

潮流橢円の鉛直構造

柳 哲雄*・西井正樹**・樋口明生***

1. まえがき

沿岸海域における数十時間、数十 km のスケールの物質の拡がりを精度良く予測するためには潮流分散テンソルの正確な評価が不可欠である。従来分散テンソルを評価する際潮流は単純な一方向の往復流で、上下方向の流速シアアのみが存在するとして扱われることが多かった¹⁾。しかし現場海域の連続点源染料拡散実験結果によれば、潮流橢円が膨みを持つこと、上下層で流速シアアのみならず、位相差の存在することが物質を大きく分散させることが明らかになった²⁾。従って正確な潮流分散テンソルを評価するためには、潮流橢円の鉛直構造を正しく把握する必要がある。

本研究においては、現場海域で潮流橢円の鉛直分布の観測を行い、同時に理論的な検討も加えて、潮流橢円の鉛直構造を明らかにしようとした。

2. 観 測

観測は、瀬戸内海播磨灘北部の Stn. 9 (水深 11 m, 図-1) において行った。広島大学生物生産学部豊潮丸

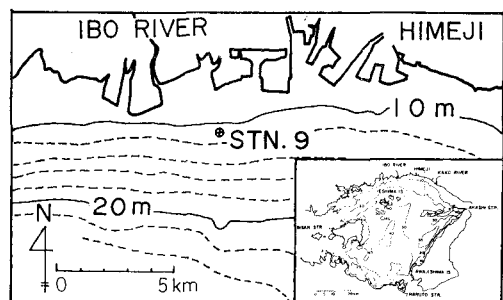


図-1 潮流観測を行った地点

(320 t) を観測点にアンカー固定して、1981 年 6 月 28 日 5 時 30 分～同 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 自記流速計を降ろして、海面下の各層で 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。1982 年の観測の結果得られた流速の東方成分、北方成分の鉛直分布時間変動を 図-2 に示す。こ

HARIMA Stn. 9, 1982, 6, 19-20

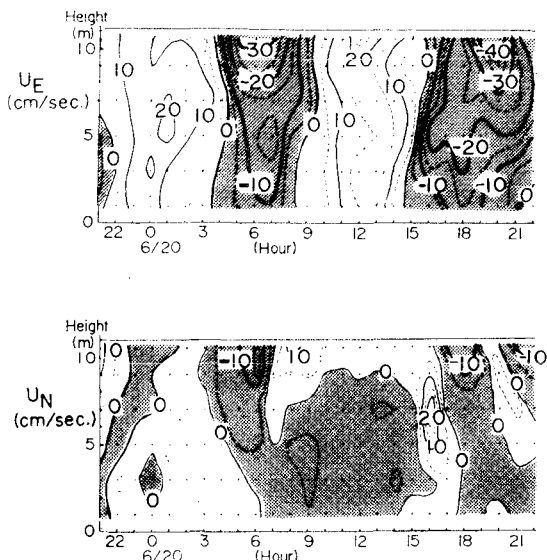


図-2 潮流の鉛直分布の時間変動

れを見ると潮流は東西方向に卓越していて、最大流速は 40 cm/sec 程度であること、北方成分の最大流速は 20 cm/sec 程度であることがわかる。観測によって得られた流速の北方・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潮流橢円を描いた (図-3)。図中の矢印は明石 (135° E) に月が南中した時刻の潮流ベクトルの位置と橢円の回転方向を表わしている。これをみると 1981, 1982 年とも潮流橢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、橢円の回転方向が変わる深さ附近の潮流橢円は偏平になっていることがわかる。観測の詳細は別報³⁾を参照されたい。

* 正会員 理博 愛媛大学助教授 工学部海洋工学科

** 工修 新日本気象海洋 (株)

*** 正会員 理博 愛媛大学教授 工学部海洋工学科

HARIMA Stn.9, 1981, 6.28

HARIMA Stn.9, 1982, 6.19-20

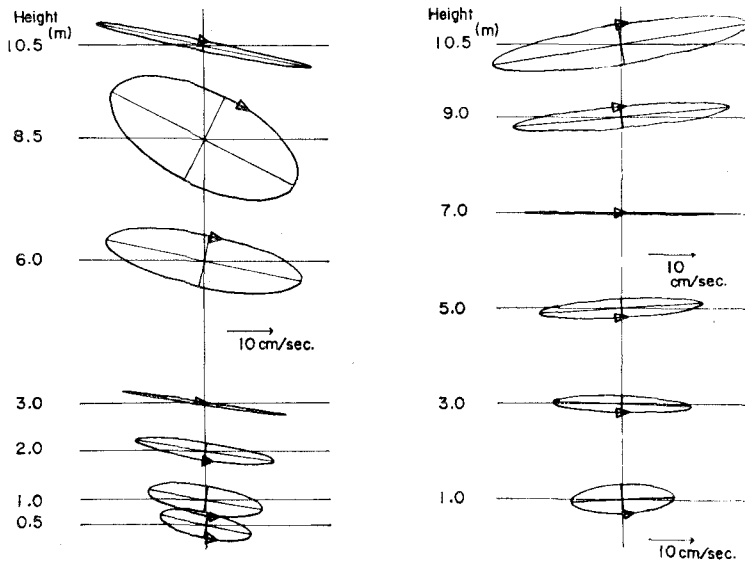


図-3 潮流楕円の鉛直分布

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 図-4 に示すような潮流楕円要素を定義する。 $W1$ 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、 $W2$ 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 $\epsilon = W2/W1$ で、反時計回りの楕円は $\epsilon > 0$ 、時計回りは $\epsilon < 0$ 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) は月が標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。

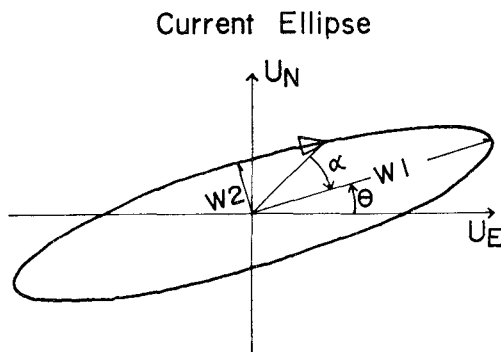
Ellipticity : $\epsilon = W2 / W1$ Phase : α Orientation : θ

図-4 潮流楕円要素の定義

ある時刻の潮流流向の鉛直分布を見ると上層と下層で同一ではない。この流向のずれを流向差 (Veering) といって、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。そこで二層の間の平均流向差 (Mean Veering) を求めて、その鉛直分布を考える。いま、上層の潮流の東方・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。この二層の流速に対して以下の三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

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

ここで $\langle \rangle$ は時間平均を表わす。

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

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

すなわち VE2 は恒流成分の流向差を表わし、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⁴⁾。時刻 t における水平二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。

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

ここに*は共役複素数を表わす。式(3)を用いて、式(4)を書き直すと

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

となる。一方、式(4)の分子を

$$w_i^*(t) w_u(t) = R(t) \exp[i\alpha(t)] \quad \dots\dots\dots (6)$$

の形で書き表わす。 $R(t)$ 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。そうすると式(4)は

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

の形に書ける。ここで $c = 1/(N \langle w_i^* w_i \rangle^{1/2} \langle w_u^* w_u \rangle^{1/2})$ で、添字 j は t_j なる時刻を表わす、式(5)と式(7)から平均流向差 $VE3$ は

$$VE3 = \alpha_{AV} = \tan^{-1} \frac{\langle u_i v_u - u_u v_i \rangle}{\langle u_i u_u + v_i v_u \rangle} \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。式(8)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種類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。

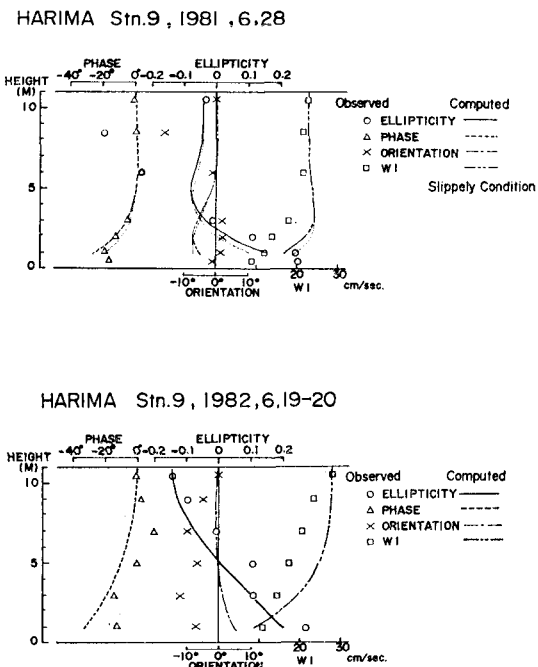


図-5 潮流楕円要素の鉛直分布

3.1 観測結果

図-5に観測の結果得られた潮流楕円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より意味はない。ここでは後述する計算結果と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、相対値の鉛直分布を求めた。図-5から以下のことがわかる。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 $W1$ は表層の $1/2 \sim 1/3$ になっている。図-6に2種類の平均

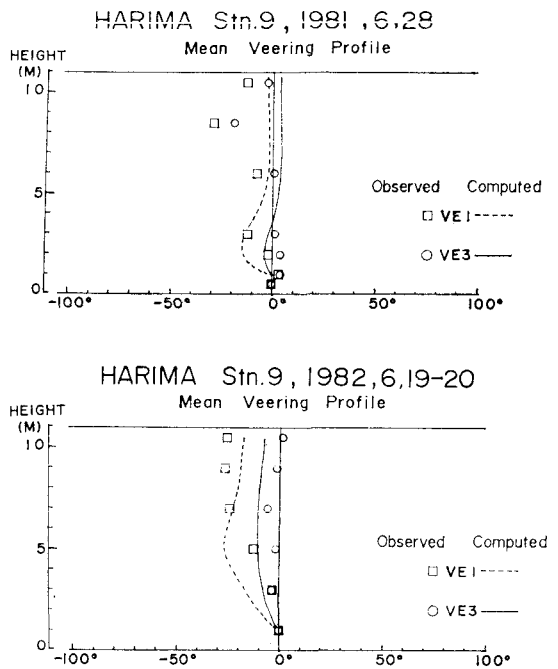


図-6 平均流向差の鉛直分布

流向差の鉛直分布を示す。両者とも上層にいくに従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。

3.2 理論・計算結果

地球回転と鉛直粘性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。

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

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($f = 0.83 \times 10^{-4} \text{ 1/s}$, 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 として鉛直上方にとった座標軸を表わす. 今 $q=u+vi$ として底摩擦の効かない表層の潮流を

$$q_{\infty}=u_{\infty}+v_{\infty}i=r_0e^{i\sigma t}+s_0e^{-i\sigma t} \quad \dots\dots\dots(10)$$

と表わす. 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. 式 (10) は底摩擦の効かない半日周潮流の運動 (u_{∞}, v_{∞}) を反時計回りの回転運動 ($r_0e^{i\sigma t}$) と時計回りの回転運動 ($s_0e^{-i\sigma t}$) 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. 式 (10) の形式で式 (9) を書き直すと

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + ifg - \nu \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} &= p \\ p &= -g \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + i \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \\ &= i \{ (\sigma + f)r_0e^{i\sigma t} + (\sigma - f)s_0e^{-i\sigma t} \} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(11)$$

いま, 水深 h の海で以下の境界条件のもとに式 (11) を解く.

1) 底で流速 0 の場合⁴⁾, $z=0$ で $q=0$, $z=h$ で $\partial q/\partial z=0$, $q=r_0e^{i\sigma t}+s_0e^{-i\sigma t}$. 式 (11) の解は

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

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

$$D_1 = \pi \sqrt{\frac{2\nu}{|\sigma - f|}} \quad D_2 = \pi \sqrt{\frac{2\nu}{\sigma + f}} \quad \dots\dots(14)$$

$\sigma > f$ の時は上段, $\sigma < f$ の時は下段の符号をとる. 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わし, 半日周潮流の場合 $\nu=1.0 \sim 10$ cm²/sec で $D_1=6 \sim 16$ m, $D_2=3 \sim 8$ m となる.

2) 底で一次の摩擦を考えた場合, $z=0$ で $\nu \partial q/\partial z = Rq$, $z=h$ で $\partial q/\partial z=0$. 式 (11) の解は

$$\begin{aligned} q &= s_0e^{-i\sigma t} \left[1 - \frac{RD_1}{\pi\nu Q_1} \cosh \left(\frac{\pi(1+i)(z-h)}{D_1} \right) \right] \\ &\quad + r_0e^{i\sigma t} \left[1 - \frac{RD_2}{\pi\nu Q_2} \cosh \left(\frac{\pi(1+i)(z-h)}{D_2} \right) \right] \quad \dots\dots\dots(15) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= (1+i) \sinh \left(\frac{(1+i)h\pi}{D_1} \right) \\ &\quad + \frac{RD_1}{\nu\pi} \cosh \left(\frac{(1+i)h\pi}{D_1} \right) \\ Q_2 &= (1+i) \sinh \left(\frac{(1+i)h\pi}{D_2} \right) \\ &\quad + \frac{RD_2}{\nu\pi} \cosh \left(\frac{(1+i)h\pi}{D_2} \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(16)$$

R は, 一次の抵抗係数を表わす.

式 (12)~(16) に適当な鉛直渦動粘性係数 ν , 抵抗係数 R と表層の潮流楕円の観測値から求まる s_0, r_0 の値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 とエクマン摩擦深度 $h_E = \pi\sqrt{2\nu/f}$ (Stn. 9 の場合 $h=11$ m, $h_E=5 \sim 14$ m, ただし $\nu=1 \sim 10$ cm²/sec として) の大きさの係数に依存している. $h \gg h_E$ の場合潮流楕円は底近くのみで大きく変化し, $h \ll h_E$ の場合鉛直変化はほとんどない. Stn. 9 の場合 $h/h_E=2.2 \sim 0.8$ なので全層で潮流楕円の鉛直変化が予想される. また上層で反時計回りの潮流楕円は下層でも反時計回り, 上層で直線の潮流楕円は下層では反時計回り, 上層で時計回りの潮流楕円は $s_0/r_0 > D_1/D_2$ の場合のみ下層でも時計回り, それ以外は直線, 反時計回りと変化していくことがわかる.

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 ($u_{cl}=s_0 \cos \sigma t$, $v_{cl}=-s_0 \sin \sigma t$) と反時計回りに回転するベクトル時系列 ($u_{ac}=r_0 \cos \sigma t$, $v_{ac}=r_0 \sin \sigma t$) の合成運動と考え, 表層の潮流楕円の長軸と短軸 ($W_{1\infty}, W_{2\infty}$) から次式により s_0, r_0 が求まる.

$$s_0 = \frac{W_{1\infty} - W_{2\infty}}{2} \quad r_0 = \frac{W_{1\infty} + W_{2\infty}}{2} \quad \dots\dots(17)$$

ただし, 時計回りの潮流楕円に対しては $W_{2\infty} < 0$, 反時計回りの潮流楕円に対しては $W_{2\infty} > 0$ 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決めた ν を用いて得られた式 (12) による潮流楕円要素の鉛直分布を 図-5 に示す. 1981 年は $\nu=1.0$ cm²/sec, 1982 年は $\nu=8.0$ cm²/sec で計算した. 1981 年は底での一次摩擦を考慮して $R=0.02$ cm/sec とした式 (15) の解も破線で示した. 一次摩擦を考えた場合海底から 2~3 m の範囲内で鉛直分布がやや異なるが, 基本的な傾向は底で流速 0 とした場合と変わらない. そこで今回は底で流速 0 とした式 (12) による計算値と観測値を主に比較する.

偏平度 ϵ が上層で負, 下層で正になる傾向は観測・計算で良く一致していて, 粘性係数が大きくなると負から正への変化がより浅い層で起ることがわかる. 位相 α の鉛直分布も定量的にはほぼ一致している. 長軸方向 θ は計算値と観測値で $5^\circ \sim 10^\circ$ ずれている. 長軸長 W_1 の鉛直分布はほぼ一致している.

平均流向差の計算値を 図-6 に示す. 1981 年は上層で計算値と観測値はややずれている. これは観測時上層に見られた河川水起源の低密度水の流動の影響だと思われる. 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から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により複雑な鉛直構造を有し, 単純な往復流とはとらえられないことが明らかとなった.

4. 考 察

以上述べてき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、観測値と計算値を一致させるためには両年で $\nu = 1.0 \text{ cm}^2/\text{sec}$, $\nu = 8.0 \text{ cm}^2/\text{sec}$ とかなり大きさの異なる鉛直渦動粘性係数を仮定せざるを得なかった。

Bowden and Hamilton (1975)⁵⁾ によれば、成層が発達すると鉛直方向の運動量 flux が押えられて、鉛直渦動粘性係数の値が小さくなることが観測と数値実験によって確かめられている。そこで観測で得られた各時の密度を各水深ごとに時間平均して、両年の密度の鉛直分布の相違を調べた (図-7)。これを見ると 1981 年には河川水

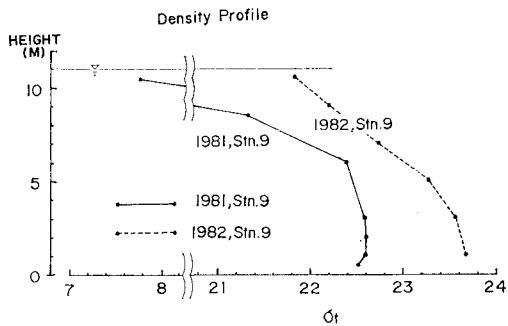


図-7 密度の鉛直分布

起源の低密度水が厚さ 2~3m の層をな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。先述した両年の鉛直渦動粘性係数の相違はこのような密度分布の鉛直構造の違いに起因していると推定される。

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。表層の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) Bowden, K. F.: Horizontal mixing in the sea due to a shearing current, J. Fluid Mech., Vol. 21, pp. 83~95, 1965.
- 2) 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——, 京大防災研年報, 第 25 号 B-2, pp. 643~648, 1982.
- 3) 柳 哲雄・西井正樹・樋口明生: 沿岸海域の物質分散 (Ⅳ)——潮流楕円の鉛直構造——, 京大防災研年報, 第 26 号 B-2, (印刷中), 1983.
- 4) Kundu, P. K.: Ekman veering observed near the ocean bottom, J. Physical Oceanography, Vol. 6, pp. 238~242, 1976.
- 5) Bowen, K. F. and P. Hamilton: Some experiments with a numerical model of circulation and mixing a tidal estuary, Estuarine Coastal Marine Science, Vol. 3, pp. 281~301, 1975.