

沿岸海域の物質分散(Ⅳ)

——潮流楕円の鉛直構造——

柳 哲雄・西井 正樹・樋口 明生

DISPERSION OF MATERIAL IN THE COASTAL SEA

——Vertical Structure of Tidal Current Ellipse——

By Tetsuo YANAGI, Masaki NISHII and Haruo HIGUCHI

Synopsis

Tidal current measurements were carried out at Stn. 9 in the northern part of Harima-Nada, Seto Inland Sea to investigate the vertical structure of tidal current ellipse. Observed vertical profile of tidal current ellipse well coincides with the calculated one which is obtained by solving the linear momentum equations of tidal current containing the Coriolis force and the vertical eddy viscosity. The dispersion coefficient tensor by tidal current is correctly estimated using such vertical profile of tidal current ellipse.

1. ま え が き

既報¹⁻³⁾においては現場海域の水平拡散係数を推定するために行われる瞬間点源染料拡散実験、浮子拡散実験、連続点源染料拡散実験について検討して、いくつかの新しい解析方法を提案した。時間スケールで数時間、空間スケールで数 km 程度の物質の拡がりはこのような方法で求められた拡散係数と水平・鉛直シアのカップリングによる分散 (dispersion) によって決まっていると思われる。

しかし潮流の卓越する沿岸海域では潮流の鉛直シアが物質の拡がりに決定的に大きな役割をはたしており、特に時間スケール数十時間、空間スケール数十 km 程度の潮流流れより大きなスケールの物質の拡がりを予測する場合には潮流分散テンソルの正確な評価が不可欠となる。従来の分散係数を推定する理論モデルでは (たとえば BOWDEN (1965)⁶⁾) 潮流は一方向にのみ往復するか、鉛直方向には流速差はあるが振動の位相差はないとして取り扱われてきた。だがこのような仮定は現場海域にはそぐわず、潮流のホドグラフが楕円を描くこと、鉛直方向に位相差があることが物質の拡がりに大きく作用していることは連続点源染料拡散実験の結果³⁾にみられた通りである。

そのような観点から今回瀬戸内海播磨灘における潮流鉛直分布の時間変動の観測を行って、潮流楕円の鉛直構造を明らかにした。さらに理論値と観測値を比較検討することにより、今回得られた結果が沿岸海域で一般的に成立するものであることも述べる。

2. 観 測

観測は瀬戸内海播磨灘北部の Stn. 9 (水深 11m, Fig. 1) において行った。広島大学生物生産学部豊潮丸 (320t) を観測点にアンカー、固定して、1981年6月28日5時30分～17時30分 (小潮時) の13時間と、1982年6月19日21時～同6月20日22時 (大潮時) の25時間、毎時の潮流鉛直分布連続観測を行った。船上より Aanderaa RCM4 自記流速計をおろして、海面下 0.5m, 2.5m, 5m, 8m, 9m, 10m, 10.5m (1982年は海面下 0.5m, 2m, 4m, 6m, 8m, 10m) で2分間固定し、それぞれの層の流向・流速・水温・塩分を測定した。

同時に 6 m と 9 m 層には別の Aanderaa RCM4 流速計 2 台を固定して、1 分毎の流向・流速を観測した。観測終了後 1 時間毎の観測で得られた 6 m, 9 m 層の潮流楕円と 1 分毎の観測で得られた潮流楕円を比較して、両者がほとんど同一であることを確認した。したがって以下 1 時間毎の観測結果について述べる。

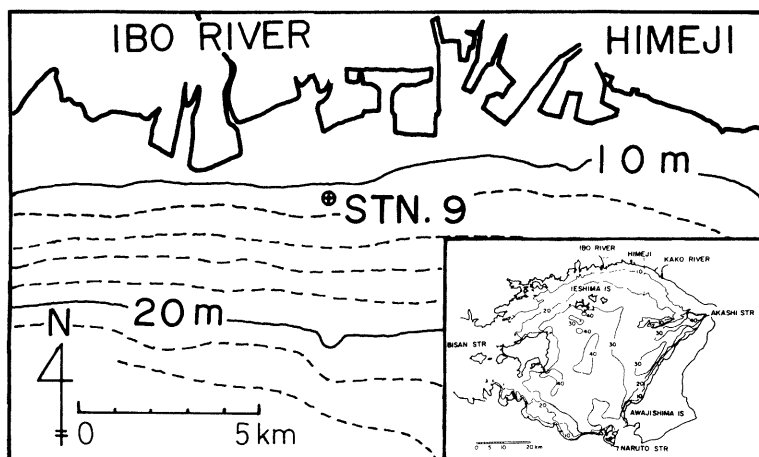
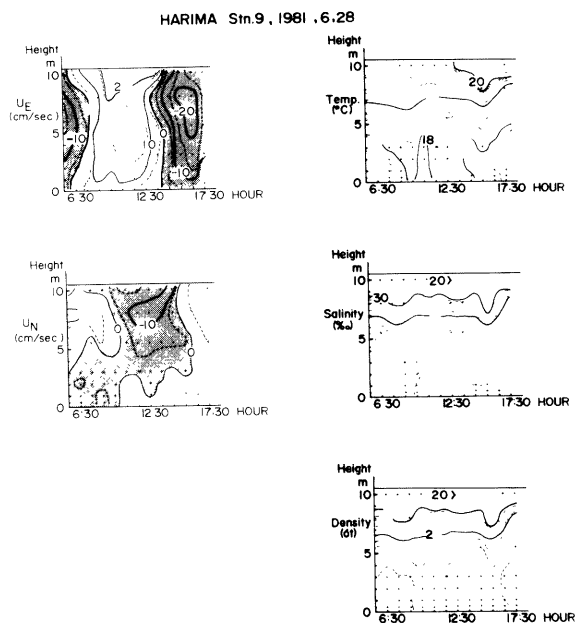
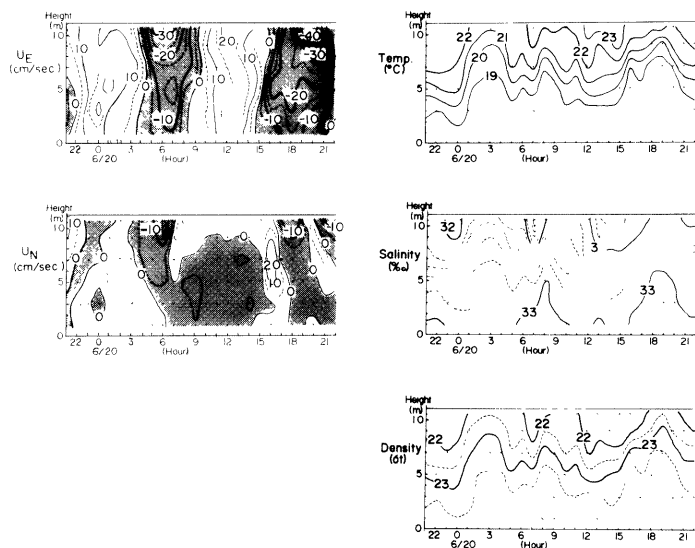


Fig. 1 Location where current measurement was carried out.



(a)

HARIMA Stn 9, 1982, 6, 19-20



(b)

Fig. 2 Time changes of vertical profiles of tidal current, water temperature, salinity and density on June 28, 1981 (a) and on June 19-20, 1982 (b) at Stn. 9.

観測の結果得られた流速の東方成分, 北方成分, 水温, 塩分, 密度の鉛直分布時間変動を Fig. 2(a)(b) に示す。これを見ると潮流は東西方向に卓越していて, 最大流速は1981年 (小潮時) 20 cm/sec, 1982年 (大潮時) 40 cm/sec 程度であること, 北方成分は最大流速 10~20 cm/sec 程度で, 1981年は下層で転流が早いことなどがわかる。1981年には海面下 5~6m 附近に顕著な躍層が存在し, 表層の塩分は20‰以下となっている。これは観測日数日前から雨が降りつづき, 姫路で6月27日は 14mm/day, 6月28日 60mm/day の降雨量を記録したことと小潮時で鉛直混合の度合いが小さかったことに起因すると思われる。一方1982年は密度勾

Table 1 M_2 Tidal Current at Stn. 9.

1981. 6.					1982. 6.				
H (m)	U_E (cm/s)	α_E (deg.)	U_N (cm/s)	α_N (deg.)	H (m)	U_E (cm/s)	α_E (deg.)	U_N (cm/s)	α_N (deg.)
10.5	21.7	70	3.2	-90	10.5	27.5	63	5.8	19
8.5	20.3	58	13.0	-64	9.0	23.2	65	3.1	18
6.0	20.8	73	6.1	-42	7.0	20.7	72	0.1	98
3.0	17.4	67	1.6	-122	5.0	17.5	63	2.1	126
2.0	14.3	58	2.6	174	3.0	14.8	49	1.7	155
1.0	11.3	51	4.1	163	1.0	11.1	49	3.0	132
0.5	8.4	51	3.6	170					

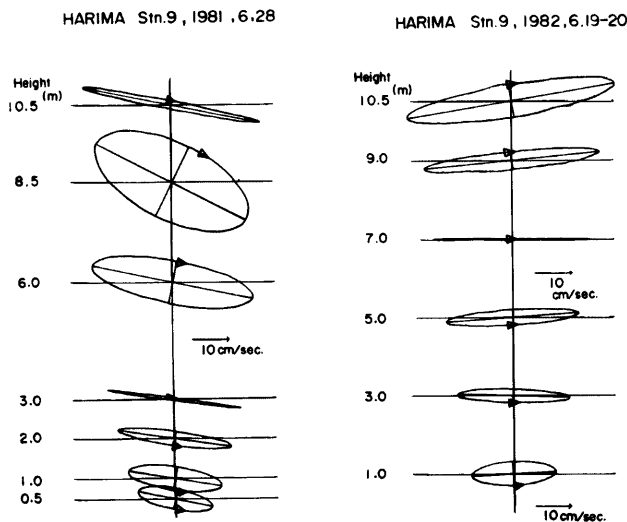


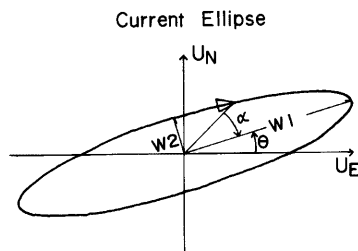
Fig. 3 Vertical profiles of tidal current ellipse in 1981 (left) and in 1982 (right) at Stn. 9.

配が海面から海底までほぼ一様で顕著な躍層は存在しない。観測によって得られた流速の北方成分，東方成分をそれぞれ調和分解して，半日周潮流を取りだし (Table 1)，潮流楕円を描いた (Fig. 3)。 α_E, α_N の基準時は月が明石 (135°E) に南中した時刻で，図中の矢印は明石に月が南中した時刻の潮流ベクトルの位置と楕円の回転方向を表わしている。これを見ると1981年，1982年とも潮流楕円は上層から下層にいくほど小さくなっていて，上層で時計回り，下層で反時計回りであること，楕円の回転方向が変わる深さ附近の潮流楕円は偏平になっていることがわかる。

3. 潮流楕円の鉛直構造

潮流楕円の鉛直構造を定量的に評価するために Fig. 4 に示すような潮流楕円要素を定義する。 W_1 は楕円の長軸長で上げ潮流あるいは下げ潮流の最大流速を表わし， W_2 は短軸長で最小流速を表わす。潮流楕円の偏平度 ϵ (Ellipticity) は楕円の短軸長と長軸長の比， $\epsilon = W_2/W_1$ ，で時計回りの楕円については $\epsilon < 0$ ，反時計回りの楕円については $\epsilon > 0$ とする。長軸の方向 θ (Orientation) は東から反時計回りに定義する。位相 α (phase) は月が観測点 (あるいは基準時子午線) に南中してから最大流速が出現するまでの時間を角度により表わす。

ある時刻の潮流流向の鉛直分布をみると上層と下層では同一ではない。この流向のずれを流向差 (Veering) といい，潮流のような振動流においては流向差は時々刻々変化して，一定ではない。そこで2層の間の平均流向差 (Mean Veering) を求めてその鉛直分布をみてる。今上層の潮



Ellipticity : $\epsilon = W_2 / W_1$

Phase : α

Orientation : θ

Fig. 4 Definition of tidal current ellipse factor.

流の東方・北方成分を (u_u, v_u) 下層のそれを (u_l, v_l) とする。もちろん u_u, v_u, u_l, v_l は時間の関数である。この2層の流速に対して以下の3種類の平均流向差が定義できる。

1) 流れの瞬間的な流向差の算術平均を求める方法。これを $VE1$ とすると

$$\begin{aligned} VE1 &= \left\langle \tan^{-1} \frac{v_u}{u_u} - \tan^{-1} \frac{v_l}{u_l} \right\rangle \\ &= \left\langle \tan^{-1} \frac{u_l v_u - u_u v_l}{u_u u_l + v_u v_l} \right\rangle \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

ここで $\langle \rangle$ は時間平均を表わす。 $VE1$ は必ずしも適切な平均方法とは言えない。何故ならある時瞬間的に起こるかもしれない大きな流向差が平均流向差に大きく効いて、通常の流れの状態の流向差と平均流向差 $VE1$ がずれる可能性があるからである。

2) 流れの平均ベクトルの流向差を求める方法。これを $VE2$ とすると

$$\begin{aligned} VE2 &= \tan^{-1} \frac{\langle v_u \rangle}{\langle u_u \rangle} - \tan^{-1} \frac{\langle v_l \rangle}{\langle u_l \rangle} \\ &= \tan^{-1} \left(\frac{\langle u_l \rangle \langle v_u \rangle - \langle u_u \rangle \langle v_l \rangle}{\langle u_u \rangle \langle u_l \rangle + \langle v_u \rangle \langle v_l \rangle} \right) \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

すなわち $VE2$ は恒流成分の流向差を表わすことになり、純粋に潮流成分だけ抜きだした場合の $VE2$ は 0 となる。

3) 2つのベクトル時系列の複素相関係数を求める方法⁷⁾。時刻 t における水平2次元の流速ベクトルを下記のような複素形式で表現する。

$$W(t) = u(t) + v(t)i \dots\dots\dots (3)$$

ここに $i = \sqrt{-1}$ である。上層と下層のベクトル時系列の複素相関係数は次式で表わされる。

$$\rho = \frac{\langle w_u^*(t) w_u(t) \rangle}{\langle w_u^*(t) \cdot w_u(t) \rangle^{1/2} \langle w_l^*(t) \cdot w_l(t) \rangle^{1/2}} \dots\dots\dots (4)$$

ここに $*$ は共役複素数を表わす。(3)式を用いて(4)式を書き直すと

$$\rho = \frac{\langle u_l u_u + v_l v_u \rangle}{\langle u_l^2 + v_l^2 \rangle^{1/2} \langle u_u^2 + v_u^2 \rangle^{1/2}} + i \frac{\langle u_l v_u - u_u v_l \rangle}{\langle u_l^2 + v_l^2 \rangle^{1/2} \langle u_u^2 + v_u^2 \rangle^{1/2}} \dots\dots\dots (5)$$

となる。一方(4)式の分子を

$$W_l^*(t) W_u(t) = R(t) \exp[i\alpha(t)] \dots\dots\dots (6)$$

の形に書きあらわせるとする。 $R(t)$ は上・下層の流速ベクトルの大きさの積、 $\alpha(t)$ はその時刻の流向差を表わす。そうすると(4)式は

$$\rho = C \sum_{j=1}^N R_j \exp(i\alpha_j) \dots\dots\dots (7)$$

の形に書ける。ここで $C = 1/[N \langle W_l^* W_l \rangle^{1/2} \langle W_u^* W_u \rangle^{1/2}]$ で添字 j は t_j なる時刻を表わす。(5)式と(7)式から平均流向差は

$$VE3 = \alpha_{av} = \tan^{-1} \frac{\langle u_l v_u - u_u v_l \rangle}{\langle u_l u_u + v_l v_u \rangle} \dots\dots\dots (8)$$

となる。(8)式は各時刻のベクトルの大きさに重みをつけて平均した平均流向差を示していることがわかる。

以上3つの平均流向差の定義において流向差が正の符号を持つ場合は上から見て、上層のベクトル時系列が下層のベクトル時系列に対して反時計回りに偏していることを表わしている。

3.1 観測結果

Table 2, Fig. 5 に観測の結果得られた潮流楕円各要素の鉛直分布を示す。1981年と1982年の観測は観測時の月令も、観測期間も異なるため、長軸の方向 θ や位相 α の絶対値を相互に比較することにあまり意味はない。そこでここでは後述する計算結果との比較、鉛直分布の比較を容易にするために表層の θ と α をそれぞれ 0 として鉛直分布を描いた。Fig. 5 から以下のことわかる。まず偏平度 ε は上層で大きな負の値(丸い時計回りの楕円)をとり、底に近づくにつれて 0 となり、底付近で大きな正の値(丸い反時計回り

Table 2 Factor of Tidal current Ellipse at Stn. 9.

1981. 6					1982. 6				
Height (m)	ϵ	α (deg.)	θ (deg.)	W_1 (cm/s)	Height (m)	ϵ	α (deg.)	θ (deg.)	W_1 (cm/s)
10.5	-0.04	59	-10	23.8	19.5	-0.14	62	9	27.8
8.5	-0.45	59	-26	22.0	9.0	-0.10	65	6	23.3
6.0	-0.25	63	-11	21.6	7.0	-0.00	73	0	20.7
3.0	-0.01	56	-8	18.3	5.0	0.11	63	4	17.5
2.0	0.12	47	-8	15.3	3.0	0.11	49	-2	14.8
1.0	0.24	41	-9	12.3	1.0	0.27	50	2	11.1
0.5	0.26	43	-11	10.0					

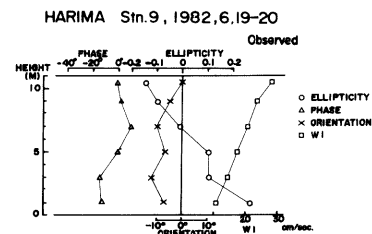
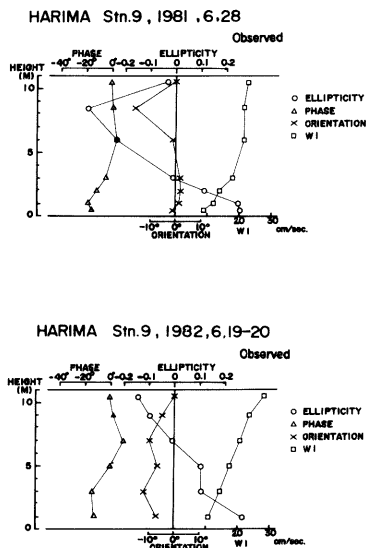


Fig. 5 Vertical profiles of tidal current ellipse factors in 1981 (upper) and in 1982 (lower) at Stn. 9.

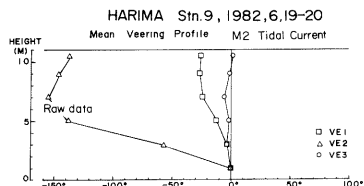
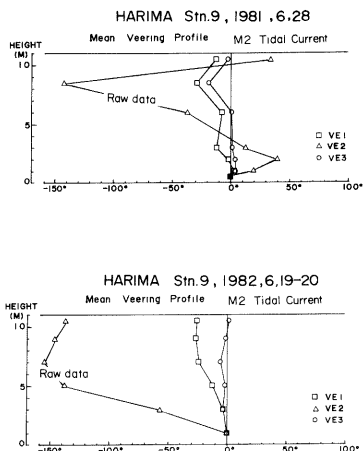


Fig. 6 Vertical profiles of three kinds of mean veerings in 1981 (upper) and in 1982 (lower) at Stn. 9.

の楕円)をとっている。長軸方向 θ については両年に共通した顕著な傾向は見出せない。底層の長軸長 W_1 は表層の1/2~1/3になっている。

Fig. 6 に3種類の平均流向差の鉛直分布を示す。VE1, VE3 は上層にいくにしたがって負の値をとっていて、上層の流速ベクトルが下層のそれに対して時計回りに偏していることを示している。表層と底層の平均流向差は $-20^\circ \sim -30^\circ$ である。恒流の平均流向差を示す VE2 に関しては両年に共通する顕著な傾向は見出せない。これは両年の観測時の条件の相違に起因していると思われる。すなわち1981年は多量の降雨後の出水で、表層に比較的強い南下流が存在したが、1982年にはそのようなことはなかった。

3.2 理論・計算結果

地球回転と底摩擦を考慮した潮流の線形運動方程式は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - f v &= -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + f u &= -g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (9)$$

ここで u, v は潮流の東方 (x), 北方 (y) 成分, f はコリオリパラメーター ($f = 0.83 \times 10^{-4}$ 1/s, 35°N), g は重力加速度, η は平均水面からの水位, ν は鉛直渦動粘性係数, z は海底を 0 とし鉛直上方にとった座標軸を表す。今 $q = u + vi$ として底摩擦の効かない表層の流れを

$$q_\infty = u_\infty + v_\infty i = r_0 e^{i\sigma t} + s_0 e^{-i\sigma t} \quad (10)$$

と表す。ここで σ は半日周潮流の角振動数 ($\sigma = 1.4 \times 10^{-4}$ 1/s) を示す。(10)式は摩擦の効かない半月周潮流の運動 (u_∞, v_∞) を反時計回りの回転運動 ($r_0 e^{i\sigma t}$) と時計回りの回転運動 ($s_0 e^{-i\sigma t}$) の合成運動として表わすことを意味している。 $s_0 = r_0$ の場合潮流楕円は直線となり, $r_0 > s_0$ の場合反時計回り, $r_0 < s_0$ の場合時計回りの楕円となる。(10)式の形式で(9)式を書き直すと

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + i f q - \nu \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} &= P \\ P &= -q \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + i \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) = i \{ (\sigma + f) r_0 e^{i\sigma t} + (\sigma - f) s_0 e^{-i\sigma t} \} \end{aligned} \quad (11)$$

今水深 h の海を考え、以下の境界条件のもと(11)式を解く。

- 1) 底で流速 0 の場合⁸⁾。 $z=0$ で $q=0, z=h$ で $\partial q / \partial z = 0, q = s_0 e^{-i\sigma t} + r_0 e^{i\sigma t}$ 。

(11)式は $\sigma > f$ の条件のもとで

$$\begin{aligned} q &= s_0 \alpha e^{-i\sigma t} \left[1 - e^{-\frac{-\pi(1-i)\pi}{D_1}} + e^{-\frac{-2h(1-i)\pi}{D_1}} \left(1 - e^{-\frac{\pi(1-i)\pi}{D_1}} \right) \right] \\ &+ r_0 \beta e^{i\sigma t} \left[1 - e^{-\frac{-\pi(1+i)\pi}{D_2}} + e^{-\frac{-2h(1+i)\pi}{D_2}} \left(1 - e^{-\frac{\pi(1+i)\pi}{D_2}} \right) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \left[1 - 2 e^{-\frac{-h(1-i)\pi}{D_1}} + e^{-\frac{-2h(1-i)\pi}{D_1}} \right]^{-1} \\ \beta &= \left[1 - 2 e^{-\frac{-h(1+i)\pi}{D_2}} + e^{-\frac{-2h(1+i)\pi}{D_2}} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} D_1 &= \pi \sqrt{\frac{2\nu}{\sigma - f}} \\ D_2 &= \pi \sqrt{\frac{2\nu}{\sigma + f}} \end{aligned} \quad (14)$$

D_1 は時計回りの回転運動に対する境界層厚さ, D_2 は反時計回りの回転運動に対する境界層厚さを表し、半日周潮流に対しては $\nu = 1.0 \sim 10.0 \text{ cm}^2/\text{sec}$ で $D_1 = 6 \sim 16 \text{ m}$, $D_2 = 3 \sim 8 \text{ m}$ となる。(14)式は時計回りの回転運動に対する境界層厚が反時計回りのそれよりも厚いことを示している。

- 2) 底で 1 次の摩擦を与えた場合, $z=0$ で $\nu \partial q / \partial z = R q, z=h$ で $\partial q / \partial z = 0$ 。

(11)式は $\sigma > f$ の条件のもとで

$$\begin{aligned} q &= s_0 e^{-i\sigma t} \left[1 - \frac{R D_1}{\pi \nu Q_1} \cosh \left\{ \frac{\pi(1-i)(z-h)}{D_1} \right\} \right] \\ &+ r_0 e^{i\sigma t} \left[1 - \frac{R D_2}{\pi \nu Q_2} \cosh \left\{ \frac{\pi(1+i)(z-h)}{D_2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} Q_1 &= (1-i) \sinh \left(\frac{(1-i)\pi h}{D_1} \right) + \frac{D_1 R}{\nu \pi} \cosh \left(\frac{(1-i)\pi h}{D_1} \right) \\ Q_2 &= (1+i) \sinh \left(\frac{(1+i)\pi h}{D_2} \right) + \frac{D_2 R}{\nu \pi} \cosh \left(\frac{(1+i)\pi h}{D_2} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

(12), (15)式に適当な鉛直渦動粘性係数 ν の値, 抵抗係数 R の値と表層の潮流楕円の観測値から求めた s_0, r_0 を代入してやると潮流楕円の鉛直構造は決定できる。その構造は水深 h とエクマンの摩擦深度 $h_E =$

$\pi\sqrt{\frac{2\nu}{f}}$ (Stn. 9 の場合 $h=11\text{ m}$, $h_E=5\sim 14\text{ m}$, ただし $\nu=1\sim 10\text{ cm}^2/\text{sec}$) の大きさの関係に依存している。 $h\gg h_E$ の場合潮流楕円は底近くのみで大きな変化をみせ、 $h\ll h_E$ の場合鉛直変化はほとんどなくなる。Stn. 9 の場合 $h/h_E=2.2\sim 0.8$ で全層にわたって潮流楕円は鉛直変化することが予想される。

3.3 観測結果と計算結果の比較

表層の潮流楕円を時計回りに回転するベクトル時系列 ($u_{10}=s_0 \cos \sigma t$, $v_{10}=-s_0 \sin \sigma t$) と反時計回りに回転するベクトル時系列 ($u_{20}=r_0 \cos \sigma t$, $v_{20}=r_0 \sin \sigma t$) の合成運動と考えると、表層の潮流楕円の長軸と短軸 (W_{10} , W_{20}) から次式により s_0 , r_0 が求まる。

$$s_0 = \frac{W_{10} - W_{20}}{2}, \quad r_0 = \frac{W_{10} + W_{20}}{2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

ただし時計回りの潮流楕円に対しては $W_2 < 0$, 反時計回りの潮流楕円に対しては $W_2 > 0$ とする。このようにして得られた s_0 , r_0 と観測値に計算値が最も良く適合するようにして決めた ν を用いて得られた (12) 式による潮流楕円要素の鉛直分布を Fig. 7 に示す。1981年は $\nu=1.0\text{ cm}^2/\text{sec}$, 1982年は $\nu=8.0\text{ cm}^2/\text{sec}$ で計算した。1981年は底で1次の摩擦を与えるという境界条件を置いて $R=0.02\text{ cm/sec}$ とした (15) 式の解も破線で示した。底で1次の摩擦を与えるとした場合海底から $2\sim 3\text{ m}$ の範囲内で鉛直分布にやや違いがでてくるが基本的な傾向は変化していない。そこで今回は底で流速0とした (12) 式による計算値と観測値を主に比較する。

偏平度 ε が上層で一、下層で十になる傾向は観測・計算でよく一致していて、粘性係数が大きくなると一から十への変化がより浅い層で起ることがわかる。位相 α の鉛直分布もほぼ定量的に一致している。長軸方向 θ は計算値と観測値は $5^\circ\sim 10^\circ$ ずれている。長軸長 W_1 の鉛直分布はほぼ一致していると言えるだろう。

平均流向差の計算値と観測値を Fig. 8 に示す。1981年は上層でややずれている。これは上層にみられた河川水起源の低密度水の流動の影響と思われる。1982年の両者はほぼ一致している。

以上の計算値と観測値の比較より、潮流楕円は沿岸海域といえどもコリオリ力と粘性の影響を受けて、複雑な鉛直構造を有し、単純な往復流とは捉えられないことが明らかとなった。

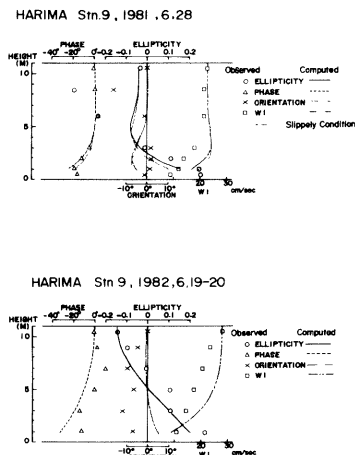


Fig. 7 Comparison of tidal current ellipse factors between observed profiles and calculated ones in 1981 (upper) and in 1982 (lower).

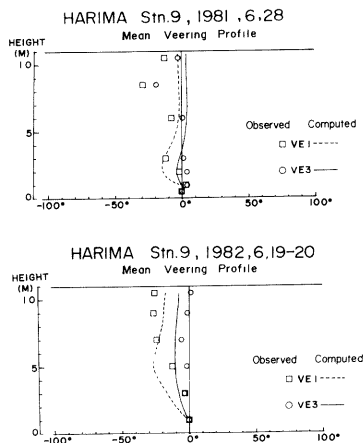


Fig. 8 Comparison of mean veerings between observed profiles and calculated ones in 1981 (upper) and 1982 (lower).

4. 考 察

以上述べたことから観測された潮流楕円の鉛直構造は理論的に推定されるものとはほぼ同一であることがわかった。しかし同一地点での観測値であるにもかかわらず、計算値と一致させるためには兩年で $\nu = 1.0 \text{ cm}^2/\text{sec}$, $\nu = 8.0 \text{ cm}^2/\text{sec}$ とかなり大きな異なる渦動粘性係数を仮定せざるを得なかった。

BOWDEN and HAMILTON (1975)⁹⁾ によれば成層が発達すると鉛直方向の運動量 flux がおさえられて、鉛直渦動粘性係数の値が小さくなることが観測・数値実験によって確かめられている。そこで Fig. 2(a), (b) で得られた各時の密度を各水深毎に時間平均して、兩年の密度の鉛直分布を調べた (Fig. 9)。これを見ると 1981年には河川水起源の低密度水が厚さ 2~3 m の層を為して表層に存在していて、1982年と比較すると強い成層構造が発達していたことがわかる。先述した兩年の鉛直渦動粘性係数の相違はこのような密度の鉛直構造の違いに起因していると推定される。

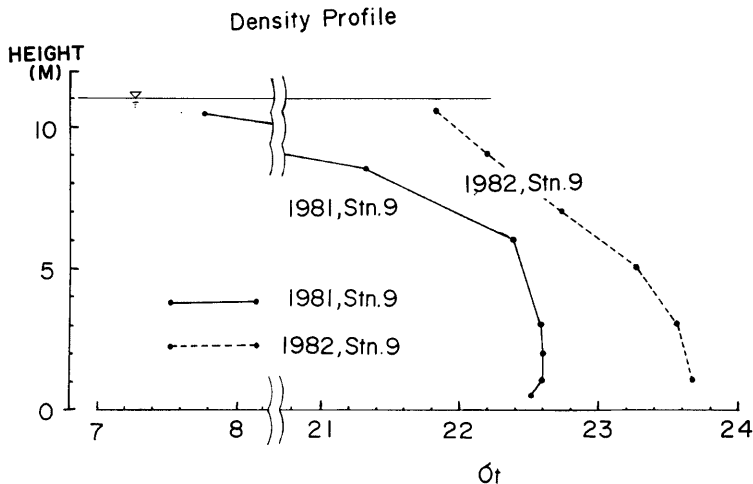


Fig. 9 Vertical profiles of density in 1981 and 1982.

5. あとがき

表層の潮流楕円の形は主として水平地形によって決まっている。表層でのみ潮流楕円の形を求めることは、観測も比較的容易であるし、数値計算によっても可能である。本論文ではいったん表層の潮流楕円の形が決まれば、その鉛直構造はコリオリ力と鉛直粘性を考慮した理論解により明らかにできることを示した。

潮流楕円の鉛直構造が明らかにできて、潮流による分散係数が正確に推定できれば、現場海域における数十時間、数十 km の物質の分散を精度良く予測することが可能となる。今回明らかにした潮流楕円の鉛直構造を用いて潮流分散テンソルを推定する方法を確立していきたいと考えている。

最後に本研究を進めるにあたり有意義な討論をして頂いた愛媛大学工学部武岡英隆助手、観測に御協力頂いた広島大学生物生産学部豊潮丸の乗組員諸氏、同乗された研究員諸氏に深甚なる謝意を表する次第である。なおデータ処理に際し、愛媛大学計算機室の FACOM 230-28、九州大学大型計算機センターの FACOM

M-200 を使用したこと、本研究は文部省科学研究費補助金による環境科学特別研究の一部であることを附記する。

参 考 文 献

- 1) 柳 哲雄・樋口明生：沿岸海域の物質分散 (I) ——瞬間点源染料 拡散実験——, 京都大学 防災研究所 年報, 第23号 B-2, 1980, pp. 333-337.
- 2) 柳 哲雄・村下耕荘・樋口明生：沿岸海域の物質分散 (II) ——浮子拡散実験——, 京都大学防災研究所 年報, 第24号 B-2, 1981, pp. 539-547.
- 3) 柳 哲雄・樋口明生：沿岸海域の物質分散 (III) ——連続点源染料拡散実験——, 京都大学 防災 研究所 年報, 第25号 B-2, 1982, pp. 643-648.
- 4) Yanagi, T., K. Murashita and H. Higuchi: Horizontal turbulent diffusivity in the Sea, Deep-Sea Research, Vol. 29, 1982, pp. 217-226.
- 5) 柳 哲雄・樋口明生：現場海域の拡散係数の推定法に関する研究, 第29回海岸工学講演会論文集, 1982, pp. 580-583.
- 6) Bowden, K. F.: Horizontal mixing in the sea due to a shearing current, J. Fluid Mech., Vol. 21, 1965, pp. 83-95.
- 7) Kundu, P. K.: Ekman veering observed near the ocean bottom, J. Physical Oceanography, Vol. 6, 1976, pp. 238-242.
- 8) Kundu, P. K., J. O. Blanton and M. M. Janopaul: Analysis of current observations on the Georgia Shelf, J. Physical Oceanography, Vol. 11, 1981, pp. 1139-1149.
- 9) Bowden, K. F. and D. Hamilton: Some experiments with a numerical model of circulation and mixing in a tidal estuary, Estuarine Coastal Marine Science, Vol. 3, 1975, pp. 208-301.