

内湾の物質分散過程における潮流と恒流の相乗効果(Ⅱ)

大西 行雄・吉松 康公・秋友 和典
村本 嘉雄・國司 秀明

THE COUPLING EFFECT OF THE TIDAL AND THE CONSTANT CURRENTS ON THE DISPERSION PROCESS IN THE INNER BAY (II)

By Yukio OONISHI, Yasukimi YOSHIMATSU, Kazunori AKITOMO,
Yoshio MURAMOTO and Hideaki KUNISHI

Synopsis

To clarify the water dispersion mechanism in a channel with a complicated coastal geometry, some numerical experiments were made with a simple combination of the vortical flow A and the oscillatory flow B (CVOF model). The parameters A and B are the nondimensional intensities of these two types of flows which express the constant and the tidal flows in the actual sea respectively. The followings are found. The coupling of two flows A and B yields the water dispersion. The nondimensional dispersion coefficient D is proportional to A^2/B for smaller A/B and to A^2B for larger A/B where n is about 2.47. The role of B is like as that of the eddy diffusivity K in the coupling effect of A and K on the dispersion.

To examine CVOF model some hydraulic experiments were performed of dye dispersion in a channel, which is partitioned into 6 blocks with narrow openings by water breaks set (jetties) on both side walls alternately. The vortical flow is generated by the oscillatory flow under the geometric effect of water breaks. It is found that CVOF model explains the pattern and the intensity of dye dispersion in the case when the oscillatory flow B is large enough and when the opening is narrow enough. The larger dispersion coefficient is obtained for the narrower opening because of the coupling effect.

1. 緒 言

瀬戸内海は大きな流速の潮流を伴う海峡や瀬戸によって比較的穏やかな流れを持つ内湾が連結された構造をしている。一般に内湾においては潮流よりもゆっくり変動する流れ、恒流が物質の分散を支配していると言われている¹⁾。内湾の湾口、あるいは海峡の周辺には水平地形の影響を受けて、海峡を挟む逆回転の渦対の形状を有する恒流、いわゆる潮汐残差流が形成される^{2), 3)}。このような場所において、内湾と外部海域との、あるいは海峡によって連結された二つの内湾の間での海水の交換現象は、先に述べた恒流が物質の分散を支配しているとの考え(恒流支配論)では説明しきれない。それは対象としている海峡域が恒流渦の境界に位置するからである。著者らは内湾の海水交換、あるいは連結された内湾群における物質分散係数の問題は恒流と潮流の相乗効果によって説明できると考え、前報^{4), 5)}において単純化された数値モデル(渦・交番流モデルと呼ぶことにしよう)を提案した。著者らの考えによれば、海域の物質分散係数 D は、渦流の強さ A 、交番流の強さ B 及び乱れ拡散係数 K によって表現されることになる。ここに A や B の厳密な定義は後で述べることにする。

分散係数 D の表現に関しては既に Sugimoto⁶⁾や玉井⁷⁾の研究がある。Sugimoto⁶⁾は

$$D \propto AL \dots \dots \dots (1)$$

を導いている。ここに L は渦流の直径である。彼は単純な円板型渦を考えて(1)式を導いているが、連続する多数の渦を含む海域の分散係数として(1)式は受け入れ難い。なぜなら交番流 B が乱れ拡散 K が無ければ海水は円板型渦から流出し得ないのは明らかだからである。また、実際に後で示すように D は A に比例しない。玉井⁷⁾は瀬戸内海に対して「環流モデル」を提案し、

$$D \propto A^2/K \dots\dots\dots (2)$$

としている。この形はシア一分散に関する Taylor⁸⁾の結果と本質的に同じである。しかし玉井の方法を検討してみると、彼は決して複数の「環流」が連結した海域を考えているわけではなく、縦方向に無限に長い環流を考えていることがわかる。そのような状況は本質的に Taylor のシア一と同じであり、従って結果も Taylor と同様になる。実際に内湾に見られる「環流」はむしろ円形に近いものであり、玉井の結果も受け入れ難い。

本研究は二つの部分からなる。一つは、前報において提案された渦・交番流モデルの計算例を追加して、分散係数 D の表現を与えることであり、一つは交番流水槽実験によってモデルの適用性を検討することである。

2. 渦・交番流モデル

最初に、前報^{4), 5)}で提案された渦・交番流モデルの概要を述べる。渦・交番流モデルでは、流動場は予め仮定され、そのような流動場が実現される力学的条件は問われない。この事情は前節で述べた Taylor⁸⁾, Sugimoto⁶⁾, 玉井⁷⁾らの研究と同様である。交互に逆回転で連続する渦列に交番流が付加された状況を単純化して次のような流動場が仮定される。

$$\left. \begin{aligned} u^*(x^*, y^*, t^*) &= a^* l^* \sin k^* x^* \cos l^* y^* + b^* \cos \omega^* t^* \\ v^*(x^*, y^*, t^*) &= -a^* k^* \cos k^* x^* \sin l^* y^* \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $(x, y, t, (u, v))$ は水平空間座標、時刻、流速成分を表わし、* は次元つき変数を意味している。上の流動場は以下のように無次元化される。

$$\left. \begin{aligned} u(x, y, t) &= A \sin \pi x \cos \pi y + 2\pi B \cos 2\pi t \\ v(x, y, t) &= -A \cos \pi x \sin \pi y \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} x^* &= \pi x / k^*, \quad y^* = \pi y / l^*, \quad t^* = 2\pi t / \omega^*, \\ A &= 2a^* k^* l^* / \omega^*, \quad B = b^* k^* / \pi \omega^* \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

水路幅及び渦の縦方向 (x 方向) の幅が 1 に規格化され、交番流の周期も 1 に規格化された。座標系と渦の回転の向きを Fig. 1 に示す。

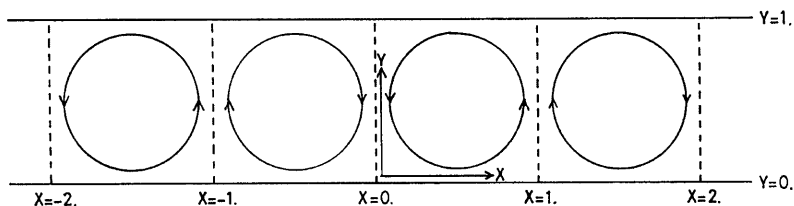


Fig. 1. Distribution of vortices assumed in the numerical model of combined vortical and oscillatory flow (CVOF-Model)

渦・交番流モデルでは二種類の数値解析手法が用いられる。その一つはラグランジ方程式

$$\frac{dX}{dt}=u(X, Y, t), \quad \frac{dY}{dt}=v(X, Y, t) \quad \cdots \cdots \cdots (6)$$

を用いるものである。ここに (X, Y) は水粒子の位置座標である。 $-1 < x < 0$ の範囲にある渦流に投入された2500個の粒子に対して(6)式を適用し、粒子の x 方向の分散の経時変化から分散係数が求められる。分散係数を求めるもう一つの方法は、次の移流拡散式を解くことである。

$$-\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = K \Delta c \quad \cdots \cdots \cdots (7)$$

ここに $C(x, y, t)$ は任意の指標物質濃度で、 K は乱れ拡散係数である。(7)式は、 $-1 < x < 0$ で $c = -\sin \pi x \sin \pi y$, 他の領域で $c=0$ という初期条件を与えて数値積分され、濃度の x 方向の分散の経時変化から分散係数が求められる。これらの計算手法の詳細は前報⁵⁾に述べられているので本報では省略する。ただし、移流拡散式は、前報では上流差分式を用いて、格子間隔 $\Delta s=1/10$ で解かれたが、本報では計算精度を向上させるため中央差分式を用いて、格子間隔 Δs は $1/30$ とされた。前報の記号にあわせて、ラグランジ方程式の解から得られた分散係数を D_2 , 移流拡散式の解から $\frac{1}{2} \frac{d\sigma_x^2}{dt} - K$ として定義される分散係数を D_3 とする。

分散係数 D_2 の計算結果を **Table 1** に示す。また、分散係数 D_3 については、 $K=0.01$ としたケースを **Table 2** に示す。なお、 D_3 は $t=0$ から $t=\pi/A$ までの分散の変化 $\Delta \sigma_x^2$ から、

$$D_3 = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_x^2}{dt} - K \quad (\text{ただし } \Delta t = \pi/A) \quad \cdots \cdots \cdots (8)$$

Table 1 Dispersion coefficient D_2 ($K=0$; Lagrangean CVOF-model)

D_2	A						
	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	2.0	3.0
B	0.003125				0.0008		
	0.00625				0.0014		
	0.0125				0.0038		
	0.02					0.027	
	0.025				0.0067		
	0.03						0.085
	0.05				0.0167		
	0.1		0.0028	0.0041	0.016	0.028	0.167
	0.2	0.0012	0.0046	0.0085	0.022	0.050	0.453
	0.3	0.0017	0.0052	0.013	0.024	0.052	0.670
	0.4	0.010	0.0054	0.013	0.020	0.036	0.274
	0.5	0.0005	0.0047	0.011	0.017	0.032	
	1.0					0.029	0.077

Table 2 Dispersion coefficient D_3 ($K=0.01$; Eulerian CVOF-model)

D_3	A					
	0.025	0.05	0.1	0.2	0.6	1.0
B	0.001		0.0080			0.050
	0.01	0.0008	0.0027	0.0080	0.037	0.050
	0.1	0.0007	0.0026	0.0078	0.036	0.052
	0.25	0.0006	0.0021	0.0064		
	0.3			0.014	0.032	0.052
	0.5	0.0001	0.0006	0.0024	0.0073	0.022
	1.0	0.00005	0.0003	0.0009	0.0038	0.016

として求められた。ここに $\Delta t = \pi/A$ は渦流 A のみが存在し、 $B=0$ の時に水粒子が渦流を一周するのに要する時間とほぼ一致している。

さて、前報では分散係数の A や B に対する依存性について、 D_2 が A^2 に比例すること及び B が小さい時には D_2 は B に比例し、 B が大きくなると D は B に関して飽和することを述べた。後になって結果を再検討した結果では前報のこの表現は適切でないようである。分散係数の表現を再検討するために、渦流の強さ A をパラメータにして、 B と D_2 、 B と D_3 の関係を示したのが、それぞれ Fig.2, Fig.3 である。

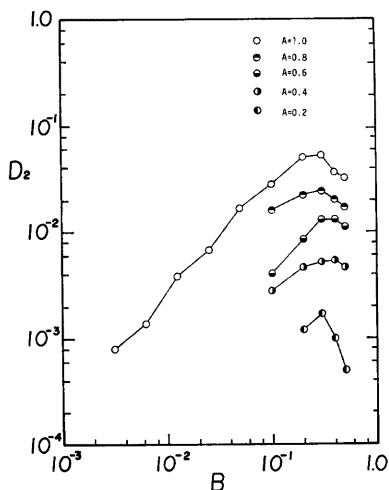


Fig. 2. Relation between the dispersion coefficient D_2 and the magnitude of the oscillatory flow B (Eddy diffusivity $K=0$; Lagrangean CVOF-model). Parameter A denotes the magnitude of the vortical flow.

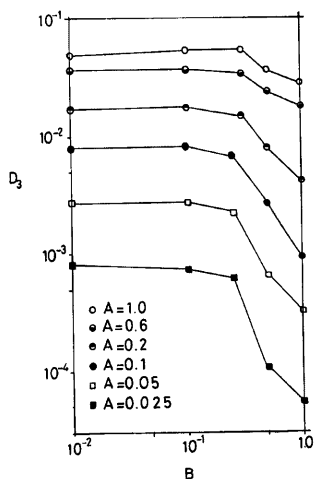


Fig. 3. Relation between the dispersion coefficient D_3 and B ($K=0.01$; Eulerian CVOF-Model).

これらの図を見ると、 B が大きい時には分散係数は B に逆比例すると述べる方が適切であると思われる。 B が小さい時の分散係数の振舞いは **Fig. 2** と **Fig. 3** とで異なっている。これは乱れ拡散 $K (=0.01)$ の効果が D_3 には含まれ D_2 には含まれていないことと関係するはずである。(8)式で K が引かれていることからわかるように、 D_3 には乱れ拡散は含まれていないが、乱れ拡散と渦流の相乗効果は含まれていることに注意しなければならない。そこで、乱れ拡散と渦流との相乗効果を調べるために、交番流を除いた計算 ($B=0$) を A と K の組み合わせに対して行ってみた。この時の分散係数を $D_3^{(0)}$ とすると、基礎式(7)から $D_3^{(0)}/K$ は A/K の関数で表現される。計算は、 $A=0.01, 0.1, 1$ の3ケースについて行われ **Fig. 4** に示されているが、 A の値にかかわらずに $D_3^{(0)}/K$ が A/K によって表現されていることがわかる。**Fig. 4** に示された関係は次の回帰式で近似的に表現できる。

$$D_3^{(0)}/K \approx \begin{cases} 0.015(A/K)^2 & \text{if } A/K < 10 \\ 6.2 & \text{if } A/K > 100 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (9)$$

この結果は渦流と乱れ拡散が存在するときの縦分散係数が A/K が小さい場合に A^2/K に比例することを示し、この関係は前節で取り上げたシア一分散の形と同じである。一方、 A/K が大きい時には縦分散係数は K のみに比例するが、この関係はシア一分散現象の移流域での特徴と一致する。そこで (9) 式の遷移は拡散時間を π/A に固定したために生じる移流域から分散域への遷移にすぎず、拡散時間さえ大きくとれば分散係数は A^2/K に比例するのではないかという疑問が生じる。今の所はこの疑問に明確には答えられない。しかし、シア一分散は小さな K に対して幾らでも大きくなり得ることと、一方で現在考えている渦流中では $K=0$ では分散係数は0であることを考えると、拡散時間をもっと長くとれば(9)式の係数が変わる可能性はあるものの、(9)式の形の遷移は渦流列中の縦分散において特有な現象であると考えの方が自然である。

さて、(9)式は $B=0$ の時の分散係数の A と K に対する依存を示しており、 A を固定したとき、 K が小さければ分散係数は K に比例し、 K が大きければ分散係数は K に逆比例するとしている。一方、**Fig. 2** はラグランジュ解析の結果で、 $K=0$ の時の分散係数と B の関係を示している。**Fig. 2** においても、 A を固定したとき、 B が小さければ分散係数は B に比例し、 B が大きければ分散係数は B に逆比例することがわかる。このことは、交番流と渦流の相乗効果による縦分散現象において、交番流が乱れ拡散と類似の役割を果たしていることを示していると言えよう。交番流 B が小さい時の **Fig. 2** と **Fig. 3** (D_2 と D_3) の差異は乱れ拡散と渦流の相乗効果を表しているに過ぎない。実際に、 $K=0.01$ として **Fig. 4** を用いて得られる分散係数 $D_3^{(0)}$ の値は **Fig. 3** において B が小さい時の分散係数 D_3 を説明していることが確かめられる。

最後に、**Fig. 4** あるいは(9)式の形にならって、分散係数 D_2 を整理してみた。**Fig. 5** は A をパラメー

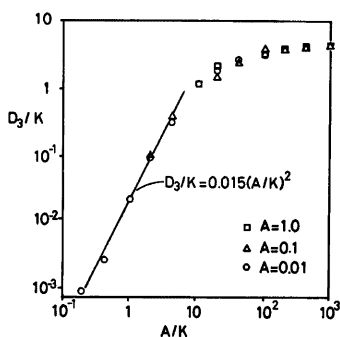


Fig. 4. Relation between the dispersion coefficient D_3/K and A/K ($B=0$; Eulerian CVOF-model).

(注1) シア一流に物質が投入される時に、下流へ向かって投入点の近傍を移流域という。

(注2) 水路の下半分 ($0 < y < \frac{1}{2}$) で x 方向の流速が $-U$ 、上半分 ($\frac{1}{2} < y < 1$) で x 方向の流速が U であるような水路で、 $K=0$ とすると、 $t=0$ において y 方向に一樣に投入された染料の濃度分散 σ^2 は $U^2 t^2$ で与えられ、分散係数 $D = \frac{1}{2} d\sigma^2/dt$ は $t \rightarrow \infty$ でいくらでも大きくなる。

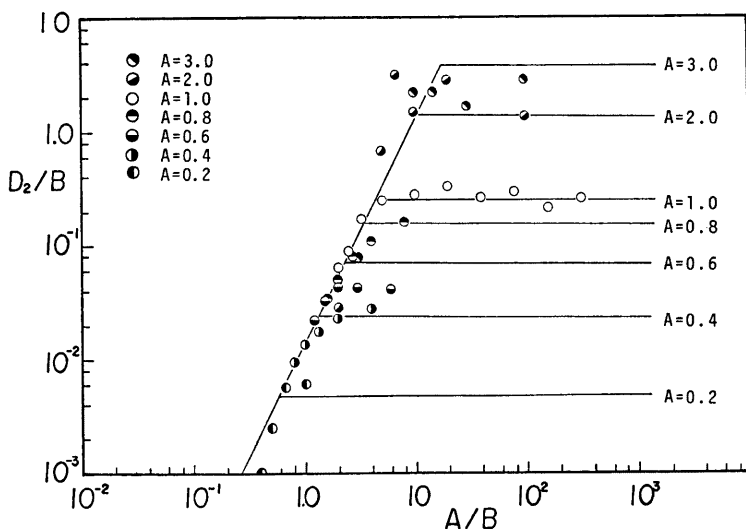


Fig. 5. Relation between D_2/B and A/B ($K=0$; Lagrangean CVOF-model).

タとして、 D_2/B と A/B の関係を示したものである。データはばらついているが、 A/B が小さい時には D_2/B は $(A/B)^2$ に比例し、 A/B が大きくなると D_2/B は A の関数で表現されるような値に収束していると言える。次節で用いる目的もあるので、ここでは回帰式として次の形のものを与えておき、Fig. 5 に実線で表示しておく。

$$D_2/B = \begin{cases} 0.015 (A/B)^2 & \text{if } A/B \leq 4.17A^{1.235} \\ 0.26 A^{2.47} & \text{if } A/B > 4.17A^{1.235} \end{cases} \quad (10)$$

これは偶然かも知れないが、(9)式と(10)式で B や K が大きい時には、分散係数に対して B と K は定量的にも全く同じ役割を果たしていることに注意しておこう。

3. 水槽実験

3.1 実験の方法

前節の渦・交番流モデルでは渦流と交番流は予じめ与えられたものとして取り扱われた。実際にはこれらの流れは独立に存在するわけではなく、水平地形の影響の下に交番流から渦流が二次的に形成されるのが普通である。本節では水制を有する交番流水槽実験によって、交番流と渦流の形態と強度の関係を考察するとともに、拡散実験によって前節の渦・交番流モデルの適用性を検討する。

実験には幅 $W=20$ cm、高さ 15 cm、長さ 200 cm の透明アクリル製の水槽が用いられた。実験装置を Fig. 6 に示す。水槽の下部に取り付けられたピストンによって水深 $H=10$ cm を一定に保ちながら交番流が作られる。水槽には間隔 $L=20$ cm で非越流型の水制(長さ S) が図のように交互に設置され、この水制の地形効果によって残差渦流が形成される。水制で半ば区切られた領域を以下ではブロックと呼ぶ。交番流の周期を T 、ピストンによる半周期積分流量(水の最大移動量)を V とする。実験は水制長 S について、Case-I ($S=15$ cm)、Case-II ($S=10$ cm)、Case-III ($S=5$ cm) の三種類で行い、各ケースについて T と V を変えた run を行った。

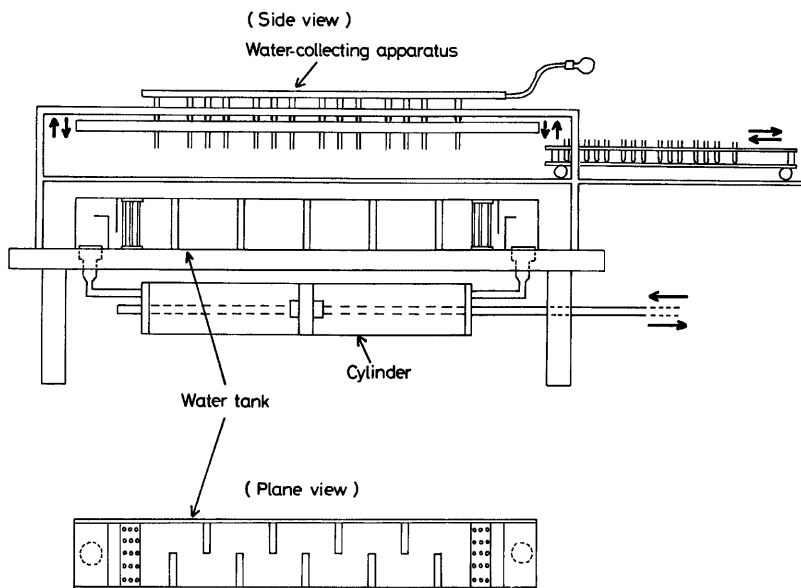


Fig. 6. Experimental apparatus

実験条件が Table 3 に示されている。表中の λ はエクスカージョンを表わし、

$$\lambda = V/WH \dots\dots\dots (11)$$

で定義される。Reynolds 数は、長さスケールとして水槽の幅 W 、動粘性係数 $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ 及び流速として狭部断面平均流速の最大値 $u = \pi V/TH(W-S)$ を用いて、

$$\text{Re}(u) = uW/\nu \dots\dots\dots (12)$$

と定義される。 B は交番流の強さを表わす無次元パラメータで、次のように定義されて前節の B と同じ意味を持つ。

$$B = \lambda/2L \dots\dots\dots (13)$$

流速分布は、交番流の一周期を12位相に分割して各位相について測定した。測定は、水面に径が約 4 mm のプラスチック製のフロートを浮かべ、一定時間間隔 Δt で3コマ写真撮影し、それを解析して行った。時刻 $t_k (k=1, 2, 3)$ における l 番目のフロートの位置座標を $(x_l^{(k)}, y_l^{(k)})$ とすると、時刻 t_2 における $(x_l^{(2)}, y_l^{(2)})$ での流速 $(u_l^{(2)}, v_l^{(2)})$ は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} u_l^{(2)} &= (x_l^{(3)} - x_l^{(1)})/2\Delta t, \\ v_l^{(2)} &= (y_l^{(3)} - y_l^{(1)})/2\Delta t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

撮影間隔 Δt は各runの流速に応じて読みとり精度を考慮して決定した。

渦の強度 A は上で得られた流速分布から次のようにして求められる。まず各位相で得られた流速分布を代表的なブロックについて、 12×12 の正方形格子点上に補間した。この補間法としては大西⁹⁾ によるベク

Run No.	V (10^3cm^3)	T (s)	λ (cm)	u (cm/s)	Re(u) (uW/ν)	A ($2\sqrt{E^*} T/L$)	B ($\lambda/2L$)	D (D^*T/L^2)
I-01	1.54	122.2	7.70	0.791	1580.	2.97	0.192	0.540
I-11	0.121	120.4	0.598	0.0624	125.	0.206	0.0150	0.0141
I-12	0.400	121.6	2.00	0.207	413.	0.808	0.0379	0.0781
I-13	0.496	121.4	2.48	0.257	514.	1.13	0.0621	0.151
I-14	0.939	122.2	4.70	0.483	965.	1.92	0.117	0.183
I-15	1.26	122.2	6.30	0.647	1290.	2.64	0.157	0.142
I-16	1.86	122.2	9.30	0.956	1910.	3.46	0.232	0.378
I-17	2.17	122.2	10.9	1.12	2230.	3.75	0.272	0.365
I-21	1.56	60.2	7.82	1.63	3260.	3.41	0.196	0.243
I-22	1.57	79.8	7.85	1.24	2470.	3.45	0.196	0.264
I-23	1.56	99.6	7.78	0.980	1960.	3.00	0.194	0.256
I-24	1.56	140.3	7.78	0.696	1390.	2.66	0.194	0.262
I-25	1.56	160.7	7.70	0.602	1200.	2.88	0.192	0.169
I-31	0.199	121.4	0.995	0.103	206.	—	0.0249	0.0283
I-32	0.306	119.5	1.53	0.161	321.	—	0.0383	0.0477
II-01	0.975	122.8	4.88	0.249	499.	1.37	0.122	0.233
II-11	0.254	122.0	1.28	0.0660	132.	0.628	0.0320	0.0166
II-12	0.482	122.8	2.41	0.123	246.	2.39	0.0602	0.0314
II-13	1.45	122.1	7.26	0.374	747.	2.16	0.182	0.330
II-14	1.93	122.1	9.68	0.498	995.	2.91	0.242	0.378
II-15	2.91	121.6	14.6	0.756	1510.	4.72	0.366	0.549
II-16	3.81	121.8	19.2	0.992	1980.	5.88	0.481	0.714
II-21	0.960	79.8	4.78	0.376	752.	1.51	0.119	0.0167
II-22	0.975	140.7	4.88	0.218	435.	1.38	0.122	0.0398
II-23	0.975	159.2	4.88	0.192	385.	1.28	0.122	0.180
II-24	0.960	203.4	4.85	0.151	301.	1.37	0.122	0.170
III-01	0.734	121.8	3.67	0.126	252.	0.243	0.0917	0.0167
III-11	0.254	122.8	1.27	0.0432	86.5	0.143	0.0317	0.0136
III-12	0.365	121.9	1.83	0.0628	126.	0.268	0.0457	0.0113
III-13	1.09	121.6	5.49	0.189	378.	0.331	0.137	0.0392
III-14	1.45	120.7	7.31	0.253	507.	0.592	0.183	0.0424
III-15	2.18	120.3	11.0	0.382	763.	0.700	0.275	0.104
III-16	2.91	119.4	14.5	0.510	1020.	1.10	0.364	0.169
III-21	0.734	60.5	3.67	0.254	508.	0.304	0.0917	0.0222
III-22	0.734	80.0	3.67	0.192	384.	0.282	0.0917	0.0323
III-23	0.734	139.5	3.73	0.112	224.	0.301	0.0931	0.0236
III-24	0.734	159.7	3.71	0.0972	194.	0.350	0.0927	0.0298
III-25	0.734	203.3	3.69	0.0759	152.	0.395	0.0922	0.0265
III-31	1.82	120.6	6.07	0.316	632.	—	0.288	0.0558
III-32	2.54	121.1	8.47	0.431	860.	—	0.311	0.155
III-41	0.743	99.5	2.48	0.156	313.	—	0.0929	0.0351
III-42	0.743	225.0	2.48	0.0695	139.	—	0.0933	0.0234

Table 3 Characteristics of the hydraulic experiments

トルスプライン補間法が用いられた。このように補間された結果を12位相で平均して一周期平均流速場 ($\bar{u}_{i,j}$, $\bar{v}_{i,j}$) ($i=1, 2, \dots, 12$; $j=1, 2, \dots, 12$) が得られる。この時間平均流は後で示すように渦状になっている。渦流の空間平均運動エネルギー E^* は次式で与えられる。

$$E^* = \frac{1}{288} \sum_{i=1}^{12} \sum_{j=1}^{12} (\bar{u}_{i,j}^2 + \bar{v}_{i,j}^2) \dots (15)$$

最終的に、渦流の無次元強度 A は E^* を用いて

$$A = 2\sqrt{E^*} T/L \dots (16)$$

と与えられ、これは渦流が(4)式のような三角関数型分布をしている時には、前節の A と同じものを表わす。すなわち(16)式で定義される A は、(5)式で定義される A の一般化になっている。

拡散実験は分散物質としてローダミンB 溶液を用いて行われた。最初に水路の中央付近に染料が投入され、その後、染料が鉛直方向に一様化するのを待った後、時間をおいて2～3回の採水が行われた。採水はFig. 6 に示す装置により、各ブロックにつき9点、6ブロックの合計54点で同時に行われた。染料の濃度はターナー型蛍光光度計で計測され、採水影響範囲水面積の重みをつけてブロック毎に平均された。分散係数はこのようにして得られたブロック平均濃度の時間変化から Routing 法によって求められた。その計算方法は一次元の移流拡散方程式

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial c}{\partial x} = D^* \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \dots\dots\dots (17)$$

を、初期に染料濃度が幅5cmで一様に投入されたという条件で解き、計測時刻の計算濃度分布と実測分布とが一致するように、 $\bar{U}$ と D^* を試行錯誤的に求めるというものである。ただしここで $\bar{U}$ は移流速度ではなく、濃度重心の交番流に伴う移動を補正するために導入されたものである。得られた分散係数 D^* は前節と同様に次のように無次元化される。

$$D = D^* T / L^2 \dots\dots\dots (18)$$

渦強度 A と分散係数 D は Table 3 に示されている。

3.2 流況に関する検討

残差渦流の形状の例を Fig. 7 に示す。図は三ケースの代表的runについて一ブロック内の渦流形状を示したもののだが、水制長が水路幅の半分以上の Case-I と Case-II については一ブロックに一個ずつの渦流が形成され、隣接するブロックには交互に逆回転の渦流が形成され、前節で扱った渦・交番流モデルで設定された流況に近いものが見られる。一方、水制長が短い Case-III では、一つのブロック内に二つの同じ向きの回転を示す渦流が形成される。この二つの渦流は run によって瓢箪型に連結して見えるものもある。いずれにせよ Case-III の渦流形状は前節のモデルのものと少し様相を変えている。渦・交番流モデルでは水制の存在は考えられていなかったが、実際には水制長が長いケースの流況の方が渦・交番流モデルの仮定に近いことに注意をしよう。

地形の影響による渦流（潮汐残差流）の形成に関する研究としては、Yanagi²⁾ や Oonishi³⁾ の研究がある。彼らの実験で用いられたモデルの形状は本研究とは異なっているが、その結果によると渦流の平均運動エネルギーは Reynolds 数に対して以下のような相関があるとされている。Reynolds 数が小さい時には渦流は水制近傍の局所的渦として形成される。この局所的渦に関しては、渦流の運動エネルギーと交番流の運動エネルギーとの比 E は Reynolds 数の増加とともに増加する。Reynolds 数がある程度以上に大きくなると、この局所的渦は剥離して水域全体に拡がり、 E は Reynolds 数に依存しなくなる（安定領域）。さ

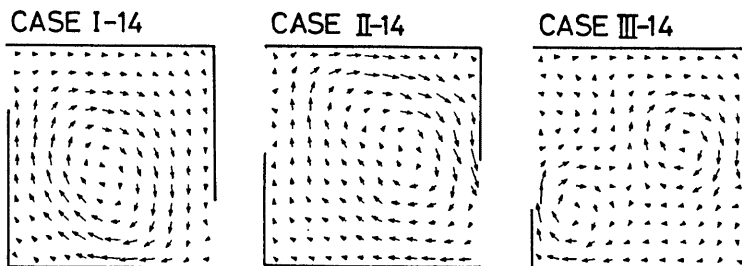


Fig. 7. Vortical flows observed in the hydraulic model.

らに大きな Reynolds 数では渦流自身が不安定化し、 E_r は Reynolds 数とともに再び増加する。安定領域は Reynolds 数の範囲で1000~2000であった。

本研究の結果を彼らの結果と比較するために $E = E^*/u^2$ と Reynolds 数 $Re(u)$ の関係を示したのが Fig. 8 である。 E は残差渦流の空間平均運動エネルギーを狭帯最大流速で規格化したもので E_r に比例する量である。Fig. 8 を見ると、 E は Reynolds 数にあまり依存せず、全ての run が安定領域にあると言ってよい。そうだとすると本研究の場合、Yanagi²⁾ や Oonishi³⁾ のモデルに比べてかなり小さな Reynolds 数で渦流が安定することになる。これは本研究の場合にモデルの形状が異なるため渦流が発生し易いことと関連していると思われる。実際、本モデルでは水制が交互に連なっているの、一ブロックに交番流の半周期毎に水制後方の渦が発生し、この二つの渦の方向が同じなので相乗的に渦の強度が増大することが考えられる。

最後に渦強度 A と交番流強度 B の比較を行なう (Fig. 9)。上で述べたように

$$E = \left\{ \frac{A(W-S)}{4\pi BW} \right\}^2 \dots\dots\dots (19)$$

が Reynolds 数によらない一定値をとることから A は B に比例することが期待される。実際、Fig. 9 は A と B が比例すること、また周期 T が異なっても同じ B を持つ run に対して同程度の A が得られることを示している。図から Cases-I, II と Case-III では Cases-I, II が強い渦流を形成することがわかるが、これは Fig. 7 でみられる渦流形状の違いを反映していると考えられる。Fig. 9 から、それぞれのケースについて次の関係が得られる。

$$\left. \begin{array}{l} 10 \leq A/B \leq 20 \quad \text{for Cases-I, II} \\ 2.5 \leq A/B \leq 5 \quad \text{for Case-III} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

3.3 拡散に関する検討

最初に、染料投入の直後の濃度パターンを3ケースについて比較してみよう。Fig. 10 (a), (b), (c) はそれぞれ Case-I, Case-II, Case-III の代表例について、写真撮影された染料のパターンを描き直したものである。比較のために前節の渦・交番流モデルで得られた水粒子の分散状況の例 ($A=2.0$, $B=0.4$) を Fig. 11 に示す。水槽実験の Case-I の染料パターンには水制の先端から剥離する一過性の渦が見られるが、これは一種の乱流拡散の役割を果しているとの解釈をして渦・交番流モデルと比較することがで

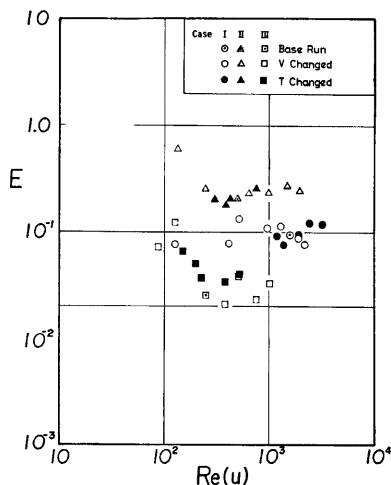


Fig. 8. Relation between the Reynolds number $Re(u)$ and the nondimensional kinetic energy E (the hydraulic experiments).

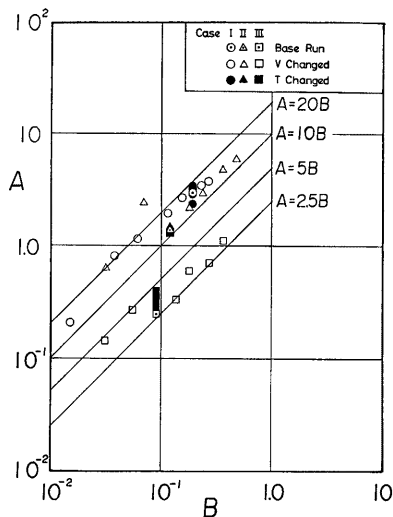


Fig. 9. Relation between B and A (the hydraulic experiments).

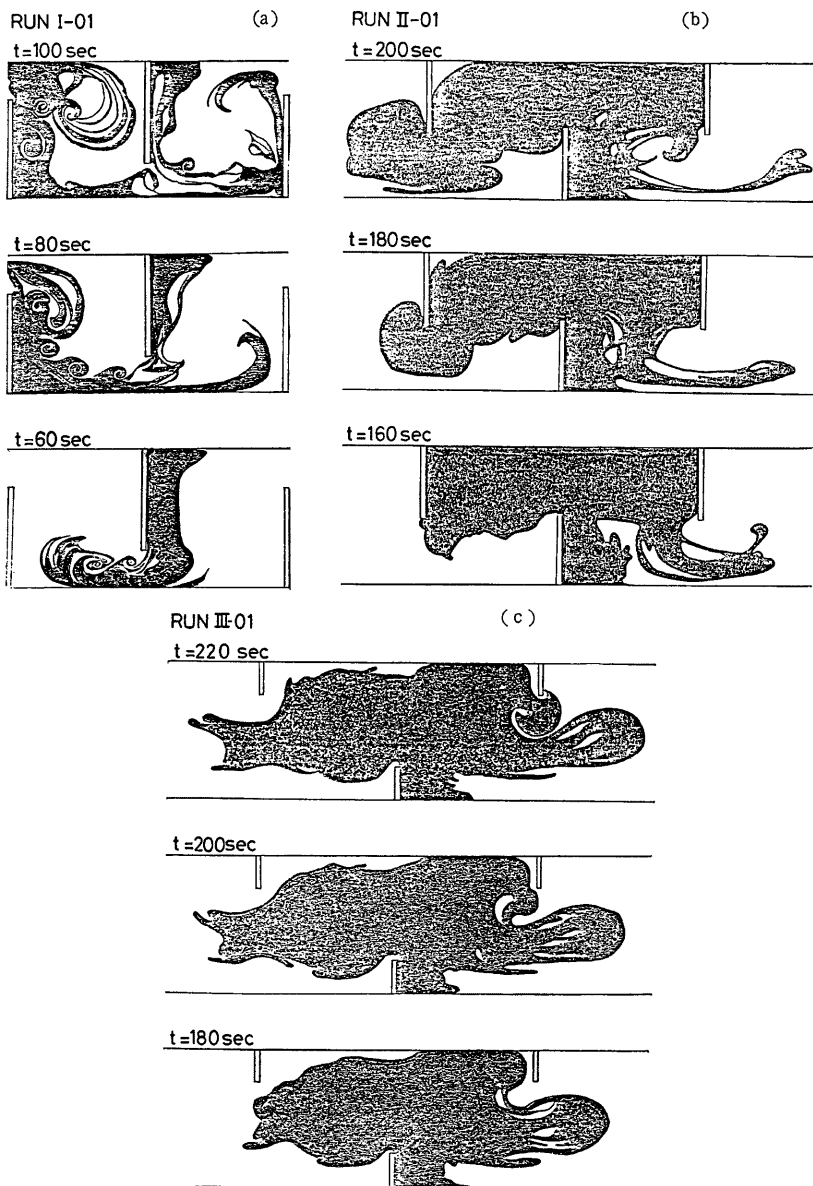


Fig. 10 (a) Dye pattern observed in the hydraulic model (Run I-01).
 (b) " " " " (Run II-01).
 (c) " " " " (Run III-01).

A=20, B=0.4, t=4.0



A=20, B=0.4, t=1.0

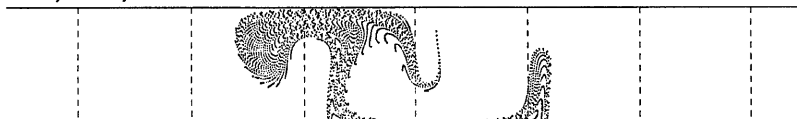


Fig. 11. Dispersion of particles calculated in the Lagrangean CVOF-model.

きるだろう。このようにみると、Case-I に見られるようなブロックの側壁に沿って染料が伸張されていくパターンは渦・交番流モデルによってよく説明されていることがわかる。数値モデルにおいては、水制は假定されていないがこのモデルと対応が良いのは、水制長が長い Case-I の水槽実験であることに注意しよう。

水制長が水路幅の 1/4 である Case-III の染料パターンは渦・交番流モデルでのそれと異なり、水制背後の死水域が染料をトラップして分布を伸張する効果が卓越しているように見える。このような状況のモデル

化には前節の渦・交番流モデルよりも村本・道上ら¹⁰⁾が用いたような死水域モデルが適当であると考えられる。Case-II の染料パターンは上の二つのモデルの特徴を併せ持っているが、狭水域を流出する染料の先端付近の形状は渦・交番流モデルのそれである。水路の形状の特徴から見れば、Case-I は半閉鎖型の水域が海峡を通じて連結された瀬戸内海型の沿岸水域のモデル、Case-III は側岸に凹凸のある強混合感潮河川のモデルと考えられる。上の水槽実験の染料パターンから、渦・交番流モデルは前者のタイプの水域に対して適用できることがわかる。

最後に、水槽実験で得られた分散係数を前節の渦・交番流モデルと比較してみよう。Fig. 12 は分散係数 D と交番流強度 B の関係を示したものである。この図は前節で示した D_2 と B の関係図 (Fig. 2) とかなり様子が異なっている。これは Fig. 2 は A をパラメータとして示されているのに対して、Fig. 12 では A と B は独立に与えられないからである。すなわち、Fig. 2 と Fig. 12 を直接比べることに意味はない。そこで、渦・交番流モデルによる D_2 と A, B の関係の回帰式(10)に対して、水槽実験での A と B の関係式(20)を適用し、Fig. 12 に

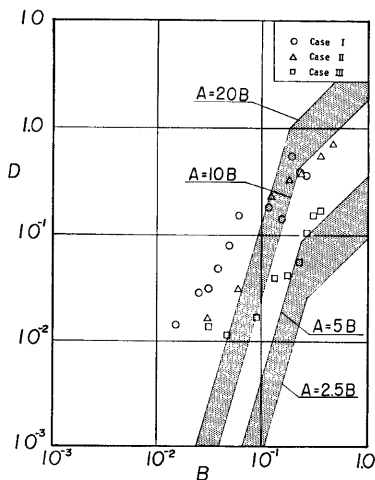


Fig. 12. Relation between the dispersion coefficient D and B in the hydraulic model. The shaded zones are the expectations by CVOF-model with $K=0$, the upper zone for Cases I, II and the lower zone for Case III.

影をつけて示す。すなわち、交番流の強さ B が与えられた時に、 A と B の関係は水槽実験の結果を用いて A の範囲を定め、そのようにして決められた A と B に対して渦・交番流モデルの回帰式から D を推定したものが Fig. 12 の影の部分である。回帰式として (10) 式を用いているので、この推定では乱れ拡散が考慮されていないことに注意しておこう。この推定範囲は図に示されているように、 B と D の両対数グラフの上で帯状の領域となる。 B が大きい時に D は B に比例し、 B が小さい時には D は B の約 3.5 乗に比例している。この推定領域と、拡散実験で得られた分散係数とを比較すると、Case-I と Case-II で B が 0.1 より大きい場合には推定値が実際の分散係数をよく説明していることがわかる。これらのケースでも B が小さい時には実際の分散係数が推定値より大きい。前節で述べたように、縦分散に関して交番流 B と乱れ拡散 K が類似の役割を果たしている。従って上の不一致は、 B が小さい時には推定において無視された K の役割が相対的に大きいためであると解釈できるだろう。この点に関して Case-III も Case-I や Case-II と同様の傾向が認められるが、Case-III では推定は全体的に過小評価気味である。これは既に述べたような拡散パターンの差異によると解釈した方がよいだろう。

4. 結 語

半閉鎖的な水域が海峡によって連結された瀬戸内海型の沿岸水域に対して、単純な流れモデル、渦・交番流モデルを用いて数値実験的に分散係数の推定式を導き、以下のことが明らかになった。

渦と交番流の相乗効果による縦分散（(10) 式）は、渦と乱れ拡散の相乗効果による縦分散（(9) 式）と類似している。すなわち交番流は乱れ拡散と類似の役割を果たしている。縦分散係数 D を渦流強度 A と交番流強度 B で表すと、 A/B が小さいときは $D \propto A^2/B$ 、 A/B が大きいときは $D \propto A^{2.47}B$ となる。渦と交番流と乱れ拡散の三者の共存効果については本研究では踏み込むことができず今後の課題として残された。

渦・交番流モデルの適用性を検討するために、側壁に交互に非越流型水制を取り付けた交番流水槽実験が行われた。残差渦流の形状や染料の拡散パターンに関してモデルと水槽実験を比較した結果、モデルは水制長が水路幅の半分よりも長い場合の水槽実験に適用できることがわかった。すなわち、渦・交番流モデルは半閉鎖型の水域が狭い海峡によって連結されたような瀬戸内海型沿岸水域に対して適用できる。水制長が水路幅の $3/4$ 、 $1/2$ のケースと $1/4$ のケースとでは、渦流強度や縦分散係数が定量的にも異なる。他の条件が同じ場合、前者の方が渦流強度、分散係数ともに後者を卓越する。水制長が長く、開口幅が狭い閉鎖的なケースの方が大きな分散係数を持つことは直感と反するようであるが、渦流と交番流の相乗効果のためにこのようなことが起こる。縦分散係数に関する水槽実験結果と渦・交番流モデルの比較では、水制長が水路幅の $1/2$ 以上で交番流強度が大きい ($B > 0.1$) ときにはモデルの (9) 式が水槽実験をよく説明することがわかった。それ以外の場合には乱れ拡散の影響などで、水槽実験の分散係数は (9) 式を上まわる。逆に上の条件は縦分散において交番流と渦流の相乗効果が卓越するための条件であると言ってよいであろう。

最後に、水槽実験を行うにあたり京都大学食糧科学研究所の河合章助教授、防災研究所の藤田裕一郎助手、大久保賢治助手、横山康二技官、中村行雄技官及び工学部大学院生の片岡幸毅君に多くの貴重な助言と協力をいただいたことを記し、深く感謝いたします。なお、本研究の一部は文部省科学研究費補助金（試験研究 (2)）の補助を受けました。

引 用 文 献

- 1) 大西行雄・国司秀明 瀬戸内海の物理的状況要素のシミュレーションについて、沿岸海洋研究ノート 第16巻1号, 1978, pp. 1-9.
- 2) Yanagi, T.: Fundamental study on the tidal residual circulation, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 32, 1976, pp. 199-208.
- 3) Oonishi, Y.: A numerical study on the tidal residual flow, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 33, 1977, pp. 207-218.

- 4) Oonishi, Y. and H. Kunishi: Water exchange between adjacent vortices under an additional oscillatory flow, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 35, 1979, pp. 136-140.
- 5) 大西行雄・國司秀明・吉松康公・秋友和典: 内湾の物質分散過程における潮流と恒流の相乗効果, 京都大学防災研究所年報, 第23号B, 1980, pp. 319-332.
- 6) Sugimoto, T.: Effect of boundary geometries on tidal currents and tidal mixing, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 31, 1975, pp. 1-14.
- 7) 玉井信行: 沿岸水域における混合現象, 第12回水工学に関する夏期研究会講義集 B・4, 1976, pp. 1-16.
- 8) Taylor, G. I.: The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe, Proc. Roy. Soc. London Ser. A223, 1954, pp. 446-468.
- 9) 大西行雄: 複数地点での流速データの空間正方形格子への割りふりについて, 日本海洋学会秋季大会要旨集, 1977, pp. 32-33.
- 10) 村本嘉雄・道上正規・中川芳一: 開水路流れの縦分散に関する考察, 第20回水理講演会論文集, 1976.