

沿岸海域の物質分散(Ⅲ)

——連続点源染料拡散実験——

柳 哲雄・樋口 明生

DISPERSION OF MATERIAL IN THE COASTAL SEA (III)

—Continuous Point Source Dye Experiment—

By *Tetsuo YANAGI and Haruo HIGUCHI*

Synopsis

The continuous point source dye experiment was carried out to estimate the horizontal diffusivity in the Sea of Iyo, the Seto Inland Sea. The estimated Lagrangian horizontal diffusivity was $7.6\sim 8.5\times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. The current measurement was carried out in the same time and the estimated Eulerian horizontal diffusivity was $2.7\times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. This discrepancy suggests that the method by HAY and PASQUILL (1959) can not be adapted to the alternative flow such as tidal current.

1. ま え が き

既報^{1,2,3)}において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と浮子拡散実験の解析方法について検討した。今回は連続点源染料拡散実験について考察する。さらに同時に行った潮流連続観測記録を統計解析して拡散係数を推定する方法についても検討を加える。

2. 実 験・観 測

染料拡散実験と潮流連続観測は瀬戸内海伊予灘で行われた。愛媛県長浜町肱川河口沖合約 2km の測点 L (Fig. 1) に漁船を係留し、1972年 4月25日 9時～15時、4月27日 12時～17時、比重を 1.024 に調整したウラニンのアルコール溶液を 5.5 ccs^{-1} の割合で 0.5m の深さに連続放流した。染料の拡がりは航空機からの写真撮影と蛍光光度計を塔積した漁船による濃度測定により追跡された。L 点では同時に CM II 型電流速計により染料放出中は毎正時海面下 0.5, 2.5, 5, 10, 20m 層の流向・流速が測定された。また 30 分間隔で海面上 2m の風向・風速が測定された。

さらに L 点の沖合 2km の M 点では 4月27日 (大潮) MT CM 自記流速計を用いて海面下 5m で 5 分間隔 25 時間の潮流連続観測が行われた。

2.1 拡散実験結果

連続点源染料拡散実験結果を Fig. 2 に図示する。図中に示した潮流は L 点の 0.5m 層の測流結果を基に描いた

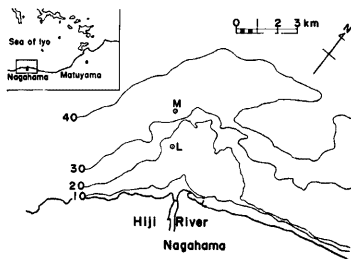


Fig. 1 Locations where dye experiment was carried out (L) and current measurement was carried out (M).

NE-SW 方向の流速である。図中長四角は染料が放出されていた時間を、黒部は濃度分布が測定された時間を示す。下げ潮最盛時に放出された No. 1 と、上げ潮最盛時の No. 6 は細長く伸びているが、No. 2~No. 4 の染料 plume は潮流の流向が変化しているため、長くは伸びず拡がり幅が大きい。

投入点からの距離 (x) と染料 plume の拡がり幅 ($\sqrt{\sigma_y^2(x)}$) の関係を Fig. 3 に示す。

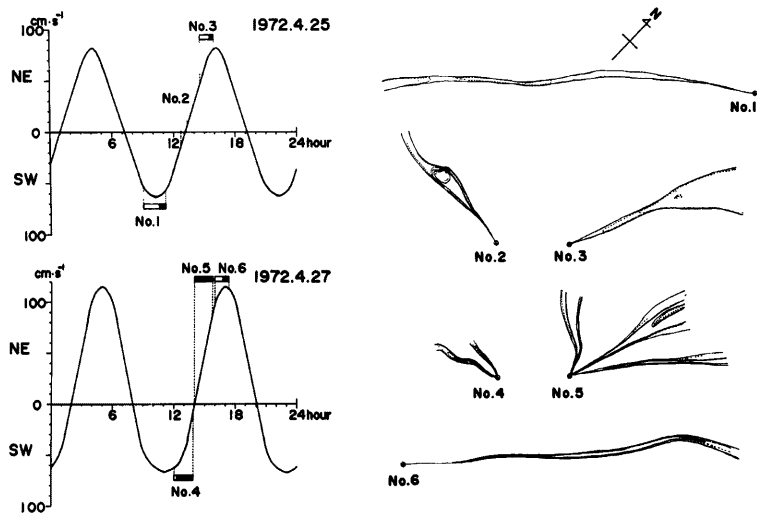


Fig. 2 Sketch of dye plume. Tidal current shown in the left side was observed in the upper layer at the dye release point, Stn. L.

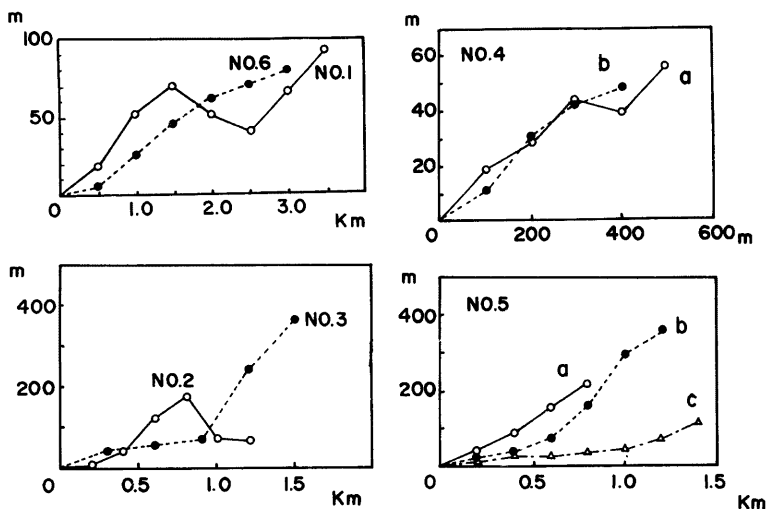


Fig. 3 Spreading width of dye plume versus length from the release point.

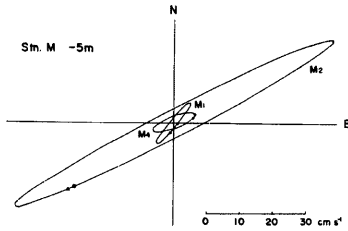


Fig. 4 Tidal current ellipses in the upper layer at Stn. M.

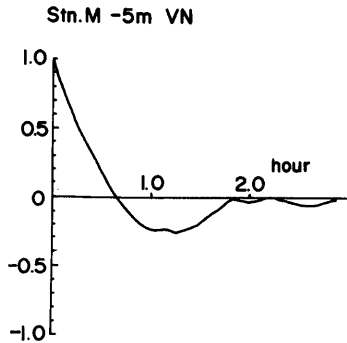


Fig. 5 Auto-correlation coefficient of normal component to the main axis of M2 tidal ellipse, which is high-pass filtered.

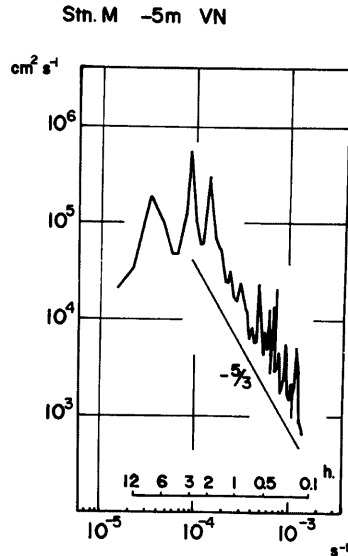


Fig. 6 Power spectrum of normal component to the main axis of M2 tidal ellipse, which is high-pass filtered.

2.2 潮流連続観測結果

M点の-5m層での測流結果から得られた潮流楕円を Fig. 4 に示す。半日周潮流が卓越していてその長軸長は約 55 cm s^{-1} であった。M1, M2, M4 潮ともに楕円は時計回りである。M2 潮流楕円中の○印は長浜での月の南中時刻を示している。長浜港の平均高潮間隔は約 9 時間であるから、M2 潮流の上げ潮最盛は長浜港の満潮の約 1 時間前に起ることがわかる。得られた測流記録を M2 潮流楕円の長軸方向と短軸方向に分解した。調和分解の結果得られた M1, M2, M4 成分を生の記録から差し引いて得られた残差成分のスペクトル解析を行った。楕円の短軸方向の残差成分の自己相関関数とパワースペクトルを Fig. 5 と Fig. 6 に示す。M4 潮流より高周波側でスペクトルの傾きは $-5/3$ 乗則に従っていることがわかる。

3. 解 析

plume の投入源から流下方向に x 軸、その直角方向に y 軸をとる (Fig. 7)。 y 方向の plume の拡がり = 分散 ($\sigma_y^2(t)$) は TAYLOR (1921)⁴⁾ によれば

$$\sigma_y^2(t) = 2\bar{v}_L^2 \int_0^t \int_0^{t_1} R_{Ly}(\xi) d\xi dt_1 \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表わせる。ここで v_L は y 方向のラグランジュ流速、 $\bar{\quad}$ は時間平均、 $R_{Ly}(\xi)$ はラグランジュの相関関数

$$R_{Ly}(\xi) = \frac{v_L(t)v_L(t+\xi)}{\bar{v}_L^2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

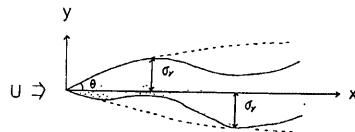


Fig. 7 Definition of coordinate.

である。(1) 式を部分積分すると

$$\sigma_y^2(t) = 2\bar{v}_L^2 \left\{ t \int_0^t R_{Ly}(\xi) d\xi - \int_0^t \xi R_{Ly}(\xi) d\xi \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる。 $R_{Ly}(\xi)$ は $\xi \rightarrow 0$ で $R_{Ly}(\xi) \rightarrow 1$ であり、 ξ と共に単調減少して、 $\xi \rightarrow \infty$ で $R_{Ly}(\xi) \rightarrow 0$ となるから

$$\int_0^\infty R_{Ly}(\xi) d\xi = t_{0L} \quad \dots\dots\dots (4)$$

とおくと

$$\begin{aligned} t \ll t_{0L} \quad & \sigma_y^2(t) = \bar{v}_L^2 t^2 \\ t \gg t_{0L} \quad & \sigma_y^2(t) = 2\bar{v}_L^2 t_{0L} t \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (5)$$

と近似できる。ここで t_{0L} はラグランジュ渦の寿命時間と定義する。

今一様流速 U の場での連続点源染料拡散実験を想定し、 $t = x/U$ として変数変換を行えば、

$$\begin{aligned} x \ll t_{0L} U \quad & \sigma_y^2(x) = \bar{v}_L^2 / U^2 \cdot x^2 \\ x \gg t_{0L} U \quad & \sigma_y^2(x) = 2\bar{v}_L^2 t_{0L} / U \cdot x \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。したがって投入点附近の plume の拡がり角 $= \tan \theta$ から乱れ強度 $\sqrt{\bar{v}^2}$ が求まる

$$\tan \theta = \frac{\sqrt{\sigma_y^2(x)}}{x} = \frac{\sqrt{\bar{v}_L^2}}{U} \quad \dots\dots\dots (7)$$

一方拡散係数は次式で定義される。

$$K_{Ly} = \frac{1}{2} d\sigma_y^2(t)/dt = \frac{1}{2} U d\sigma_y^2(x)/dx \quad \dots\dots\dots (8)$$

(6) 式から $x \gg t_{0L} U$ での拡散係数は

$$K_{Ly} = \bar{v}_L^2 t_{0L} \quad \dots\dots\dots (9)$$

と一定値をとる。この時ラグランジュの平均渦径 L_{yL} が次式で定義される。

$$L_{yL} = \sqrt{\bar{v}_L^2 \cdot t_{0L}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

HAY and PASQUILL (1959)²⁾ はオイラーの自己相関関数とラグランジュの自己相関関数が相似であると仮定して次のような変換式を導いた。

$$\begin{aligned} R_{Ly}(t') &= R_{Ey}(t) \\ t' &= \beta t \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで $R_{Ey}(t)$ はオイラーの自己相関関数を表わし、 β は 0.4~6.0 の値をとるとされる比例定数である。この仮定を用いれば

$$\int_0^\infty R_{Ly}(\xi) d\xi = \beta \int_0^\infty R_{Ey}(\xi) d\xi = \beta t_{0E} \quad \dots\dots\dots (12)$$

であるから $\beta = 1$ と仮定すればオイラー的な流速観測より (9) 式と同様に拡散係数が求まる。

$$K_{Ey} = \bar{v}_E^2 t_{0E} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで $\bar{v}_E^2$ はオイラー的な流速観測より求めた平均 2 乗乱れ強度である。

3.1 ラグランジュ渦の寿命時間、平均渦径

投入点附近の plume の拡がり角を測定し、plume 放流中 L 点で測定された平均流速を用いて、乱れ強度 $\sqrt{\bar{v}_L^2}$ を求めた。結果を **Table 1** に示す。また平均流速 U と乱れ強度 $\sqrt{\bar{v}_L^2}$ の関係を **Fig. 8** に示す。図中の○印から最小自乗法により次式を得た。

$$\sqrt{\bar{v}_L^2} = 0.085U - 0.91 \quad \dots\dots\dots (14)$$

平均流速のほぼ 1 割がその直角方向の乱れ強度になっていることがわかる。

Table 1 The spreading angle of dye plume, mean current speed and Lagrangian turbulent intensity.

Plume No.	$\tan \theta$	$U \text{ cm s}^{-1}$	$\sqrt{\bar{\sigma}_L^2} \text{ cm s}^{-1}$
1	0.08	60	4.8
2	0.05	40	2.0
3	0.07	75	5.3
4-a	0.08	35	2.8
4-b	0.06	30	1.8
5-a	0.08	50	4.0
5-b	0.06	60	3.6
5-c	0.05	70	3.5
6	0.08	110	8.8

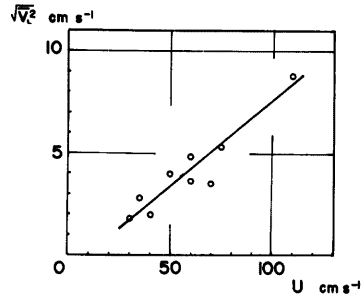


Fig. 8 Lagrangian turbulent intensity versus tidal current speed in the main axis.

Table 2 Time scales of Lagrangian and Eulerian eddies, those sizes and horizontal diffusivities.

Plume No.	$\sigma_y^2(x)/x \text{ cm}$	$t_{0L} \text{ sec}$	$L_{yL} \text{ cm}$	$K_{Ly} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
1	250	330	1 600	7.6×10^3
2	6 100	30 000	—	—
3	13 000	17 000	—	—
4-a	630	1 400	—	—
4-b	630	2 900	—	—
5-a	7 800	12 000	—	—
5-b	14 000	32 000	—	—
5-c	800	2 000	—	—
6	160	110	970	8.5×10^3
Euler	—	876	4 900	2.7×10^4

$\sigma_y^2(x)/x$ がほぼ一定の領域を選んで求めたラグランジュ渦の寿命時間 (t_{0L}), 平均渦径 (L_{yL}), 水平拡散係数 (K_{Ly}) を Table 2 に示す。No. 2～No. 5 の plume に関しては観測時間が渦の寿命時間より十分長くないため L_{yL} , K_{Ly} は算出しなかった。

3.2 オイラーの積分時間・拡散係数

Fig. 5 の自己相関関数が最初に 0 を切ってから後は $R_{Eg}(\xi)=0$ として, (12) 式の t_{0E} を求めると 876sec となった。したがって β は No. 1, No. 6 の染料に対しては $\beta=0.13\sim0.38$ となり, HAY and PASQUILL が求めた大気中の $\beta=0.4\sim6.0$ とは一致しない。また流速記録の分散値 $\sqrt{\bar{\sigma}_E^2}=5.6 \text{ cm s}^{-1}$ を用いて(10)式の形式で平均渦径を求めると 49m となり, ラグランジュのそれよりやや大きい。(13) 式から求めた拡散係数は $2.7 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ となった。これらの数値をあわせて Table 2 に示した。

4. 考 察

ラグランジュとオイラーのそれぞれの方法で求めた渦の寿命 t_{0L} , t_{0E} , 拡散係数 K_{yL} , K_{yE} の不一致は何を意味しているのだろうか。Table 2 の t_{0L} の値が No. 1, 6 と No. 2～5 で大きく異なっているのは主流方向が変化していく効果によると思われる。すなわち No. 1, 6 では主流方向が安定していて plume 幅の拡がり σ_y^2 は流れの直角方向の乱れによってのみ決まっているが, No. 2～5 の plume では主流の方向変化その

ものが plume 幅の拡がりを決めていると考えられる。

オイラー的に求めた $\sqrt{\sigma_E^2}$ も M1, M2, M4 潮流成分は除かれているが主流方向の変化の効果が乱れとして含まれているため、 t_{0E} の値が No. 1, 6 と No. 2~5 の t_{0L} の中間に位置したと考えられる。オイラー的な観測・解析においては得られた流速を直交分解して統計解析を行うので、潮流の主流方向の変化の効果が直接自己相関係数の積分時間の大きさを決定してしまい、細長く伸びた染料の拡がり幅から求められる乱れの性質とは一致しない。

連続点源染料拡散実験から Taylor の方法により拡散係数が評価できるのは主流方向が安定していて plume が細長く伸びる場合に限られる。実際の海域においては最強流時以外は潮流流向は安定せず、流向の変化が plume の幅を大きく拡げる。これは流れの直角方向の乱れによると言うよりは流向の変化に伴う鉛直方向のシア効果によると考えられる。すなわち鉛直方向の転流時間の差異によるシア流が染料幅を大きく拡げたと考えられる。したがって潮流の 1 潮時を通じての物質拡散能力は水平乱流拡散係数というより、シア拡散=分散テンソルとして評価されるべきものである。

今後さらに研究を進め、現場海域での潮流観測データをもとにし潮時平均した潮流分散テンソルを求め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貴重な資料を提供して頂いた(社)産業公害防止協会、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、資料整理に御協力頂いた愛媛大学学生喜田泰行氏(現徳島市役所)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 FACOM230-28、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) 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) Yanagi, T., K. Murashita and H. Higuchi: Horizontal turbulent diffusivity in the sea, Deep-Sea-Research, Vol. 29, 1982, pp. 217-226.
- 4) Taylor, G. I.: Diffusion by continuous movements. Proc. London Math. Soc., Ser. 2, Vol. 20, 1921.
- 5) Hay, J. S., and F. Pasquill: Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence. Adv. Geophys., Vol. 6, 1959, pp. 345-365.