

沿岸海域の物質分散(Ⅱ)

—浮子拡散実験—

柳 哲雄・村下 耕荘・樋口 明生

DISPERSION OF MATERIAL IN THE COASTAL SEA (II)

—FLOATS DISPERSION EXPERIMENT—

By Tetuo YANAGI, Koso MURASHITA and Haruo HIGUCHI

Synopsis

The dispersion experiments with many floats are carried out to estimate the horizontal diffusivity in the coastal sea. In order to analyze the result of floats dispersion experiment accurately a method is proposed to separate the effect of shear flow from that of horizontal turbulent diffusion. The horizontal turbulent diffusivity obtained by this method is $5 \times 10^2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ in the horizontal scale of 40m.

1. ま え が き

前報¹⁾において沿岸海域の瞬間点源染料拡散実験結果から流れの鉛直シアアの効果を分離し、その場の真の水平乱流拡散係数を算出する方法について報告した。

現場海域の拡散係数を求める主な方法としてはもう一つ浮子拡散実験がある。浮子は染料と比較して 1) 染料のように低濃度となって消失することがないので、拡散現象を長時間にわたって追跡できる。2) 染料のように沈まないで鉛直シアア流の影響を受けない。3) 浮標の識別と同定を正確に行えば、流速への変換が可能で、流動場と拡散場を同時に把握することができる。などの利点を持つ。しかしこれらは同時に次のような不利な点を持っている。1) 消失しないので実験終了後すべての浮標を回収しなければならない。2) 沈まないで海面に束縛されるので風の影響を受けやすく、その誤差がいかに微弱でも長時間の実験中には積分され、海水そのものとは異なった挙動を示す。3) 浮標から得られる流速はラグランジェ流速であり、我々が通常行うオイラー的な解析に用いる際には注意が必要である。4) 浮標より小さいスケールの乱れは平均化される。

実際の実験では浮標としては計算機カード、新聞紙、ベニヤ板、海水をつめたバルーン、旗竿付漂流板、レーダーブイなどが用いられるが、これらは以下の特徴を持っている²⁾。計算機カード、新聞紙は手軽であるが、数十分で沈降してしまうので、時間・空間とも小スケールの実験に適している。抵抗板付のベニヤ板は風の影響を受けることは少ないが、抵抗板を深い所につけるとロープにかかる鉛直シアア流の影響を考慮しなければならない。また飛行機からでないと浮標の追跡が不可能である。旗竿付漂流板は陸上からトランシットで追跡可能であるが、風の影響を受けやすい。レーダーブイは周囲に目標物のない外洋での実験に適しているが、大がかりな装置が必要となる。今回は 1m の深さに抵抗板をつけたベニヤ板を使用した。

本報においては浮子拡散実験結果を前報と同様な観点から解析し、浮子の拡がりに及ぼす流れの水平シアアの効果を分離し、その場の真の水平乱流拡散係数を求める新たな方法を提案する。

2. 浮子拡散実験

運輸省第五港湾建設局による伊勢湾海水汚染対策調査の一環として、1974年7月23日伊勢湾の3点(A、

B, C), 三河湾の1点(D)で, 瞬間点源染料拡散実験, 浮子拡散実験が同時に行われた (Fig. 1)^{3), 4)}。三河湾のD点では7月18, 19日愛媛大学工学部と東海区水産研究所によって, 流速計4台を用いた1昼夜潮流連続観測, 1m ピッチ1時間毎の潮流鉛直分布25時間連続観測が行われた⁵⁾。これらは当初同時に行われる予定であったが7月18, 19日視界不良のため, 拡散実験が7月23日に延期された。今回は運輸省によって行われた拡散実験の結果のみ報告し, 潮流のスペクトル, 鉛直分布特性なども含めた総合的な報告は別の機会に行いたいと考えている。

実験は以下のように行われた。それぞれの観測点においてウラン238 2%水溶液 60ℓ と50個の浮子が瞬間投入された。浮子は海面下1mに抵抗板をつり下げた60cm四方の耐水ベニヤ板である。ベニヤ板は航空写真により識別可能とするため, 2色により5種類に分類されていた。これらの浮子は1点に付2隻の移動船で半径50m以内にはば円状に投入された。投入後航空機により約500m上空から5分間隔で3時間にわたり, 3点以上の固定標識と染料雲と浮子群が同時に写るように写真撮影が行われた。投入点では固定船により30分毎に風向・風速の観測, 水温・流向・流造の鉛直分布観測が行われた。

3. 実験結果

3.1 染料雲・浮子群の移動状況

実験結果・解析方法の詳細は三河湾のD点についてのみ述べ, 伊勢湾のA, B, C点については解析結果

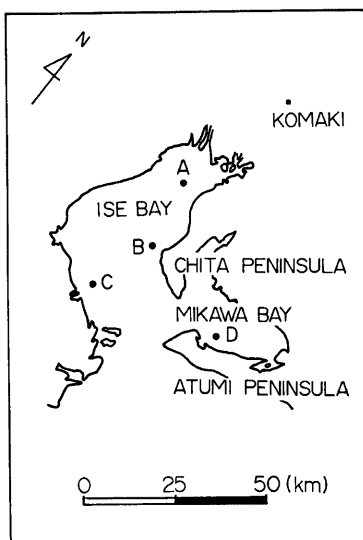


Fig. 1. The locations where the dye experiment and floats dispersion experiment were carried out.

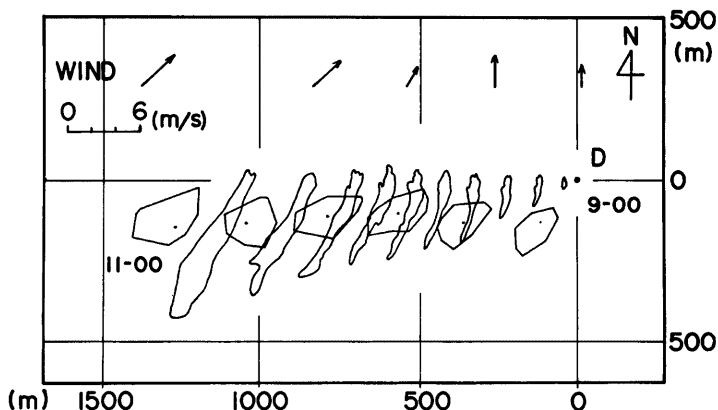


Fig. 2. Time changes of spreading areas of dye cloud and floats at D point. Numerals show the time.

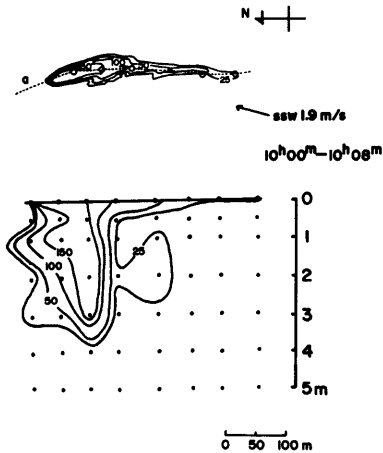


Fig. 3. The horizontal (upper part) and vertical (lower part) concentration distribution of dye cloud injected at D point. Numerals show the dye concentration in ppb. The observation was carried out from $10^{\circ}00'$ to $10^{\circ}08'$ and the vertical distribution was measured along the a-line.

のみ示す。D点の水深は14mである。9時に投入されたD点の染料雲と浮子群の11時までの移動状況を Fig. 2 に示す。細長く伸びているのが染料雲の可視範囲で、多角形は浮子群の外縁を、黒丸は浮子群の重心の位置を示している。染料雲は北一南から、北北東一南南西に引き伸ばされながら、西に約16cm/secの速度で移動している。投入後約1時間の染料雲の濃度分布を Fig. 3 に示す。水平濃度分布は写真解析より求め、鉛直濃度分布は図中 a-line に沿って各層採水を行い、濃度分析を行って求めた。浮子群は時計回りの変形を受けつつ、その面積をやや広げながら、染料雲とほぼ同じ速度で西に移動している。浮子群の投入後約5分、1時間10分、2時間5分の拡がりの詳細を Fig. 4 (a), (b), (c) に示す。

3.2 風、水温、流向・流速

風向・風速の時間変化を Fig. 2 上部と Fig. 5 に示す。投入時約2m/secの南風はやや強まりながら徐々に風向を変え、11時には3.7m/secの南西風となっている。染料雲の伸長方向はこの風向の変化とよく一致し

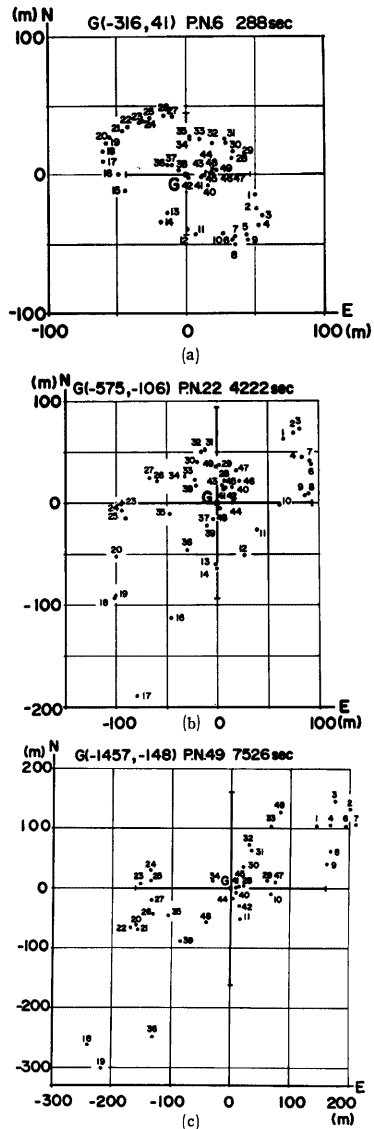


Fig. 4. The spreading of floats at 288 sec (a), 4222 sec (b) and 7526 sec (c) from the scattering at D point. G shows the centroid of floats.

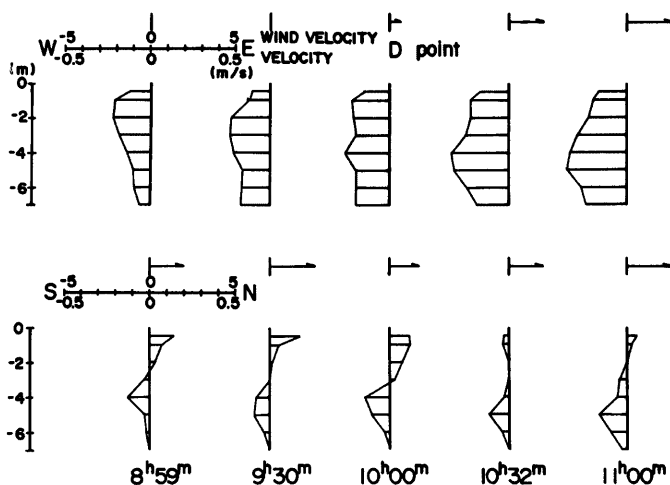


Fig. 5. Time changes of wind speed and current speed in the W-E component (upper part) and the S-N component (lower part) at D point. Numerals in the lowest part show the time of observation.

いて、Fig. 3 の濃度鉛直分布によると風下に高濃度部がみられること、後述する流速の鉛直分布とも考えあわせると、前報で述べたような吹送流による鉛直シアと鉛直乱流拡散の coupling によるシア効果により、この染料雲の拡がりが決められたことが推定できる。水温の鉛直分布観測結果によると9時～11時は0～4m 層 24℃、5～7m 層 22℃で、4～5m 層にシャープな水温躍層がみられた。このことは Fig. 3 の染料雲が4m までしか拡がっていないことと対応していると思われる。流向・流速の鉛直分布の時間変化を Fig. 5 に示す。下げ潮時で平均的には15～20cm/sec の西流がみられ、南風により南北方向には0～4m 層で $7 \sim 8 \times 10^{-2} 1/\text{sec}$ の強い鉛直シアが存在していたことがわかる。

4. 解析・考察

4.1 解析方法

古く Richardson (1926) は2粒子の相互距離の時間変化から相対拡散の概念を確立した⁶⁾。今 N 個の粒子群についてこの2粒子拡散の概念に基づき、粒子群の重心に対する各粒子の相互距離の2次の能率分散、座標軸に関する分散、共分散を次式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_0^2(t) &\equiv \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N [(x_i(t) - \bar{x}(t))^2 + (y_i(t) - \bar{y}(t))^2] \\ \sigma_x^2(t) &\equiv \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i(t) - \bar{x}(t))^2 \\ \sigma_y^2(t) &\equiv \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (y_i(t) - \bar{y}(t))^2 \\ \sigma_{xy}^2(t) &\equiv \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i(t) - \bar{x}(t))(y_i(t) - \bar{y}(t)) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{x}(t) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i(t) \\ \bar{y}(t) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここで $x_i(t)$, $y_i(t)$ はある時刻の i 粒子の座標, $\bar{x}(t)$, $\bar{y}(t)$ は N 個の粒子群の重心の座標を示す。上式から明らかなように重心まわりの分散 $\sigma_0^2(t)$ は x , y 軸の分散 $\sigma_x^2(t)$ $\sigma_y^2(t)$ の代数平均の 2 倍になっていて、座標軸のとり方に依存しない。拡散係数は分散の時間変化より次式で定義される。

$$\left. \begin{aligned} K_0(t) &= \frac{1}{4} \frac{d\sigma_0^2(t)}{dt} \\ K_x(t) &= \frac{1}{2} \frac{d\sigma_x^2(t)}{dt} \\ K_y(t) &= \frac{1}{2} \frac{d\sigma_y^2(t)}{dt} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

しかし、このようにして求められた拡散係数は前報において染料雲の面積変化から求められた拡散係数と同様流速のシアの影響を含み、いわばみかけの水平拡散係数を表現している。

川合 (1976) は数個の浮子を使った拡散実験から水平流速の収束・発散の効果を除いて真の水平乱流拡散係数を求める方法として次式を提案している²⁾。

$$\left. \begin{aligned} K_A^*(t) &= K_A(t) - \frac{\sigma_A^2(t)}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right)_t \\ \sigma_A^2(t) &\equiv \sqrt{\sigma_x^2(t)\sigma_y^2(t) - \sigma_{xy}^2(t)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここで $\sigma_A^2(t)$ は幾可平均主軸分散, $K_A(t)$ は幾可平均主軸分散の時間変化から (3) 式の形式で求めたみかけの水平拡散係数, $(\partial \bar{u}/\partial x + \partial \bar{v}/\partial y)_t$ は浮子群の外縁を結んで得られる面積の時間変化から求めた収束・発散, $K_A^*(t)$ は真の水平乱流拡散係数を表わしている。

一方 OKUBO & EBBESMEYER (1976) は多数個の粒子群の拡散実験結果を以下の方法で解析することを提案した¹⁾。彼らは流れの場合は 1 次のシアと乱れから成るとし、浮標の追跡から得られた流速値を次のようにテイラー展開した。

$$\left. \begin{aligned} u_i(t) &= \bar{u}(t) + \frac{\partial \bar{u}(t)}{\partial x} (x_i(t) - \bar{x}(t)) + \frac{\partial \bar{u}(t)}{\partial y} (y_i(t) - \bar{y}(t)) + u_i'(t) \\ v_i(t) &= \bar{v}(t) + \frac{\partial \bar{v}(t)}{\partial x} (x_i(t) - \bar{x}(t)) + \frac{\partial \bar{v}(t)}{\partial y} (y_i(t) - \bar{y}(t)) + v_i'(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ここで $u_i(t)$, $v_i(t)$ は個々の浮子速度, $\bar{u}(t)$, $\bar{v}(t)$ は浮子群の重心 $\bar{x}(t)$, $\bar{y}(t)$ の移動速度, $\partial \bar{u}(t)/\partial x$, $\partial \bar{u}(t)/\partial y$, $\partial \bar{v}(t)/\partial x$, $\partial \bar{v}(t)/\partial y$ は 1 次のシア, $u_i'(t)$, $v_i'(t)$ は浮子の乱れ速度を表わす。彼らは 1 次のシアを行列演算による直線回帰法で求めて、真の水平乱流拡散係数を混合距離理論の類推から次式で求めようとしている。

$$\left. \begin{aligned} K_x^*(t) &= C\sigma_x^{*2}(t)\sigma_x(t) \\ K_y^*(t) &= C\sigma_y^{*2}(t)\sigma_y(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x^{*2}(t) &= \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N u_i'^2(t) \\ \sigma_y^{*2}(t) &= \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N v_i'^2(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ここで C は比例定数で 0.1 から 1.0 の間の値をとるとされている。

川合の方法は粒子群の面積変化から水平流速の収束・発散を求めているため、多数個の粒子の場合その計

算法と精度に問題が生じる。また OKUBO らの方法は C の値が未定で真の水平流拡散係数の絶対値が求まらない。

そこで山崎・安田 (1980) は基本的には川合の方法に基づき、OKUBO らの方法によって水平収束・発散項を求め、次式で真の水平乱流拡散係数を求めることを提案した⁸⁾。

$$K_{A1}^*(t) = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_{A1}^{*2}(t)}{dt} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\sigma_{A1}^{*2}(t) = \sigma_A^2(t) - \int_0^t \sigma_A^2(\eta) \left(\frac{\partial \bar{u}(\eta)}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}(\eta)}{\partial y} \right) d\eta \quad \dots\dots\dots (9)$$

これに対して我々は今回 OKUBO らの方法に基づき、乱れ成分の流速 $u_i'(t)$, $v_i'(t)$ のみによる個々の浮子の位置の分散の時間変化から真の水平乱流拡散係数を求めることを提案する。乱れ成分のみによる重心まわりの分散は次式で定義される。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x^{*2}(t) &\equiv \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i(t) + \int_0^t u_i'(\eta) d\eta - \bar{x}(t))^2 \\ \sigma_y^{*2}(t) &\equiv \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (y_i(t) + \int_0^t v_i'(\eta) d\eta - \bar{y}(t))^2 \\ \sigma_{xy}^{*2}(t) &\equiv \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i(t) + \int_0^t u_i'(\eta) d\eta - \bar{x}(t)) (y_i(t) + \int_0^t v_i'(\eta) d\eta - \bar{y}(t)) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{x}(t) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i(t) + \int_0^t u_i'(\eta) d\eta) \\ \bar{y}(t) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i(t) + \int_0^t v_i'(\eta) d\eta) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

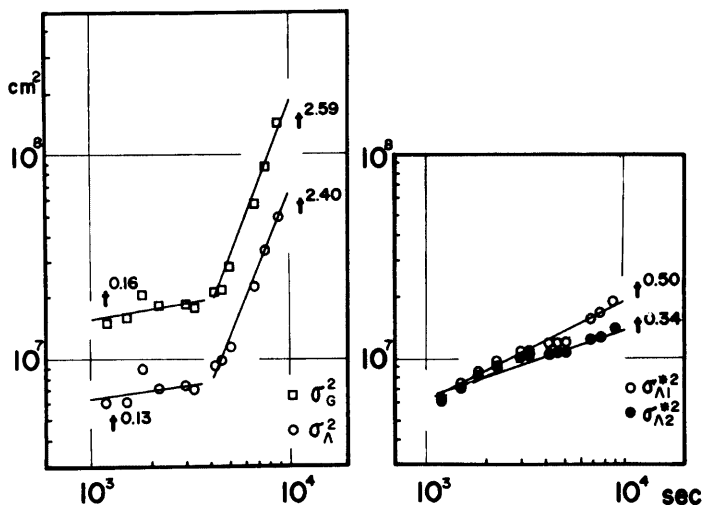


Fig. 6. Relations between the variance of floats and the time from the scattering at D point. σ_G^2 means the apparent variance about the centroid, σ_A^2 the geometrical means of the apparent variance along the main axis, σ_{A1}^{*2} the real variance obtained by Yamazaki et al's method and σ_{A2}^{*2} the real variance obtained by our method.

ここで $x_i(0)$, $y_i(0)$ は浮子の初期位置の座標を示す。真の水平乱流拡散係数の主軸方向の幾可平均値は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} K_{x2}^*(t) &= \frac{1}{4} \frac{d\sigma_{x1}^{*2}(t)}{dt} \\ &= \frac{1}{4} \frac{d}{dt} \sqrt{\sigma_{x2}^{*2}(t)\sigma_{y2}^{*2}(t) - \sigma_{xy}^{*4}(t)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

4.2 解析結果

Fig. 6 にみかけの重心まわりの分散 ($\sigma_0^2(t)$)、みかけの幾可平均主軸分散 ($\sigma_A^2(t)$)、山崎・安田の方法により、求めた真の幾可平均主軸分散 ($\sigma_{x1}^{*2}(t)$)、我々の方法で求めた真の幾可平均主軸分散 ($\sigma_{x2}^{*2}(t)$) の時間変化を示す。みかけの分散はかなりばらつきが、投入後 $4 \times 10^5 \text{ sec}$ (約 1 時間) 以降は急激に分散の値が大きくなっている。これに対して真の分散はばらつきが少なく、分散は時間に対してほぼ一定の割合で増加していることがわかる。みかけの分散の時間に対する増加率の急激な変化は流速場の変動の影響を直接受けているためである。**Fig. 7** に OKUBO らの方法で求めた水平発散 (γ)、過度 (η) の時間変化を示す。これをみると投入後約 1 時間までは水平流速場は $-10^{-4} \sim -10^{-3} \text{ 1/sec}$ 程度の収束を示しているが、その後 $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{ 1/sec}$ 程度の発散に変わっている。流速場が収束している間はみかけの分散は時間が経過してもあまり増大せず、発散している間は急激に増大していることがわかる。また過度はほとんど全期間中 $-10^{-4} \sim -10^{-3} \text{ 1/sec}$ の時計回りの回転を示しており、このことは **Fig. 4** に示したように浮子群が時計回りの変形を受けたことと対応している。

Fig. 6 の σ - t の個々の値はいろいろな要因でばらついており、個々の値の時間変化から拡散係数を算出してもあまり意味がないと思われる。そこでほぼ同じ傾きになると思われる区間を選び、最小自乗法により σ - t の関係を求めて、(3), (8), (12) 式により拡散係数を算出した。先述した理由によりみかけの分散は流速場の変化で 2 本の直線にわかれるが、流速シアーの影響を除いた真の分散は時間に対してはほぼ 1 本の直線で近似できる。同様の手法で解析した A, B, C 点の結果も含め **Fig. 8** に K - σ の関係を示す。

4.3 染料雲の解析

浮子群の解析により求めた拡散係数と染料雲の解析から求めた拡散係数を比較検討するためには拡散スケールに同じ尺度を用いる必要がある。同じ尺度としては標準偏差 σ が最も適当である。浮子群の σ は直接計算で求まるが、染料雲の σ は刻々の濃度分布が正確にわかっていないと求められない。しかし染料雲については可視範囲の時間変化のみが観測されている場合が多い。そこで簡便法として染料雲の可視範囲は常に染料雲の中心最大濃度の 10% 濃度であると仮定した。今回の観測ではこの仮定はほぼ正しかった。**Fig. 3** において中心最大濃度は 230ppb で可視範囲は 20ppb であった。この仮定にたてば、染料雲の可視範囲の面積を円形パッチに変換したときの相当直径 (2ℓ) を求めて、2 次元拡散方程式の解から以下のように標準偏差

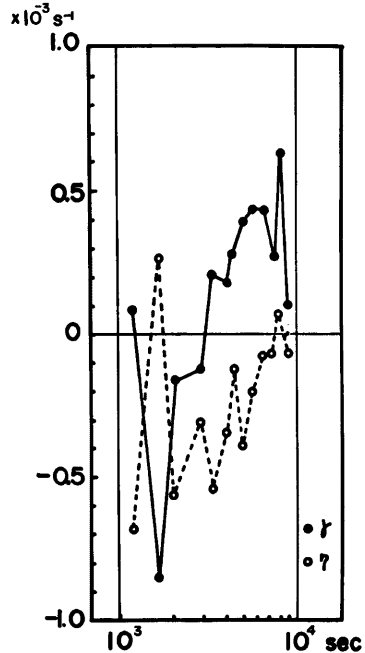


Fig. 7. Time changes of horizontal divergence (γ) and vorticity (η).

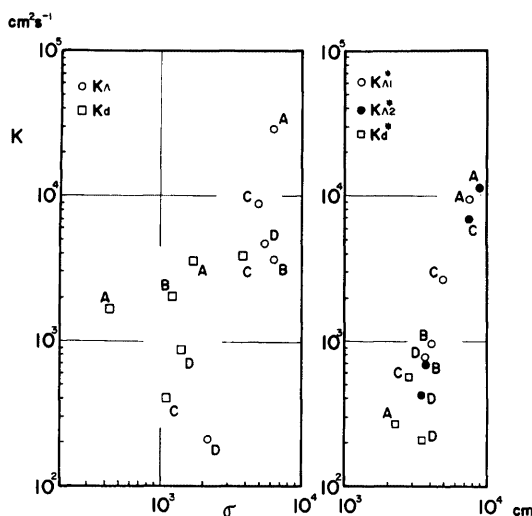


Fig. 8. The relations between the horizontal diffusivity and the standard deviation. A, B, C and D show the observation points shown in Fig. 1.

σ と拡散幅 ($2l$) との関係が求まる。

$$\left. \begin{aligned} C(r) &= \frac{Q}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \\ C(l) &= 0.1 C(\sigma) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{Q}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{l^2}{2\sigma^2}\right) &= 0.1 \frac{Q}{2\pi\sigma^2} \\ 2l &= 4.3\sigma \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ここで C は染料濃度, Q は染料投入量を示す。前報で述べたように細長く伸びた染料雲のみかけの拡散幅 (円形パッチに換算した染料雲の相当直径) と鉛直シアの影響を除いた真の拡散幅を σ に変換し, 4.2 節で述べたと同様な解析法で K - σ の関係を求めた。結果を Fig. 8 に示す。

4.4 拡散係数と標準偏差

Fig. 8 左側に A, B, C, D 点の浮子群から求めた K_d と染料雲から求めた K_d , 右側に山崎・安田の方法で求めた K_{d1}^* , 今回の新たな方法で求めた K_{d2}^* , 前報の方法により染料雲から求めた K_d^* を示す。B 点の染料雲は複雑に変形し, 前報の方法で真の水平乱流拡散係数を求めることはできなかった。左側のみかけの拡散係数は同じ標準偏差に対してばらつきが大きい。これは先述したように常に変化している流速シアの影響によると思われる。これに対して右側の真の水平乱流拡散係数は比較的ばらつきが小さい。A, C 点の値がやや大きいのは水平流速のシアを 1 次で近似することの不十分さのためかとも考えられるがよくわからない。

5. あとがき

現場海域の拡散係数を求めるためによく行われる浮子拡散実験から水平シアの影響を除いて真の水平乱

流拡散係数を求める方法を提案した。潮流の卓越する沿岸海域での流れのスペクトル構造は $1/4$ 日周期以上の高周波領域ではほぼ等方である⁹⁾。我々の求めた真の水平乱流拡散係数はそのような時間スケールでの空間スケールに固有な乱れによる拡散の大きさを表わしていると考えられる。ここで求めた真の水平乱流拡散係数は水平・鉛直シアの影響を受けない比較的小スケールの物質分散を予測する場合、また主として水平シアに起因する 1 次元分散係数を算出する際に用いることができる。

今後さらに研究を進め、連続点源拡散実験の解析法を検討し、このような真の水平乱流拡散係数と潮流の鉛直シアによる分散係数との関わりを定量的に明らかに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貴重な資料を提供して頂いた運輸省第五港湾建設局、有意義な助言・討論をして頂いた愛媛大学工学部武岡英隆助手に深甚なる謝意を表する次第である。なお資料整理に際して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研究の一部であることを付記する。

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) 川合英夫：収束・発散と海の粒々物理学，海洋物理学Ⅱ，東京大学出版会，1976，pp. 103-152.
- 3) 運輸省第五港湾建設局：伊勢湾現地拡散調査，伊勢湾水理模型実験場報告，No. 1，1974，98 p.
- 4) 藤森研一・稻富隆昌・金子俊六：伊勢湾水理模型実験と現地調査（第1報），第22回 海岸工学講演会論文集，1975，pp. 219-225.
- 5) 柳 哲雄・樋口明生：三河湾における物質輸送機構に関して，1976年度日本海洋学会秋季大会講演要旨集，1976，pp. 192-193.
- 6) Richardson, L. F.: Atmospheric diffusion shown on a distance neighbour graph, Proc. Roy. Soc., A, 110, 1926.
- 7) OKUBO A. and C. C. EBBESMEYER: Determination of vorticity, divergence and deformation rates from analysis of drougue observation, Deep Sea Research, 23, 1976, pp. 349-352.
- 8) 山崎完広・安田秀一：点源フロート群拡散に関する実験的研究，中国工業技術試験所報告，12，1980 pp. 69-79.
- 9) 柳 哲雄：未発表