

1. はじめに

東京湾湾口部における海水交流量は明瞭な季節変動を示す(図-1; 鈴木, 2010). 一般的に海水交流量は10月に最も大きく1月に最も小さい. しかしながら, 交流量は年毎に変化しており, 春季から秋季にかけて変動量は大きくなっている. この変動の要因としては淡水流入量や外洋海況変動による密度場(水平圧力勾配)の変化と共に海上風場の変化が挙げられる. 事実, 対応する期間の羽田における風向頻度分布を見ると年毎に変化している(図-1; 鈴木, 2010). ただし, 東京湾における海水交流量と風向との対応関係は現時点では調べられていない. これについては別の機会もしくは他の研究者に委ねるとして, ここでは風向の変化が閉鎖性海域における吹送流や海水交流量に与える影響について基礎的な検討を行う. 具体的には, 理想的なモデル地形における吹送流の風応力方向依存性を単純な線形定常理論に基づいて調べる. その理由は, 現象の理解が簡単であり研究の第一歩として適当だからである. 本研究の結果は, 予報風から閉鎖性内湾の吹送流を推定する際の基礎的な知見となる. そして, 将来, ゴミや油等の漂流予測に役立つことが期待される.

閉鎖性海域における流れは密度場や潮汐と共に風に大きな影響を受ける. 理想地形を対象とした解析的な研究例だけでも相当数ある(例えば, Csanady, 1973; Hunter and Hearn, 1987; Hearn et al., 1987; Wong, 1994; Mathieu et al., 2002; Winant, 2004; Sanay and Valle-Levinson, 2005). これらの研究は湾軸方向の風応力に対する湾内水の応答を調べたものである. これらに共通する最も一般的な知見は, 水深の小さな海域(岸近く)では風応力が圧力勾配に勝り, その結果, 風と同じ向きの流れが卓越する. 反対に, 水深の大きな中央部では圧力勾配の影響により風応力に逆らう向きの流れが卓越する, というものである. 流量で見るとそれらは”double gyre”パターン(Csanady, 1973)を形成する. また, 地球自転の効果が大きい場合, 湾奥部では左右非対称の流動構造が発生する(Winant, 2004; Sanay and Valle-Levinson, 2005). Guo and Valle-Levinson (2008)は4方向の風に対するチェサピーク湾の応答を数値実験により調べているが, 彼らの興味は風の変化による密度流の変化にある.

閉鎖性海域の吹送流に風応力方向依存性があること, 即ち, 風応力に対する湾内水の応答が非等方的であることは容易に想像できる. 例えば, 図-2に示す理想的な地形を考える. ここでは湾奥部の影響が無視できる湾中央部

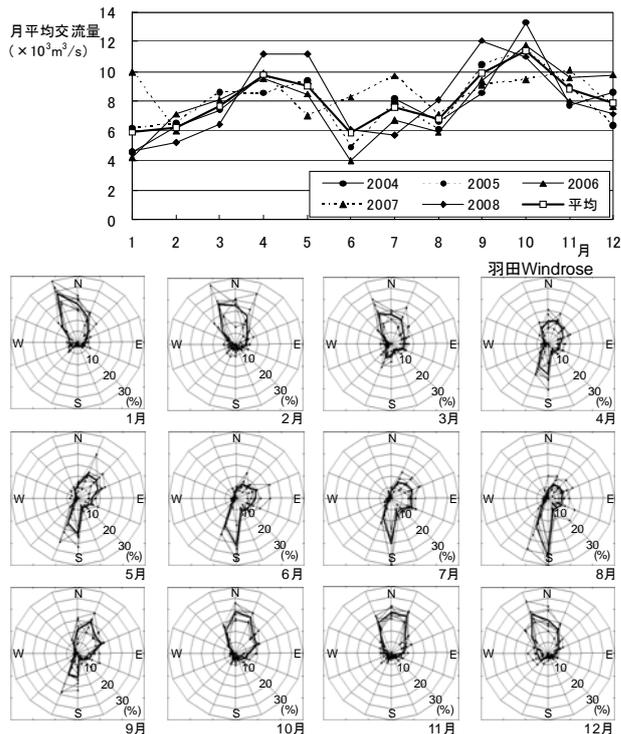


図-1 2004年から2008年における東京湾湾口部の海水交流量(上)と羽田での風向別頻度の季節変化(下)¹⁾ 太線(下)は5年間の平均風向頻度を示す

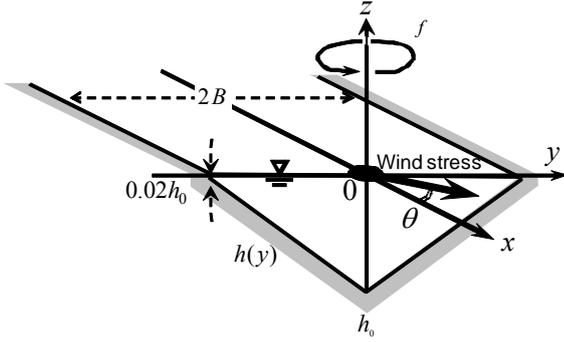
を考える. 大きさ一定で任意の方向の風応力(τ_s)を海面に作用させる. この場合, 表面風応力トルクは $\nabla \times (\tau_s / \rho h) = \partial(\tau_{sx} / \rho h) / \partial y$ となり, 横断方向の風応力は流量の発生にほとんど寄与しないことが推測される(ただし, 地球自転の効果が大きい場合, この推測が正確でないことは後述する).

本報告の構成を以下に示す. 第2章で線形定常モデルについて説明する. 第3章から第5章にかけて圧力勾配, 流量, 断面流速構造, および表層流速場の風応力方向依存性について説明する. 表層流速場の解析は, 短波海洋レーダ(以下, HFレーダ)観測結果の解釈に役立てることを念頭においている. そして, 第6章で本研究により得られた結論および今後の研究課題をについて述べる. なお, 本報告はHinata et al. (2010)をベースにモード解析など若干の検討を追加したものである.

2. モデル

2.1 エクマン解

湾軸方向にほぼ三角形の様な断面を有したモデル地形を考える(図-2). 湾中央部の条件として, 湾軸方向の微分は水位を除いてゼロとする. ここでは, 湾の幅は


 図-2 モデル地形⁶⁾

$2B$ (=19600m), 最大水深は h_0 (=20m), 最小水深は $0.02h_0$ とした. 最小水深はゼロでなければよい. 最小水深がゼロの場合, 後ほど示す風応力-圧力勾配変換行列中の積分が計算できなくなる, という問題が生じる. 風応力の方向 (θ) は x 軸正の向きから反時計回りにとる.

風応力によりモデル地形内に駆動される吹送流 (wind-driven current : WDC) は, 風応力に直接駆動される流れ (wind stress-driven current : WSDC) と圧力勾配により駆動される流れ (pressure gradient-driven current : PDC) とに分解される. すなわち,

$$V \equiv V_w + V_p. \quad (1)$$

ここに V , V_w , V_p はそれぞれWDC, WSDC, およびPDCであり, $V = u + iv$, $V_w = u_w + iv_w$, $V_p = u_p + iv_p$. 地球自転の効果を考慮した線形定常場を考える. 基礎方程式は以下の様になる.

$$ifV + gN = K \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}. \quad (2)$$

f はコリオリパラメータ (0.0001 s^{-1}), g は重力加速度 (9.8 m/s^2), K は鉛直渦動粘性係数 ($0.04, 0.004, 0.0004 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) であり, N は複素水位勾配 ($=\eta_x + i\eta_y = \partial\eta/\partial x + i\partial\eta/\partial y$) である. 断面内の全体的な流速分布はエクマン数 E ($=K/fh_0^2$) に依存する. 3種類の渦動粘性係数に対応したエクマン数はそれぞれ0.1, 0.01および0.001となる. 結果は無次元変数や無次元パラメータに基づいて説明するが, 具体的な数字を挙げておくことで実際の海域との対応関係がつき易くなる.

WSDCはコリオリ項と摩擦項のバランスから, PDCは3項すべてのバランスから求められる. 境界条件は以下の通りである.

$$K \frac{\partial(V_w, V_p)}{\partial z} = \left(\frac{\tau_s}{\rho}, 0 \right) \quad \text{at } z = 0, \quad (3)$$

$$(V_w, V_p) = (0, 0) \quad \text{at } z = -h. \quad (4)$$

ここに ρ は海水密度 (1024 kg m^{-3}), τ_s ($|\tau_s| = 0.1 \text{ Pa}$) は複素風応力 ($=\tau_{sx} + i\tau_{sy}$) である. これらの解はエクマン解として知られている (例えば, Defant, 1961). エクマン解を以下に示す.

$$V = V_w + V_p = \frac{\tau_s}{\rho K \alpha} \frac{\sinh[\alpha(z+h)]}{\cosh(\alpha h)} + \frac{gN}{if} \left[\frac{\cosh(\alpha z)}{\cosh(\alpha h)} - 1 \right]. \quad (5)$$

ここに $\alpha^2 = if/K = [(1+i)/h_E]^2$ であり, エクマン層厚 ($h_E = (2K/f)^{1/2}$) の逆数に相当する. 圧力勾配 (N) が計算できればモデル地形内の吹送流は求められる.

2.2 圧力勾配

鉛直積分場の運動方程式と連続式は,

$$if \frac{[V]}{h} + gN = \frac{\tau_s}{\rho h} - \frac{\tau_b}{\rho h}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial[V_x]}{\partial x} + \frac{\partial[V_y]}{\partial y} = 0. \quad (7)$$

となる. ここに, $[]$ は流量であることを示し, $[V] = [V_x] + i[V_y]$ である. また, τ_b は複素海底摩擦応力 ($=\tau_{bx} + i\tau_{by}$) である. $\partial[V_x]/\partial x = 0$ であり, 側方境界で $[V_y] = 0$ だから, (7)より全ての点で $[V_y] = 0$ となる. また, $[V_x]$ については横断面全体で流量がゼロとなれば良いので, 結局, 連続条件は以下の様になる.

$$\int_{-B}^B [V_x] dy = \int_{-B}^B \int_{-h}^0 (u_w + u_p) dz dy = 0, \quad (8)$$

$$[V_y] = \int_{-h}^0 (v_w + v_p) dz = 0. \quad (9)$$

ここでエクマン解(5)を水深方向に積分しておく.

$$\begin{aligned} [V] &= [V_w] + [V_p] = \int_{-h}^0 (V_w + V_p) dz \\ &= \frac{\tau_s}{\rho f} \left[\frac{1}{\cosh(\alpha h)} - 1 \right] i + \frac{gh}{f} N \left[1 - \frac{\sinh(\alpha h)}{\alpha h \cosh(\alpha h)} \right] i \\ &= \frac{\tau_s}{\rho f} [V'_w] + \frac{gh}{f} N [V'_p]. \end{aligned} \quad (10)$$

$[V'_w] = [V'_{wx}] + i[V'_{wy}]$ と $[V'_p] = [V'_{px}] + i[V'_{py}]$ は無次元の複素流量である. これらによってエクマン流量 ($\tau_s/\rho f$) と地衡流量 (ghN/f) はそれぞれ海底摩擦の影響を受けた流量へと変換される. 無次元流量は αh のみに依存する. αh は各地点の水深とエクマン層厚の比を表しており, 以

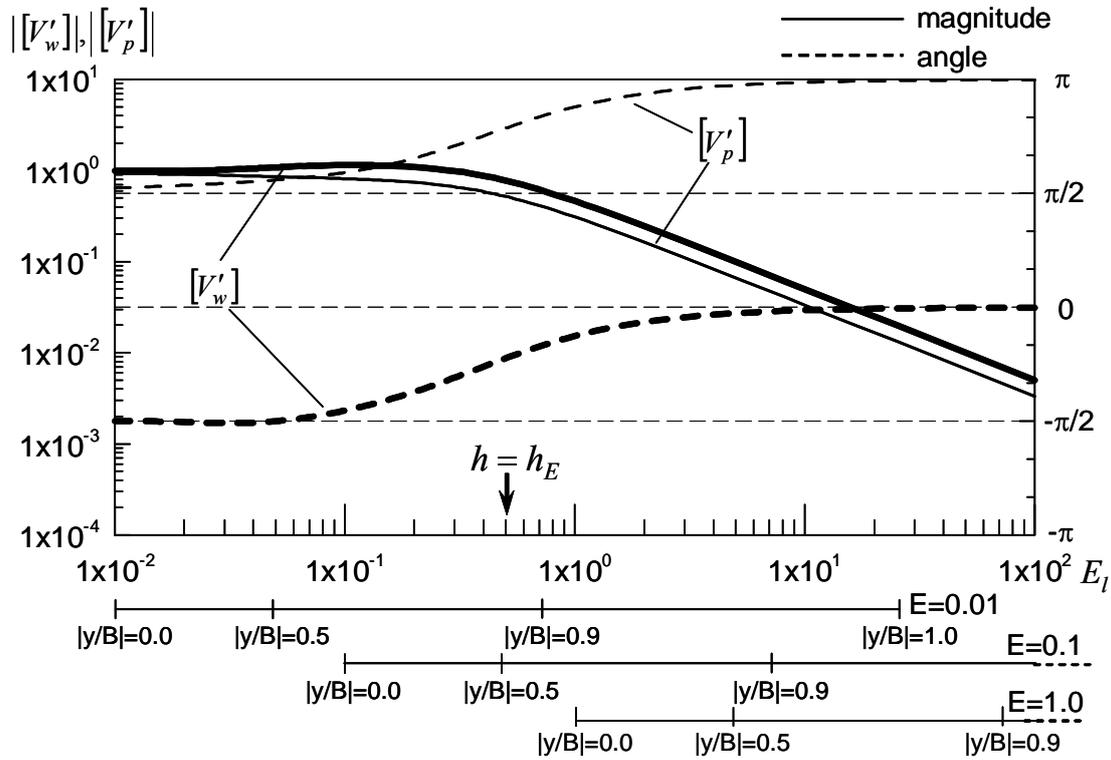


図-3 $[V'_w]$ と $[V'_p]$ の E_l 依存性とそれぞれの E に対する y 座標と E_l の対応関係⁶⁾

下の式により局所エクマン数 (E_l) と関係している。

$$E_l = \frac{K}{f h^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{h_E}{h} \right)^2 = \frac{1}{|\alpha|^2 h^2}. \quad (11)$$

複素無次元流量の E_l 依存性を図-3に示す。 E_l が0.01から100へと大きくなるにつれて $[V'_w]$ の角度と大きさは $-\pi/2$ から0, 1.0から0.005へとそれぞれ変化する。 E_l のオーダーが 10^{-1} よりも小さい場合, 風応力に対して時計回り直角方向にエクマン流量が発生する。 E_l のオーダーが 10^0 程度になると流量は1~2桁程度小さくなり, その方向は風応力とほぼ同じ方向となる。一方, $[V'_p]$ の角度と大きさは $\pi/2$ から π , 1.0から0.003へと変化する。大きさの変化は $[V'_w]$ とほぼ同様である。 E_l が小さい場合, 圧力勾配から反時計回り直角方向に地衡流量が発生するが, E_l が大きくなると, その方向は圧力勾配とは反対向きになる。

グラフの下には, 横断方向の位置 (y/B) と E_l との対応関係をエクマン数毎に示してある。 $E=1.0$ の場合, 全地点で $h < h_E$ であり, 反対に $E=0.01$ の場合にはほぼ全地点 ($|y/B| \leq 0.88$) で $h > h_E$ となる。 $E=0.1$ の場合にはその中間で, $|y/B| \leq 0.56$ の範囲で $h > h_E$ となる。 $h = h_E$ となる場所では常に $E_l = 0.5$ となる。大ざっぱに言えばこの水深よ

りも水深が大きければ地球自転の影響が, 小さければ海底摩擦の影響が卓越する。

ここで表現を簡単にするために, 大きさ一定で任意の方向の風応力ベクトルの集まり (ホドグラフ) を風応力円と呼ぶ。さらに, この風応力円に対する応答として発生する各種ベクトルをそのホドグラフの形を用いて呼ぶことにする。例えば, 圧力勾配楕円や流量楕円という具合である。この表現を使うと, 風応力円や圧力勾配円は(10)によりそれぞれ対応する流量円へと変換される, と言える。この変換は等方的で風向や圧力勾配の方向には依存しない。

ここで実際にエクマン解(5)を連続式(8), (9)に代入すると以下の式を得る。

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{\rho f} \int_{-B}^B \{ \tau_{sx} [V'_{wx}(y)] - \tau_{sy} [V'_{wy}(y)] \} dy \\ & = \frac{g}{f} \left\{ \eta_x \int_{-B}^B h(y) [V'_{px}(y)] dy - \int_{-B}^B h(y) \eta_y(y) [V'_{py}(y)] dy \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

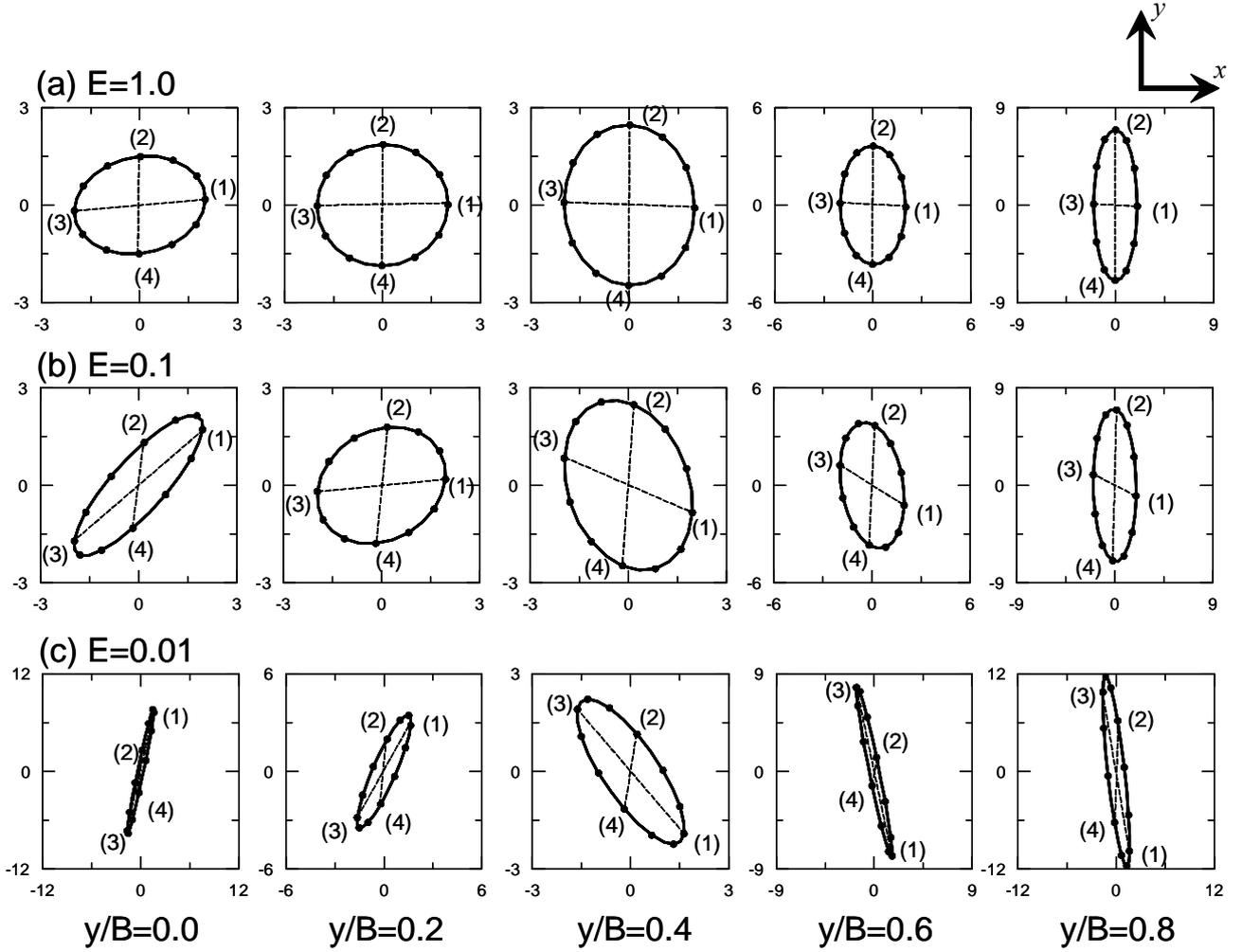


図-4 風応力方向を $\pi/6$ ずつ変化させた場合の圧力勾配のホドグラフ⁶⁾ 括弧内の数字は風応力方向に対応する (1): $\theta = 0$ (2): $\theta = \pi/2$ (3): $\theta = \pi$ (4): $\theta = 3\pi/2$ 楕円内のクロスは変換を分かり易くするために記入されており、一般に楕円の長軸・短軸には対応しない 圧力勾配は $|\tau_s|/\rho g h_0$ で正規化されている

$$-\frac{1}{\rho f} \left\{ \tau_{sx} [V'_{wy}(y)] + \tau_{sy} [V'_{wx}(y)] \right\} \\ = \frac{gh(y)}{f} \left\{ \eta_x [V'_{py}(y)] + \eta_y(y) [V'_{px}(y)] \right\}. \quad (13)$$

(12)式を導く際に $\partial\eta_x/\partial y = 0$ を利用している。この横断方向の一様性は、もし $\partial\eta_x/\partial y \neq 0$ なら $\partial\eta_y/\partial x \neq 0$ となって仮定に反することから明らかである。最終的に(12), (13)より圧力勾配が求められる。

$$\boldsymbol{\eta} = \begin{pmatrix} \eta_x \\ \eta_y \end{pmatrix} = \mathbf{M}\boldsymbol{\tau} = \mathbf{M} \times \begin{pmatrix} \tau_{sx} \\ \tau_{sy} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

\mathbf{M} は 2×2 の風応力-圧力勾配変換行列である。各成分は、

$$M_{11} = -\frac{1}{\rho g} \frac{I_1}{I_3},$$

$$M_{12} = -\frac{1}{\rho g} \frac{I_2}{I_3}, \\ M_{21} = -\frac{1}{\rho g} \left\{ \frac{[V'_{wy}(y)]}{h(y)[V'_{px}(y)]} - \frac{[V'_{py}(y)]}{[V'_{px}(y)]} \frac{I_1}{I_3} \right\}, \\ M_{22} = -\frac{1}{\rho g} \left\{ \frac{[V'_{wx}(y)]}{h(y)[V'_{px}(y)]} - \frac{[V'_{py}(y)]}{[V'_{px}(y)]} \frac{I_2}{I_3} \right\}. \quad (15)$$

ここに、

$$I_1 = \int_{-B}^B \left\{ [V'_{wx}(y)] + \frac{[V'_{py}(y)]}{[V'_{px}(y)]} [V'_{wy}(y)] \right\} dy,$$

$$I_2 = \int_{-B}^B \left\{ \frac{[V'_{py}(y)]}{[V'_{px}(y)]} [V'_{wx}(y)] - [V'_{wy}(y)] \right\} dy,$$

$$I_3 = \int_{-B}^B \left\{ h(y) \frac{[V'_{px}(y)]^2 + [V'_{py}(y)]^2}{[V'_{px}(y)]} \right\} dy. \quad (16)$$

ここでは $\tau^T \tau = |\tau|^2 = \text{const.}$ だから(14)より $\eta^T [MM^T]^{-1} \eta = |\tau|^2 = \text{const.}$ となる。これは、(14)の変換により風応力円が圧力勾配楕円に変換されることを示している。この変換は非等方的であり発生する圧力勾配は風応力の方向に依存する。楕円の形（主軸方向と扁平率）は MM^T の固有値と固有ベクトルによって決定され、その固有値と固有ベクトルは E および E_l に依存する。

水深一定 ($h = h_0$) の場合、(14)、(15)は以下の様に簡略化される。

$$\begin{pmatrix} \eta_x \\ \eta_y \end{pmatrix} = -\frac{1}{\rho gh \{ [V'_{px}]^2 + [V'_{py}]^2 \}} \begin{pmatrix} [V'_{px}] & [V'_{py}] \\ -[V'_{py}] & [V'_{px}] \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} [V'_{wx}] & -[V'_{wy}] \\ [V'_{wy}] & [V'_{wx}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau_{sx} \\ \tau_{sy} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

または、

$$\begin{pmatrix} [V'_{px}] & -[V'_{py}] \\ [V'_{py}] & [V'_{px}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_x \\ \eta_y \end{pmatrix} = -\frac{1}{\rho gh} \begin{pmatrix} [V'_{wx}] & -[V'_{wy}] \\ [V'_{wy}] & [V'_{wx}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau_{sx} \\ \tau_{sy} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

(17)は風応力円が圧力勾配円に変換されることを示している。変換行列は2つの回転行列からなり、それぞれの成分は(10)に示した無次元流量そのものとなる。(18)は各地点で風応力と圧力勾配による流量が互いにキャンセルし合うことを示す。したがって、風応力の方向に係わらず全ての地点で湾軸方向流量も発生しない。

側方境界における水深が0ではないため、ここでは以下の境界条件を満足していない。すなわち、 $v \equiv v_w + v_p = 0$ ($|y/B| = 1$)。しかしながら、後述するようにこの影響は無視できるほど小さい。なお、風下（風上）とは x 軸正負の方向のうち τ_x の符号と同じ（反対の）方向を指す。

3. 圧力勾配の風応力方向依存性

3.1 圧力勾配楕円と運動量バランス

図-4は3つの異なる E に対する $y/B = 0.0 - 0.8$ での圧力勾配楕円を示す。圧力勾配楕円の形は $|y/B|$ の値が等しければ同じである。また、圧力勾配の各成分と風応力からの偏角の風向依存性を図-5に示す。

圧力勾配楕円は z 軸に対して対称であり、 $E = 1.0$ の場合は、さらに x 軸に対してもほぼ対称となる。楕円の扁平率や風応力からの偏角は E や場所、すなわち E_l に依存する。概して、それらは湾軸および岸近くで大きく、 E が

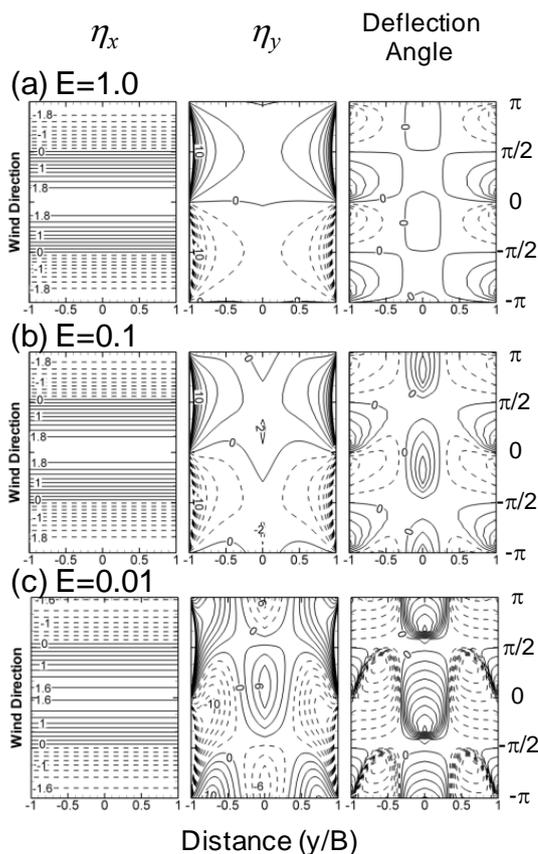


図-5 圧力勾配成分（左）（中）と風応力からの偏角の風向依存性（右）⁶⁾ 圧力勾配は $|\tau_s|/\rho gh_0$ で正規化されている 負の値は点線で示す

小さくなる（回転が強くなる）程大きくなる。ホドグラフは $|y/B| = 0.2 - 0.3$ の範囲ではほぼ円形になり（ここでは示していない）、また、偏角はほとんどゼロとなる。

基本的に η_x は $\tau_x (= |\tau_s| \cos \theta)$ に比例するが、その最大値は E の減少と共に若干減少する。この傾向は Winant (2004) の解析解にも見られる。 $E = 1.0$ の場合、ある位置に注目すると η_y は $\tau_y (= |\tau_s| \sin \theta)$ に比例する。全ての E に対して $|\eta_y|$ は岸近くの水深が小さくなる海域で急激に大きくなる。 $E = 0.1, 0.01$ の場合には、湾軸付近で η_y が局所的に大きくなる。これは、後述するように湾軸方向流量との地衡流バランスによるものである。

(6)の各項のバランスを $E-\theta$ マトリックス形式で示したのが図-6である。風向は $\theta = 0$ から $\theta = \pi$ まで $\pi/6$ ずつ変化させている。ここでは、 $E = 0.1, 0.01$ に対する x 方向のバランスは示していない。横断方向流量が発生しないため、それらは $E = 1.0$ でのバランスにほぼ一致するからである。したがって、 x 方向のバランスは、圧力勾配項と海面と海底における摩擦項が釣り合う形となる。各項の大きさは、ある地点に注目すると、 $\cos \theta$ に比例して変化する。風応

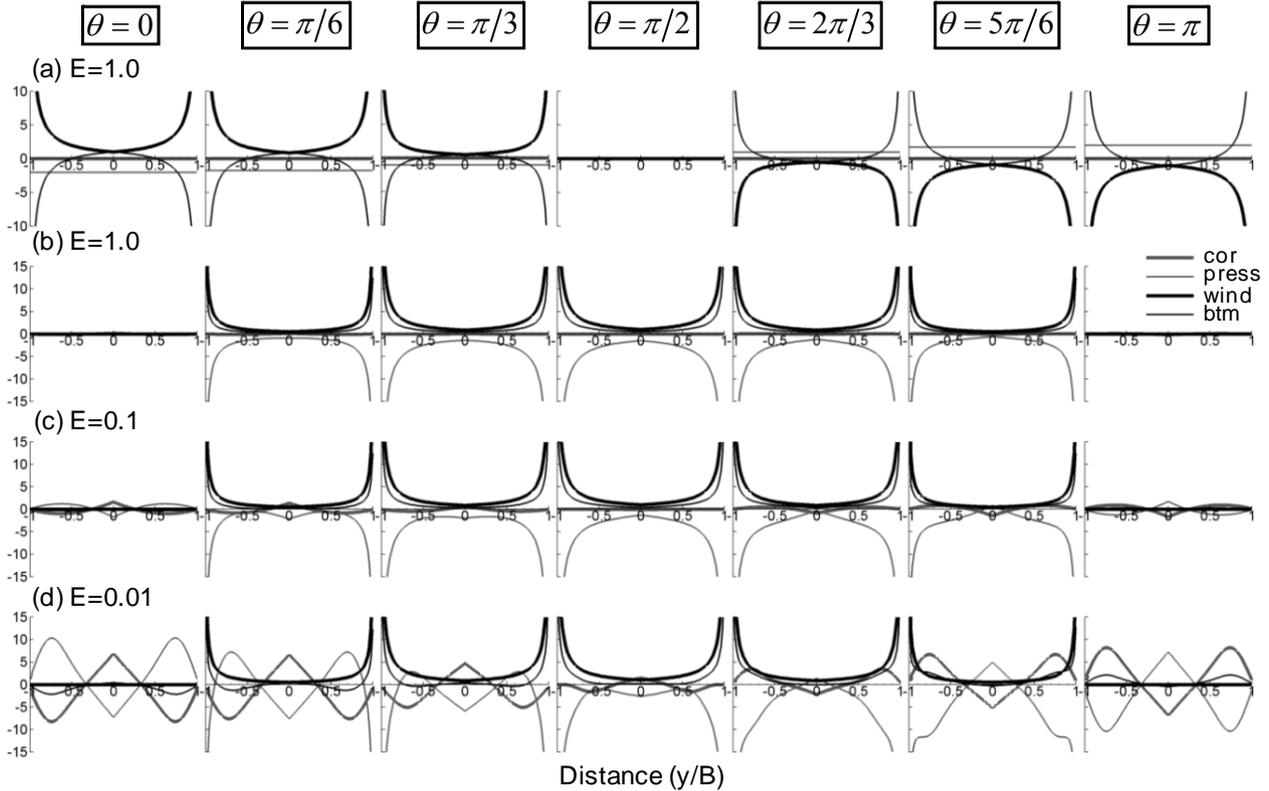


図-6 鉛直平均場における運動量バランス⁶⁾ (a)はx方向, (b)-(d)はy方向 各項は $|\tau_s|/\rho h_0$ で正規化されている なお, cor: コリオリ項, press: 圧力勾配項, wind: 風応力項, btm: 海底摩擦応力項を示す

力が湾横断方向に一致する場合 ($\theta = \pi/2$), η_x はほとんど消えて, その結果, 風応力と圧力勾配の方向はほぼ一致する.

$E = 1.0$ の場合, y方向の運動量バランスもまた圧力勾配項と摩擦項が釣り合う (図-6b). ある地点に注目すると, 各項の値は $\sin\theta$ に比例して変化する. $\theta = 0, \pi$ の場合, 横断方向の圧力勾配は非常に小さくなり, その結果, 偏角はほぼゼロとなる. 両方向ともコリオリ項は重要な働きをしないが, 斜めの風応力の場合 ($\theta \neq 0, \pm\pi/2, \pm\pi$), N は τ_s の方向からずれる. その偏角の符号は岸近くの浅い領域と湾軸付近の深い領域では反対となる (図-5).

$E = 0.1$ の場合, コリオリ項が湾軸付近で大きな働きをする (図-6c). $\theta = 0, \pi$ の場合, ほぼ全地点で準地衡流バランスが成立する. 楕円の主軸方向や扁平率, したがって偏角は浅海域では $E = 1.0$ の場合とわずかに違うだけであるが, 湾軸付近ではコリオリ項の働きによって大きく異なる. 湾軸方向流量と準地衡流バランスするために圧力勾配は反時計回りに $\pi/4$ 程度回転する (図-4aと4b中の線分1-3を比較せよ).

$E = 0.01$ の場合, コリオリ項が全断面内で重要な働きをする (図-6d). 楕円の主軸方向や扁平率, 偏角は $E = 1.0$

の場合に比べて全地点で大きく異なる. 湾軸 (岸) 付近の風上 (風下) へ向かう流量は, 準地衡流バランスを通じて圧力勾配を反時計回り (時計回り) に回転させる (図-4aと4c中の線分1-3を比較せよ). $E = 0.1$ や 0.01 の場合, ある地点での運動量は $\sin\theta$ に比例して変化しない.

3.2 流量楕円

$E = 0.1$ の場合の流量 ($[V]$, $[V_w]$, $[V_p]$) 楕円を図-7に示す. 本モデルでは, まず風応力円が海面に作用する. この風応力により直接駆動される流量 ($[V_w]$) のホドグラフは, 当然(10)より円形となる. 一方, 連続条件(7)より横断方向流量の発生は抑制されているため, 全流量 ($[V]$) のホドグラフは湾軸方向の線分となる. この2つの条件より, 圧力勾配による流量 ($[V_p] = [V] - [V_w]$) のホドグラフは楕円になることを要請される. そして, 等方的な変換である(10)により圧力勾配のホドグラフもまた楕円となる. これにより横断方向に水深変化がある場合, 閉鎖性内湾域の吹送流は風応力方向に依存する.

$[V_p]$ 楕円はx軸に関して非対称である. $[V_p]$ 楕円と圧力勾配楕円を比較する (図-4bと7c). 仮に, 水深の大きな (小さな) 海域の $[V_p]$ 楕円を $\pi/2$ (π) 時計回りに回転させるとそれらはおおよそ N 楕円と一致することが分かる.

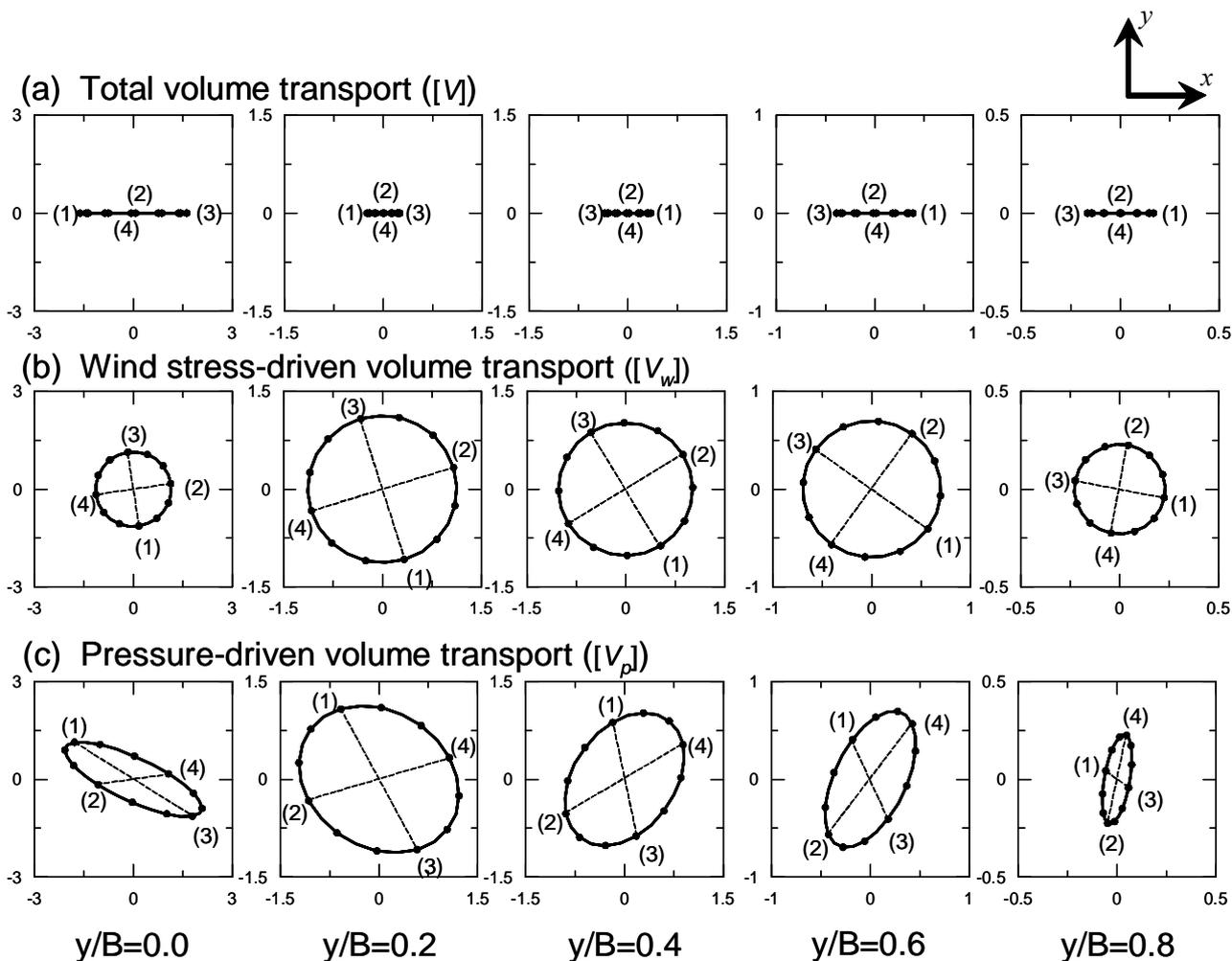


図-7 風応力方向を $\pi/6$ ずつ変化させた場合の流量ホドグラフ⁶⁾ 流量は $|\tau_s|/\rho f$ で正規化されている 括弧内の数字は風応力方向に対応する (1): $\theta=0$ (2): $\theta=\pi/2$ (3): $\theta=\pi$ (4): $\theta=3\pi/2$ 楕円内のクロスは変換を分かり易くするために記入されており、一般的に楕円の長軸・短軸には対応しない

これは、湾軸付近では E_l のオーダーが 10^{-1} であり準地衡流バランスが成立しているのに対し、岸近くではオーダーが $10^0 - 10^1$ で圧力勾配項と摩擦項が釣り合うからである(図-3と6を見よ)。

以上、圧力勾配に風応力方向依存性が生じるのは断面方向に水深が変化するためである。水深が一定(平らな海底地形)の場合、風応力円は圧力勾配円に変換され、その結果、吹送流は風応力方向に依存しない。

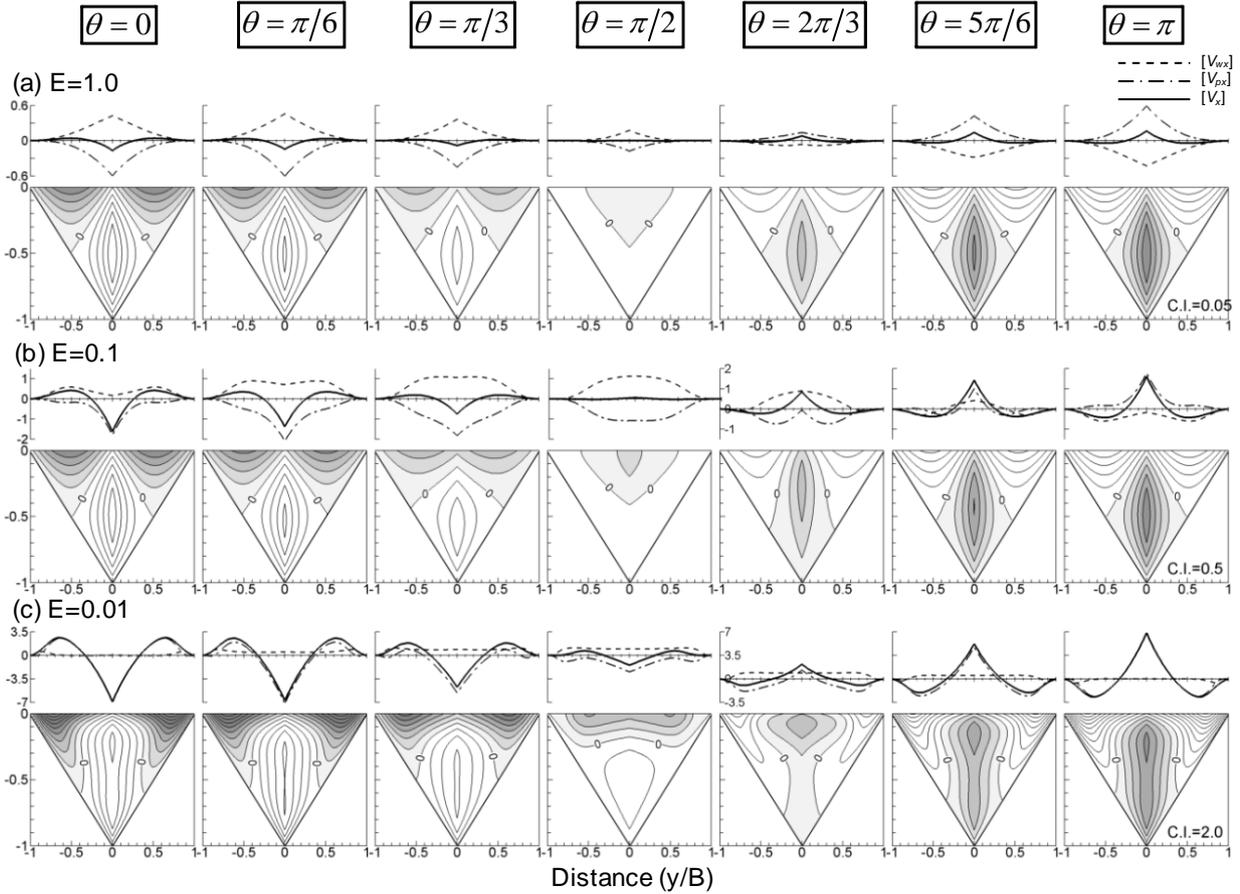
4. 断面構造

横断面内の流速($V \equiv V_w + V_p$)、流量($[V]$, $[V_w]$, $[V_p]$)および水位の分布を図-8, 9に E - θ マトリックス形式で示す。

4.1 流量と水位分布

全流量($[V]$)の y 方向分布は、基本的にWinant (2004)の解によく似ている(彼の論文中の図-3を参照)。それは、水深の浅い海域では風下側へ、水深の大きな海域では風上側に向かう流量が発生し、それらはdouble gyreパターン(Csanady, 1973)を形成する、というものである。この時、風下側への流量最大値の発生場所(y/B)は、 E の減少と共に岸近くへ移動する。

風下側への全流量、もしくは風上側への全流量を $E = 0.1$ と $E = 1.0$ の場合で風向毎に比較すると、その比はほぼ10.0(9.4-10.7)となり、顕著な風向依存性は見られない。この流量比は、Winant (2004)における地球自転の効果が小さい場合の解析解からも推測される。一方、 $E = 0.01$ の $E = 0.1$ に対する比(3.3-8.4)は風向に応じて大きく変化する。最大値(8.4)は $\theta = \pi/3$ 、最小値(3.3)は $\theta =$



図—8 流量（グラフ）と湾軸方向流速（コンター）の断面内構造⁶⁾ 流量は $|\tau_s|/\rho f$ で、流速は $|\tau_s|/\rho f h_0$ で正規化されている。正の流速に影を付けた。C.I.はコンター間隔を示す。

$2\pi/3$ の時に現れる。これらの比は、地球自転効果の小さい場合と大きい場合のWinant (2004) の解から予想される比の中間の値である。ただし、ここでは $\theta = \pi/2$ の場合の計算は行っていない。 $E = 0.1, 1.0$ の場合、横断方向に吹く風は湾軸方向流量をほとんど発生させないからである。

流量の θ や E 依存性は以下の流量比によって定性的に良く理解できる。

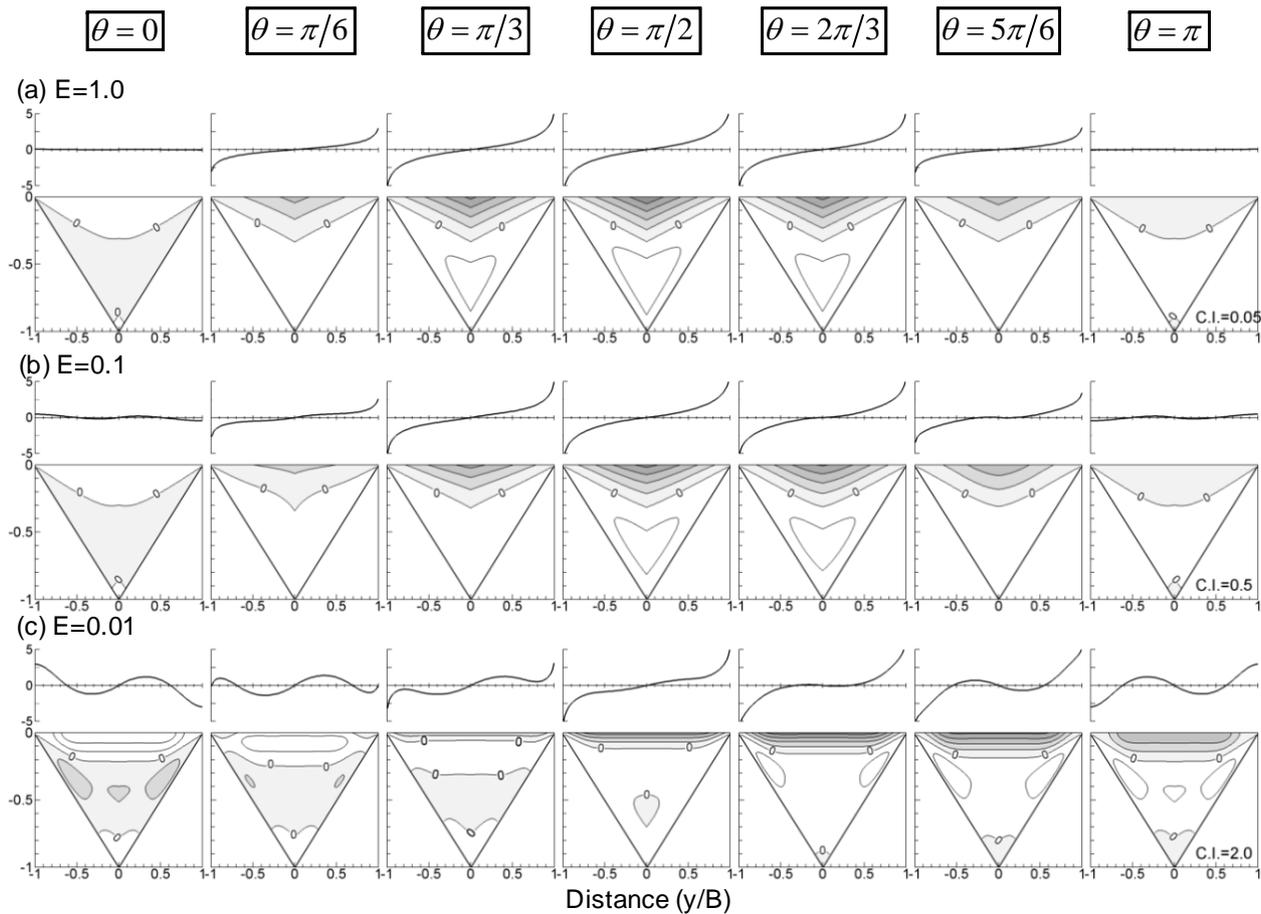
$$\beta = \frac{\overline{[V]_{\theta>0}}}{\overline{[V]_{\theta=0}}}$$

ここに $[V]_{\theta=0}$ は湾軸方向風応力による各点での流量を、 $[V]_{\theta>0}$ はそれ以外の方向の風応力による各点での流量である。 $\bar{\cdot}$ は横断面内平均を示す。

$E = 1.0, 0.1$ の場合、基本的に風下側、風上側への流量は、それぞれ風応力および圧力勾配による(図—8a, b)。コリオリ項は $E = 0.1$ の場合の湾軸付近を除いて重要な働きをしない(図—6a, b)。 β はほぼ $\cos\theta$ に一致する。このことは、流量 $[V]$ が湾軸方向風応力成分 τ_{sx} に比例し、横

断方向風応力成分 τ_{sy} とは関係ないことを示している。この流量の湾軸方向風応力依存性は、Winant (2004) の地球自転効果の小さい場合の解、あるいはCsanady (1973)、Wong (1994) やMathieuら (2002) の非回転場での解析解と一致する。

$E = 0.01$ の場合、風向が湾軸方向に近い場合 ($\theta = 0, \pi/6, 5\pi/6, \pi$)、風上側への流量はもちろんのこと、風下側へ向かう流量も基本的には圧力勾配によって発生する(図—8c)。 $[V_w]$ は側方境界付近の領域 ($|y/B| \geq 0.85$) においてのみ流量の発生に寄与する。この領域の水深はエクマン層厚 (h_E) と同程度かそれ以下である(図—2)。 β は $\cos\theta$ よりも大きくなる。具体的には、 $0.97 (\theta = \pi/6)$, $0.68 (\theta = \pi/3)$, $0.21 (\theta = \pi/2)$, $-0.32 (\theta = 2\pi/3)$, $-0.76 (\theta = 5\pi/6)$, そして $-1.0 (\theta = \pi)$ 。 β と $\cos\theta$ の差は $\sin\theta$ に比例する。つまり、両者の差は $\theta = \pi/2$ の時に最も大きくなる。このことは、 τ_{sy} が湾軸方向流量の生成に重要な働きを示す。 $\theta = \pi/2$ の時ですえ湾軸方向流量はdouble-gyreパターンを形成する。一方、 $E = 1.0, 0.1$ の場合には横断方向 ($\theta = \pi/2$) の風応力によってdouble-gyreパターンは



図—9 水位（グラフ）と横断面方向流速（コンター）の断面内構造⁶⁾ 水位は $|\tau_x|B/\rho gh_0$ で正規化されている 正の流速に影を付けた C.I.はコンター間隔を示す

発生しない。各地点で $[V_w]$ が $[V_p]$ によって相殺されるためである。風応力の各成分 (τ_{xx}, τ_{yy}) がそれぞれどの程度圧力勾配（連続条件を満たす $[V_p]$ を駆動するために必要な）の生成に寄与するかは(14)–(16)に示した風応力–圧力勾配変換行列により決定される。その成分は E および E_l に依存する。

$E = 1.0$ と 0.1 の場合、横断面方向の水位変化は τ_{yy} によるセットアップやセットダウンが支配的である（図—9a, b）。側方境界付近では、水深が小さくなるため急激に水位が上昇/下降する。ちょっとした例外は $E = 0.1$ で $\theta = 0, \pi$ の場合である。湾軸方向流量は準地衡流バランスを通じて湾軸付近の水位を単純なセットアップ/セットダウンから変化させる。この変化は $E = 0.01$ の場合に明瞭となる。水位変化は、側方境界付近で顕著なセットアップ/セットダウンとdouble-gyreパターン湾軸方向流量と準地衡流バランスする水位変化との和になる。

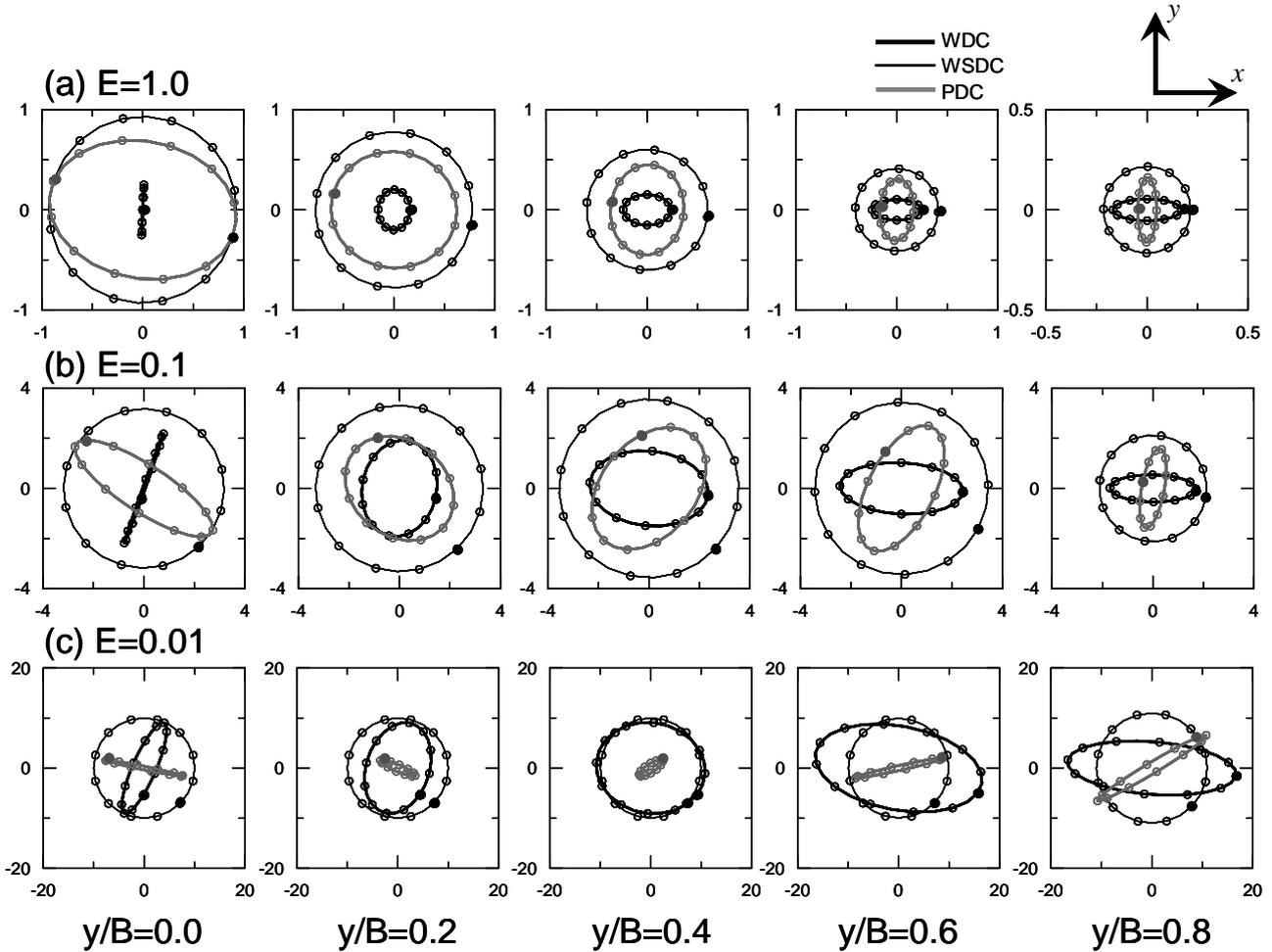
4.2 流速構造

$E = 1.0, 0.1, 0.01$ はWinant (2004) 中では $\delta^1 = 0.71$,

2.2, 7.1にそれぞれ対応する。したがって、図—8, 9中の $\theta = 0$ での断面内流速構造は、彼の図—10中のそれらとほぼ等しい。また、彼の結果と比較すると側方境界での水深が有限であること $(h = 0.02h_0)$ の影響は認められない。

$E = 1.0$ と $E = 0.1$ の場合の流速構造は全ての風応力の方向において似ている。湾軸方向の流速については、深い海域では風上への、浅い海域では風下への流れが卓越する。流速は θ が $\pi/2$ に近づくにつれて徐々に小さくなるが、流速構造のパターンは維持されている（図—8a, 8b）。 $\theta = \pi/2$ の場合、流速構造は他の風向のそれらとは大きく異なる。湾軸部分に形成されていた風上側へのPDCは消滅し、その代わり弱い上下2層の湾軸方向循環流が生成される。弱いながらも生じた表層エクマン輸送をキャンセルするために水平循環流ではなく鉛直循環流が発生する、とも言える。

横断面方向流速に関しては、 $\theta = \pi/6 - 5\pi/6$ の時、上層で風応力によるy軸正の向きの流れが、下層で圧力勾配による反対向きの流れが生じ、それらは全体として1つの時計回り循環流を構成する。この循環流は θ が $\pi/2$ の時に最も



図—10 風応力方向を $\pi/6$ ずつ変化させた場合の表層のWDC(黒), WSDC(青), PDC(赤)のホドグラフ⁶⁾ 塗りつぶしてある丸は $\theta=0$ の風応力によって引き起こされる流れを示す 各流速は $|\tau_s|/\rho gh_0$ で正規化されている

強くなる．一方、 $\theta=0, \pi$ の時には上下3層の流速構造、すなわち2つの反対向きの循環流が断面内に生じる．例えば、 $\theta=0$ の場合、上層で反時計回りの、下層で時計回りの循環流が発生する． $\theta=\pi$ の場合にはこれらの循環流の向きが反対になる．この2つの循環流はWinant (2004) の解にも現れている．

$E=0.01$ の場合、大きなエクマン数と比較すると、風下側への最大流速の出現位置は側方境界側へ、また、風上側への最大流速のそれは上層へとそれぞれ移動する(図—8c)．風上へ向かう流速最大域はコア状となり、それは $\theta=2\pi/3$ の時に最も明確になる．この流速コアは、風上へ向かうPDCがWSDC(エクマンスパイラル)によって表層では弱められ、一方、垂表層では強化された結果である．湾軸方向流速は、全体として θ が $\pi/2$ に近づくほど弱くなる． $\theta=\pi/2$ の場合、他の風応力方向の場合と比べて流速構造は大きく異なる．表層では断面全体で x 軸正の向きの流れ(エクマン流)が卓越する．水深がほぼ全域

($|y/B| \leq 0.88$)で h_E よりも大きいからである．下層では圧力勾配による補償流が生じ、結果として上下2層の湾軸方向循環流が生成される．

横断方向流速に関しては、表層での大きな流速の層がより薄くまたははっきりとする．図—9a, 9b中の $\theta=0, \pi$ の時に見られた上下3層の流速構造はより広範な風応力の方向($\theta=0, \pi/6, 2\pi/3, 5\pi/6, \pi$)において見られる． $\theta=\pi/3$ の時、上下4層の流速構造、すなわち上下3つの循環流が出現する． $\theta=\pi/2$ の時には、上下2層の最も単純な構造が出現する．表層の極薄いエクマン層の中では y 軸正の方向に向かう流れが発生し、その下層で反対に向かう補償流が生じる．

5. 表層流速構造—HFレーダ観測を念頭に—

5.1 表層流楕円

図—10に各エクマン数に対応する表層のWSDC, PDC,

WDCのホドグラフを示す。PDCホドグラフの形は圧力勾配の風応力方向依存性のため楕円となる。一方、当然であるが、WSDCのそれは円となる。結果として、WDCのホドグラフもまた楕円となる。基本的にWDCはWSDC円の中に位置する。それは、駆動されるPDCとWSDCの方向が反対向きになる傾向があるからである。例外は、 $E=0.01$ で風応力の方向がx軸の方向に近い場合である。水深が浅い海域 ($y/B \geq 0.6$) では、WDCがWSDCよりも大きくなる。この場合、WSDCが湾軸方向の準地衡流 (PDC) によって強化され沿岸ジェットが発生する。なお、注意すべきは、HFレーダ等を用いて実際に我々が計測するのはWDCである、という点である。

WDCの風応力方向依存性を図-11に別の形で示す。湾軸方向の風応力 ($\theta=0, \pi$) に対しては、流速の最大値は $|y/B|=0.5$ ($E=1.0, 0.1$) あるいは $|y/B|=0.7$ ($E=0.01$) 付近に現れる。この時、湾軸付近では相対的に小さな流速が現れる。横断方向の風応力 ($\theta=\pi/2$) に対しては、湾軸付近で流速が極大となる。

$E=1.0, 0.1$ の場合、表層WDCは風応力の方向とは凡そ $-\pi/2$ から $+\pi/3$ の範囲で偏向する。一般に、偏向角の符号は水深の大きな海域 ($|y/B| \leq 0.2$) と小さな海域 ($|y/B| \geq 0.4$) で反対になる。深い海域では、風応力の方向が $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ($\pi/2 \leq \theta \leq \pi$) と $-\pi \leq \theta \leq -\pi/2$ ($-\pi/2 \leq \theta \leq 0$) の時に偏向角の符号が負 (正) となる。

$E=0.01$ の場合、偏向角は $-\pi/6$ と $-\pi/4$ の間の値となることが多くなる。それでもWDCの風応力からの偏向角やWDCの流速と風速の比を所謂エクマン理論と比較することに物理的な意味はない。一般に、WDCはWSDCとPDCからなる。エクマン理論はWSDCと比較すべきでありWDCとは比較すべきではない。

HFレーダで計測した表層流速と風速 (あるいは風速のべき乗) との線形相関解析を使って開放性沿岸域のWDCを研究する試みが行われている (Prandle, 1987; Prandle and Matthews, 1990; Kohut et al., 2004; Kaplan et al., 2005)。しかしながら、閉鎖性海域におけるWDCと風応力との線形相関解析はWDC楕円をある小さな半径の円に近似するに過ぎないことが図-10から容易に想像される。この円は当然WSDCよりも小さな円であり物理的にも意味は無い。このことは、閉鎖性内湾域におけるWDCを線形相関解析に基づいて解釈することには注意が必要であることを示している。

5.2 経験的直交関数解析

経験的直交関数 (rotary Empirical Orthogonal Function : EOF) 解析もまた沿岸域のWDCやWSDCの研究を行う

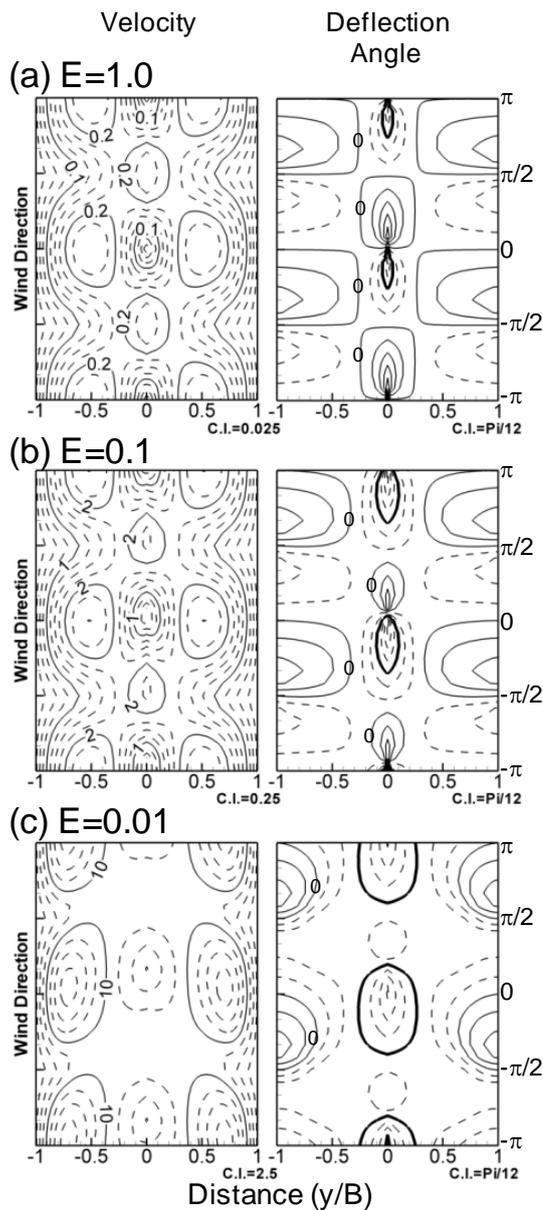


図-11 表層流速 (左) と風応力からの偏角 (右) ⁶⁾
 流速は $|\tau_s|/\rho g h_0$ で正規化されている $-\pi/4$ の偏角を黒い太線で、他の負の偏角は点線で示してある。コンター間隔 (C.I.) は $\pi/12$

ために頻繁に使用されている (例えば, Prandle, 1987; Prandle and Matthews, 1990; Ng, 1993; Yoshikawa et al., 2007)。一般には幾つかの卓越モードが物理過程に対応していると考えられている。それらが対象海域におけるコヒーレントな変動パターンを表しているからである。そこでここでは、本モデル結果をEOF解析し、卓越モードがどのような物理過程を表現しているか調べてみる。EOF解析を行うに当たり、風が慣性周期に比べて非常にゆっくりと回転している、と仮定する。この場合回転方向は

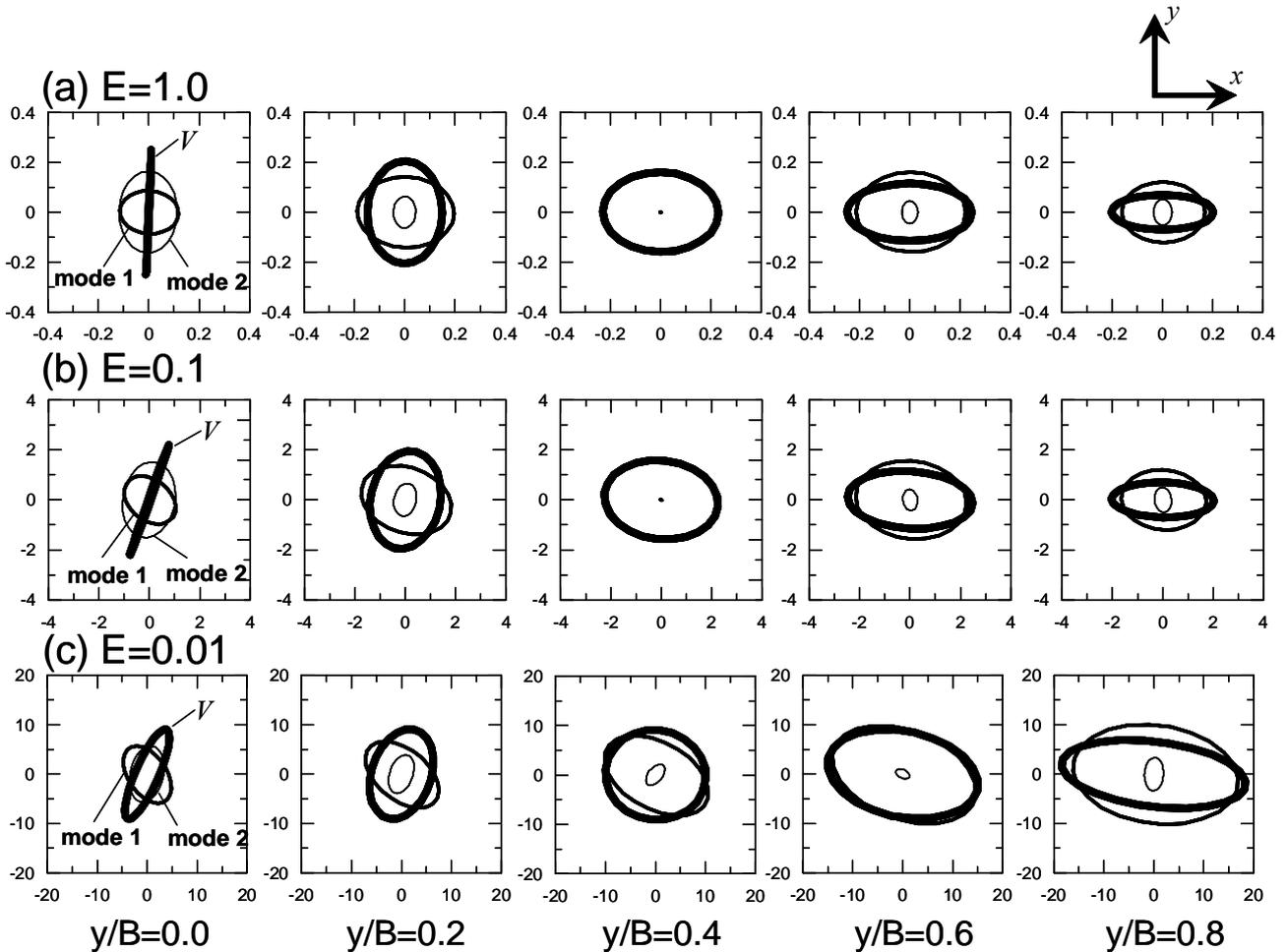


図-12 表層流と EOF 第 1 モードと第 2 モードの楕円 それぞれ $|\tau_s|/\rho gh_0$ で正規化されている

どちらでも良い。(2)は近似的に成立する. y 方向の 11 地点 ($\Delta y/B=0.2$) において異なる方向の風応力 ($\Delta\theta=\pi/12$) によって駆動される WDC を時系列データと見なして EOF 解析する. ここでの結果は, 実際にはローパスフィルターを施したデータを用いた解析と比較されるべきであろう.

全ての E に対して基本的に WDC は EOF1 と EOF2 の和で表現される. EOF1 の寄与率はエクマン数の減少と共に増加する. 具体的には, 85% ($E=1.0$), 89% ($E=0.1$), 93% ($E=0.01$) である. 図-12 に WDC 楕円が EOF1 および EOF2 楕円に分解される様子を示す. この図と 図-10 を比較すれば, いずれのモードも物理過程を表現していないことが分かる. 例外は $E=1.0$ の場合の $|y/B|=0.4$ と $E=0.01$ の場合の $|y/B|=0.6$ 付近である. これらの点では EOF1 が WDC を表している. ここには示さないが, これらの点で WDC の運動エネルギーは最大となる. EOF1 は運動エネルギーが最大となる場所の WDC に追随し, EOF2 はそこからの偏差を表現する.

Yoshikawa et al. (2007) は, 対馬海峡における観測結果から表層 WSDC を上手く抽出し, エクマン理論と比較している. 彼らは, まず, Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) と HF レーダで計測した流れから, ADCP による流速の鉛直分布を用いて PDC を差し引いた. そして, その残差成分と海面風応力との EOF 解析からエクマンズパイラル (WSDC) を推定した. 線形相関解析同様, EOF 解析を行う際にもこの様に注意を払う必要がある.

6. おわりに

閉鎖性海域における吹送流 (WDC) の風応力方向依存性を, 理想的な地形と線形定常理論 (エクマン解) に基づいて調べた. 本モデルは湾中央部に適用可能である. 既存の理論解析とは異なり, 本解析では任意の方向の風応力を考慮した.

横断方向に変化する水深は, 吹送流 (WDC) の流量を湾軸方向に限定する (図-7a). 一方, 風応力により生じ

る流量の方向は、当然、風応力の方向に応じて変化する。それ故、圧力勾配に駆動される流量、すなわち圧力勾配は風応力方向に依存する。結果として、閉鎖性海域における WDC には風応力方向依存性が生じる。依存性は、エクマン数 (E) と局所エクマン数 (E_l) に応じて変化する。

大きなエクマン数 (小さな回転) の場合、横断方向の風応力は湾軸方向流量 ($[V]$) の生成に対して役割を演じない。それ故、 $\theta > 0$ と $\theta = 0$ の風応力によって生じる湾軸方向流量を比較すると、その比は $\cos\theta$ となる。小さなエクマン数 (大きな回転) では、その比は $\cos\theta$ よりも大きくなる。その比と $\cos\theta$ との差は $\sin\theta$ に比例する。これは、湾軸方向流量の生成に対して横断方向の風応力が重要となることを示している。風応力の成分 (τ_{xx} , τ_{yy}) がそれぞれ湾軸方向流量の生成にどの程度寄与するかは、(14)–(16) に示した風応力–圧力勾配変換行列により決定される。その成分は E と E_l に依存する。

表層流速と風速 (あるいはそのべき乗) との線形相関解析、あるいは表層流速の EOF 解析を用いて閉鎖性海域の WDC を研究する場合、その結果の解釈には注意が必要である。閉鎖性海域における WDC は、風応力方向に対して非等方的な応答をする圧力勾配による流れ (PDC) を含んでいるからである。風速 (あるいはそのべき乗) は風応力に直接駆動される流れ (WSDC) と比較されるべきである。

今後は本解析で得られた知見を実際の観測結果の解釈や、閉鎖性内湾における吹送流の推定に応用していく予定である。吹送流の推定技術はゴミや重油などの漂流予測に役立つ。また、閉鎖性海域の WDC をより深く理解するためには、現地における圧力勾配の測定 (推定) 技術の開発が必須であることを最後に述べておく。

(2010年 5月31日受付)

謝辞

(独) 港湾空港技術研究所・鈴木高二朗氏には、東京湾の海水交流量に関して実り多い議論をして頂いた。また、国総研沿岸海洋研究部長・数土勉氏、港湾研究部長・鈴木武博士、ならびに空港研究部新技術研究官・中道正人氏からは文章・図面に対する詳細な意見を頂いた。記して謝意を表します。なお、本研究の一部は、環境省の地球環境研究総合推進費 (地球環境問題対応型研究領域 D-071, H19-21) の支援を受けていることを付記する。

参考文献

1) 鈴木高二朗 (2010): 連続観測によって観測された東京湾口と湾奥の流況・水質の特性について、港湾空港

技術研究所報告, 第49巻, 第1号, 27-63.

- 2) Csanady, G. T. (1973): Wind-induced barotropic motions in long lakes. *J. Phys. Oceanogr.*, **3**, 429–438.
- 3) Defant, A. (1961): *Physical Oceanography*, Vol. 1, Pergamon Press, Oxford, 729pp.
- 4) Guo, X., and A. Valle-Levinson (2008): Wind effects on the lateral structure of density-driven circulation in Chesapeake Bay. *Cont. Shelf Res.*, **28**, 2450–2471.
- 5) Hearn, C. J., J. R. Hunter, and M. L. Heron (1987): The effects of a deep channel on the wind-induced flushing of a shallow bay or harbor. *J. Geophys. Res.*, **92** (C4), 3913–3924.
- 6) Hinata, H., N. Kanatsu, and S. Fujii (2010): Dependence of wind-driven current on wind stress direction in a small semienclosed, homogeneous rotating basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **40**, 1488–1500.
- 7) Hunter, J. R., and C. J. Hearn (1987): Lateral and vertical variations in the wind-driven circulation in long, shallow lakes. *J. Geophys. Res.*, **92** (C12), 13106–13114.
- 8) Kaplan, D. M., J. Largier, and L. W. Botsford (2005): HF radar observations of surface circulation off Bodega Bay (northern California, USA). *J. Geophys. Res.*, **110**, C10020, doi:10.1029/2005JC002959.
- 9) Kohut, J. T., S. M. Glenn, and R. J. Chant (2004): Seasonal current variability on the New Jersey inner shelf. *J. Geophys. Res.*, **109**, C07S07, doi:10.1029/2003JC001963.
- 10) Mathieu, P. P., E. Deleersnijder, B. Cushman-Roisin, J. M. Beckers, and K. Bolding (2002): The role of topography in small well-mixed bays, with application to the lagoon of Mururoa. *Cont. Shelf Res.*, **22**, 1379–1395.
- 11) Ng, B. (1993): The prediction of nearshore wind-induced surface currents from wind velocities measured at nearby land stations. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1609–1617.
- 12) Prandle, D. (1987): The fine-structure of nearshore tidal and residual circulations revealed by H.F. radar surface current measurement. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 231–245.
- 13) Prandle, D., and J. Matthews (1990): The dynamics of nearshore surface currents generated by tides, wind and horizontal density gradients. *Cont. Shelf Res.*, **10**, 665–681.
- 14) Sanay, R., and A. Valle-Levinson (2005): Wind-induced circulation in semienclosed homogeneous, rotating basins. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 2520–2531.
- 15) Winant, C. D. (2004): Three-dimensional wind-driven flow in an elongated, rotating basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**,

462–476.

- 16) Wong, K. C. (1994): On the nature of transverse variability in a coastal plain estuary. *J. Geophys. Res.*, **99** (C7), 14209–14222.
- 17) Yoshikawa, Y., T. Matsuno, K. Marubayashi, and K. Fukudome (2007): A surface velocity spiral observed with ADCP and HF radar in the Tsushima Strait. *J. Geophys. Res.*, **112**, C06022, doi:10.1029/2006JC003625.