

直線状海岸付近における吹送流の流況変動に関する研究

犬飼 直之*・工藤 義幸**・佐藤伸二郎***・早川 典生****

アメリカ合衆国フロリダ半島西岸の Cedar Key 付近の直線海岸では、海岸線に平行な風が吹くと水面が変動することが知られている。この海域の流れには季節風が大きく関与していると考えられており、この海域の水質環境の保全・浄化のためには、吹送流の流動機構を定量的に把握することが必要であると考えられる。犬飼 (2001) は、直線海岸付近での吹送流による水位変動量を理論式より定量的に把握した。しかし吹送流は流れの鉛直構造が異なる為、それを定量的に把握する必要性もあると考えられる。よって、本研究では直線海岸付近での吹送流の鉛直構造を定量的に推算する手法を開発し、これをフロリダ西岸海域に適用させた。

1. はじめに

アメリカ合衆国フロリダ半島西岸の Cedar Key 付近 (図-1) の直線海岸では、海岸線に平行な風が吹くと水面が変動する事が知られている。この海域は豊富な魚介類やマナティなどの貴重種が生息するが、湿地帯が続く遠浅の停滞性水域である。近年、水質汚染やワニの生殖器官異常に代表される環境ホルモン汚染が報告されており、この海域の水環境の保全・浄化の必要性が高まりつつある。

ところで、この海域では、季節風が卓越しており、これに駆動されて生成した流れにより、岸沖方向で海水交換が行われると言われている。よって、この海域では季節風が環境に重要な役割を果たしていると考えられ、この海域の水質環境の保全・浄化のためには、吹送流の流動機構を定量的に把握することが必要であると考えられる。

近年では流況の把握をするための手法として 3 次元の流れの数値実験が行われる様になった。通常は、計算結果は現地観測データと比較をする。しかし、現地の観測データを入手するのが困難な場合もあり、別の手法を用いる必要がある。その手法の 1 つに、理論式より推算をする方法がある。犬飼ら (2001) は、直線海岸付近での吹送流による水位変動量を理論式より定量的に把握した。しかし吹送流は流れの鉛直構造が異なる為、それを定量的に把握する必要性もあると考えられる。

よって、本研究では直線海岸付近での吹送流の鉛直構造を定量的に推算する手法を開発し、これをフロリダ西岸海域に適用させ、この海域の季節風による吹送流の流動機構を解明する事を目的とする。

2. 研究内容

直線海岸付近で吹送後の定常状態を仮定し、風応力等

* 正会員 工博 長岡技術科学大学助手 工学部環境・建設系
** 正会員 工修 (財)リモート・センシング技術センター
*** Ph.D. Postdoctoral Associate, Cornell University
**** 正会員 Ph.D. 長岡技術科学大学名誉教授

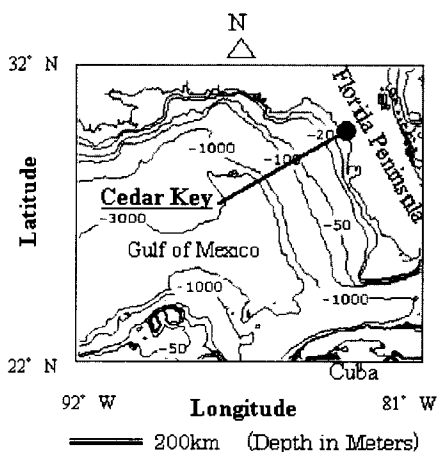


図-1 フロリダ半島位置図

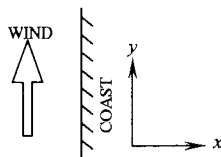


図-2 直線状海岸付近での座標

を求める事ができる式を導出した。この式をサンフランシスコ沖で行われた観測結果に合わせて流れの鉛直構造を推算し、導出式の有用性を確認した。次に、基礎地形で基礎的な流動の把握をした。最後に、導出式および現地観測からフロリダ西岸海域での季節ごとの吹送流を推算し、この海域の流動特性を求めた。

3. 基本式の導出

風により吹送流が生成すると、海面付近で表面摩擦境界層及び、海底付近では海底摩擦境界層が形成される。Jenter (1989) は、海底応力を海底近傍の流れの構造と関連付け、摩擦テンソルにより反復計算を行う流速の鉛直分布の決定法を提案した。本研究では、この手法を用い

て、流れの鉛直分布を求める式を導出した。まず、図-2の様に、一定水深の直線海岸付近で、吹送後、海上に風による摩擦応力がはたらき、一方で海面勾配などの影響で海底付近では海底境界層が形成されている定常状態を仮定する。このとき、コリオリ項、重力項、摩擦項からなる水平二次元の運動方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} -fv &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial c} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ fu &= \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1)$$

(f はコリオリ係数, K_z は鉛直渦動粘性係数)

この2式と(1, i)との内積をとり整理すると、

$$\frac{d}{dz} \left(K_z \frac{dW}{dz} \right) - i f W = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

を得る。ここで、 W は、

$$W = (u + iv) - \frac{g}{f} \left(-\frac{\partial \zeta}{\partial y} + i \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

これは求めたい流速と、深さ方向に一定な地衡流の流速成分との差である。また、 z 軸を海底で上向きにとり双一次式で上下摩擦速度を考慮した鉛直渦動粘性係数は次式で示される。

$$K_z = \begin{cases} \kappa u_{*s}(h-z) & z_m < z \leq h \\ \kappa u_{*b} z & 0 \leq z \leq z_m \end{cases} \quad \dots\dots\dots (4)$$

κ はカルマン定数であり、海面、海底での摩擦応力はそれぞれ $\rho u_{*s}^2 = |\tau_s|$ および $\rho u_{*b}^2 = |\tau_b|$ で定義される。また、 z_m は、 $z_m = h(u_{*b}/u_{*s} + u_{*b})$ とする。この式は式(4)の適用域が、2つの摩擦速度から相対的に決定されることを意味する。式(4)の鉛直渦動粘性係数を用いると、式(2)は次式のようになる。

$$\frac{d}{dz} \left(\kappa u_{*s}(h-z) \frac{dW}{dz} \right) - i f W = 0, \quad z_m < z \leq h \quad \dots\dots\dots (5a)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\kappa u_{*b} z \frac{dW}{dz} \right) - i f W = 0, \quad 0 < z < z_m \quad \dots\dots\dots (5b)$$

この式は解析解を有し、次式のように示される。

$$\begin{aligned} W &= A^+ (ber 2\sqrt{f(h-z)}/\kappa u_{*s} \\ &\quad + i bei 2\sqrt{f(h-z)}/\kappa u_{*s}) \\ &\quad + B^+ (ker 2\sqrt{f(h-z)}/\kappa u_{*s} \\ &\quad + i kei 2\sqrt{f(h-z)}/\kappa u_{*s}), \quad z_m < z \leq h \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6a)$$

$$\begin{aligned} W &= A^- (ber 2\sqrt{fz}/\kappa u_{*b} + i bei 2\sqrt{fz}/\kappa u_{*b}) \\ &\quad + B^- (ker 2\sqrt{fz}/\kappa u_{*b} + i kei 2\sqrt{fz}/\kappa u_{*b}), \\ &\quad 0 < z \leq z_m \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6b)$$

ここで ber , bei , ker , kei は0次のケルビン関数, A^+ , A^- , B^+ , B^- は複素定数である。

これらの定数は、次に示す境界条件および適合条件より決定される。

$$W|_{z=z_{b0}} = -\frac{g}{f} \left(-\frac{\partial \zeta}{\partial y} + i \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \quad (\text{bottom}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$K_z \frac{dW}{dz} \Big|_{z=h-z_{s0}} = \frac{\tau_{sx} + i\tau_{sy}}{\rho} \quad (\text{surface}) \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 z_{b0} , z_{s0} は海底、海面での粗さ(m), τ_{sy} , τ_{sx} は y , x 方向の風応力である。本研究では、 z_{b0} および z_{s0} はより1 cm (Drake, 1992) とした。また、式(4)における、鉛直渦動粘性係数の不連続点での流速およびせん断応力の適合条件を次式のようにそれぞれ与える。

$$W|_{z=z_m+} = W|_{z=z_m-}, \quad K_z \frac{dW}{dz} \Big|_{z=z_m+} = K_z \frac{dW}{dz} \Big|_{z=z_m-} \quad \dots\dots\dots (9)$$

これらの条件式(7)~(9)を式(6)に適用し、連立方程式を解けば、諸定数を決定することができる。しかし、ここで式(6)中の海底摩擦速度 u_{*b} は事前に確定できるものではなく、最初に推測値を代入し、その妥当性を計算後に式(10)に示す適合条件により判定を行う。

$$\lim_{z \rightarrow 0} K_z \frac{dW}{dz} = \frac{|\tau_{bx} + i\tau_{by}|}{\rho} = u_{*b}^2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

また、陸地の影響を受け、岸沖方向に海面傾斜が発生する場合の場合は、さらに次の条件を満足させなければならない。

$$U = 0, \quad \frac{d\zeta}{dy} = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

4. 数値実験

(1) 導出式の妥当性の検討

前章での導出式の確からしさを検証するために、フロリダ半島西岸と同様に海岸が直線状である北カリフォルニア沖大陸棚海域での夏季における観測結果 (Lents, 1994) と比較、検討を行った。

a) CODE-1 観測実験

北カリフォルニア大陸棚は、図-3に示すように、幅約15 km で比較的急な海底傾斜を有し、また、等深線は直線

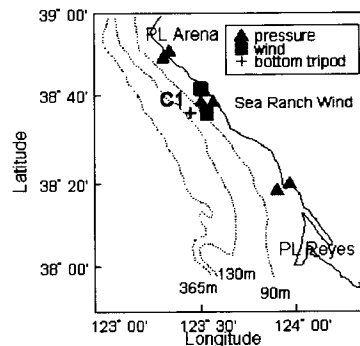


図-3 カリフォルニア沖大陸棚海域 (Lents, 1994)

状の岸とほぼ平行に分布している。

この海域で、1981年4月4日から7月21日にかけて、図-3に示される観測点で風応力、流速分布、海底応力、海水温度の観測が行われた。本研究では、C1観測点(沖合い700m、水深30m)で得られた観測データおよびその処理データを表-1のように用いた。

表-1 引用パラメータ

コリオリ係数	$f(1/s)$	9×10^{-5}
表面粗さ	$z_{so}(m)$	0.10
海底粗さ	$z_{bo}(m)$	0.01
水深	$h(m)$	30
風応力	$\tau_0(N/m^2)$	^(a) -0.120 ^(b) -0.114 ^(c) -0.018
Y方向海面勾配	$d\zeta/dy(\times 10^{-6})$	^(a) -0.388 ^(b) -0.123 ^(c) -0.194

また、観測期間中、岸と平行方向に圧力勾配が定常的に存在していたことより、海面勾配を次式より算出した。

$$\frac{d\zeta}{dy} = \frac{1}{\rho g} \cdot \frac{\partial P}{\partial y} \dots\dots\dots (12)$$

b) 観測結果との比較

結果を図-4に示す。図中、曲線は計算結果、▲は観測結果である。これによると、傾向の概略は一致しており、導出式の有用性を確認することができた。

(2) 基礎実験

図-2に示すような基礎的な一定水深の直線状海岸で、鉛直渦動粘性係数を一定としたケースと、双一次型で変化させたケースでそれぞれ計算を行った。

a) 計算条件

水深を10mおよび100mに変化させ、それぞれの状態で、風速を1m/sおよび10m/sと変化させた。また全てのケースで、風向は16方位のケースについて計算を行った。計算では、コリオリ係数は北緯29度相当とした。鉛直渦動粘性係数が一定のケースでは、その係数はCsanady(1982)の手法を用いて決定した。双一次のケースでは、反復計算スキームより流速の鉛直分布および岸沖方向の海面勾配を計算した。ここで、表面粗さ及び海底粗さは1cmとした。また、岸と平行方向の海面勾配はゼロとした。

b) 計算結果

ここでは、水深100m、風速が10m/sのときの流速の鉛直分布および、岸沖方向海面勾配の結果を示す。結果では、双一次モデルでの流速分布では、海底の境界層付近ですべり要素の強い対数的な変化をするのに対し、鉛直渦動粘性係数が一定モデルでは、曲率が小さい曲線状に変化している。これより、双一次モデルの方がより実現象に近い乱流境界層の流速分布を表現し得ると考えられる。

(3) フロリダ半島 Cedar Key の吹送流特性の把握

ここでは、導出式を用いて、フロリダ西海岸大陸棚海域で季節風により駆動される吹送流の鉛直分布を推定し、以下の条件を用いて、岸沖方向循環の基礎的特性の定量的把握を試みた。

a) フロリダ半島 Cedar Key での現地観測

まず現地の流況を把握するために2003年9月23日に現地観測を行った。観測項目は流速、水温、塩分濃度、DOなどである。気象情報はCedar Key設置されたNOAAの気象観測塔で2003年9月14日から26日まで1時間毎に観測された気象情報を用いた。観測日の平均

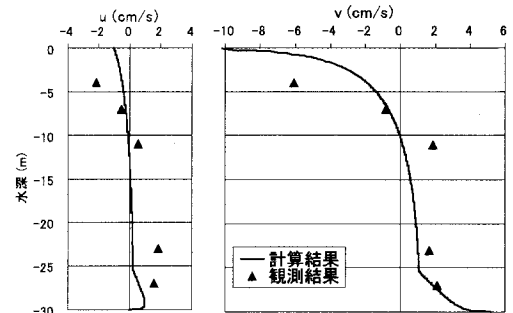


図-4 モデルと観測値の比較 (7月17日~23日)

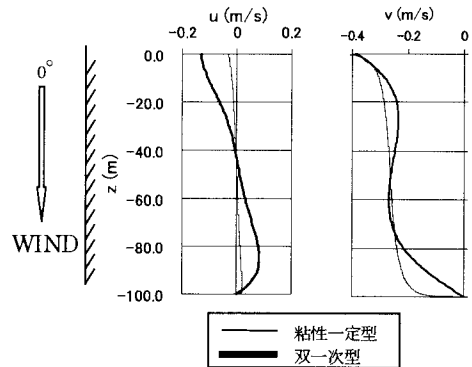


図-5 流速の鉛直分布 (水深100m、風速10m/s)

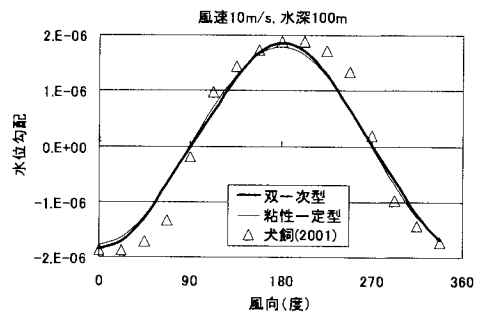


図-6 岸沖方向海面勾配 (風速10m/s、水深100m)

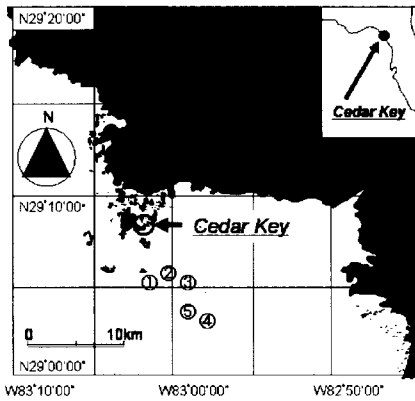
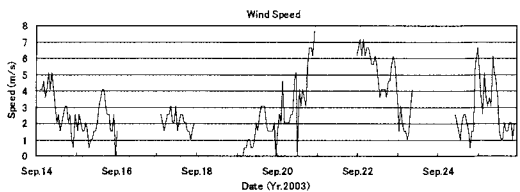
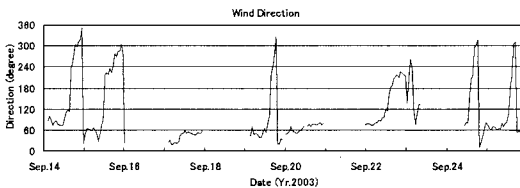


図-7 Cedar Key 及び観測地点

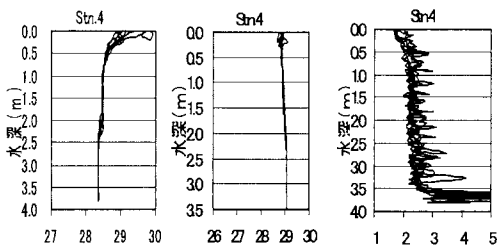


(1) 風速の時間変化



(2) 風向の時間変化

図-8 Cedar Keyでの風の時間変化 (2003年9月14日～24日, NOAA)



(1) 水温(°C) (2) 塩分量(PSU) (3) 濁度(FTU)

図-9 観測結果 (St.4, 2003年9月23日)

風速はおよそ毎秒 3 m 程度であった。観測結果は全点でほぼ同様な結果となった。水深は全域で 3 m 程度であり透明度は 1 m 程度であった。水質は一様な分布であった。

b) フロリダ半島 Cedar Key 周辺の海底断面

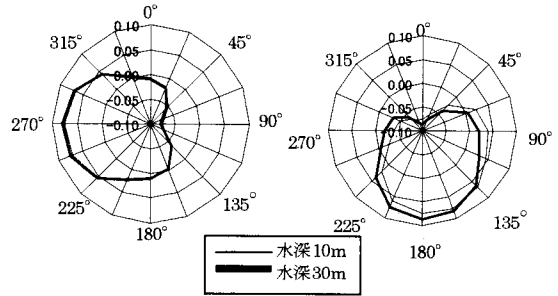


図-10 風向変動による表面流速の流況変動

犬飼 (2001) によると、アメリカ合衆国フロリダ半島中西部では、沖方向に約 200 km 続く広大な大陸棚を有する。等深線は直線状の岸とはほぼ平行に分布しており、海底勾配は非常に緩やかである。

c) 季節風

犬飼 (2001) によると、季節風が卓越するのは 1 月と 7 月であり、1 月には岸に対して 45°, 7 月には 180° の角度で吹送する。

d) 風向変動による流況変動の把握

風向が変動した場合の流況変動を把握した。ここでは風速を一定とし、風向を 16 方位変化させ、それぞれの風向時の流況変動を把握した。風速は、Cedar Key での平均の毎秒 4.5 m (犬飼, 2001) を用いた。また、コリオリ係数は $f = 7.1 \times 10^{-5}$ とし、表面粗さ z_{s0} 、海底粗さ z_{b0} はともに 0.01 (m)、岸と平行方向の海面勾配はゼロ ($\partial\zeta/\partial y = 0$) とし、水深は 10 m, 20 m, 30 m とした。結果を図-10 に示す。図で、0° とは、岸を左手に見て風が吹く場合、90° は沖方向に岸と垂直に風が吹く場合を表す。

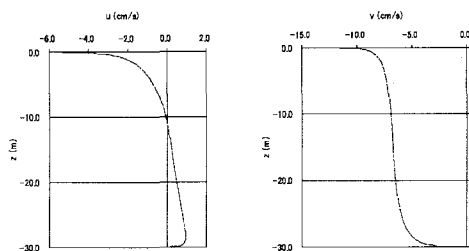
e) 季節風による流況変動の把握

季節風影響下の吹送流の鉛直構造を調べるために、表-2 に示すように風応力を用いて計算を行い、流況変動を把握した。

表-2 季節風の風応力

	1 月	7 月
$\tau_s^x (\text{N/m}^2)$	-0.01657	0
$\tau_s^y (\text{N/m}^2)$	-0.01657	0.01797

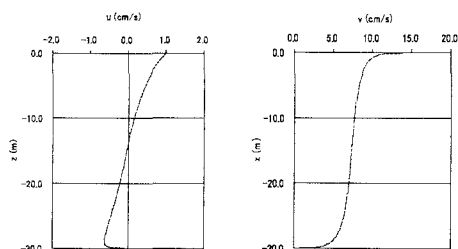
これらの風応力は、風速に換算すると約 4 m/s 程度である。これらの条件下で計算した結果のうち、水深 30 m での流速の鉛直分布を図-11, 12 に示す。図より、この海域では、冬季には勇昇流的な鉛直循環流が、夏季には下降流的な鉛直循環流が生成することが分かる。



(1) 岸沖方向

(2) 岸に平行方向

図-11 流速の鉛直分布 (1月, 断面③)



(1) 岸沖方向

(2) 岸に平行方向

図-12 流速の鉛直分布 (7月, 断面③)

5. ま と め

(1) 双一次変化型の吹送流モデルと観測値との比較を行いこのモデルの有用性を確認した。(2) 鉛直渦動粘性係数が一定のケースと双一次変化モデルについて比較を行い、双一次変化モデルの方が実現象に近い流速分布を再現できることを確認した。(3) Cedar Keyでの観測当日は微風状態で、流速は全域で毎秒2 cm程度であった。水質は、水温、塩分濃度、クロロフィル共に全層で一様分布であった。双一次モデルをフロリダ西海岸の地形に適用し、季節風による吹送流の流速鉛直構造を把握した。それによると、表層流は夏期に岸向き、冬期には沖向き

となり、季節により異なる岸沖方向の鉛直循環流が生成される。その大きさは冬季の表層で毎秒4 cm程度となる。以上の結果より、風情報が得られれば、その海域の吹送流を推算することが可能であり、海象情報が得られにくい海域での流況の推算や、数値計算の検証にも利用できる可能性がある事を示した。

謝辞: この研究は科学研究費補助金若手(A)17402042の補助を受けて行った。

参 考 文 献

- 犬飼直之・早川典生 (2001): 直線海岸付近の吹送流による水位変動についての研究, 第43巻海工論文集, pp. 391-395.
- Abramowitz, M. and I. A. Stegun (1970): Handbook of Mathematical Functions, Dover, pp. 379-389.
- Csanady, G. T. (1982): Circulation in the Coastal Ocean, D. Reidel. Pub, 279 p.
- Cragg, John, Gary Mitchum, W. Sturges (1983): Wind-Induced Sea-Surface Slopes on the West Florida Shelf, Journal of Physical Oceanography, Vol. 113, No. 12, pp. 2201-2212.
- Dever, E. P. (1997): Wind-Forced Cross-Shelf Circulation on the Northern California Shelf, Journal of Physical Oceanography, Vol. 27, No. 8, pp. 1566-1580.
- Drake, D. E. and D. A. Cacchione (1992): Shear stress and bed roughness estimates for combined wave and current flows over a rippled bed, J. Geophys. Res. 97 (C2), pp. 2319-2326.
- Ekman, V., W. (1905): On the Influence of the Earth's Rotation on Ocean-Currents, Arkiv for Matematik, Astronomi Och Fysik, Band 2, No. 11, 53 pp.
- Jenter, H. L. and O. S. Madsen (1989): Bottom stress in wind-driven depth-averaged coastal flow, Journal of Physical Oceanography Vol. 19, No. 7, pp.962-974.
- Lentz, Steven J. (1994): Current Dynamics over the Northern California Inner Shelf, Journal of Physical Oceanography Vol. 24, No. 12, pp. 2461-2478.
- Lentz, Steven J. (1995): Sensitivity of the Inner-Shelf Circulation to the Form of the Eddy Viscosity Profile, Journal of Physical Oceanography Vol. 25, No. 1, pp. 19-28.
- Yang, H. and Weisberg, R. H. (1999): Response of the West Florida Shelf circulation to climatological wind stress forcing, J. Geophys. Res. 14 (C3), pp. 5301-5320.