

1 方程式乱流モデルを用いた準 3 次元海浜流 数値シミュレーション

黒岩正光* ・松原雄平**・犬飼拓志***
野田英明****・孫 彰 培*****

1. はじめに

海浜流場の算定には 0 方程式の渦動粘性係数 (例えば Longuet-Higgins モデル) を用いた平面 2 次元 (2DH) モデルが用いられている。計算の簡便さから実務にも適用されているが、構造物周辺の海浜流場の再現性は十分ではなく、摩擦係数や渦動粘性係数などの与え方について問題が残されている。また、戻り流れが顕著に発生する場合には適用が困難である (河田ら, 1998)。黒岩ら (1997, 1998, 1999) は、準 3 次元 (Q-3D) 海浜流モデルを提案し、実験室レベルにおける離岸堤模型背後や現地における港周辺の海浜流場に対する適用性を検討したが、構造物近傍において再現性が劣ることを示している。この原因の一つには、渦動粘性係数の与え方、すなわち 0 方程式型の渦動粘性係数を用いたことにあると考えられる。実際には、砕波や流れのせん断変形などから供給される乱れエネルギーの移流、拡散や逸散過程を考慮して算定される渦動粘性係数を用いて海浜流場を算定する必要がある。

最近、乱流モデルを用いた波流れのダイレクトシミュレーションが試みられているが (例えば、辻本, 1997)、計算時間や計算機の記憶容量などの問題のため現地への適用は困難であり、2DH や Q-3D のような位相平均モデルが有効であると考えられる。乱流モデルを用いた海浜流予測モデルには、灘岡ら (1993) の 2DH-SDS モデル、加藤ら (2000) の $k-\epsilon$ モデルによる Q-3D モデルなどがあるが、構造物が存在する場合への適用性については検討されていない。実際には、構造物設置に伴う流れ場、地形変化を精度良く予測できるモデルが必要であり、乱流モデルを導入した海浜流モデルが必要であると考えられる。本研究では、乱れの運動エネルギーに関する 1 方程式を用いて渦動粘性係数を評価する Q-3D 海浜流モデルを提案し、その適用性について検討するものである。

2. 数値モデル

本モデルは、波浪場と海浜流場の 2 つのモジュールから構成される。

2.1 波 浪 場

構造物が存在せず、反射波および回折波の影響が無視できる場合は Dally ら (1984) の砕波によるエネルギー減衰項を付加したエネルギー平衡方程式を用いて算定する。一方、構造物が存在し、反射波および回折波が存在する場合は、渡辺ら (1984) の非定常緩勾配方程式を用いて算定する。

2.2 海 浜 流 場

海浜流場は黒岩ら (1997) による準 3 次元モデルの運動方程式および連続式から算定する。運動方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} \\ = -g \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x} - \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_h \frac{\partial U}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_h \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_v \frac{\partial U}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} \\ = -g \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial y} - \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_h \frac{\partial V}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_h \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_v \frac{\partial V}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

で、連続式は

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}(\bar{\xi} + h)}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}(\bar{\xi} + h)}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

で与えられる。ここに、 U , V および W はそれぞれ岸沖 (x)、沿岸 (y) および鉛直方向 (z) における定常流速、 g は重力加速度、 $\bar{\xi}$ は平均水位、 S_{xx} , S_{xy} , S_{yx} および S_{yy} は波の存在による過剰運動量フラックス項 (radiation stress に相当する項) である。式 (4) 中の h は水深、 $\bar{U}$ および $\bar{V}$ は断面平均流速を表す。 ν_h および ν_v はそれぞれ水平方向および鉛直方向の渦動粘性係数である。黒岩

* 正 会 員 博 (工) 鳥取大学助手 工学部土木工学科
** 正 会 員 工 博 鳥取大学教授 工学部土木工学科
*** 学生会員 鳥取大学大学院工学研究科土木工学専攻
**** フェロー 工 博 鳥取県境大学副学長
***** 正 会 員 博 (工) 韓国海洋大学校海洋科学技術研究所

ら (1997) は ν_h には Longuet-Higgins の式,

$$\nu_h = x' \sqrt{g(h + \xi)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ν_v には土屋ら (1986) の式

$$\nu_v = ACH \quad \dots\dots\dots (6)$$

を用いている。式 (5) 中の x' は離岸距離, 式 (6) 中の C は波速, H は波高, A は無次元定数 (0.01) である。本研究では, これらの 0 方程式による渦動粘性係数の代わりに, 1 方程式乱流モデルから求まる渦動粘性係数を用いて流れ場の算定を試みる。式 (1) および (2) を解くための底面 ($z = -h$) の境界条件は Non-slip 条件とし, 一方, 水面 ($z = \xi$) の境界条件は黒岩ら (2000) から

$$\rho \nu_v \frac{\partial U}{\partial z} = \tau_{sx} = A_s \rho^{1/3} D_b^{2/3} (h/L) \cos \alpha \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\rho \nu_v \frac{\partial V}{\partial z} = \tau_{sy} = A_s \rho^{1/3} D_b^{2/3} (h/L) \sin \alpha \quad \dots\dots\dots (8)$$

で与える。ここに A_s は無次元定数で 2.4 とする。 D_b は碎波による波のエネルギー逸散率である。

2.3 渦動粘性係数の評価

a) ν_h に関する 1 方程式乱流モデル

ν_h は灘岡ら (1993) の Subdepth-Scale (SDS) モデルを参考に, 水深方向に断面平均された乱れエネルギー $\bar{k}$ の輸送方程式, 次式を用いて評価する。

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{k}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_h \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_h \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} \right) \\ + \text{Prod}_h - C_d \frac{\bar{k}^{3/2}}{\ell_h} \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここに, C_d および σ_k は無次元定数で, それぞれ 0.09 および 1 とする。渦動粘性係数 ν_h は乱れエネルギー $\bar{k}$ と乱れの長さスケール ℓ_h を用いて

$$\nu_h = \ell_h \sqrt{\bar{k}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

で表され, ℓ_h は $\ell_h = \alpha_h h$ である。乱れエネルギーの生成項 Prod_h は波によるエネルギー逸散率 D_b および断面平均流速 U と V によるせん断変形を考慮して,

$$\begin{aligned} \text{Prod}_h = \frac{D_b}{\rho(\xi + h)} + \nu_h \left\{ 2 \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial y} \right)^2 \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

で表す。

b) ν_v に関する 1 方程式乱流モデル

ν_v は Deigaard ら (1991) の鉛直 1 次元の 1 方程式に基づいて評価する。乱れエネルギー k の輸送方程式および渦動粘性係数 ν_v は以下のように表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_v \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \text{Prod}_v - C_d \frac{k^{3/2}}{\ell_v} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\nu_v = \ell_v \sqrt{k} \quad \dots\dots\dots (13)$$

Prod_v は D_b と U および V の鉛直分布に起因する shear を考慮して以下のように表す。

$$\text{Prod}_v = \frac{D_b}{\rho(\xi + h)} + \nu_v \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \nu_v \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

乱れの長さスケール ℓ_v は Deigaard ら (1986) のモデルを用いて次式で与える。

$$\ell_v = \begin{cases} C_d^{1/4} \kappa z', & z' < \frac{\ell_{\max}}{\kappa C_d^{1/4}} \\ \ell_{\max}, & z' > \frac{\ell_{\max}}{\kappa C_d^{1/4}} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに, $\ell_{\max} = \alpha_v h$ で表される。 κ はカルマン定数 (= 0.4), z' は底面からの高さを表す。境界条件は次式で与える。

$$\left. \begin{aligned} k &= 0 & z &= -h \\ \frac{\partial k}{\partial z} &= 0 & z &= \xi \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (16)$$

なお, 乱れの長さスケール ℓ_h , $\ell_{\max}$ 中の α_h , α_v は黒岩ら (2001) の結果に基づいてそれぞれ $\alpha_h = 0.2$ および $\alpha_v = 0.07$ とする。

2.4 数値計算法

運動方程式 (1) および (2) は Koutitas ら (1980) の手法に準じて水平方向に有限差分法, 鉛直方向に有限要素法を用いた Fractional step 法を適用して数値計算する。式 (9) および (12) には有限差分陽解法を適用する。水平方向の格子間隔および時間間隔は波浪条件, 海底地形条件および計算の安定性を考慮して設定し, 鉛直方向については, 5 等分割 (節点数 6) し, 底面からの第 1 層目は更に 4 分割し, 総節点数を 9 とする。

3. 数値モデルの計算結果とその検証

3.1 鉛直循環流場への適用

碎波帯内の鉛直循環流場 (戻り流れ) に対する適用性は黒岩ら (2001) によってすでに検討されている。その中の Ting ら (1994) による実験結果を用いた計算例を示す。計算に用いた波浪条件は沖波波高 $H_0 = 12.7$ cm, 周期 $T = 2.0$ s である。図-1 は Dally ら (1984) のエネルギー平衡方程式を用いて計算した波高分布と実測値を比較し

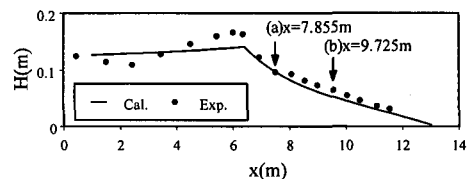
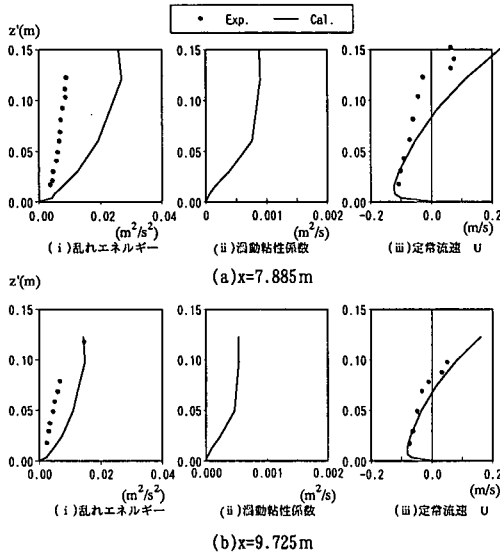


図-1 波高分布の計算結果と実測値との比較



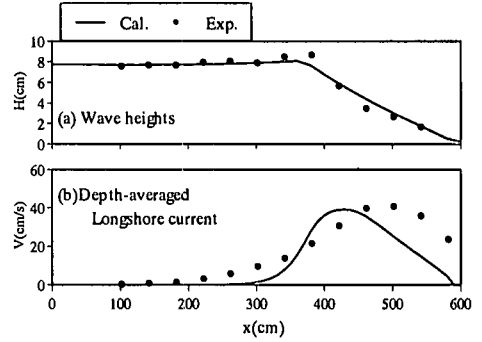
図一 乱れエネルギー、渦動粘性係数および戻り流れの計算結果

たものである。この図から、反射の影響と思われる砕波点より沖側における振動は再現されていないが、砕波による波高減衰の様子が良く再現されている。

図一2(a) および (b) は図一1 に示した $x=7.855$ m および 9.725 m の位置における式 (12) から求まる乱れエネルギー k 、渦動粘性係数 ν_t および岸沖方向における定常流速 U の鉛直分布の計算結果と実験結果を比較したものである。これらの図から乱れエネルギーの計算結果は実測値を過大評価しているが、定常流速 U の計算値は実測値とほぼ一致していることがわかる。この結果は Rakha (1998) の乱流モデルと同様の傾向を示しており、砕波帯内における乱流場にそのまま既存の乱流モデルを用いて渦動粘性係数を評価することに問題が残されていることを示唆している。したがって、乱れエネルギーと渦動粘性係数との関係を再検討し、新たな乱流モデルを開発する必要があると考えられる。

3.2 沿岸流場への適用

ここでは、Visser (1991) による実験結果と比較する。検証用データは海底勾配 $1/20$ 、沖波波高 $H_0=8.50$ cm、周期 $T=1.02$ sec、沖波入射角 $\theta_0=17.0^\circ$ である。図一3 は波高および断面平均沿岸流速の岸沖分布の計算結果と実測値を比較したものである。この図から、波高分布の計算結果は良く実測値と一致するが、本モデルによる断面平均沿岸流速のピーク位置は実測値のそれと異なり、計算値と実測値との良い一致は見られない。この結果は $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いた O'Conner ら (1987) の結果と同様の傾向を示している。



図一3 波高および断面平均沿岸流速の岸沖分布の比較

3.3 離岸堤背後の循環流場への適用

a) 計算条件

黒岩ら (1998) による実験結果に基づいてモデルの適用性を検討した。実験は長さ 12 m、幅 5.0 m、高さ 0.6 m の小型平面水槽を用いて実施され、波浪条件は、沖波波高 $H_0=7.53$ cm、周期 $T=1.0$ s で、砕波形式は Plunging 型である。水槽内には $1/10$ 勾配の斜面上に離岸堤模型が設置され、その背後における波と流れが測定されている。計算領域は $3\text{ m} \times 3\text{ m}$ の範囲とした。

b) 渦動粘性係数が循環流場に与える影響

まず、渦動粘性係数の与え方が構造物背後の循環流場に及ぼす影響について調べるため、表一に示す渦動粘性係数の組み合わせで計算を試みる。なお、Case 1 は式 (5) および (6) を用いたもので、Case 4 は本研究で提案した 1 方程式モデルによるものである。

表一 渦動粘性係数の計算条件

Case	水平渦動粘性係数 ν_h	鉛直渦動粘性係数 ν_v
1	0 方程式: 式 (5)	0 方程式: 式 (6)
2	1 方程式: 式 (9)~(11)	0 方程式: 式 (6)
3	0 方程式: 式 (5)	1 方程式: 式 (12)~(15)
4	1 方程式: 式 (9)~(11)	1 方程式: 式 (12)~(15)

図一4(a)~(d) は離岸堤背後における断面平均海浜循環流場の計算結果を示したものである。Case 1 および 2 の結果から、 ν_h を 1 方程式乱流モデルから算定した Case 2 の場合、Case 1 の結果と比較して、離岸堤直背後の沿岸方向および $y=300$ cm 付近の沖向きの定常流速は強くなり、循環流の中心位置も Case 1 によるそれと比較してやや右側へ移動しているようである。さらに、 ν_v も 1 方程式から算定した Case 4 の場合、循環流の中心位置はさらに移動し、また $y=300$ cm 付近の沖向きの定常流速は強くなっている。 ν_h だけでなく ν_v にも 1 方程式を用いること、すなわち乱れの鉛直構造も考慮すると、循環流のパターンが大きく変化することが明らかであ

る。また、 ν_h のみに 1 方程式モデルを用いた Case 3 の場合も、循環流の強さが、Case 1 と比較して大きくなり、循環流の中心位置もやや変化しているようである。さらに、Case 3 と 4 の比較から、 ν_h に乱流モデルを導入する

と、循環流場が大きく変化することが明らかで、灘岡ら (1993) が示したように、水平渦動粘性係数の与え方が循環流のパターンに影響を及ぼすのは容易に考えられる。しかしそれだけではなく、Case 2 と 4 の比較から ν_h の与え方が、循環流のパターンに多大な影響を及ぼすことがわかる。この 2 ケースの水平渦動粘性係数の分布を示したものが図-5(a) および (b) である。図中に示す太実線は砕波点の位置を示したものである。両者とも砕波点付近および離岸堤直背後で大きな値を示している。図 (a) と (b) の結果を比較すると、砕波点付近から岸側では両者の相違は見られないが、離岸堤背後で水平渦動粘性係数の分布が異なる。特に、離岸堤背後においては Case 4 の方が大きな値を示している。この 2 ケースの相違は ν_h の与え方であり、乱れエネルギーの鉛直分布が水平乱れ、さらに水平方向の流れの分布に大きく影響を及ぼすことを示している。

c) 実験結果との比較

最後に、本モデルの妥当性を検討するため、実験値と比較する。図-6(a)~(c) は離岸堤模型背後の底面付近における定常流速の測定結果および計算結果を示したものである。図 (a) は実験結果、図 (b) は黒岩ら (1997) のモデルに基づいたもので、水平および鉛直渦動粘性係数はそれぞれ式 (5) および式 (6) を用いた結果である。なお、底面境界はせん断応力を与えている。図 (c) は本モデルによる計算結果を示したものである。図 (b) および (c) から、前述した断面平均流速の結果と同様に、底面付近でも、本モデルと 0 方程式モデルでは、循環流の中心位置および流速の大きさが明らかに異なり、渦動粘性係数の与え方が海浜循環流場に多大な影響を及ぼすことが明らかである。循環流の中心位置は 0 方程式による結果 (図 (b)) より、本モデルによる結果の方が実測値との対応が良いことがわかる。つぎに、沿岸および岸沖方向における定常流速の実測値と詳細に比較した結果が図-7 および 8 である。各図中に示す実線および破線はそれぞれ

1 方程式モデルおよび 0 方程式モデルによる計算結果を表している。図-7 から、1 方程式モデルによる沿岸方向の定常流速の計算結果は、実測値と良く一致している。一方、図-8 から岸沖流速については、0 方程式による結果の方が実測値に近く、本モデルは実測値を過大評価している。しかしながら、図-6 の結果からも、1 方程式を用いた本モデルは循環流の特性良く表すことができる。

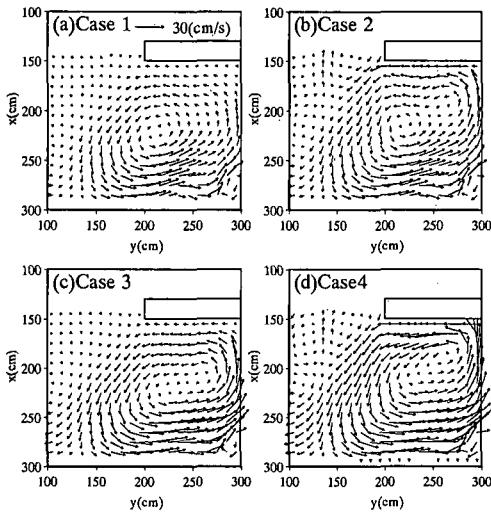


図-4 断面平均定常流速の計算結果

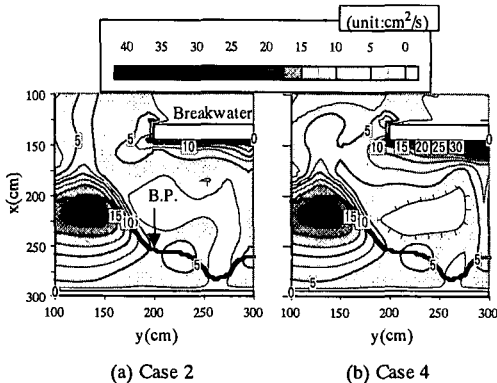


図-5 水平渦動粘性係数の数値計算例

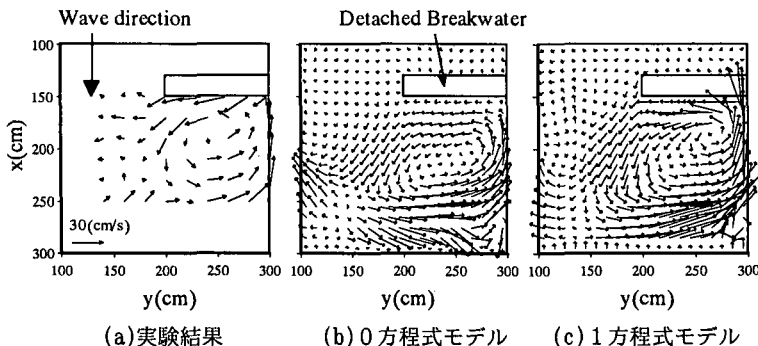


図-6 底面付近における循環流場の比較

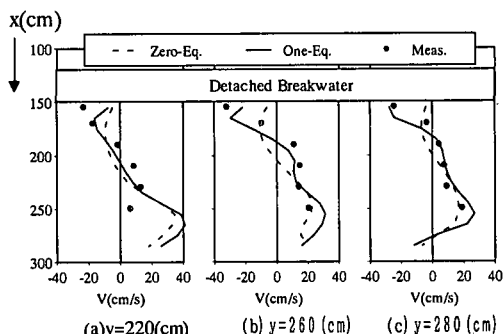


図-7 底面付近の沿岸定常流速 U の計算結果と実験結果との比較

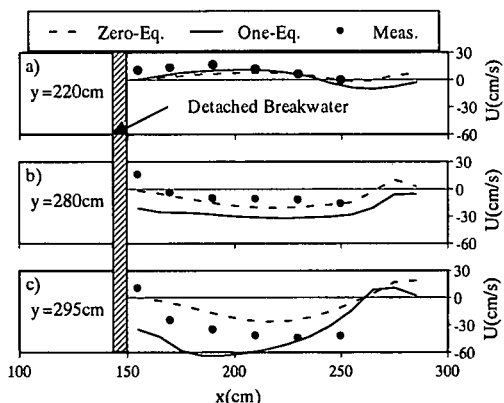


図-8 底面付近の岸沖定常流速 U の計算結果と実験結果との比較

4. おわりに

本研究では、1方程式乱流モデルを用いた準3次元海浜流モデルを開発し、実験結果との比較からモデルの適用性を検討した。その結果、鉛直循環流場に対して、本モデルは、戻り流れを概ね計算できるが、乱れエネルギーを過大評価することがわかった。一様斜面上における沿岸流場に対しては、定性的に沿岸流速を計算できるが、沿岸流速が最大となる位置が実測値と異なることがわかった。最後に、離岸堤背後の循環流場に適用した結果、渦動粘性係数が循環流の強さおよび循環流パターンに多大な影響を及ぼすことがわかった。実測値との比較から、定量的に不一致の点があるが、本モデルは0方程式を用いた海浜流モデルより、離岸堤背後の循環流場の特性を良く表わすことができることがわかった。

以上のことから、本モデルは0方程式モデルより海浜流場を定量的に計算可能であるが、定量的に一致度が低い点もあり、計算精度を向上させるため、今後、モデル

を詳細に再検討する必要がある。

最後に、本研究は平成12年度文部科学省科学研究費、奨励研究(A)(課題番号:12750464, 研究代表者:黒岩正光)の研究成果の一部であることを付記する。

参考文献

- 加藤 茂・山下隆男 (2000): 3次元海浜流計算における乱流サブモデルのキャリブレーションに関する研究—ADCPによる海浜流現地観測データを用いた検討—, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 91-95.
- 河田恵昭・柴山知也編集: 漂砂環境の創造に向けて (1998): 土木学会, 海岸工学委員会, 359 p.
- 黒岩正光・野田英明・芳地康征 (1997): 準3次元海浜流場の数値シミュレーションに関する研究, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 151-155.
- 黒岩正光・野田英明・中嶋孝昌・森山貴之 (1998): 構造物周辺における準3次元海浜流モデルの適用性に関する研究, 海岸工学論文集, 第45巻(1), pp. 196-200.
- 黒岩正光・野田英明・加藤遼一・谷口 丞・孫 彰培 (1999): 準3次元海浜流モデルを用いた構造物周辺の3次元海浜変形予測, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 616-620.
- 黒岩正光・松原雄平・野田英明 (2000): 沿岸砂州周辺における準3次元海浜流数値シミュレーション, TECHNIOCEAN 2000, Proceedings, Vol. 2, pp. 473-478.
- 黒岩正光・松原雄平・犬飼拓志・野田英明 (2001): 1方程式乱流モデルを用いた砕波帯内の鉛直循環流場の数値シミュレーション, 海洋開発論文集, 第17巻, pp. 83-88.
- 辻本剛三 (1997): 乱流モデルによる砕波帯近傍の流れ場の数値計算, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 101-105.
- 土屋義人・山下隆男・植本 実 (1986): 砕波帯における戻り流れについて, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 31-35.
- 澁岡和夫・八木 宏 (1993): 浅い水域の乱流場に関する数値計算モデルの開発と沿岸流場への適用, 土木学会論文集, No. 473/II-24, pp. 25-34.
- 渡辺 晃・丸山康樹 (1984): 屈折・回折・砕波減衰を含む波浪場の数値解析法, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 103-107.
- Dally, W. R., R. G. Dean and R. A. Dalrymple (1984): A Model for Breaker Decay on Beaches, Proc. 19th ICCE, pp. 82-97.
- Deigaard, R., Justesen and P., Frdsoe, J (1991): Modelling of undertow by a one-equation turbulence model. Coastal Eng. Vol. 15, pp. 431-458.
- Koutitas, C. and B. O'Connor (1980): Modeling three-dimensional wind-induced flows, J. the hydraulics division, HY 11, pp. 15836-1865.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970): Longshore current generated by obliquely incident sea waves, 1, 2, J. Geophys. Res. Vol. 75, pp. 6778-6801.
- O'Conner, B. A. and Yoo, D. (1987): Turbulence modelling of surf zonemixing processes, Coastal Hydrodynamics, ASCE, pp. 371-383.
- Rakha, K. A. (1998): A Quasi-3D phase-resolving hydrodynamic and sediment transport model, Coastal Eng., Vol. 34, pp. 277-311.
- Ting and Kirby (1994): Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone, Coastal Eng., Vol. 24, pp. 51-80.