

海陸風などの変動的な風に起因する吹送流の非定常な振舞い —周防灘豊前海における潮流の多層観測結果と理論解析—

Transient Drift Currents due to Time-Dependent Winds such as the Land/Sea Breeze
—Field Experiments in Buzen Sea of the Suonada Sound and Theoretical Analysis—

安田秀一¹

Hidekazu YASUDA

Tidal currents were measured at the stationary station in the Suonada sound in late summer, 2005. The inertia current was obtained from the residual data which was produced by elimination of the main four tidal components, M2, S2, K1, and O1, from the raw data. The time-dependent drift currents could be also obtained through the analysis of the residual data. These currents were verified by the analytical solution of the wind-induced current in the basin with the finite depth. The analytical solution has suggested that the steady drift current with Ekman spiral is not observed explicitly in coastal waters and can be given only by averaging the transient drift current over the inertia period.

1. はじめに

沿海岸域の物質輸送に及ぼす流れには、潮流、密度流、吹送流が挙げられる。潮流に関しては当然のことながら振動流として扱われるが、密度流や吹送流は地球自転効果(コリオリパラメータ f による慣性振動)があるにも係わらず、変動成分は無視して定常流として扱うことがほとんどである。最近の論文の中でも、密度流と吹送流を定常流としたために、有明海の物質輸送の検討に際して、密度流と吹送流による物質輸送量を過小評価し、潮流が支配的であると結論づけている報告が見られる(万田ら, 2006)。通常、海上では無風状態はまれで、現地実験に際しても風によってしばしば観測を断念せざるを得なかった経験を思い起こすと、沿岸海域に及ぼす風の影響はかなり大きいのではないかと推測される。吹送流に関しては Ekman 以来の成果が Defant (1961) の教科書に詳しく記されているが、沿岸における振舞いを時間変動も含めて丁寧に解析した例はあまりないようである。本研究では、沿岸海域における吹送流に着目し、地形の単調な周防灘において約 16 日間の潮流観測を実施し、新たな解析手法によって慣性流と海陸風による吹送流の分析を試みた。さらに風の時間変動を考慮して有限水深における非定常な吹送流を理論的に解析し、観測データの分析結果を検証し、沿岸域における吹送流の基本的な特徴を提示することができた。

2. 周防灘潮流観測

周防灘豊前海(福岡県沖)の貧酸素水塊形成の原因を明らかにするために、2005 年 8 月 17 日から 9 月 2 日の期間、図-1 の St. の位置(●印で平均水深 12 m)にお

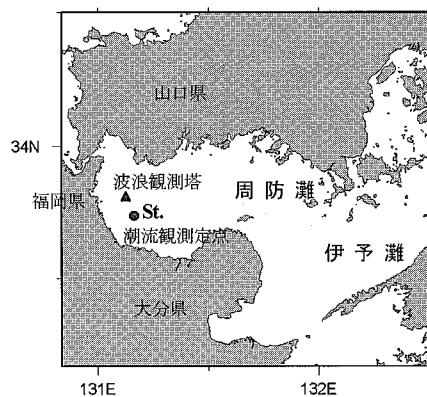


図-1 周防灘の観測点の位置

いて総合的な観測のための係留系を設置した(岸本ら, 2007)。本報では、そのうちの潮流の解析結果について述べるが、潮流センサーは電磁方式で、海面下 1 m と 3 m および海底上 2 m, 1.5 m, 1 m, 0.5 m で測定した。図中の▲印は国土交通省九州地方整備局苅田港湾事務所の波浪観測塔の位置で、海面上約 10 m の高さで風向風速を測定している。図-2 は観測期間中の風の東西、南北の各方向成分であるが、提供された 1 時間毎のデータは変動が激しいため、この図は見やすくするために 4 時間の移動平均をとっている。図中の横軸の日付は正午の位置を示しているが、この風の変動と図-1 の地形を考慮すると、特に観測期間の後半は、昼と夜で反対方向の風が生成されており、海陸風が生じていると考えられる。前半においても風が振動しているかのように変動していることが見て取れるが、前半と後半で風の変動の様子はかなり異なっているようで、このことが、本報で示すような手法で、吹送流(周期 24 時間)を K1 潮流(周期 23.93 時間)から分離して分析することを可能にした。

潮汐潮流の調和解析においては、通常、15 日分のデ

1 正会員 理博 (独)水産大学校教授 水産情報経営学科

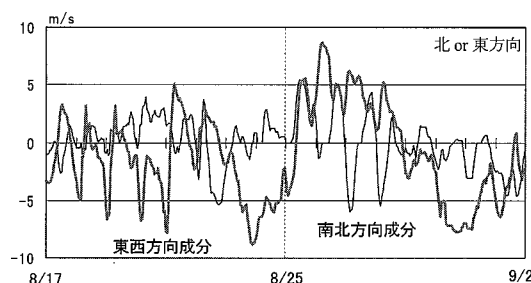


図-2 風の東西・南北方向成分の変動

ータがあれば主要4分潮〔M2, S2, K1, O1〕の調和常数を求めることができるとされている。本研究では、まず元の生データから主要4分潮を求め、その元のデータからこの4分潮を除去した残渣データを作成した。1例として、海面下1mで測定した潮流について、表-1に4分潮の調和常数を示し、それを除去した残渣データの各方向成分を図-3に示す。この図を見ると、主要な潮汐振動成分を除去したにも関わらず、何らかの振動成分の存在が認められる。この振動成分の中には、15日(360時間)分のデータからは分離できなかったN2潮成分が残っているはずであるが、地球自転効果による慣性流も含まれているのではないかと考えられる。N2潮(周期12時間39.5分)と慣性流(北緯32°~33°で周期は21時間58分~22時間35分)の周期の近似的な公倍数は240時間となるが、この240時間(10日)分の残渣データを調和解析すると、原理的には、N2潮流と慣性流が分析できることになる。しかしながら、15日データから分析したM2潮はN2潮の周期に近いことから、実際には最大潮汐のM2潮はN2潮と高い精度で分離することが困難で、そのため、残渣データの中に残されているN2潮は精度が悪いことが報告されている(安田, 2007)。日周潮に近い慣性流周期に関しては、K1潮やO1潮とは周期が十分に離れており、高い精度で分析することが可能で、ここでは、吹送流に関連する慣性流について調和解析結果を示す。

表-1 海面下1mにおける主要4分潮の調和常数

	長軸 cm/s	短軸 cm/s	方向(°)	位相遅(°)
O1 潮流	3.31	1.43	273.5	131.2
K1 潮流	5.09	2.03	279.5	91.2
M2 潮流	16.90	2.70	260.1	146.4
S2 潮流	9.27	1.39	84.7	58.2

表-2(a)は、8月17日12時から240時間分の残渣データを調和解析して求めた各水深(海面下1m, 3m, 海底上2m, 1.5m, 1m, 0.5mの6層)における慣性流成分の調和常数である。本報では、調和解析はFourierの方

法を適用していることから、位相遅れに関しては、絶対値ではなく、水深毎のお互いの相対的な違いを比較することに意味がある。慣性流は理論的には円運動となるが、この表を見ると、潮流楕円の楕円率(短軸成分/長軸成分の比)が通常の潮流成分に比べて全水深で大きく、円に近い振動をしているといえる。なお、潮汐成分には慣性周期の近くにはOO1潮(周期22.306時間)やSO1潮(周期22.420時間)があるが、この表に示した振幅はこれらの潮汐成分に比べて1桁以上大きくなっており、これらの潮汐に引き起こされたものではないといえる。また、振動の様子を潮汐流と比較するために、この図の(b)に、M2潮の各水深における調和常数を示す。ただし、M2潮は生データの調和解析から得られたものである。

観測地点の東と南に位置する福岡県行橋市や大分県中津市のアメダスのデータによると(岸本ら, 2007)、観測期間の後半は冷夏といわれるほど気温が低下している

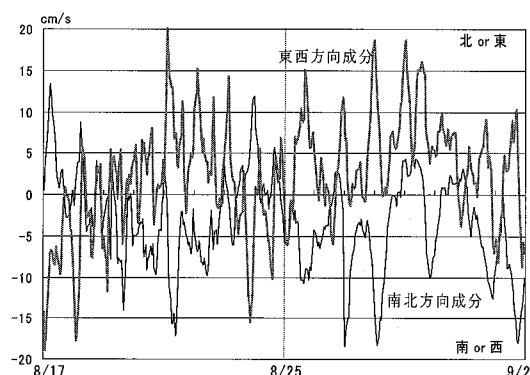


図-3 海面下1mにおける潮流の残渣データ

表-2 表層と底層の各水深における潮流の調和常数
“S-”は海面下, “B+”は海底上を表す
(a)慣性周期流 (b)M2潮流

(a)	主軸成分 cm/s	短軸成分 cm/s	楕円率	方向(度)	位相遅(度)
S-1 m	3.18	1.70	0.535	299.4	118.4
S-3 m	2.27	1.26	0.496	337.0	146.2
B+2 m	1.93	0.87	0.450	264.9	270.8
B+1.5 m	1.67	0.97	0.582	252.2	272.1
B+1 m	1.41	1.09	0.773	244.4	269.1
B+0.5 m	1.01	0.90	0.890	217.8	244.4

(b)	主軸成分 cm/s	短軸成分 cm/s	楕円率	方向(度)	位相遅(度)
S-1 m	16.90	2.70	0.160	260.1	146.4
S-3 m	16.94	2.66	0.157	274.2	152.1
B+2 m	13.98	0.97	0.069	288.6	122.5
B+1.5 m	13.05	1.38	0.106	287.1	119.4
B+1 m	11.94	1.81	0.152	287.2	115.0
B+0.5 m	10.10	1.86	0.184	287.1	112.2

(早朝に気温が20℃以下まで低下)。それにも係わらず日射量は強く、特に8月25日以降は、図-2からもわかるように海陸風はさらに顕著になっていた。海陸風による吹送流の振舞いを調べるために、8月27日0時からの48時間に注目して、風と各層の潮流(残渣データ)の調和解析を行った。表-3には、残差(日平均)成分と日変動周期(S1潮)成分を示した。これを見ると、日平均風は東の方向に4m/sで吹いており、海陸風を表す日変動風は南北方向に直線的に(楕円率が小さい)振動し、ピークは4m/sで午前5時頃(位相遅れ79°;0時が0°に相当)と午後5時頃に見られたことを示している。

流れの平均成分については、風の向きに対して海面下1mでは60°近く時計廻りに偏向し、海面下3mではさらに20°以上偏向して流れの大きさも小さくなっている。この鉛直分布は、理論的に得られる定常的なEkman螺旋の性質をよく表しているといえる。

表-3 風と各水深における潮流の48時間データの調和解析から得られた残差成分と日変動成分
(風の単位はm/s, 潮流はcm/s)

	残差成分		日変動(S1潮周期)成分			
	大きさ	方向	長軸	短軸	方向	位相遅
風	4.01	90.2°	4.35	0.69	353.5°	79.1°
S-1m	8.01	147.1°	7.76	4.09	32.3°	75.8°
S-3m	5.83	172.8°	6.73	2.41	61.2°	80.1°
B+2m	4.51	48.3°	7.88	6.66	182.1°	63.5°

日変動(S1潮)周期の振動成分については、風の南北方向の直線的な振動に対して、海面下1mの流れは楕円率が大きく主軸が時計廻りに偏向し、海面下3mでは振幅は小さくなって主軸はさらに時計廻りに偏向している。位相に注目すると、流れの位相の方が風よりも速くなって、一見、物理的に矛盾が生じている。このことは、海面に及ぼす風の応力の位相を考慮すると矛盾はなくなると考えられる。つまり、振動流においては、境界面に及ぼす応力の位相は、理想的には流れよりも45°速くなるが(Lamb, 1932)、海陸風も振動流であり、海面に及ぼす応力の位相は、この表に示す風自身の位相よりもある程度速くなっているのではないかと考えている。

海底近傍の流れに関しては、平均成分と振動成分はともに上層とは逆向きの傾向になっており、表層の吹送流に伴う海面傾斜による傾斜流がかなり速やかに生成されたのではないかと考えられる。上にも述べたように、この時期は、気温の低下によって、小潮期にも係わらず水温躍層はほとんどなくなり(8月29日0時の海面と海底の温度差;1.5℃)、水温の鉛直分布は大潮期(8月20日0時では水温差は6.5℃)よりも一様に近く(岸本ら, 2007)、このことから密度一様の水の中で引き

起こされる傾斜流の存在が推測される。

3. 時間変動する吹送流の解析

吹送流に関しては、定常風に引き起こされるEkman螺旋を伴う定常流がよく知られており、沿岸海域においても定常的な吹送流に引き起こされる物質輸送量を算定することがある。しかし、前節の観測結果からも示されるように、沿岸域では海陸風を伴うなど風は大きく変動しており、定常風を前提とした議論には無理がある。潮流の運動方程式に、振動に関わる非定常項が無視できないことと同様に、自転効果がある場合には、慣性振動に関わる非定常項は無視できない。従って、海面上を風が吹いた場合の吹送流を支配する最も単純な運動方程式は、次のとおりである。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = fv + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1), \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -fu + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2)$$

u と v は水平面内の x 方向と y 方向の流れ成分で、 z は海面を $z=0$ とした鉛直下向きの座標軸、 t は時間、 f はコリオリパラメータで μ は鉛直粘性係数である。また、 ρ と海水の密度は一定とし、 μ は海水の密度で割った動粘性係数と考えても現象は変わらない。ここでは第一段階として水平方向の変動は小さいとし鉛直方向の依存性を調べる。海面の境界条件は、 $t=0$ で一様な風応力 τ が与えられたとし、海底では摩擦を考慮して流れは0とする。水平方向の異方性は考慮せず、考えやすくするために応力 τ は y 方向に働くものとした。

水深が無限に深い場合の解は、Fredholmの解として知られ、Defant(1961)の教科書の中にも紹介されている。この解を元にDuhamelの方法を適用すると、海陸風のように風応力が時間的に変動する場合の解を得ることができる。しかし、この解は解析的に積分することができないことから解曲線を得るためには、積分のための Δt を非常に小さくとる必要があり、パソコンではかなりの積分時間を必要とする。水深が有限になると鉛直方向にFourier級数で展開することができ、解析解も比較的容易に得ることができる。境界条件の都合上、(1)と(2)の解は、風が吹いて定常値になった場合の解から、風が停止したときの減衰解を差し引くという方法で求める。Fredholmの解によると、水深が無限の場合は慣性円運動が減衰して消えることはなく、Ekman螺旋を形成するような定常解に収束することはないが、水深が有限の場合は、海底の摩擦効果によって定常解が存在する。無限深海におけるEkmanの定常解は、慣性周期で平均した結果で、流れ自身は定常状態になることはない。水深が大きくても有限の場合には、長い時間が経過すると、吹送流は無限深海におけるEkmanの定常解に近い流れに収束する。このことから、有限深の場合には、定常解

から減衰解を差し引くという手法が可能となった。

この解析解はかなり複雑なのでここでは省略するが、解析解が得られたことによって、風の時間変動性が初等関数等で簡単に表すことができるときには、Duhamelの方法から、変動風による吹送流の解析解を得ることができる。ここでは前節のような海陸風を想定して、 y 方向に $\tau = \tau_0 \sin \omega t$ とすると、Duhamelの方法に関わる時間積分は簡単になる。さらに時間に依存しない項は時間微分によって消えるために、この場合の解析解は次のように簡潔に導くことができる。なお、 $\omega = 2\pi/T_w$ で、 T_w は風の周期にあたり、海陸風であれば T_w は1日に相当する。

$$u(z,t) = \frac{\tau_0}{h} \sum_{n=0}^{\infty} \left[e^{-A_n t} \left\{ \frac{A_n \cos ft - (\omega + f) \sin ft}{A_n^2 + (\omega + f)^2} - \frac{A_n \cos ft + (\omega - f) \sin ft}{A_n^2 + (\omega - f)^2} \right\} - \frac{A_n \cos \omega t + (\omega + f) \sin \omega t}{A_n^2 + (\omega + f)^2} + \frac{A_n \cos \omega t + (\omega - f) \sin \omega t}{A_n^2 + (\omega - f)^2} \right] \cos \frac{2n+1}{2h} z \cdots (3)$$

$$v(z,t) = \frac{\tau_0}{h} \sum_{n=0}^{\infty} \left[e^{-A_n t} \left\{ \frac{(\omega - f) \cos ft + A_n \sin ft}{A_n^2 + (\omega + f)^2} + \frac{(\omega - f) \cos ft - A_n \sin ft}{A_n^2 + (\omega - f)^2} \right\} - \frac{(\omega + f) \cos \omega t - A_n \sin \omega t}{A_n^2 + (\omega + f)^2} + \frac{A_n \sin \omega t - (\omega - f) \cos \omega t}{A_n^2 + (\omega - f)^2} \right] \cos \frac{2n+1}{2h} z \cdots (4)$$

ここに h は海域の水深で、 $A_n = \{(2n+1)\pi/2\}^2 \cdot \mu/h^2$ である。無限深海の場合の解は形式的な形になっていたのだから、この式を見ると、海陸風が吹き始めて初期段階では慣性周期の変動が現れるが、時間の経過と共に慣性振動は消えていき、風と同じ周期の振動流のみが残されていくことを示している。

慣性周期 T_b は $2\pi/f$ に相当し、周防灘周辺の北緯 33° では約22時間になる。この時間は海陸風の周期 T_w (24時間)に近く、式内の分母にある $(\omega - f)$ の値も小さくなる。 $A_0 (= \pi^2 \mu / 4h^2)$ も非常に小さい値であることから、第0次の項の分母は小さくなって、結果的に吹送流の海陸風周期の振動成分は増幅される可能性が予想できる。このことは固有振動周期と外力の振動周期が近い場合の振り子や内湾の共振現象に似ている。

図-4(a)に、 y 方向の海陸風($\tau = \tau_0 \sin \omega t$)が吹き始めて吹送流が発達する様子を示すために、初期から3日間のホドグラフを24振子分(pendulum minutes)毎に描いた。図中の小さな矢印で指した点は、24時間後と48時間後の位置を示している。またコリオリパラメータは周防灘周辺(北緯 $33^\circ \sim 34^\circ$)を想定して、 $T_b/T_w = 0.9$ としている。図中の太いベクトルは、従来からよく知られている τ_0 の一樣で定常な風応力が y 方向に吹いた場合の、海面における吹送流の定常値である。この図は、定

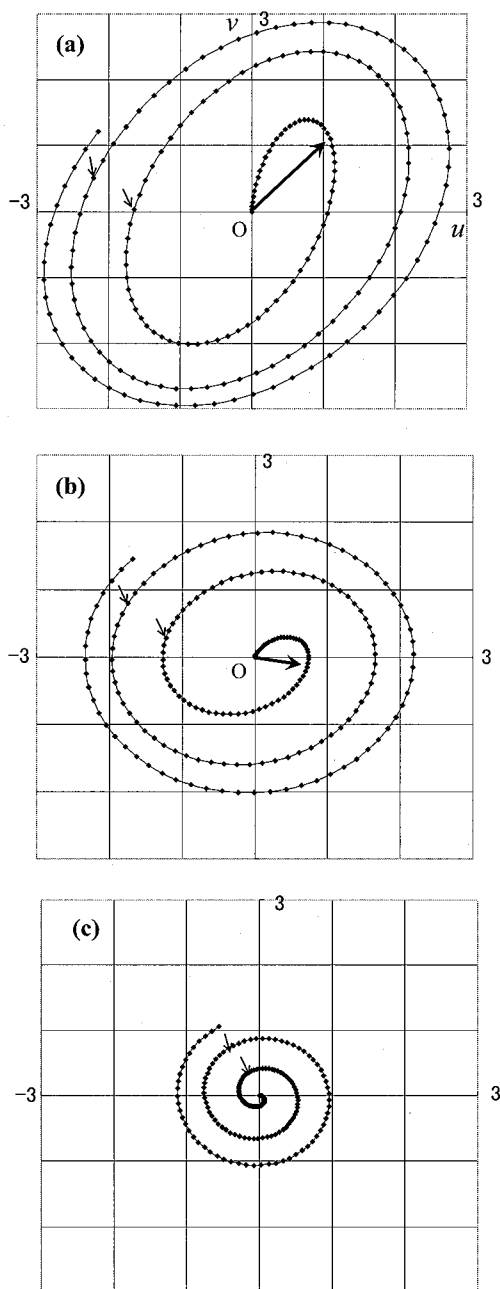


図-4 y 方向の海陸風による各水深における発達期の吹送流の3日間のホドグラフ。流速値は、 τ_0/hf で無次元化。原点を支点とする大きいベクトルは、 y 方向に τ_0 の定常風が吹いた場合の吹送流の定常成分に相当。

(a) 海面, (b) $z = (2\mu/f)^{1/2}$, (c) $z = \pi(2\mu/f)^{1/2}$

常的な風応力による定常状態の吹送流よりも、風が振動した方が強い吹送流を生み出すことを示している。

定常状態のEkman境界層厚の代表寸法は $(2\mu/f)^{-1/2}$ で与えられるが、(b)には同じ条件でその代表寸法の水深

$z=(2\mu f)^{-1/2}$ におけるホドグラフとその水深における定常値の吹送流ベクトルを描いた。実質的な境界層の厚さは代表寸法の約3倍(摩擦影響深度は π 倍で定義)に相当するが、(c)には $z=\pi(2\mu f)^{-1/2}$ におけるホドグラフを描いた。定常値の吹送流ベクトルは、Ekman螺旋で示されるように、表層のベクトル((a)のベクトル)の逆方向で大きさは4.3%程度になる。この図を見ると、この水深においても、海陸風による吹送流は強く増幅され、楕円率の大きい強い振動流になっていることが示されている。

図の(a)と(b)を見ると、深くなると主軸は時計廻りに偏向して振幅も小さくなり、主軸のピークの位相も遅れている様子が認められ、このことは観測結果(表-3)と定性的に対応しているといえる。共振現象に関しては、緯度がもう少し小さくなること(南下)によって T_b と T_w はさらに近づき、より激しい共振現象が期待できるが、実際には非線形効果やそれに伴う摩擦効果が大きくなって、理想的な共振にはならないのではないかと考える。

国内の海域では、慣性周期は海陸風の周期に近いが、風の振動周期が著しく短い場合と長い場合についても、図-4と同様の作図をしてその振舞いを調べた。紙面の都合でこれらの図は省くが、その概要は次のとおりである。まず、風の振動周期が短い場合($\omega \gg f$)には、吹送流は風と同じ方向に直線的に振動し、吹送流の層の厚さも薄く、周期が短いほど層の厚さはさらに薄くなった。また、周期が長い場合($\omega \ll f$)には、吹送流の振動方向は直線的ではあるものの風の方向から時計廻りに約45°偏向し、水深が深くなるに従って振幅は小さくなりながら、振動の方向はさらに時計廻りに右偏していることが示された。つまり、周期の短い風による吹送流には自転効果は現れず、周期の長い風に関しては、定常風に伴う定常的な吹送流の振舞いを呈することが示された。日本周辺海域のように ω と f が近い場合は、図-4のように楕円率も大きくなって、データ解析などにも特に注意を要すると言える。

風の方向が任意の場合には、 x 方向成分の風を考慮することによって、解(3)と(4)を求めたときと同様の手順で吹送流を求めることができる。また複雑に変動する風の場合においても、時間的に三角関数を用いてFourier級数で展開することができれば、非線形効果が無視できる範囲で、Fourier級数のそれぞれの項による吹送流を足し合わせることによって、そのような複雑な風による吹送流を得ることができることを書き添えておく。

図-4からもわかるように、このような吹送流は、海面で風の応力を得るために、表層に二次元的な強いシアを形成する。このようなシア流は表層に浮遊する物質を効果的に分散させる効果(シアー拡散)を生み出すのではないかと推測される。特に流入河川水に伴う低塩

分水は表層に分布しており、その分散には、このような吹送流の振舞いは重要な役割を果たすと考えている。

4. ま と め

15日間の潮流データから主要4分潮を除去した残渣データを作成し、それを調和解析することによって、風に引き起こされる慣性流や海陸風起源の吹送流を分析することができた。現地データの調和解析において、周期が非常に近いK1潮流から海陸風起源の吹送流が分離でき、ある程度の精度で分析できた理由は、15日間の間に海陸風の様相が変化し、それによる吹送流もその間にうまく変化したためと考える。従って、この度のような解析が常にうまくいくとは限らないだろう。また、この解析結果の精度に関しては、分解能など今後さらに検討する必要があると考えている。

この観測で得られた慣性流や海陸風による吹送流は、非定常項と自転効果を取り入れた運動方程式の有限水深における解析解によって、定性的にうまく説明することができた。

観測で測定された海底近傍の慣性流や吹送流に係わる日変動流に関しては、海面傾斜に伴う傾斜流と考えられる。その過渡的な振舞いについては、海面傾斜の時間依存性を明らかにすることによって導き出すことができるが、海面傾斜や傾斜流の時間変動については今後の課題としたい。

謝辞：波浪観測塔の風のデータは、国土交通省九州地方整備局苅田港湾事務所(福岡県)から提供いただいた。近年、瀬戸内海では長期間の係留観測を行うことは困難になっているが、潮流観測に際しては、豊前海海洋環境保全協議会の湯浅豊年氏および株式会社「いであ」の高島創太郎氏に適切なアドバイスも含め多方面に亘るご協力をいただいた。これら関係各位にここに深く謝意を表します。

参 考 文 献

- 岸本充史・安田秀一・鬼塚 剛・高島創太郎・湯浅豊年(2007): 周防灘豊前海における溶存酸素変動と海洋構造について—2005年夏季の15日間係留観測結果—, 水産大学校研究報告, 56(1)pp. 52-65.
- 万田敦昌・兼原壽生・青島 隆・筒井博信・木下 幸・中田英昭・柳 哲雄(2006): 有明海中央部における物質輸送過程の季節変動, 海の研究, 15(6)pp. 465-478.
- 安田秀一(2007): 慣性流や海陸風起源の吹送流の算出に関する試み—沿岸域で測定した15日間データの活用—, 水産大学校研究報告 56(1)pp. 20-30.
- Defant, A. (1961): Physical oceanography I, Pergamon Press, 729 p.
- Lamb, H. (1932): Hydrodynamics 6th ed., Cambridge Univ. Press, 738 p.