流れモデルは、始めに crest level 以下で沖に戻る補償流の流量やその向きを決める必要があり、潜堤周辺など、波浪が複雑な進路を取ったり重合する場で、その流量や向きを決めることは難しいと考えられる。

著者らは前回(信岡ら, 1996)、radiation stress 成分の鉛直分布を考慮した水平応力の釣り合い関係から、平均水位と戻り流れを含む鉛直循環流を同時に求める、多層の海浜鉛直循環流モデルを開発した。本研究では、この多層モデルを用いた計算による、鉛直 2 次元場の岸沖定常流速の鉛直分布、そして 3 次元海浜流の予測精度を確かめることを目的とする。さらに、radiation stress 成分の鉛直分布を考慮した水平応力の釣り合いから 3 次元海浜流を求めるこのモデルと、現象との関係についても検討を加える。

2. 多層モデルの概要

海浜流予測に用いた多層モデルは、前回のもの(信岡ら, 1996)とほぼ同様であるので、ここでは、支配方程式の概要と、追加や変更点についてのみ説明する。

(1) 支配方程式

基礎式に連続の式と Euler の運動方程式を用い、流速と圧力を、波動成分、定常流成分と乱れ成分の線形和で表し、波の一周期平均を施す。鉛直方向の加速度が微小などと仮定し、鉛直方向の運動方程式を水平方向の式に代入して支配方程式を得る。そして、上層は平均水位の変化、下層は海底勾配を考慮して、鉛直方向にマルチレベル化したものが、最終的な支配方程式となる(式(1)~(6))。

(連続の式)

表層 ($k=1$)

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{M}_1 - w_{1+1/2} = 0 \quad \cdots (1)$$

中層 ($k=i$)

$$\nabla \cdot \mathbf{M}_i + w_{i-1/2} - w_{i+1/2} = 0 \quad \cdots (2)$$

底層 ($k=b$)

$$\nabla \cdot \mathbf{M}_b + w_{b-1/2} = 0 \quad \cdots (3)$$

(運動方程式)

表層 ($k=1$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{M}_1 \mathbf{u}_1^T) - \mathbf{u}_{1+1/2} w_{1+1/2} \\ = -g D_1 \nabla \eta - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{S}_1 - \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\tau}_{1+1/2} \quad \cdots (4) \end{aligned}$$

中層 ($k=i$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{M}_i \mathbf{u}_i^T) + \mathbf{u}_{i-1/2} w_{i-1/2} - \mathbf{u}_{i+1/2} w_{i+1/2} \\ = -g D_i \nabla \eta - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{S}_i + \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\tau}_{i-1/2} - \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\tau}_{i+1/2} \quad \cdots (5) \end{aligned}$$

底層 ($k=b$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}_b}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{M}_b \mathbf{u}_b^T) + \mathbf{u}_{b-1/2} w_{b-1/2} \\ = -g D_b \nabla \eta - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{S}_b + \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\tau}_{b-1/2} - \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\tau}_{b+1/2} \quad \cdots (6) \end{aligned}$$

ここに、

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M \\ Q \end{pmatrix} \quad M, Q: x, y \text{ 方向定常線流量}$$

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad u, v: x, y \text{ 方向定常流速}$$

* 正会員 工修 茨城大学助手 工学部都市システム工学科

** 正会員 工博 茨城大学教授 工学部都市システム工学科

*** 正会員 工博 茨城大学教授 広域水圏環境科学教育研究センター

$$S = \begin{pmatrix} S_{xx} & S_{xy} \\ S_{xy} & S_{yy} \end{pmatrix} \quad S_{aa}: \text{radiation stress 成分}$$

$$\tau = \begin{pmatrix} \tau_x \\ \tau_y \end{pmatrix} \quad \tau_x, \tau_y: \text{層間に作用するせん断応力}$$

w : 鉛直定常流速, η : 平均水位, g : 重力加速度, D : 層厚 (表層では平均水位を含む) である。なお, radiation stress 成分は, 鉛直方向に合計すると, 平面海浜流の解析に用いられる radiation stress と一致するものである。

(2) せん断応力

乱れによる Reynolds stress を, Okayasu ら (1988) が示した渦動粘性係数 ν を用いて, 渦動粘性モデルで表す。波の進行方向が, 汀線と直角でない場合, Reynolds stress は岸沖方向や沿岸方向にそれぞれ作用すると考えられ, 何がしか各方向に対して評価する必要がある。今回は便宜的に, 岸沖方向に対する波の進行方向の角度 θ を用いて, この値を岸沖方向と沿岸方向に配分した。

(cross shore)

$$R_x = \nu |\cos \theta| \frac{\partial u}{\partial z} = \alpha c z' |\cos \theta| \frac{\partial u}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (7)$$

(long shore)

$$R_y = \nu |\sin \theta| \frac{\partial v}{\partial z} = \alpha c z' |\sin \theta| \frac{\partial v}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに, R : Reynolds stress c : 波速, z' : 底面からの距離, α : 係数である。

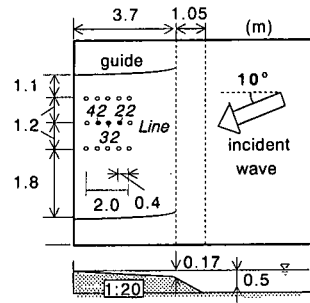
(3) 支配方程式の解法

前回のモデルでは, 支配方程式を差分の陽解法を用いて解を求めたため, 完全な収束解を得られなかった。そこで, 今回は, 佐藤ら (1992) が潮流の多層モデルに修正 ADI 法を導入した方法を用いた。この方法を適用した海浜流計算では, 定常解を示す局所加速度項の零への収束は, 他の項より 2 オーダー小さくなるほど十分なものとなった。

3. 予測の検証ケースとその方法

(1) 検証ケース

多層モデルによる海浜流の予測精度を, 次に示す 3 つの場で検討する。まず, (1) 鉛直 2 次元場での岸沖定常流の鉛直分布の検討を行う。対象は, 岡安ら (1987) のレーザー流速計による詳細な実験の 2 ケースとした。これらのケースは, 一様水深が 40 cm で海底勾配が 1/20 のもとで, plunging 型碎波が発生する case-2 (入射波高 $H=8.50$ cm, 入射周期 $T=2.0$ s, 碎波水深 $h_b=13.5$ cm, 突っ込み点水深 $h_p=11$ cm) と, spilling 型碎波の case-4 (入射波高 $H=9.87$ cm, 入射周期 $T=1.17$ s, 碎波水深 $h_b=13.75$ cm) である。比較検討する鉛直測線は, 碎波点 (Line-1) から汀線付近 (Line-6) までの間の 6 測線である。なお, case や測線のナンバーには岡安ら



図一 3次元海浜流の予測対象場 (岡安ら, 1992)

(1987) の標記をそのまま用いている。

次に, 沿岸流を含めた 3 次元海浜流の予測精度を 2 つの場で検討した。その一つは, (2) 弱い 3 次元海浜循環流に対する岸沖および沿岸定常流の鉛直分布の検討。この検討の対象には, 岡安ら (1992) の実験 (図一) で, 平面水槽に一樣の 1/20 勾配を設置し, 汀線に対して 10 度傾いた進行方向を持つ波を沖側一様水深部分から入射させたものを用いる。

もう一つの検討は, (3) 強い 3 次元海浜循環流で, さらに強い上昇流も存在する場合への適応である。対象はステップ地形周辺場で, 幅 60 cm の造波水路に 1/20 勾配の斜面を設けた場に, 沿岸幅 36 cm のステップ地形を設置し, 周期 1.75 秒, 波高 7.5 cm の波を一様水深 (35 cm) 部分から入射させた場合である。

(2) 波高分布の計算方法

radiation stress 成分を評価するには波高分布が必要となる。岡安らの実験を対象にしたケースでは, 波高分布を, 微小振幅波理論での浅水変形, スネルの法則による屈折変形を用い, 碎波後は Munk の提案している $H=0.78h$ (H : 波高, h : 水深) を用いて求めた。

ステップ地形場での波高分布は Boussinesq 方程式を用いて求めた。ただし, 計算結果は複雑な波高分布となったので, その結果にさらに空間移動平均を施したものを radiation stress 成分の評価に用いた。

(3) 線流量から流速への変換

計算結果を実験で得られた流速と比較ができるように, 計算で得られた線流量を層厚で割って流速に置き直した。ただし, 実際の現象では碎波による水塊の飛び出しやボアによる岸向き流れの大部分は平均水面より上方で生起するのに対し, 計算では平均水面以下でしか定常流を求められない。そのため, 単純に層厚で線流量を割って求めた定常流速は, 実験値に比べ非常に速くなる。そこで, 試行錯誤の結果, 表層の定常流速の予測には, 線流量を層厚に波の振幅の半分の高さを加えたもので割る方法を用いることにした。

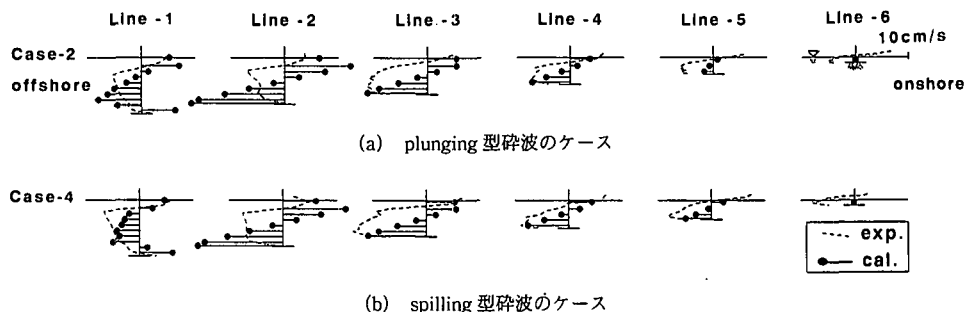


図-2 岸沖定常流速の鉛直分布の実験値と計算値の比較 (実験値: 岡安ら (1987))

4. 海浜流の計算結果

(1) 鉛直2次元場での岸沖流速の鉛直分布予測

plunging 型碎波が生じたケースの結果を図-2(a)に, spilling 型碎波を図-2(b)に示す。両ケースとも同じように, 計算結果の岸沖定常流速の鉛直分布は, ボアが十分発達した領域の Line-3, 4 で実験値とほぼ一致し, 碎波点の Line-1 もある程度一致しているの, 概ね予測精度が良いと言える。しかし, 碎波点とボアが十分に発達する地点の中間にあたる Line-2 では鉛直分布形が大きく異なること, また水深の浅くなる Line-5 では計算の流速値が非常に小さくなり, 単層になる Line-6 では流れが起らないなどの問題が存在する。

(2) 弱い循環流場での3次元海浜流予測

波高は radiation stress の評価に用いるので, その実験値と一致するような計算値を得て置くことは重要である。この検討ケースの波高の両結果を比較した図-3 では, 波高の大きい碎波点付近を除いて一致しており, radiation stress の評価に対しては問題ないと言える。また, 平均水位について, 実験と多層モデルによる計算の結果を比較したものを図-4 に示す。なお, 鉛直分布を一樣とした単層モデルでの計算結果も併せて示している。両計算結果とも, 実験結果と良く一致している。

岸沖および定常流の鉛直分布の結果を図-5(a)に示す。実験結果を見ると(各方向の成分を点線で標記), 岸沖方向では上層で岸向き, 下層で沖向き流れとなっており, 沿岸方向では上層で流れが弱く, 中層で流れが最大になり, 下層で流れが弱くなる鉛直分布の傾向が見られる。

多層モデルによる計算結果(実線で定常流速成分, 実線+黒丸で合成定常流速を標記)を見ると, 水深がある程度深い所では, 岸沖および沿岸方向の定常流速の分布形がかなり実験値と一致しているのがわかる。沿岸方向の定常流速値そのものは実験値と計算値に多少差があるが, 同じ水深で他の測線では一致していたり, 逆の差の関係になっていたりしたことを考慮すると, 水深が浅い

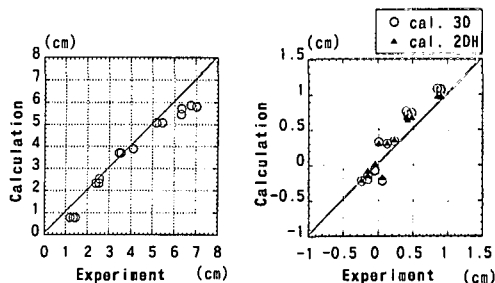
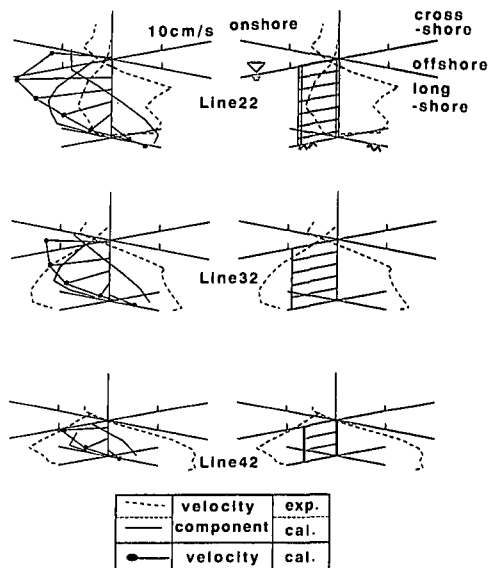


図-3 波高の比較

図-4 平均水位の比較



(a) 多層モデル

(b) 単層モデル

図-5 斜め入射波による3次元海浜流 (実験値: 岡安ら (1992))

ところを除いて, 全般的に良い精度で定常流速を予測できていた。

次に, これまでの水平2次元海浜流予測に用いられていた単層モデルの計算結果(図-5(b))と比較する。水深が深い所では, 沿岸定常流速は実験値の断面平均値と

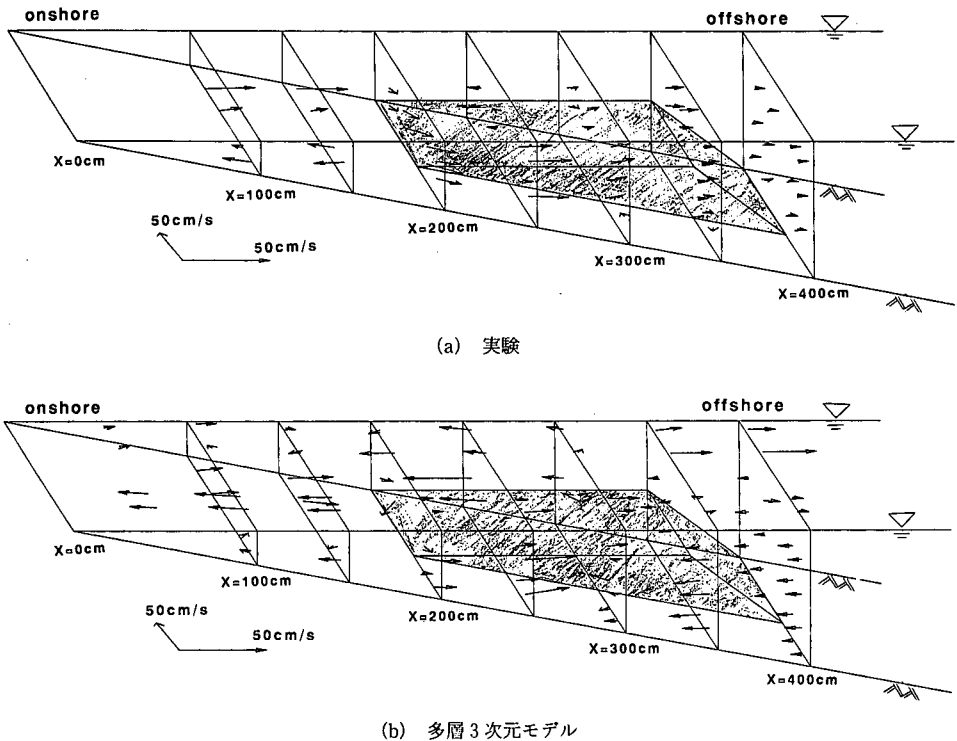


図-6 ステップ地形周辺の3次元海浜流

大差ないが、岸沖定常流速はほとんど発生していない、多層モデルによる結果と大きく異なっている。

以上より、岸沖および沿岸定常流を合成した流速の鉛直分布形は、多層モデルによる予測では、単層モデルに比べ、はるかに実際の定常流に近い形になることが分かる。したがって、海浜流の予測に、多層モデルを用いることが有効であると言える。

(3) 強い循環流場での3次元海浜流予測

図-6に、ステップ周辺での3次元海浜流の実験値(a)と計算値(b)を示す(実験結果は電磁流速計で、crest level 以下のみ測定)。このケースは、ステップ上と、ステップ岸側端の開口部で大きな碎波が生じた時のものである。これらの碎波に伴い、実験結果では、ステップ上で岸向き開口部で冲向きとなる循環流、汀線側ではその向きとは逆になる循環流が生じ、8の字を描く循環流となっている。計算結果でも、同様の傾向が見られ、詳細に流れを調べたところ、立体的に8の字を描く循環流となっていた。また、開口部からステップに向かう部分の流れも良く再現できている。ただし、今回は、強烈な碎波が循環流の形成の支配要因であったケースを対象にしたので再現できたと言え、様々な条件に対して予測を行うには、radiation stress 成分の評価などの検討が必要であることを付け加えておく。

5. 3次元海浜流の考察

(1) radiation stress 成分と現象の関係

碎波帯付近の海水の運動全体を1つの系とするならば、「波動運動の運動量の空間変化は、その差が定常流の運動量に移るだけで、系全体においてこれらを合わせた運動量は保存される」と考えることができる。radiation stress の水平方向の勾配は、波動の運動量の変化を表すものであり、本モデルでは、この radiation stress の勾配を定常流に作用する driving force として捉える。

碎波によって水塊が岸向きに強く移動する現象やボアの発達も、元々は波動の運動量が転化したものである。したがって、時間平均された方程式では、これらの現象も定常流成分の一部を構成すると考えられる。

radiation stress の勾配は、これまで鉛直方向に一樣として扱われてきたので、碎波やボアへの運動量転化も断面全体に作用することになり、水面付近での強い運動量の転化を十分には表現できなかった。しかし、radiation stress に鉛直分布を持たせるとそれが可能になる。一例として、4.(2)で示した計算から radiation stress の鉛直分布の水平勾配を求めたのが図-7(a)の radiation と記したものであり、各層の中で表層が最も大きな値になっている。これがまさに、水面付近の波から碎波やボアへの運動量転化を担うものになるのである。

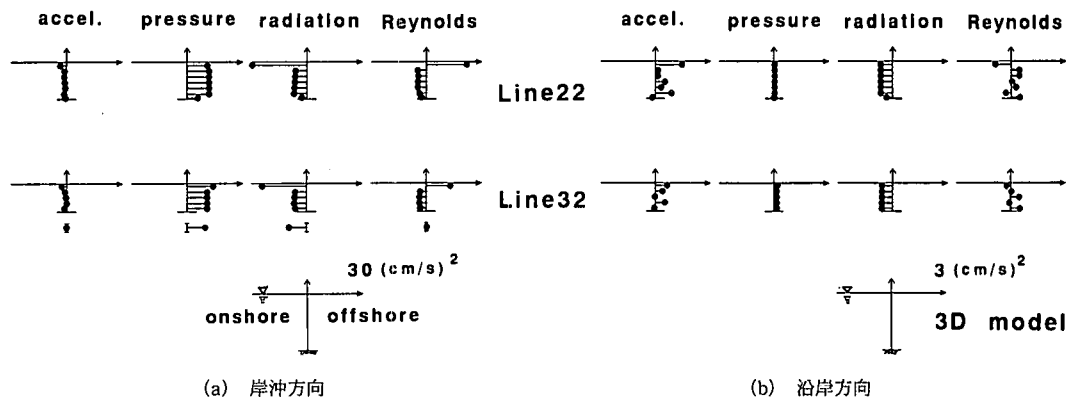


図-7 各応力の釣り合い関係

(2) 戻り流れの第一義的要因

radiation stress 成分勾配と静水圧勾配 (図-7(a) の pressure の欄) の釣り合いを考えると, 前回述べたように, 上層では岸向きに作用する radiation stress 勾配の方が強いに対し, 下層では沖向きに作用する静水圧勾配が強くなり, それぞれの方向に流れが生じる。この関係は, Dyhr-Nielsen ら (1970) が提示した戻り流れ発生の概念をより正確に説明したものである。戻り流れを発生させる要因が radiation stress 成分と静水圧の拮抗関係で示せることを裏付けるため, Reynolds stress を考慮せずに計算を行った結果, 非常に速い流れであるが戻り流れが生じた。したがって, 戻り流れの driving force は radiation stress 成分と静水圧勾配となるが, 静水圧に水平勾配が生じる要因も radiation stress の勾配であるので, 戻り流れの第一義的要因は鉛直分布を持った radiation stress 成分の水平勾配である。

(3) 沿岸流の鉛直分布

図-5 で示した岡安 (1992) の実験や, その追算では, 沿岸定常流に鉛直分布が存在していた。鉛直分布が生じる理由を検討するために, 沿岸方向の各応力釣り合いを求めたものが図-7(b) である (accel.: 移流加速度, Reynolds: Reynolds stress, 底面摩擦力は Reynolds stress の底層に含めている)。結果を見ると, 静水圧勾配は小さくなく, radiation stress 成分の勾配が, 鉛直分布を持った移流加速度や Reynolds stress と釣り合っている。この内の移流には, 岸沖の鉛直循環流からの移流がかなり寄与していた。したがって, 沿岸流の鉛直分布には, 岸沖の鉛直循環流もかなり影響すると言える。

6. 結 論

radiation stress 成分の鉛直分布を基にした多層海浜流モデルでは, ポア発達や安定領域の戻り流れを良く表せることや, 3次元海浜流の岸沖および沿岸定常流の鉛直分布を良く予測できることを明らかにした。また, 潜

堤や人工リーフ周辺の強い海浜流が生じる場への適応も可能であることも示した。さらに, 本モデルは, 砕波帯での海水の水平運動量を保存しており, 現象との関係も説明が成り立つこと, 戻り流れを引き起こす第一義的な要因は鉛直分布を持った radiation stress 成分の水平勾配であることを示した。以上より, 多層海浜流モデルが3次元海浜流の予測に有効であると言える。

謝辞: 横浜国立大学助教授の岡安章夫先生から貴重な実験データを快く御提供して頂いた。ここで, 甚大な感謝の意を表する。また, ステップ地形周辺の検証実験を担当した, 当時, 茨城大学工学部都市システム工学科学生 (現, 東亜グラウト工業 (株)) の児玉知里さんに謝意を表す。

参 考 文 献

- 岡安章夫・柴山知也・堀川清司 (1987): 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 31-35.
- 岡安章夫・原幸司・柴山知也 (1992): 斜め入射波による砕波帯内定常流の3次元分布, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 66-70.
- 岡安章夫・瀬尾貴之・柴山知也 (1993): 砕波による運動量輸送を考慮した海浜流の準3次元モデル, 海岸論文集, 第40巻, pp. 251-255.
- 佐藤慎司・植田耕一郎 (1992): 風の場の変動を考慮した湾水流動モデルの開発と東京湾への適用, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 251-253.
- 信岡尚道・加藤 始・三村信男 (1996): 鉛直循環流の数値モデルと特性解析, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 376-380.
- Dyhr-Nielsen, M. and T. Sørensen (1970): Some sand transport phenomena on coast with bars, Proc. 12th ICCE, pp. 855-865.
- Okayasu, A., T. Shibayama and K. Horikawa (1988): Vertical variation of undertow in the surf zone, Proc. 21st ICCE, pp. 478-491.
- Svendsen, I. A. and R. Lorenz (1989): Velocities in combined undertow and longshore currents, Coastal Eng., Vol. 13, pp. 55-79.