

風が引き起こす非成層期の沿岸境界層の基本特性

八 木 宏*・緒方健太郎**・日向博文***・灘岡和夫***

1. はじめに

開放性沿岸域における非成層期を対象とした最近の現地観測によれば、砕波帯よりかなり沖合いの海域（距岸2～3 km, 水深20 m程度）においても、海底付近に底質の移動限界流速を越える有意な大きさの流速が生じていることが確認されており（佐藤, 1995, 1996, 安田ら, 1995, 1996, 八木ら 1996), それが砕波帯外の広域の地形変動に大きな影響を与える可能性が指摘されている（田中ら 1996). このような沖合い海域における底層流の発生メカニズムについては, 1) 海上風による吹送流, 2) 沖合い砕波による海浜流, 3) 陸棚波などいくつかの可能性が指摘されているが, その詳細については未解明な部分が多い. 本研究の目的は, 上記の要因のうち海上風の効果に着目し, 陸岸境界の影響を強く受けた吹送流の性質を明らかにすることにある.

陸岸境界の影響を受けた吹送流の性質についてはこれまでにも海洋物理学の分野で主に検討されてきている（宇野木, 1993). それによれば, 陸岸の影響を受けた吹送流は, 海岸に対する平行風, 垂直風ともに海岸からロスビーの外部変形半径程度の空間スケールで陸岸の影響が現れ, 特徴的な流速構造を形成することが指摘されている（例えば, Csanady, 1982). しかしながら, これまでの検討では岸の効果はそれに垂直方向の流量を0とする不透過境界としてのみ評価されており, 岸に近い浅海域の本来の特徴である底面摩擦の効果は十分検討されていない.

そこで本研究では, 岸近くの吹送流の性質, 特にそれが底層流動に与える影響を正しく把握するためには, 底面摩擦の影響を正確に評価することが重要であるという考えから, 高次乱流モデルに基づく数値解析モデルを導入し, 陸岸の影響を強く受けた吹送流の基本的特徴を数値実験を通して明らかにすることを目的としている.

2. 数値モデル概要とその基本特性

今回の研究では, 岸に近い海域における吹送流の基本特性の把握が主な目的であるため, 開放性沿岸域を想定したシンプルな断面地形(図-1, 岸沖方向距離20 km, 最大水深200 m, 海底勾配一様)を対象として, このモデル海域にいくつかのパターンの風を作用させることで, 吹送流の空間構造特性を調べた. なお, 沿岸方向については断面地形及び作用させる風ともに一様な状況を想定し, 解析領域は岸沖・鉛直方向のみの断面2次元とした(但し, 流速は3成分). 今回の研究で用いた数値解析モデルは, 2方程式型乱流モデルである $k-\epsilon$ モデルに基づく静水圧近似3次元流動モデルである. 基礎方程式の詳細やここで用いた乱流モデル定数については, 八木ら(1996)を参照されたい. 計算条件は表-1にまとめて表示する. なお, 今回は非成層期の流動特性を解析対象としているため密度は一様とした.

ここでは, モデル海域に対する解析を行う前に, 基本的な性質が把握されているより単純な条件下で発生する

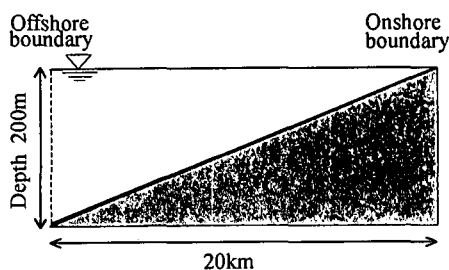


図-1 計算対象としたモデル海域

表-1 計算条件

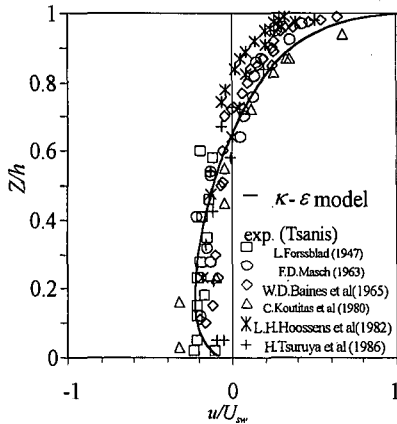
水平格子間隔	500 m
鉛直格子間隔	1 m
時間ステップ	2 s
海底勾配	1/200, 1/100, 1/67(一様勾配)
風速	3, 5, 7, 10 m/s
周期(非定常風)	12 時間, 8 日
海表面摩擦係数	0.002
コリオリパラメータ	$8.55 \times 10^{-8} \text{ 1/s}$
密度	1.0 g/cm ³ (一様)

* 正 会 員 博(工) 東京工業大学土木工学科 助教授

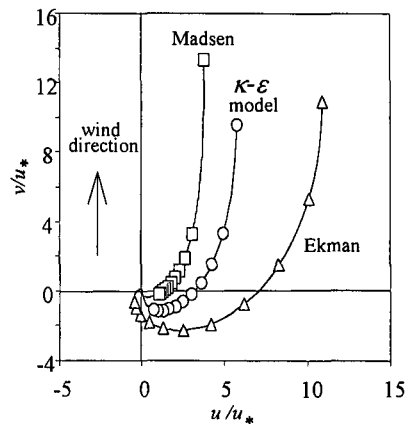
** 学生会員 東京工業大学大学院理工学研究科

*** 正 会 員 工 修 東京工業大学土木工学科 助手

**** 正 会 員 工 博 東京工業大学大学院情報理工学研究科 教授



(a) 閉水路内に発生する吹送流の鉛直分布

(b) 風によるエクマン境界層の鉛直構造の比較
(風速 10 m/s: 各印は水面から摩擦深度の 1/10 間隔で表示)図-2 $k-\epsilon$ 型乱流モデルによる吹送流計算の基本特性

吹送流に対して本数値解析モデルを適用しその基本特性を示しておく。図-2(a)に、閉じた水路に定常な風を作用させた場合に水路内に発生する吹送流の鉛直分布の計算結果を示す。計算結果は、鉛直方向には水深 h で、流速は水表面流速 U_{sw} で無次元化した形で表示している。また図中には、実験結果 (Tsanis, 1989) も併せて表示している。実験データは、数多くの研究者によるさまざまな条件下の実験結果を Tsanis がまとめたものなので、実験値自身に多少ばらつきはあるものの、計算結果は実験結果の傾向をよく表しており、本数値解析モデルの吹送流場における妥当性が確認される。

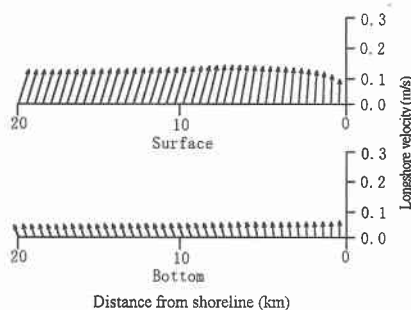
次に、コリオリ力が作用する場合の吹送流の鉛直構造について検討を行った。コリオリ力が作用する条件下では、吹送流はいわゆるエクマン境界層を形成することが知られているが、これについては実験的に検討することが通常困難であり、また十分な精度で水表面付近のエクマン層内の流速を計測した現地観測例もほとんどないこともあって、その正確な鉛直構造は把握されていない。そこでここでは、エクマン境界層の代表的な理論解である Ekman の解と Madsen の解との比較を行い本数値解析モデルの基本特性を示すことにする。ちなみに、Ekman の理論では鉛直渦動粘性係数 (ここでは 0.0117 を採用) を一定、また Madsen の解では水表面からの距離に比例させた形の鉛直渦動粘性モデルを採用し解析解が導出されている。図-2(b)にエクマン境界層特有の流速のスパイラル構造を三者について比較した結果を示す。これを見ると、本数値解析モデルの計算結果は、混合距離の概念に基づいて壁面乱流の効果を取り込んだ Madsen の解に近い形となっていることがわかる。次章以降では、上記のような特性を有した数値解析モデルに基づき、風による陸岸近くの吹送流の基本特性を検討す

る。

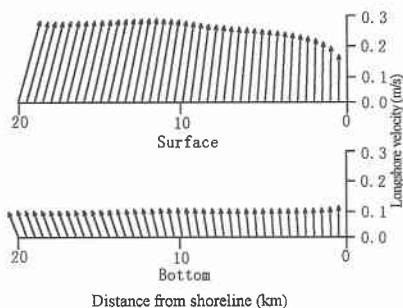
3. 数値実験結果と考察

3.1 定常風による陸岸近くの吹送流の空間構造

ここでは、海岸に平行に吹く定常な風の効果について検討する。図-3は、風速 5 m/s, 10 m/s の風を岸に平行に岸を右手に見る方向に与えた条件下において、定常状態に達した時点の表層と底層における流速ベクトルの岸沖分布を示したものである。これを見ると、岸に近い表層において流速、流向が若干異なるものの、定常状態に達した状態では流速場の岸沖方向への大きな変化は見られない。そこで、流速場の鉛直シアに着目して、岸沖方向の変化特性を調べてみた。図-4は、計算領域の各地点の鉛直シアを海表面に作用する風応力で無次元化したものを岸沖断面内空間分布として表示したものである。これを見ると水表面及び海底面付近において、境界層の影響により鉛直シアが大きくなっている。さらに特徴的な傾向として、岸に近い領域では水深全体にわたって比較的大きな鉛直シアが維持されているのに対し、水深が深い沖側領域ではシアが大きいののは水表面と海底面近くのみで、その中間にシアの非常に小さい領域が形成されていることがわかる。そこで、このような岸沖方向への流れの鉛直構造の違いを明らかにするために、図-5に、水深 $h=200$ m, 50 m, 10 m の各地点における沿岸方向流速の鉛直分布を示す。図中には、参考のためにコリオリ力を考慮しない場合の計算結果 (点線) 及び、コリオリ力を考慮した場合の鉛直次元問題の計算結果 (細線) を併せて表示している。これを見ると、水深 $h=10$ m ではこの3者がほぼ一致している。これは水深 $h=10$ m 程度の浅い領域では海上風によるせん断力と底面摩擦力のバランスが支配的であり、陸岸の存在

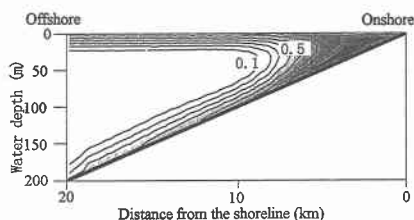


(a) 風速 5 m/s

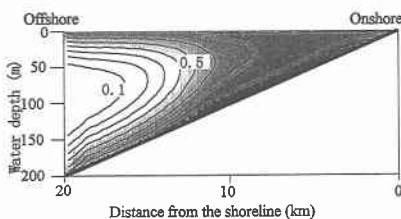


(b) 風速 10 m/s

図-3 表層と底層における流速ベクトルの岸沖分布 (定常風)



(a) 風速 5 m/s



(b) 風速 10 m/s

図-4 無次元化した鉛直シアの岸沖断面内分布 (定常風)

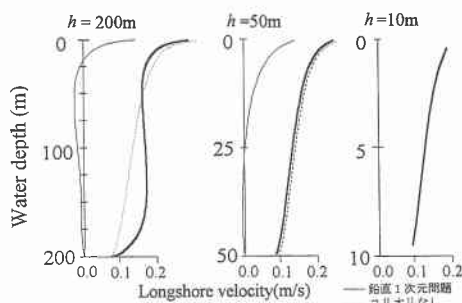


図-5 沿岸方向流速の鉛直分布の比較 (定常風)

やコリオリ力の効果がほとんど寄与しないことを意味している。一方、水深 $h=200$ m の地点では、表面境界層と底面境界層の間に一様性が強い流速分布が現れている。そこで、この地点について運動方程式の各項のバランスを調べると (図-6)、一様な流速を形成する領域では、岸沖方向には圧力勾配とコリオリ力が主にバランスしており、沿岸方向には運動方程式を構成する各項ともその貢献度が小さくなっていることがわかる。本計算条件では風によるエクマン輸送によって岸側で水位が高くなっていること、沖合い中層部には沿岸方向の流れを直接駆動する有意な力が見られないことから、沖合いの一様流速は岸沖方向の水面勾配とバランスするように発生した傾斜流 (地衡流の一種) であると考えられる。このよう

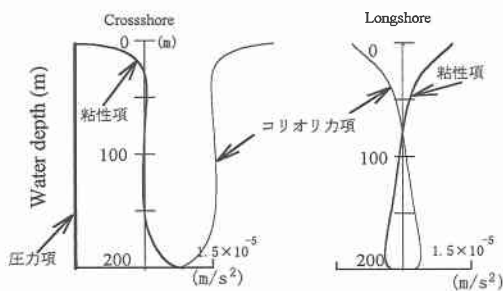


図-6 沿岸方向の運動方程式中における各項の大きさの比較

に、陸岸境界を有した海域に発達する吹送流は、沖合いの“表層エクマン境界層+傾斜流+海底境界層”という鉛直3層構造から、岸に近づくにつれて風応力が底面摩擦力のみとほぼバランスする状態へとその力学構造を大きく変化させている。そして、沖合い領域では主に傾斜流が、また岸近くでは風による局所的なせん断力が図-3に示したような沿岸方向流速を維持している。

3.2 風による沿岸境界層の概念と支配パラメータ

前節の検討からもわかるように、沿岸域における吹送流の空間構造は、沖合いにおいて傾斜流が発生する領域と、岸近くの底面摩擦の寄与が重要となる領域とで、流れの構造が大きく異なっている。したがって、力学特性が大きく異なるこれらの海域については、それを分けて

考える方が沿岸域の流動を理解しやすい。そこで本研究では、岸に近く全水深にわたって鉛直シアーが有意な値を示す領域を沿岸境界層と定義してその性質を検討することにする。

まず、定常状態の吹送流場の沿岸境界層の幅（以後沿岸境界層厚と呼ぶ）がどのような要素に支配されているかを検討する。Csanady (1982) によれば、有限水深の海域における吹送流は、 u_*/fh (u_* : 海表面摩擦速度, f :

コリオリパラメータ, h : 水深) が重要なパラメータとして指摘されている。このパラメータの物理的な意味は、水表面付近に発達するエクマン境界層厚（摩擦深度）と水深の比を表している。そこで、沿岸境界層厚 δ と u_*/fh の関係を調べてみた。沿岸境界層厚の定義については、議論があるところではあるが、ここでは便宜的にある地点の鉛直シアーの大きさを海底から水表面まで鉛直方向各地点で比較し、その最小値が水表面に作用する風応力の50%に達した地点から岸側の領域を沿岸境界層と定義し、岸からその地点までの距離を境界層厚さ δ と定義した。様々な条件に対して、沿岸境界層厚 δ と u_*/fh の関係を求めた結果を図-7に示す。これを見ると、境界層厚 δ は $u_*/fh=1.4$ 程度付近に分布している。このように比較的広範囲な条件に対して、沿岸境界層厚 δ が u_*/fh で整理できることから、沿岸境界層は u_*/fh に支配されていることがわかる。

3.3 非定常風の効果の検討

本節では、非定常な風の振る舞いが吹送流の構造や沿岸境界層の挙動に与える影響を検討する。ここで対象と

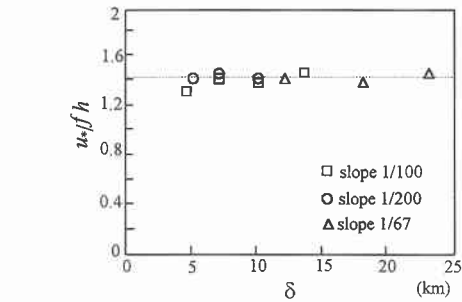
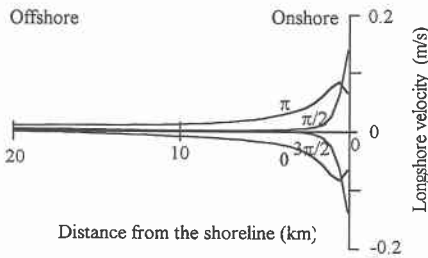
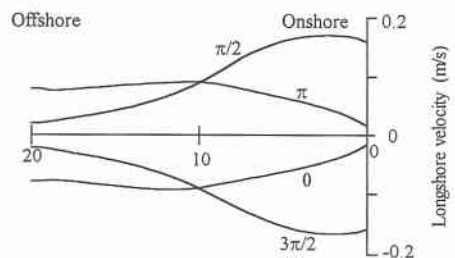


図-7 定常風に対する沿岸境界層厚 δ のパラメータ依存性

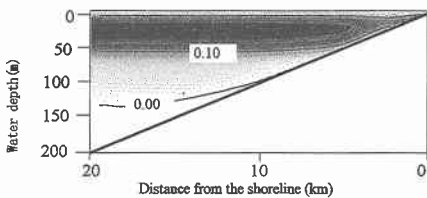
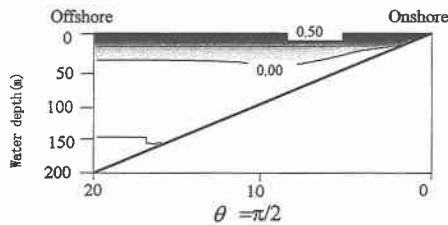


(a) 周期 12 時間

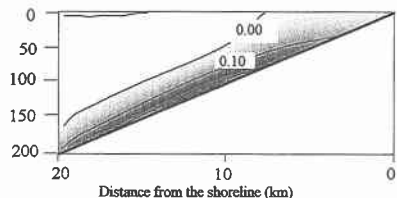
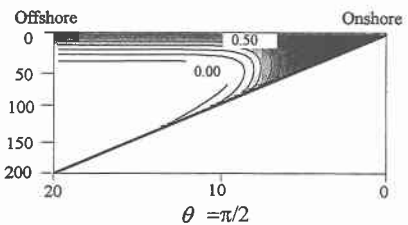


(b) 周期 8 日

図-8 水深平均流速の岸沖分布（非定常風）



(a) 周期 12 時間



(b) 周期 8 日

図-9 鉛直シアーの岸沖断面内分布（非定常風）

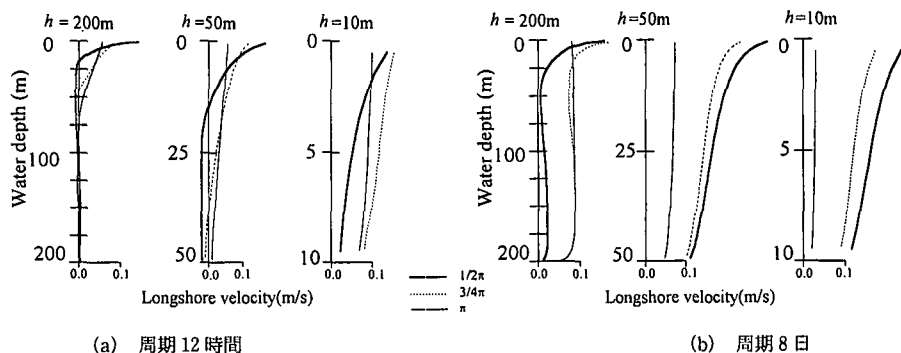


図-10 沿岸方向流速の鉛直分布の比較 (非定常風)

した非定常風は岸に平行な方向に振動風速振幅 10 m/s で正弦振動するものであり、周期 12 時間と 8 日の 2 ケースについて計算を行った。

図-8 は、計算結果から求めた岸沖方向各地点の水深平均流速の岸沖分布を示す。図には、位相 $\theta=0, 1/2\pi, \pi, 3/2\pi$ の岸沖分布を表示している。これを見ると、周期 12 時間のケースでは、定常風の場合 (図-3(a)) と比較して岸近くで流速の大きな領域が形成されていることがわかる。さらに、岸沖方向に最大流速が生じる時刻が異なっており、岸沖方向に位相差を持った非定常的な流速場が形成されていることがわかる。次に最大風速時に海表面に作用するせん断力で無次元化した鉛直シアアの空間分布を位相 $\theta=1/2\pi, \pi$ について図-9 に示す。表層付近での鉛直シアアが大きくなる傾向は周期 12 時間、8 日それぞれのケースに共通しているが、鉛直シアアが大きい領域の厚さや岸近くの構造に相違が見られる。そこで流速の鉛直構造について調べてみた。図-10 は各ケースの位相 $\theta=1/2\pi, 3/4\pi, \pi$ での水深 $h=200\text{ m}, 50\text{ m}, 10\text{ m}$ 地点における沿岸方向流速の鉛直分布である。まず周期 8 日の結果を見ると水深が浅い $h=50\text{ m}, 10\text{ m}$ において風応力の変動に対応して表層流速が変化し、それに引きずられるように鉛直分布が変化している。沖側の水深 $h=200\text{ m}$ においては、中層領域に流速が一樣な領域が形成されており、これは定常風の場合の傾斜流に対応するものと考えられる。しかしながら、この一樣流速が最大を示す時刻は最大風速時よりも遅れている。これは中層領域の流速を支配する傾斜流が風の変動より遅れて発達することによるものと考えられる。これに対して周期 12 時間の場合に沖合領域において表層部にのみに境界層が発達し中層領域に傾斜流は発達していない。以上の結果は、風による吹送流の構造や沿岸境界層の発達には風速変動の時間スケールが重要であることを示している。

4. おわりに

沿岸域における吹送流の性質、特に陸岸の影響を強く

受けた沿岸境界層の挙動を $k-\varepsilon$ 型乱流モデルに基づく数値実験によって検討した。その結果、以下のことが示された。

(1) 陸岸近くに形成される吹送流は、沖合い海域における鉛直 3 層構造 (表層エクマン境界層 + 傾斜流 + 海底エクマン境界層) から、浅海域における風応力と底面摩擦力がほぼ釣り合う状態までその力学バランスを大きく変化させている。

(2) 岸近くにおける鉛直シアアが全水深的に有意な大きさを示す領域を沿岸境界層を定義し、定常状態の沿岸境界層厚さがパラメータ $u_* / f h$ に支配されていることを示した。

(3) 非定常な振動風速場においては、周期が短い条件で、岸に近くの鉛直シアアが大きい沿岸境界層の領域のみで沿岸流速が大きくなる。周期が長くなると定常風場における流速構造に近づいていく。

参考文献

- 宇野木早苗 (1993): 沿岸の海洋物理学, 東海大学出版会, 672 p.
- 佐藤慎司 (1995): 日本海沿岸で観測された流れの特性, 土木学会論文集, No. 521/II-32, pp. 113-122.
- 佐藤慎司 (1996): 強風と高波により発達する沿岸域の大規模流れに関する研究, 海岸工学論文集, 第 43 巻 (1), pp. 356-360.
- 田中茂信・佐藤慎司, 川岸眞一, 石川俊之, 山本吉道 (1996): 石川海岸の沖合における漂砂機構, 海岸工学論文集, 第 43 巻 (1), pp. 551-555.
- 八木 宏・日向博文・澁岡和夫 (1996): 非成層期における開放性沿岸域の底層流動特性, 海岸工学論文集, 第 43 巻 (2), pp. 406-410.
- 安田孝志・森 信人・加藤茂・佐藤慎司 (1995): 石川海岸沖合いの流れ特性と碎波の影響について, 海岸工学論文集, 第 42 巻 (1), pp. 431-435.
- 安田孝志・加藤 茂・岩田 宏・佐藤慎司 (1996): 碎波帯沖合い流れの特性とその成因について, 海岸工学論文集, 第 43 巻 (1), pp. 366-370.
- Csanady, G. T. (1982): Circulation in the Coastal Ocean, D. Reidel. Pub., 279 p.
- Tsanis K. (1989): Simulation of wind-induced water currents, J. Hydraulic Eng., Vol. 115, No. 8, pp. 1113-1134.