

広域海浜流（沿岸方向流速）の岸沖分布に関する考察

馬場康之・山下隆男

要 旨

本研究は、強風・高波浪を伴う荒天時に発生する広域海浜流（沿岸方向成分）の岸沖方向分布について、限られた外力条件のみを用いての定式化を目的としている。ここで取り扱う広域海浜流は、漂砂を引き起こすに十分な流速を持つことが観測から確認されており、沖側での沿岸漂砂を検討する際に重要となる。ここでは、一様勾配の海浜に沿岸方向に一様の海上風を与えた条件下での岸沖方向の流速分布を、海面、海底面でのせん断応力およびコリオリ力のバランスから定式化し、現地観測結果との比較検討を行った。

キーワード：広域海浜流，吹送流，コリオリ力

1. はじめに

近年の現地観測結果より、強風・高波浪を伴う荒天時には、海上風の影響を受けた流動場が発達することが指摘されており、その流動は沿岸の広範囲にわたることもあわせて指摘されている。筆者らはこの広域に及ぶ流動を”広域海浜流”と呼び、荒天時に生じる顕著な海浜地形変化の要因の一つと捉えている。実際に観測された結果によると、水深30m地点においても荒天時には30cm/sを超える沿岸方向流速が計測されており、比較的水深の深い領域においても沿岸方向漂砂を生じさせる可能性のあることがわかる（馬場ら，2000）。沿岸域の広範囲にわたってこのような流動が存在するという事は、より深い領域に構造物を設置した場合に漂砂系への影響を考慮する必要があるということであり、また荒天時に沖に運ばれた底質の沿岸方向への移動も漂砂系全体を考える上で必要となることを示唆している。これらの必要性から、広域海浜流、ここでは沿岸方向成分の時間的、空間的な特性を明らかにすることの重要性は言うまでもないが、それらの特性を十分に把握、解釈するに足る観測データは量的にも、その密度も不足しているのも事実である。今後も観測活動を継続し、観測データの蓄積、高精度化は徐々に進展することが予測されるものの、その充実にはまだしばらくの猶予が必要であると考えられる。

本研究は、荒天時に海上風の影響を受けて発達する広域海浜流の沿岸方向成分について、その岸沖方向分布に関する考察を行ったものであり、限られた入力データから簡潔なモデル化により岸沖分布形を表現することを目的としている。

2. 現地観測結果

Fig. 1は、1998～1999年の冬季に実施された現地観測（馬場ら，2000）の観測結果である。この期間には、12/8未明から10m/s程度の海上風（沿岸方向）が吹き始め、その状況が約1日にわたって続いた。12/9午前には、一時期海上風が弱まるものの、午後になって再び10m/sを超す風が数時間にわたって続いている。

Fig. 1中段の水深方向平均の沿岸方向流速（ADCPにより水深15mおよび20m地点で計測）は、強風の吹き始めから流速値が増加し、12/8午後には流速の変動は伴いながらもほぼ定常状態に達している様子がわかる。また、12/9になって風速が一旦弱まった際、沿岸方向流速は約半日をかけてピーク時の8割程度に減少するのみで、午後からの強風に対応して先のピーク時と同程度の流速にまで達している。

Fig. 2は流れが発達している時点（12/8 18:00）での流速の鉛直分布を示している。流れが発達した

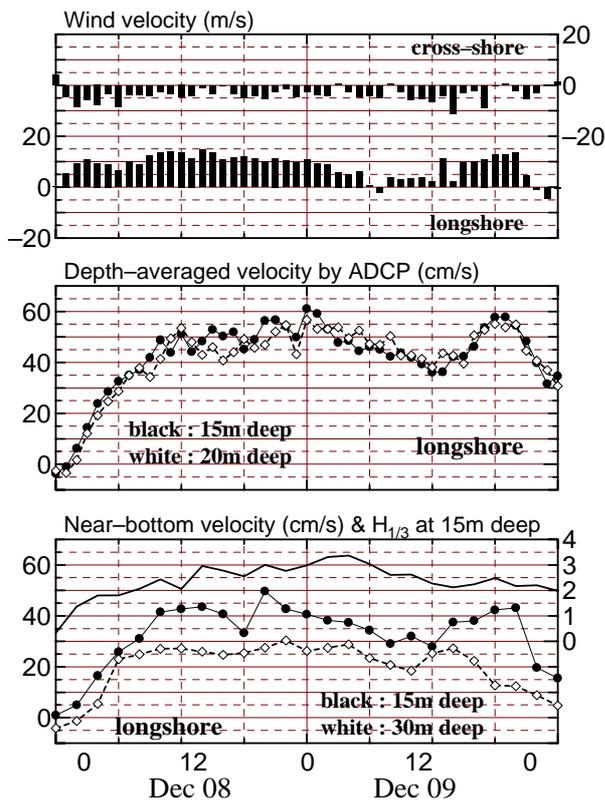


Fig. 1 Temporal variations of wind speed and velocity
 Top : wind speed
 Middle : longshore velocity measured by ADCP
 Bottom : longshore velocity near the bottom

状況においては、鉛直方向にもほぼ様な流動場が形成されていることがわかる。この期間中に観測された流速の断面平均値は、ほぼ定常と思われる期間(12/8後半)には水深15m地点で50~60cm/s、水深20m地点で40~50cm/sにまで達している。これらの流速値は、10分間平均値として水深1mごとに計測された値を断面平均して求められたものであり、瞬間的にはより大きな流速値に達していることが予想される。

Fig. 1下段には、水深15m地点と30m地点で計測された流速(底面より50cm上)を示している。この底層流速と先のADCPの計測場所はほぼ同一箇所であるが、水深30m地点はそれらの地点から数km離れた地点である。ここでも、底層流速は海上風の変動に対応して増減しており、ADCPの結果同様に12/8後半には流速値がほぼ一定の値に達している。ただし、その定常時に達する流速値には開きがあり、水深15m地点で40cm/s程度、水深30mで25cm/s程度である。この結果は、同じ外力条件下においても、広域海浜流の沿岸方向流速が岸沖方向に分布を持つことを示している。

Fig. 3には、同じく流速の大きな流動場が発生した時期の海上風速、流速値の時間変化を示す。この

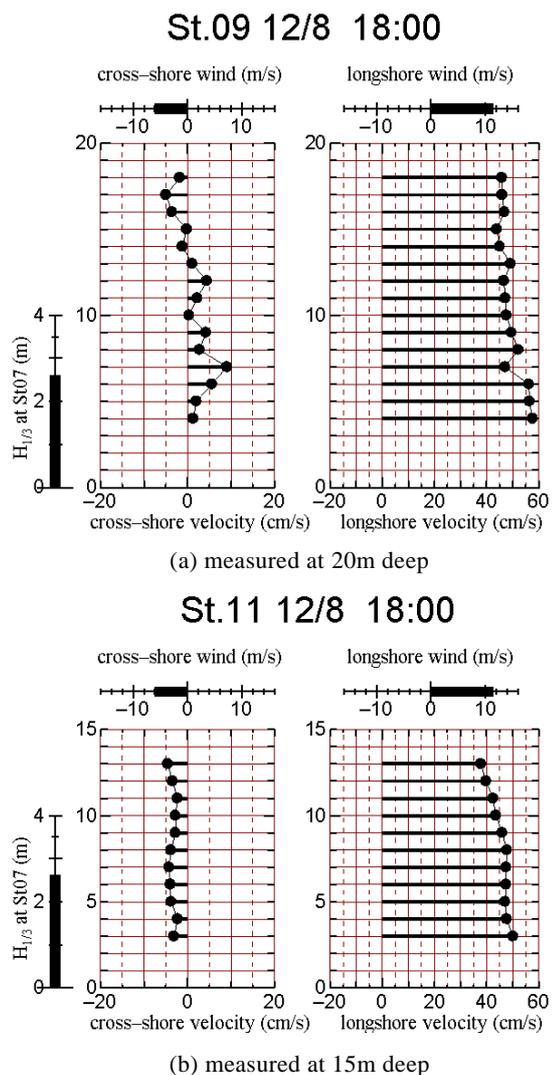


Fig. 2 Vertical velocity distributions of longshore and cross-shore velocity

時期にも、Fig. 1同様のピーク値に達する強い沿岸方向の流動が形成されているが、外力となる強い海上風の連続する期間が短く、そのためかADCPの計測結果においても水深によるピーク流速の違いが認められる。同じく底層流速についても、浅い水深でより大きな流速値が計測されていることから、沿岸方向の流動が岸沖方向の分布を持つことが確認できる。また、Fig. 3下段の底層流速の時間変化から、水深30m地点での流速の変化が、水深15m地点での流速変化との間に時間遅れを伴っている様子が見られる(1/28 10:00頃、1/29 0:00頃)。

このように、荒天時に発達する広域海浜流の沿岸方向成分は、強風が十分に継続した場合には、水深方向にほぼ様な流動場が形成され、非常に大きな流速値に達する。その沿岸方向成分は、岸沖方向に空間的な分布を持ち、さらには水深に応じた時間遅れを伴って発達するという時間的なずれを持つ結果

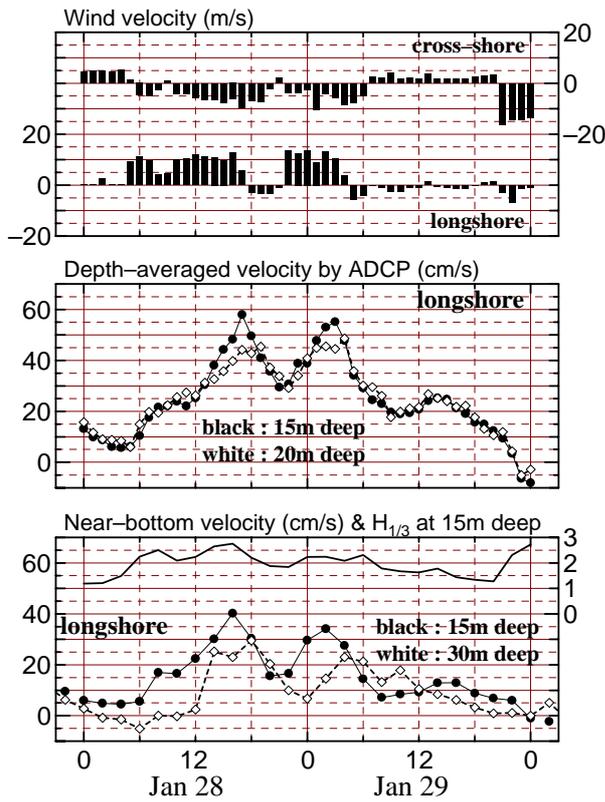


Fig. 3 Temporal variations of wind speed and velocity

Top : wind speed

Middle : longshore velocity measured by ADCP

Bottom : longshore velocity near the bottom

も示された。

なお、Fig. 1で示したように、強風が十分長い期間にわたり継続した際には、水深の異なる地点での ADCP計測結果に明確な差異が見られない。この結果は、強風が長時間継続したことにより流動場が発達し、計測地点付近の流速の岸沖分布がなだらかな形状になったことを意味している。Fig. 3との結果をあわせて考えると、外力の継続時間も流速の岸沖分布に関連する一要因であると考えられることができる。

3. 沿岸方向流速の岸沖分布

前節で示したように、荒天時に発達する沿岸方向の流動場は、冬季季節風として吹く海上風により引き起こされ、十分に発達した場合には非常に大きな流速を持ち、水深方向にほぼ様な流速分布を持つことがわかる。すなわち、この沿岸方向の流動は吹送流として取り扱うことができることがわかる。先にFig. 2で示したように、流動場が十分に発達している状況では、流速もほぼ一定で、水深方向の流速分布も一様に近いことから、擬似的に定常な状態にあると考えることができる。

通常、定常な吹送流場を取り扱う際には、海面と海底における摩擦のバランスに基づいた扱いをすることが多い。

$$\tau_{surface} = \tau_{bottom} \quad (1)$$

この考え方は非常にシンプルでわかりやすいものであるが、現象を取り巻くあらゆる影響を、海面と海底での摩擦の算定に含めて扱うこととなる。摩擦応力の算定には、風速もしくは流速の2乗に関係するパルク式がよく用いられるが、このパルク式では摩擦係数の取扱が勘所となり、その扱いが式(1)の結果を左右することとなる。

式(1)に基づいた吹送流場の取扱でのもう一つの問題点は、岸沖方向の流速分布が十分に表現できないということである。外力としての海上風が想定する範囲にわたり一様に分布したと仮定すると、海面での摩擦応力は想定範囲内で一定となる。この条件下で、海底摩擦に関して最も単純な仮定、すなわち海底面での摩擦係数が一定という仮定を適用すると、式(1)より水深の異なる地点においても等しい流速が算出されることとなる。この結果は、前節の観測結果（水深が大きい計測点では流速が小さくなる）と反するものであり、岸沖方向に流速が分布を有する領域へ単純に適用することはできない。

そこで、本研究ではコリオリ項を考慮した式を基に議論を進めることとする。

$$fu = \frac{\tau_{surface}}{\rho h} - \frac{\tau_{bottom}}{\rho h} \quad (2)$$

式(2)において、式(1)はコリオリ項が無視できる場合を表しており、実海域においては相対的に水深の小さな領域において成り立つと考えられる。また、十分に水深が大きくなると、海底面の影響が小さくなり、式(2)における海底摩擦項が省略ことになる。

$$fu = \frac{\tau_{surface}}{\rho h} \quad (3)$$

この式は海面での摩擦応力とコリオリ力がバランスするエクマンらせん流として取り扱われるもので、沖合での吹送流場を議論する際によく用いられる。このエクマンらせん流が吹送流としての性質を持つ水深として、摩擦深度という水深が与えられている。言い換えれば、対象とする地点の水深が摩擦深度よりも小さい場合には、何らかの海底面での影響が想定され、式(3)ではなく式(2)が適用される領域ということになる。つまり、式(2)と式(3)の適用範囲を分ける基準として、摩擦深度を候補の一つとして挙げられるということになる。

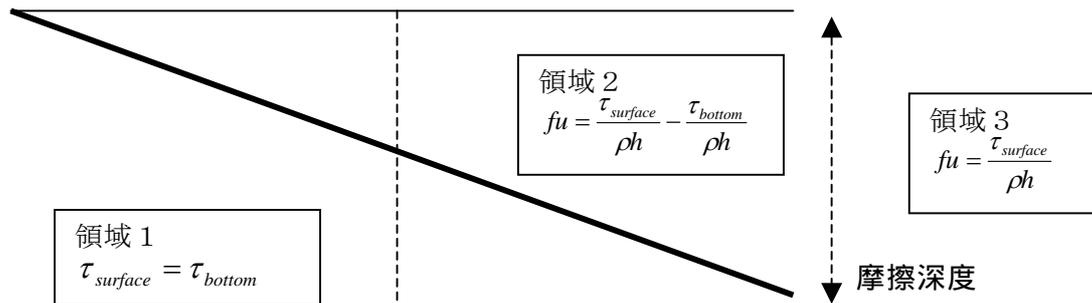


Fig. 4 Schematic representation of cross-shore section

先に述べたように、式(1)は海底面での摩擦が卓越する場合に適用され、逆に式(3)は海底面での影響が小さい場合に、そして式(2)がそれらの中間の領域に適用されると考えると、吹送流場をFig. 4に示すように岸沖方向を3つの領域に区分して扱うことができる。領域2（式(2)の適用範囲）では、水深が深くなるに従い、コリオリ力の影響が徐々に大きくなり、水深が十分に大きくなった段階で領域3（式(3)の適用範囲）へ移行すると考える。領域2適用される式(2)と式(1)を比べると、式(2)ではコリオリ力と海底でのせん断応力の和が海面でのせん断応力とバランスすることになるので、結果的に沿岸方向流速が減少することになる。

領域2と領域3が摩擦深度を一つの指標として区分されるものと仮定して、残る問題は領域1（式(1)の適用範囲）と領域2を区分する水深を如何に決定するかということになる。領域1、2間の境界は、流動場に対してコリオリ力の影響が現れ始める位置と考えることができる。その境界より岸側の領域

（領域1）では、水深が小さいために運動量の拡散に要する時間が短く、海面・海底での応力の釣り合う状態が速やかに形成されると仮定し、式(1)を適用することとする。逆に、運動量拡散に要する時間が長くなると、コリオリ力が流動場に作用する時間的余裕も増加すると考えられることから、コリオリ項を含めた式(2)の適用が必要となる。このように考えると、領域1と領域2を区分する指標として”運動量拡散の時間スケール”を挙げることができる。運動量拡散の時間スケールは、（水深の2乗）／（鉛直渦動粘性係数）と考えることができ、この時間スケールを基に領域1と2を分けることにする。

Madsen typeのエクマンらせん流が発達するのに必要な時間スケールは数振子時間とされており、表面流ベクトルは3振子時間後には収束値近くに達することが示されている（Madsen, 1977）。Fig. 5から、上記時間スケールが1振子時間（=約1.74時間）まではコリオリ力の影響は少ないと仮定し、1振子時間未満の時間スケールでは運動量拡散が速やかに進む（領域1に相当）、一方1振子時間以上の時間スケールを必要とする場所ではコリオリ力の影響を考慮し、領域2として扱うこととする。

ある海上風速Wが与えられた場合、諸量は次のように求められる。

海面せん断応力：（ C_D : WANDI (1988) を使用）

$$\tau_{surface} = \rho_{air} C_D W^2 \quad (4)$$

$$v_{*surface}^2 = C_D W^2 \quad (5)$$

海面で、大気側と海水側のせん断応力が等しいとすると

$$\tau_{air} = \tau_{water} \quad (6)$$

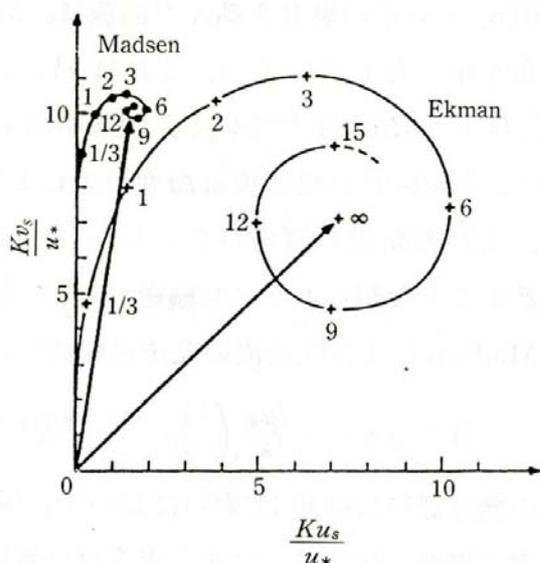


Fig. 5 Temporal dependent solutions for Ekman drift

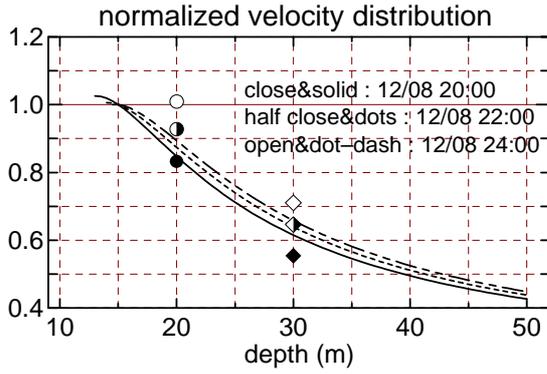


Fig. 6 Comparison between observed results and simulated figures

$$\frac{v_{*water}}{v_{*air}} = \sqrt{\frac{\rho_{air}}{\rho_{water}}} \cong \frac{1}{35} \quad (7)$$

渦動粘性係数：(Madsen)

$$k_z = \kappa v_{*water} z \quad (8)$$

(水深平均値) h : 水深

$$\overline{k_z} = \frac{1}{2} \kappa v_{*water} h \quad (9)$$

混合(運動量拡散)の時間スケール

$$\frac{h^2}{k_z} \quad (10)$$

式(10)において、1 振子時間に相当する水深を、領域 1, 2 を分ける境界として設定する。

また、次式

$$D_m = \frac{\kappa v_{*water}}{f} \quad (11)$$

で求められる水深は摩擦深度と呼ばれ、領域 2, 3 間の境界を表す一つの指標となる。

次に、領域 2 における沿岸方向流速の岸沖分布について考察する。先にも述べたように、領域 2 は式(2)が適用される。従って、水深が大きくなるに従ってコリオリ力が流動場に及ぼす影響が増大し、式(2)において右辺(粘性項)に対する左辺(コリオリ項)の割合が増大することになる。粘性項とコリオリ項の比は、エクマン数(式12)

$$E_k = \frac{v}{\omega L^2} \quad (12)$$

という無次元数で表現され、断面平均流に対しては次式ようになる。

$$E_k = \frac{\overline{k_z}}{f h^2} \quad (13)$$

ここに示したエクマン数、鉛直渦動粘性係数(式(8))を適用すると、摩擦深度 D_m におけるエクマン数は1/2となる。このエクマン数をパラメータとして、沿岸方向流速の岸沖分布を仮定する。現時点では、分布形については仮定の域をでないが、領域 1, 2 間での流速分布がなめらかに接続すること、水深の増加(エクマン数の減少)に伴い流速が低減することを満足する分布形として次式を与えている。

$$V_0 \cdot \exp\left\{-\left(\frac{E_k - E_{k0}}{\sigma_E}\right)^2\right\} \quad (13)$$

E_{k0} : 領域 1, 2 の境界でのエクマン数

(σ_E : エクマン数の分散に相当)

V_0 : 領域 1, 2 の境界での沿岸方向流速

以上の議論に基づき推算された流速分布と、現地観測結果を比較した結果がFig. 6である。ここで比較に用いた観測結果は、Fig. 1に示した12/8の20,22,24時の流速値で、観測値、推算値ともに水深15m地点での流速値を用いて無次元化している(推算値に対しては水深15m地点での値を基準に、観測値に対しては水深15m地点でADCPにより計測された水深平均流速値を基準に無次元化した)。ここで示した観測結果は、一方がADCPによる水深平均値であり、もう一方が底面近くで計測された値であるため、単純な比較検討はできないが、上述の議論から導かれた沿岸方向流速の岸沖方向分布はおおむね観測結果が持つ傾向を表す結果となっている。

ただし、無次元化された流速分布は現地観測結果とある程度の整合性をみた一方で、実際の流速値の比較となると、上記のモデルから推算される流速値が観測値をかなり下回る結果となる。ここで観測値と比較している領域はFig. 4における領域 2 に相当し、この領域での流速値は基本的に領域 1, 2 の境界で設定される値に左右される。領域 1, 2 の境界での流速値は領域 1 の外縁での値として、ここでは式(1)から算定されている。この式から算定される値は、摩擦抵抗係数の中に風波の発達状態による海面摩擦の変化などを取り込む形になっている。しかしながら、上記の現地観測結果からわかるような、強風が長時間継続した場合に大きな流速を持つ流動場が発生する状況を、式(1)で十分に表現するには至っていない。その結果が、観測値と推算値の差異となって現れている。

ここ示した議論では、現地から入手できる外力に関する情報が限られることを想定して、入力として海上風のみとしている。波浪場を同時に考慮する場合でも、波向き、周期、波高程度を加えた条件下で、荒天時における現象を表現することを目的としているため、様々な条件が盛り込まれる係数（例えば、海面摩擦係数など）を適切に取り扱う必要がある。強風が連続した場合の流動場の発達を、限られた入力条件で表現できるにはまだ至っていないが、その問題が解決されることにより、観測値と推算値の差が縮められ、現場での流動場の適切な表現に近づくことができる。

参考文献

- 馬場康之・今本博健・山下隆男・加藤 茂・内山 清：
冬季日本海の広域海浜流特性について —1999年
上越・大潟海岸での合同観測結果より—京大防災研
年報, 第43号 B-2, pp.433-442, 2000.
- Madsen, O.S. (1977): A realistic model of the
wind-induced Ekman boundary layer, *J. Phys.
Oceanogr.*, 7(2), pp248-255.
- The WANDI Group. (1988): The WAM Model -- A third
generation ocean wave prediction model, *J. Phys.
Oceanogr.*, pp1775-1810.

Cross-shore distribution of longshore component of wind-induced coastal currents

Yasuyuki BABA and Takao YAMASHITA

Synopsis

Under stormy condition, strong longshore currents were observed in the nearshore zone. The magnitude of the velocity reaches over 30cm/s at 30m deep when the currents are well-developed by the strong wind. The currents could be the dominant external force of the change of beach profile and coastal environment due to the sediment transport.

In order to investigate the structure of coastal current fields, especially the cross-shore distribution of the longshore component, a simplified model is developed. The model presented here needs only wind condition as forcing factors, and it derive the cross-shore distribution of the longshore velocity by using the balance among the sea surface and sea bottom stresses and Coriolis force. The normalized cross-shore distribution has good agreement with the observed results in the Central Japan Sea.

Keywords: coastal currents, wind-induced currents, Coriolis force

