

内湾の物質分散過程における潮流と恒流の相乗効果

大西行雄・國司秀明・吉松康公・秋友和典

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

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

Synopsis

It is well known that the strong tidal current at the narrow strait of the inner bay forms the typical constant-flow vortices. To clarify the water exchange through such a strait, the coupling effect of the constant flow and the tidal oscillatory flow is examined. It is shown that the coupling effect yields the 8-shaped Lagrangean motion through which adjacent vortices intercommunicate, inducing water exchange between them. The exchange coefficient is large enough that it reaches the values usually reported in field observations. The motion diffuses the sea water substantially in time scale longer than the tidal period. The exchange coefficient and the dispersion coefficient are both proportional to the square of the magnitude of the constant flow.

1. 緒 言

内湾における水質環境保全の問題に関して、海水流動場を理解し予測可能とすることは重要なことである。この面での初期の研究では、内湾における海水拡散は主として潮汐振動流の混合効果によると考えられていた。そのことは、内湾の汚濁拡散予測のために行なわれた初期の水理実験や数値実験が潮汐流の現況再現を第一に重視していたことでもわかるだろう。しかしこの考えは後になって次のように否定される。内湾での海水拡散は半日周潮や日周潮で代表されるいわゆる潮汐流よりもむしろゆっくり変動する流れ、すなわち恒流によって荷われている。このことは、例えば樋口ら¹⁾が三河湾の水理模型実験を用いて数量的に示した以外にも多くの研究者によって経験的に指摘されていた。内湾における恒流の維持機構に関する研究も進展し²⁾、今では内湾の汚濁拡散実験においては恒流の再現性が最も重視されるような状況である。研究の概ねの発展方向は誤りではなかっただろう。しかし、内湾のどのような場所においても海水拡散にとって恒流が重要であり潮汐流は考慮しなくてよいという考えが成立するわけではない。

最近では、潮汐振動流と恒流が共存することによる相乗効果として期待される海水分散機能を重視する指摘がなされている。J. I. Zimmerman³⁾は潮汐振動流と、時間的には変化しないが空間的には擬似乱流であるような恒流との共存系を考えて、両者の相乗効果としての分散効果を評価している。彼の理論は恒流の空間的分布を確率的に扱うものであり、恒流が極めて複雑な流況を呈する多島海域において適用性を持つと考えられる。実際に彼は理論をそのような海域の一例であるワッデン海に対して適用して成功している。

本研究は、恒流がもっと重要な役割を果たしている場合について潮汐振動流との相乗効果を論じようとしている。それは特に内湾の湾口や海峡域で重要となるだろう効果である。実際に、このような海域には特殊な恒流が作られることを Yanagi⁴⁾ や Oonishi⁵⁾ は示している。その恒流とは狭水道を形成する地形と関連して潮汐振動流によって海峡を挟むように作られる互いに逆回転の渦流の対である。一例として大西⁶⁾によっ

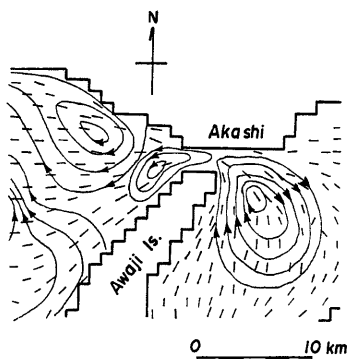


Fig. 1. An example of the tidal current and the constant flow in the actual sea.

て計算された大阪湾の明石海峡付近の潮流と恒流を模式図 (Fig. 1) に示す。図の中で実線は恒流の流線を、線分は潮流楕円の長軸の向き、すなわち潮流の上げと下げの向きを示しているが、恒流を形成している渦が明石海峡で分離されていることに注意しておこう。図は数値実験例であり、実際の海では海峡を通過するような一方向への恒流が存在しているかも知れないが、それでもそれは周辺の海域での恒流に比べれば弱いものだろう。従って、海水拡散を恒流のみで説明しようとするれば、明石海峡は海水の混合を妨げる「壁」であることになる。

実際にそうでないことは明らかであり、様々な海峡における海水混合、あるいは海峡を挟む両水域間の海水交換を水温や塩分などの指標を観測することによって評価しようとする試みは多くなされている (例えば Hayami *et. al.*⁷⁾, 川村ら⁸⁾)。ただそれらの研究は、その方法の適

否や評価値の是非は別にして、事柄の本質を充分に明らかにしていないように思われる。それはこれらの研究が、海水運動の結果として生じる海水交換現象を論じながらそれを引き起こしている運動の実態に触れていないためであろう。その点に関して、Nakajima⁹⁾ は、憩潮時に海峡では2つの水塊が互いに舌状に入り組み合い、潮流が強くなる時刻にこれらが部分的に混合すると述べている。しかしこの場合でも海水混合を実現する運動に関しては、それが一種の乱流であると示唆するに留まっている。

2. 海峡における水のラグランジ運動

海峡域には強い潮汐振動流があり海水は内湾を出入りする。しかし、それが単純な往復流である限り、海峡の横断面に固定された座標系で測定された時間平均流は0である。すなわち長時間の平均としての海水交換は説明できないように見える。そのような場所での海水交換を説明しようとする際に、第一段階の考えは、海水交換の原因を潮汐流が単純な往復流でないことや、恒流自身が海峡を出入りしている可能性や、あるいは流れの乱れ成分に帰着させようとするものであろう。確かにそれらの原因も部分的には真であるに違いないが、それらの原因で実際の海水交換を説明するには以下のような点を踏えておく必要があるだろう。

まず、乱流に原因を求める考え方だが、この場合には「乱流」の定義の曖昧さに注意しておく必要がある。定義が不明確である限り、海洋現象の全ての説明は「乱流」によって可能だが、その説明は何をも明らかにしない。

次は恒流自身が海峡を出入りしている可能性であるが、これは海峡の断面平均成分とシア成分にわけられる。前者は極めてわずかの流速値であっても海水交換にとって重要な役割を演じる可能性を持っているがその測定は困難であり、測定がなされない以上それを論議することは実りが少ない。後者を考えてみよう。恒流が Fig. 2 のような流況を呈する場合には、恒流が海水交換をひき起こすという考えは充分妥当性を持つ。しかし実際には前節で述べたようにこのような形の恒流は考えにくい。誤解を招きそうな状況は Fig. 3 のようなものである。Fig. 3 の実線を流線とするような恒流が存在し、海峡に直角に点線のような断面をとって海峡を挟む両水域 A, B を分離するならば恒流が海水交換を起こしそうである。しかし、2つの渦流を分離する破線で A と B を分けるならば海水交換を説明できない。このことは、恒流のみで海水交換を説明しようとすることの無理を示していると同時に、海峡に形式的に設定した断面を通じての海水交換でなく、恒流の渦対相互の海水交換をこそ明らかにしなければならないことを示している。

最後に、潮汐流が単純な往復運動でないことに海水交換の原因を探してみよう。ここで潮汐流というのは恒流を除去した流れ成分、すなわち測点を固定して時間的に平均をとれば0であるような流れ成分である。

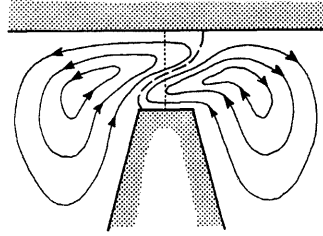
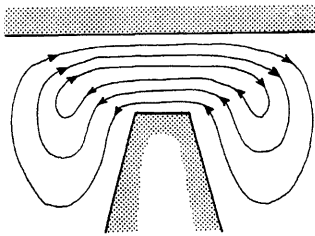


Fig. 2. An unreal flow pattern of the constant flow. Fig. 3. A possible flow pattern of the constant flow.

従ってこの流れによって潮汐周期より長い時間規模で海水交換が起きることを説明するには海水のラグランジ運動に着目しなければならない。一方、振動流によるラグランジ運動に関しては Longuet-Higgins¹⁰⁾ によって導かれた次の一次近似式がよく知られている。

$$\bar{\mathbf{u}}_L = \left(\int \mathbf{u}' dt \cdot \nabla \right) \mathbf{u}' \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\mathbf{u}'$ は振動流の流速を、 $\bar{\mathbf{u}}_L$ はラグランジ平均流速を、— は時間平均を示している。この式で評価される $\bar{\mathbf{u}}_L$ で海水交換を説明しようとすれば次の点に注意する必要がある。その一つは、 $\bar{\mathbf{u}}_L$ を発生させるのが振動流 $\mathbf{u}'$ の振幅や位相の空間変動であるにもかかわらず、海峡域周辺でのそれらの空間変動は未だ充分知られていないので $\bar{\mathbf{u}}_L$ を正しく求めることが困難だという点である。さらに重要なことは $\bar{\mathbf{u}}_L$ という形で流れが整理可能だとしても、 $\bar{\mathbf{u}}_L$ は一種の恒流であってやはり渦を形成するに過ぎないことである。ここでも隣接する渦間の海水交換を別に説明しなければならないのである。

このように推論すれば問題はかなり明かであろう。隣接する渦間の海水交換を「乱流」の助けを借りないで説明しようとすれば潮汐振動流を考えるほかはなく、そこでは海水のラグランジ運動を第一次近似、(1) 式よりも高次のオーダーで評価する必要がある。それを評価して海水交換が可能であることが以下で示される。しかし実際の海峡における流況は極めて複雑なものであり実験によってそれを再現することは現時点では困難である。そこで、本研究では海水交換を起こす原理とその基本的特性のみを明らかにすることに目的を限定して、極端に単純化された状況を考えることにする。

3. モデル

極端に単純化された状況とは次のようなものである。まず、恒流は水平 2 次元の非発散運動で、一対ではなく次々にひき続く渦列を形成しているとする。潮流は (1) 式で定義されるラグランジ平均流 $\bar{\mathbf{u}}_L$ を持たないようなものとし、簡単のために単純な空間変動のない往復運動であるとする。このような恒流と潮流が同程度の強度の流速を持つ場合を考える。このような条件を満たす流速場の一例として次のものを探そう。

$$\left. \begin{aligned} u^*(x^*, y^*, t^*) &= a^* l^* \sin k^* x^* \cos l^* y^* + b^* \cos \omega^* t^* \\ v^*(x^*, y^*, t^*) &= -a^* k^* \cos k^* x^* \sin l^* y^* \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 (x, y, t, u, v) は水平空間座標系、時間、流速成分を表わし、 $*$ は次元つき変数を意味している。対象となる領域は

$$0 \leq y^* \leq \frac{\pi}{l^*} \dots\dots\dots (3)$$

の範囲の水路状の領域である。実際 (2) 式からわかるように、この水路の側壁 ($y^*=0$ と $y^*=\pi/l^*$) ではそれに直交する流速成分 v^* は 0 である。この水路の縦方向には振幅 b^* で周期が $2\pi/\omega^*$ の単純な往復振動流があり、同じく縦方向にひきつづいて π/k^* 間隔で水路幅一杯の、隣り同志が逆回転であるような定常な渦流が存在している。以下の展開を行なう上で、次のように方程式を無次元化しておくのが便利である。

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

ただし,

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

これで水路幅及び渦の縦方向の長さが 1 に規格化され、振動流の周期も 1 に規格化されている。渦流に関する無次元の流線函数 Ψ は

$$\Psi = \frac{A}{\pi} \sin \pi x \sin \pi y \dots\dots\dots (6)$$

と書くことができ、仮りに B で与えられる振動流が無ければ、渦の境界 $x=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ を通じての海水交換が無いことは明らかである。逆に振動流が存在しても、 A で与えられる渦流が無ければ、すなわち $A=0$ ならば、流体は水路内を無次元距離にして $\pm B$ だけ往復運動するが、振動流の一周期経過後には正確に元の位置に戻るだけで実質的な海水交換は生じない。

さて、隣接する渦間での水交換を調べるために最初に、2 節で述べたように流体のラグランジ運動を解析する。その際に用いられる式は次のラグランジ方程式である。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= u(X, Y, t), \\ \frac{dY}{dt} &= v(X, Y, t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

A と B が共に 0 でない場合には、(7) 式の簡単な解析解は存在しないので (7) 式は次の方法で数値積分される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{X^{n+1} - X^n}{\Delta t} &= \frac{A}{2} \sin \pi X^n \cos \pi Y^n + \frac{A}{2} \sin \pi X^{n+1} \cos \pi Y^{n+1} \\ &\quad + \pi B \cos 2\pi n \Delta t + \pi B \cos 2\pi (n+1) \Delta t, \\ \frac{Y^{n+1} - Y^n}{\Delta t} &= -\frac{A}{2} \cos \pi X^n \sin \pi Y^n - \frac{A}{2} \cos \pi X^{n+1} \sin \pi Y^{n+1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ただし X^n, Y^n は時刻 $t=n\Delta t$ におけるラグランジ粒子の位置を表わしている。(8) 式は与えられた X^n, Y^n の組から X^{n+1}, Y^{n+1} を求めるために、あるいは逆に与えられた X^{n+1}, Y^{n+1} から X^n, Y^n を求めるために用いられる。この手続きを繰り返すことで任意の期間にわたる前向きあるいは後ろ向きの時間積分が可能である。

与えられた流動場における海水拡散を調べるもう一つの方法は、次の移流拡散方程式を解くことである。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = \kappa \Delta C \dots\dots\dots (9)$$

ここに $C(x, y, t)$ は任意の指標物質濃度で、 κ は乱流拡散係数である。上で述べたラグランジ粒子追跡の手法と同等の結果を (9) 式から得るためには、拡散係数 κ を 0 にしなければならないが、数値的手法を用いる関係で小さな κ の値を仮定しなければならない。(9) 式は空間格子間隔 Δs を $1/20$ として次の差分式に変換され数値積分される。

$$\begin{aligned} &\frac{C_{i,j}^{n+1} - C_{i,j}^n}{2\Delta t} + \bar{u}_- \frac{C_{i,j}^n - C_{i-1,j}^n}{\Delta s} + \bar{u}_+ \frac{C_{i+1,j}^n - C_{i,j}^n}{\Delta s} \\ &\quad + \bar{v}_- \frac{C_{i,j}^n - C_{i,j-1}^n}{\Delta s} + \bar{v}_+ \frac{C_{i,j+1}^n - C_{i,j}^n}{\Delta s} \\ &= \frac{\kappa}{\Delta s^2} (C_{i-1,j}^{n+1} + C_{i+1,j}^{n+1} + C_{i,j-1}^{n+1} + C_{i,j+1}^{n+1} - 4C_{i,j}^{n+1}) \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_- &= \begin{cases} u_{i-1/2, j}^n & \text{if } u_{i-1/2, j}^n > 0 \\ 0 & \text{if } u_{i-1/2, j}^n \leq 0 \end{cases} \\ \bar{u}_+ &= \begin{cases} 0 & \text{if } u_{i+1/2, j}^n \geq 0 \\ u_{i+1/2, j}^n & \text{if } u_{i+1/2, j}^n < 0 \end{cases} \\ \bar{v}_- &= \begin{cases} v_{i, j-1/2}^n & \text{if } v_{i, j-1/2}^n > 0 \\ 0 & \text{if } v_{i, j-1/2}^n \leq 0 \end{cases} \\ \bar{v}_+ &= \begin{cases} 0 & \text{if } v_{i, j+1/2}^n \geq 0 \\ v_{i, j+1/2}^n & \text{if } v_{i, j+1/2}^n < 0 \end{cases} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

ここに $C_{i,j}^n, u_{i+1/2, j}^n, v_{i, j+1/2}^n$ などとはそれぞれ、 $C((i-\frac{1}{2})\Delta s, (j-\frac{1}{2})\Delta s, n\Delta t), u(i\Delta s, (j-\frac{1}{2})\Delta s, n\Delta t), v((i-\frac{1}{2})\Delta s, j\Delta s, n\Delta t)$ を表わしている。

以下では方程式 (7) あるいは (9) が解かれるが、その前に実際の海峡の例から A や B としてどの程度の値を考えればよいか調べておこう。Fig. 1 で示した明石海峡の例では、渦の大きさは 6~20 km, その流速は約 30 cm/sec, 潮汐振動流の強さは海峡部では 200 cm/sec に達するが平均的には約 50 cm/sec としてよいだろう。これらの値と半日周潮の周期約 12 時間とから、 $k^* = l^* = 1.6 \times 10^{-6} \sim 5.2 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$, $w^* = 1.5 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ となり、結局次の範囲を得る。

$$\left. \begin{aligned} A &= 0.6 \sim 2.1 \\ B &= 0.17 \sim 0.55 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

明石海峡は潮流も恒流も強い海域の例と考えてよいので一般的には (12) 式の範囲あるいはそれを少し下廻る程度の範囲を考慮すればよいだろう。

4. ラグランジュ運動と海水交換

ラグランジュ方程式 (7) の解析結果から海水交換の起きる仕組を図示することができる。粒子運動の典型的な 2 つのパターンを Fig. 4 に示す。この時のパラメータ値は $A=1.0, B=0.2$ である。図中に示された粒子の軌跡 O_1 と O_2 はそれぞれ $t=0.2$ に $(x, y)=(2, 0.5)$ を、 $t=0$ に $(x, y)=(0, 0.5)$ を通過するような水粒子の、 $t=-4$ から $t=4$ に至る 8 周期間の運動を表わしている。粒子 O_1 は渦の 1 つのセルの中にほとんど閉じ込められて運動しているのに対して、粒子 O_2 は 2 つの渦のセルを相互に往きかうような 8 の字型の運動を行なっている。この O_2 のタイプの粒子運動が 2 つのセルの間の海水交換を引き起こしているわけである。

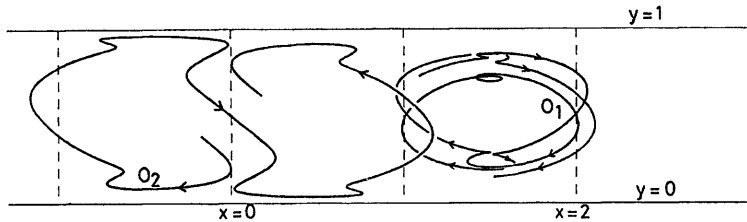


Fig. 4. Two types of the orbital motions. Orbits O_1 and O_2 are of the particles which pass the points $x=2, y=0.5$ at $t=0.2$ and $x=0, y=0.5$ at $t=0$, respectively. The parameters are $A=1$ and $B=0.2$.

恒流と振動流の相乗効果によって海水交換が生じ得ることは上の結果だけでも明らかである。そこでその量を問題にするために次のような海水交換量を定義しよう。すなわち、 $t=0$ において 1 つのセル（例えば $-1 \leq x \leq 0$ ）の内にあって、一周期経過後の $t=1$ においてその右側の外部 ($x > 0$) にあるような水の量を

交換量と定義する。現象の対称性から上の定義中の右側の外部を左側の外部と置き換えても同じ交換量を得る。時刻の基点 $t=0$ は振動流の最強流時に設定されているが、その理由はこの時刻に粒子が渦の境界近傍で平均的位置にあると考えてよいことである。

海水交換量は次の方法で求められる。時刻 $t=0$ において隣接する渦の境界線 ($x=0$) の上に並べられた多数の粒子 (400~20000個) が $t=1$ において存在する位置が (7) 式を解くことによって求められるが、それは海水と共に動く水塊の境界線の位置を教えてくれる。同様に $t=1$ において $x=0$ の上に存在する多数の粒子が $t=0$ において存在した位置を求めることができ、その位置は交換された水の元の位置の境界を示している。このような計算の結果の一例を Fig. 5 に示す。 $t=0$ において、 R_1 , R_2 及び R_3 の位置にあった水は $t=1$ において隣のセルへそれぞれ R_1' , R_2' 及び R_3' へ移っている。ここに論理的には R_1 と R_1' , R_2 と R_2' , R_3 と R_3' の“面積”は等しく、また R_1 と R_3 の面積の和は R_2 の面積と等しく、これは交換量を表わしている。数値計算結果ではこれらの一致は有効数字2~3ケタの程度である。計算精度は主として境界上に並べる粒子の個数に依存しており、逆に有効数字が2~3ケタになるように粒子数が決定されたわけである。Fig. 5 は恒流と潮流の相乗効果による海水交換が単に可能だけでなく、通常考えられる程度の恒流や潮流の強さでもかなりの量の海水交換が起きることを示している。

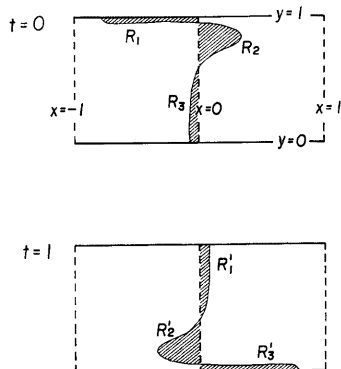


Fig. 5. The location of the exchanged water. The waters which are in the regions R_1 , R_2 and R_3 at $t=0$ (the upper figure) appears in the regions R_1' , R_2' and R_3' at $t=1$ (the lower figure), respectively. The water exchange is defined by the sum of the volumes of R_1 and R_3 , which is equal to the volume R_2 . The parameters are the same as those in Fig. 4.

Table 1. The exchange coefficient.

B	A				
	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.1	0.019	0.074	0.157	0.260	0.374
0.2	0.017	0.066	0.143	0.239	0.348
0.3	0.014	0.056	0.121	0.205	0.304
0.4	0.011	0.042	0.093	0.160	0.242
0.5	0.007	0.028	0.063	0.109	0.168

海水交換量を A と B の様々な組み合わせについて求め B で規格化したものを海水交換係数として Table 1 に示す。なおここに B は渦の境界において測点を固定した場合に渦間を往来する水の量 (潮汐プリズム) を表わしていることを注意しておこう。すなわち、ここで求められた海水交換係数は、潮汐流の最強流時を時間の基点として一周期の間に恒流渦から流出した海水の中で、一周期経過後も元の恒流渦の中に戻らなかった海水の量の比率を示している。この表からも見られるように恒流と潮流の相乗効果だけで、通常観測等から指摘されている10~30%程度の交換率を十分に説明できそうである。

相乗効果の重要性は既に明らかになったが、上で得られた交換現象と長期にわたる水塊の混合との関係をもう少し明確にしておこう。興味のあることは、一つの恒流渦から流出した水塊は、潮汐の周期を追う毎にどのように振舞うのか、そして対象となっている恒流渦からのひき続く水塊の流出は生じるのかという点である。この問題に答えるため、 $t=0$ において $x<0$ の領域に存在した指標水が $t=1, 2, 3, 4$ において占める位置を、上と同様の方法で求め Fig. 6 に示す。この図で $t=1$ における指標水の分布は Fig. 5 で示されたも

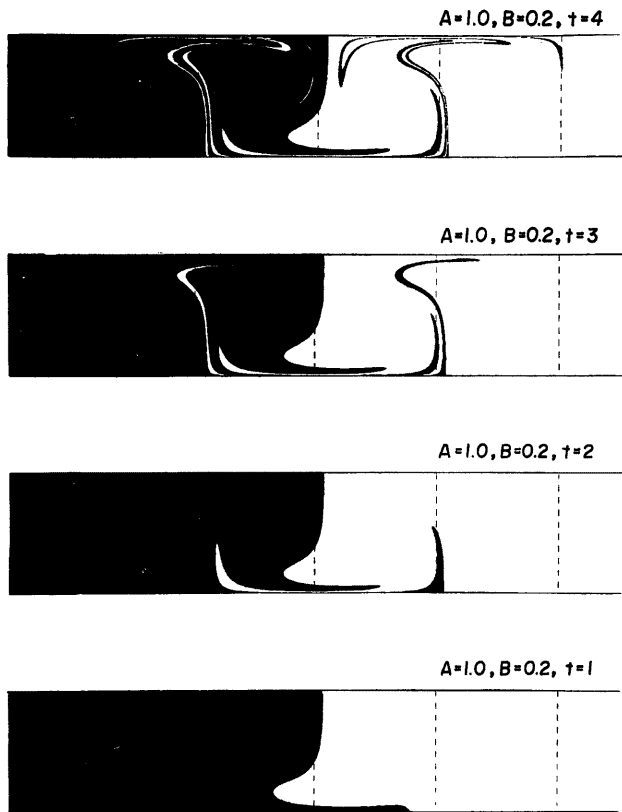


Fig. 6. The tracer distributions at $t=1, 2, 3$ and 4 in the case $A=1.0, B=0.2$. The tracer is set at $t=0$ in region $x \leq 0$, the left-half of the figure.

のと同じである。この状態では指標水は水路の両端で流出，中央で流入する形をとっている。第2周期目の分布を見ると，水路の図中の下半分からの流出水は $x > 0$ の領域への侵入を続けているのに対して，上半分の流出水は進行していないこと，また下半分では新たな流出が発生していることがわかる。明らかに，第1周期目と第2周期目の流出水を区別することができる。同様，第3周期目，第4周期目の分布を見ても同様のことが言え，その時期には指標水の一部は一つおいて隣りのセル ($x \geq 2$) にまで侵入している。実質的な海水交換が水路の下半分，一般的に言えば隣り合う恒流渦の境界付近における流下方向の側壁に近い半分で生じていることに注意しておこう。また，指標水が周期を追う毎に極めて細い帯状に伸びていくことは重要なことで，実際の海では十分に細く伸ばされた水塊は乱流拡散の影響で周辺の海水と混合し，このことによって海峡を挟む水域での実質の拡散が起きると考えられる。

周期を追う毎の流出水の量を Fig. 6 のケースについて求め Fig. 7 に示す。これを見ると第1周期目の流出に比べて第2周期目以降の新規の流出量は小さい。これは Fig. 5 の R_1' の部分が2周期目以降の流出に何ら貢献していないことに対応している。Fig. 7 の場合，第2周期目以降の新規流出量はほとんど等しく

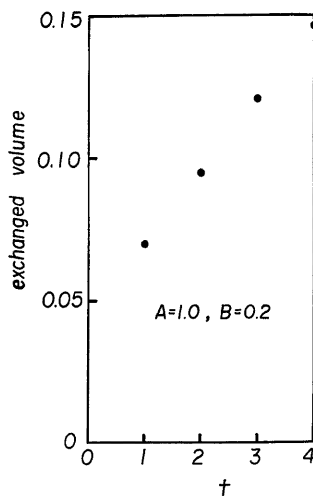
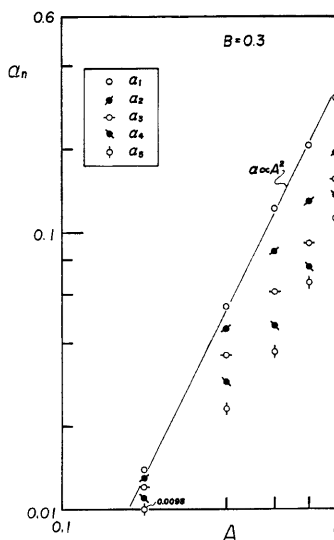


Fig. 7. The time change of the exchanged volume.

Fig. 8. The average exchange coefficient at the n 'th tidal period.

なっている。このことは、Table 1 に示された A, B の組み合わせ 25 ケースについて必ずしも一般的なことではない。これらのケースについて、第 4~5 周期までの交換量が計算されたが、累積交換量は経過周期数の単調増加函数になっていることが一般的に認められた。なお、Fig. 8 に $B=0.3$ の場合の交換係数が示されている。この図から交換係数が A^2 に比例する関係がわかる。同図には、累積交換量を経過周期数 n と B で除した第 n 周期目までの平均交換係数 α_n も示されている。平均交換係数は、経過周期数が増加すると共に低減している。

5. 分散係数

前節では恒流と潮流の相乗効果による海水分散機能を調べる目的でラグランジ粒子運動を解析し海水交換係数を得た。ここで一般的に言えば海水交換量は「仮りに潮流が存在しないならば海水が停滞しなければならないであろうようなセルがあって、そのセルから潮流によって流出した海水の中で潮汐周期の整数倍の時間経過後にそのセルの内部に戻っていない海水の量」として定義された。この海水交換量は経過した潮汐周期数に対して単調増加性を持っていることがわかった。もっとも上で得られた海水交換は直接的に海水拡散を意味してはいない。実際に Fig. 6 の時刻の経過を逆にたどるような指標水の動きを実現する流速場を構成することは容易なのである。それにもかかわらず、上の定義による海水交換の存在がほとんど直接的に海水拡散の存在を意味していると言えるのは、上の解析の中には組み込まれていないが実際の海では乱流拡散が共存しているために細長く伸ばされた指標水は効率よく混合してしまうに違いないということに基づいている。

定性的にはその通りだが、この考えを定量的に推し進めて交換量を分散係数に換算するために次のような考え方ができる。隣り合うセル 1 と 2 における指標水の初期濃度がある時刻に C_1, C_2 であったとする。交換係数を α として、交換した水はセルの中では瞬間的に混合するとすれば、潮汐の一周期経過後の濃度 C_1', C_2' は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} C_1' &= \frac{(V_1 - \alpha B)C_1 + \alpha BC_2}{V_1} \\ C_2' &= \frac{\alpha BC_1 + (V_2 - \alpha B)C_2}{V_2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

ここに V_1, V_2 はそれぞれセル 1, 2 の体積, B は潮汐プリズムである。この式から

$$\frac{C_1' - C_2'}{C_1 - C_2} = 1 - \frac{\alpha B(V_1 + V_2)}{V_1 V_2} \dots\dots\dots (14)$$

を得る。一方、セル間の海水分散係数を D_1 とすると、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} C_1' &= C_1 + \frac{TD_1 S}{V_1 L} (C_2 - C_1) \\ C_2' &= C_2 + \frac{TD_1 S}{V_2 L} (C_1 - C_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

ただし, T は潮汐周期, S は海峡断面積, L はセルの重心間の距離である。これからは

$$\frac{C_1 - C_2'}{C_1 - C_2} = 1 - \frac{TD_1 S}{L} \frac{V_1 + V_2}{V_1 V_2} \dots\dots\dots (16)$$

結局, (14) 式と (16) 式を比較して,

$$D_1 = \alpha B L / TS \dots\dots\dots (17)$$

あるいは現在の問題では $L=1, T=1, S=1$ と無次元化されているから

$$D_1 = \alpha B \dots\dots\dots (18)$$

を得る。(18) 式の B は (5) 式によって無次元化されたものである。

交換係数と分散係数の関係を上のように概略的に把握しておくことは現象を理解する助けとはなるが、用いた瞬間混合の仮定は荒すぎるかも知れない。以下では別の方法で分散係数を推定してみよう。その一つは次のようなものである。時刻 $t=0$ において、セル $-1 \leq x \leq 0$ に 2500 個のラグランジュ粒子が等間隔 $1/50$ で格子状に配置される。粒子の番号を i , 座標を (X_i, Y_i) とすると、縦方向の粒子の分散 σ_z^2 は

$$\left. \begin{aligned} \sigma_z^2 &= \frac{\sum_i (X_i - \bar{X})^2}{2500} \\ \bar{X} &= \frac{\sum_i X_i}{2500} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

と定義される。第 3 節で述べた解析手法によって粒子の位置を求めれば σ_z^2 の時間変動を追うことができるが、これと分散係数 D_2 との間には、

$$D_2 = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_z^2}{dt} \dots\dots\dots (20)$$

の関係がある。粒子の分散していく様子の一例を Fig. 9 に、パラメータ A, B の幾つかの組み合わせに対する σ_z^2 の経時変化の様子を Fig. 10 に示す。第 10 周期目まで計算された分散は経過周期数の 1 次関数に近い形が多いけれども、そうでない場合 (例えば $A=0.6, B=0.3$) には、始めの数周期分だけを採って D_2 を求めた。

分散係数を推定するもう一つの方法は、(9) 式を解く方法である。時刻 $t=0$ において、セル $-1 \leq x \leq 0$ で

$$C = -\sin \pi x \sin \pi y,$$

他の領域で $C=0$ とされた指標水濃度が $t=50$ まで計算された。ただし乱流拡散係数 κ は 0.01 と採られている。濃度分布の時間変化の様子を Fig. 11 に示す。この場合の指標水の分散は

$$\left. \begin{aligned} \sigma_3^2 &= \frac{\int C(x-\bar{x})^2 dx dy}{\int C dx dy} \\ \bar{x} &= \frac{\int C x dx dy}{\int C dx dy} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

で与えられる。ただし積分は C が 0 でない全領域にわたって行なわれる。分散係数 D_3' は (20) 式と同様

$$D_3' = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_3^2}{dt} \dots\dots\dots (22)$$

求められた D_3' の値を Table 2 に示す。ここで $A=0$ や $B=0$ の場合にも D_3' が 0 でないのは、乱流拡散 κ が含まれていること、 B が正の場合の差分打ち切り誤差のためである。だから D_3' の値のうち 0.01 は κ の分として差し引かれなければならない。 $A=0$ のケースについては $D_3'-\kappa$ は B に比例し、大体 $\frac{1}{2} B$ に一致しているが、これは上流差分式を用いたことによる差分打ち切り誤差である。これを補正して

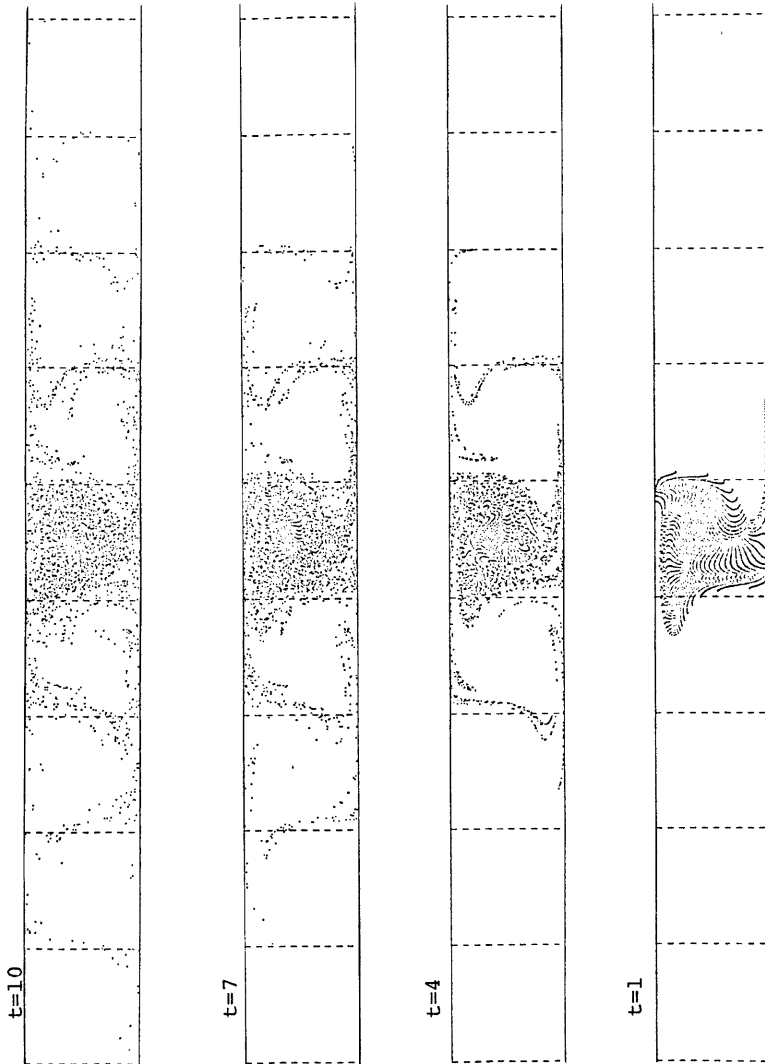


Fig. 9. The time-changing distribution of the 2500 particles which are set at $t=0$ in the center cell. The parameters are $A=1.0$ and $B=0.2$.

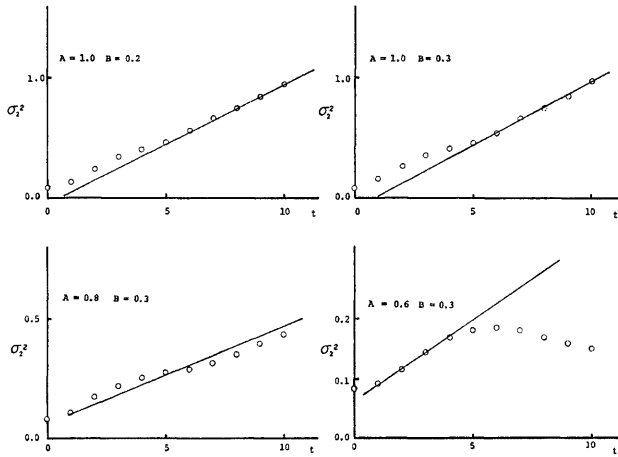


Fig. 10. The time change of the variance σ_x^2 of the particles in the calculations as shown in Fig. 9.

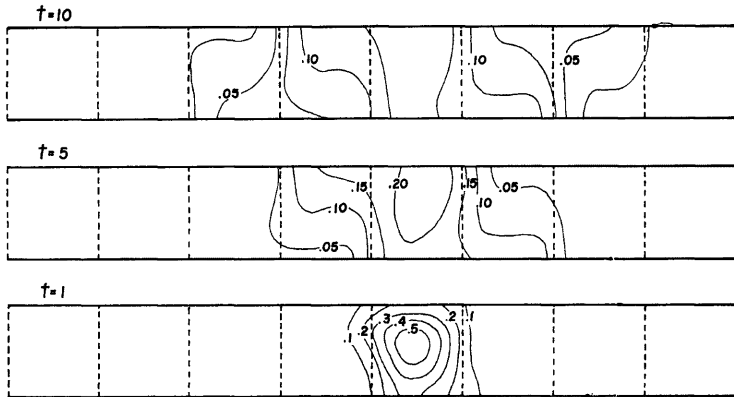


Fig. 11. The time-changing distribution of the concentration of the tracer. The distribution at $t=0$ is given by the equation $C = -\sin \pi x \sin \pi y$. The parameters are $A=0.6$ and $B=0.3$.

$$D_3 = D_3' - \kappa - \frac{1}{2} \Delta s B \quad \dots \dots \dots (23)$$

を求めると、 D_3 が潮流と恒流とさらに乱流拡散 κ の3者の相乗効果としての海水分散能力を表現していると考えられる。

以上の3種の異なる定義による分散係数 D_1 , D_2 , D_3 をそれぞれ Table 3, Table 4, Table 5 に示す。Table 4 で 0? とされているのは10周期までの計算では有意な分散が生じなかったケースである。これらの表から、これら3種の係数のうち D_2 , すなわち乱流拡散を全く含まないものが最小であることがわかり、 D_2 の値が

Table 2. The dispersion coefficient D_3' calculated from Eqs. (21) and (22).

$\begin{matrix} A \\ B \end{matrix}$	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.0	0.010	0.027	0.038	0.046	0.052	0.057
0.1	0.020	0.038	0.054	0.066	0.075	0.083
0.2	0.030	0.045	0.065	0.080	0.091	0.102
0.3	0.040	0.050	0.069	0.085	0.098	0.111
0.4	0.050	0.056	0.069	0.084	0.096	0.108
0.5	0.060	0.063	0.070	0.079	0.089	0.098

Table 4. The dispersion coefficient D_2 calculated from Eqs. (19) and (20).

B	A				
	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.1	0?	0.0028	0.0041	0.016	0.028
0.2	0.0012	0.0046	0.0085	0.022	0.050
0.3	0.0017	0.0052	0.013	0.024	0.052
0.4	0.0010	0.0054	0.013	0.020	0.036
0.5	0.0005	0.0047	0.011	0.017	0.032

Table 3. The dispersion coefficient D_1 calculated from Eq. (17).

B	A				
	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.1	0.0019	0.0074	0.0157	0.0260	0.0374
0.2	0.0034	0.0132	0.0286	0.0578	0.0696
0.3	0.0042	0.0168	0.0363	0.0615	0.0912
0.4	0.0044	0.0168	0.0372	0.0640	0.0968
0.5	0.0035	0.0140	0.0315	0.0545	0.0840

Table 5. The dispersion coefficient D_3 calculated from Eq. (23).

B	A				
	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.1	0.018	0.034	0.046	0.055	0.063
0.2	0.015	0.035	0.049	0.061	0.072
0.3	0.010	0.029	0.045	0.058	0.071
0.4	0.006	0.019	0.034	0.046	0.058
0.5	0.003	0.010	0.019	0.029	0.038

実際の海域における海水混合の推定値の下限を与えるであろうことが推定される。分散係数 D_1 と D_3 は共に潮流、恒流の他に乱流混合を含む相乗効果を表現しており、前者は潮汐の一周期毎のセル内の瞬間混合を仮定し、後者は一定の乱流拡散係数を仮定しているが、潮流の強さ B によってこれら 2 つの評価値の大小関係は逆転している。これら 2 者のうち D_3 の方が実際の海水拡散に近い状況を表現していることは明らかである。何故なら、潮汐一周期毎にセル内が瞬間混合するという仮定は物理的な根拠によるものではなく、全く計算の便法に過ぎないからである。ここで D_1 をあえて採り上げたのは、従来の研究例においてしばしばこのような α と D の換算が行なわれているからであるが、少くとも現在の結果から見ると、 D_1 は真の拡散能力を誤評価していると考えられる。

分散係数の A や B に対する依存性を見るために、 $B=0.3$ の場合について D_2 及び D_3 の A に対する依存性を Fig. 12 に、 $A=1.0$ の場合についてそれらの B に対する依存性を Fig. 13 に示す。Fig. 13 には、 B の小さな値に対する D_2 で Table 5 に示されていない結果も併せて表示されている。Fig. 12 からは、潮流の強さ B が一定の時に、分散係数 D_2 , D_3 は恒流の強さ A の 2 乗に比例すること、特に乱流拡散を含まない D_2 についてそうであることがわかる。一方、Fig. 13 からは、分散係数 D_2 は、恒流の強さ A が一定の時に潮流が十分に弱ければ潮流の強さ B に比例することが見られる。しかし、実際の海域で考えられる程度の潮流の強さ ($B>0.1$) では、 D_2 が B に比例するとは言えず、むしろ B に依存しないと行ったがよいくらいである。もっともこの結果は Yanagi⁽¹¹⁾ や Oonishi⁽¹²⁾ が示したように実際には海峡を挟む恒流の渦対が潮汐流によって作られ、 A の大きさ自身が B の増加に伴って B の 2 乗またはそれ以上の高次のべき乗で増加することを含めて理解しなければならない。概略的に言って、 A を固定して B が変化する時に分散係数はそれほど変化せず、一方、力学的には B が変化するれば A は B^2 に比例すると考えれば、実際の海域では潮汐の大潮、小潮の繰り返しによって B が変化する時に海水分散係数は潮流の強さ B の 4 乗に比例することになる。

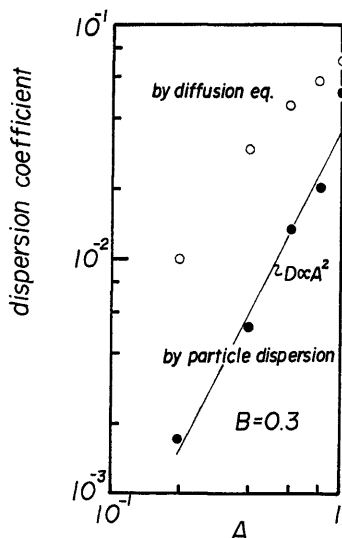


Fig. 12. The dependence of D_2 (●) and D_3 (○) upon A with $B=0.3$.

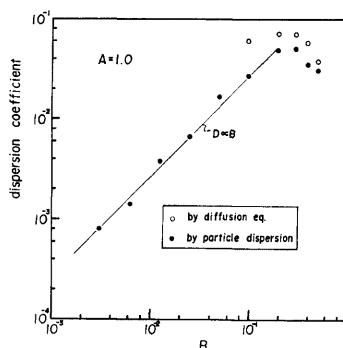


Fig. 13. The dependence of D_2 (●) and D_3 (○) upon B with $A=1.0$.

従来から水質汚濁拡散評価の際の便法として大潮と小潮の平均である年間平均潮に対して恒流の形成を取り扱い、また平均潮において拡散場を評価し、それをもって年間平均拡散場と解釈することが行なわれている。しかし、上で得られた結果から考えればこの便法はかなりの過小評価を与えている可能性が高い。

6. 結 語

内湾における海水拡散において恒流渦の重要性が指摘されているが、実際に恒流渦が孤立した水域でないことは渦間の相互の海水交換の存在を示している。従来の研究ではこの海水交換の機構はほとんど理解されていない。本研究は海水のラグランジ粒子運動を解析して、この海水交換が恒流渦と潮汐振動流の相乗効果によって可能であることを示した。明らかになった点は次のとおりである。

- 1) 隣接する恒流渦の間の海水交換を可能にするのは、それらの渦間を往来する、恒流と潮流の相乗効果による8の字型の軌跡を持つラグランジ粒子運動である。
- 2) 実際の海域で考えられる恒流や潮流の強さを用いた解析結果では、上の機構によって、通常言われている10~30%程度の海水交換係数を十分に説明することができる。
- 3) 上の機構によって恒流渦から流出した海水は、潮汐の数周期程度の短い時間では元の恒流渦には戻らず、またその間に流出水は細い帯状に伸展する。このことは、実際の海域における乱流拡散の存在を考慮すれば、上の海水交換が海水の拡散にとって実質的なものであることを示している。
- 4) 潮流と恒流の相乗効果による粒子の分散から求めた分散係数と、別にその効果以外に乱流拡散を含む移流拡散式を解いて得られた分散係数とを比較すると後者の方が大きく、潮流と恒流の相乗効果のみで評価される分散係数は実際のその推定値として下限を与えている。
- 5) 恒流渦を1つのセルとして、海水交換率を用いて潮汐1周期に1回セル内の海水が瞬間混合すると仮

定して拡散計算を行なう便法があるが、それは海域の拡散能力の誤評価を導く可能性が大きい。

6) 実海域で考えられる潮流と恒流の大きさの範囲では、交換率と分散係数は恒流の強さの 2 乗にほぼ比例する。また、同じ大きさの範囲で、恒流の強さが一定であるならば、交換率は潮流の強さの減少函数となり、分散係数は潮流の強さにあまり依存しない。

7) 潮流によって形成される恒流渦の強さが、潮流の流速の 2 乗またはより高次のべき乗に比例するという従来の知見と、上の結果から、年間平均潮を用いた汚濁拡散実験は海水拡散の年間平均状況を表現せず、拡散能力を過小評価する可能性が大きい。

本研究は現象の基礎的機構と特性を明確にする目的で極端に簡単に状況を限定したが、実海域では潮流の振幅や位相の空間変動等の複雑な因子が存在する。こういった因子の役割は今後の検討に待たなければならない。もとよりこういった拡散特性の研究は水質拡散実験手法の改良のために役立つべきものである。長期間の水質拡散実験が必要とされる昨今では、本研究で行なわれたような潮流を陽に含む計算や、さらにラグランジ方程式による解析は実海域への適用が費用の点で困難である。その意味で、上で得られた相乗効果をうまく表現できるような、潮汐振動のパラメタリゼーションを行なうことは今後の重要な課題である。

参 考 文 献

- 1) 樋口明生・柳 哲雄・柏井 誠：潮流による拡散の水理模型実験について (VI)，京都大学防災研究所年報，第17号 B, 1974, pp. 647-655.
- 2) 大西行雄・國司秀明：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号，第1号，1978, pp. 1-9.
- 3) Zimmerman, J. T. F.: Mixing and Flushing of Tidal Embayments in the Western Dutch Wadden Sea, Part II: Analysis of Mixing Processes, Netherlands Jour. of Sea Res., Vol. 10, No. 4, 1976, pp. 397-439.
- 4) Yanagi, T.: Fundamental Study on the Tidal Residual Circulation, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 32, 1976, pp. 199-208.
- 5) Oonishi, Y.: A Numerical Study on the Tidal Residual Flow. Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 33, 1977, pp. 207-218.
- 6) 大西行雄：大阪湾の恒流に関する数値実験，第26回海岸工学講演会論文集，1979, pp. 514-518.
- 7) Hayami, S., Y. Fukuda and D. Yoda: On the Tidal Mixing of Sea Water through Narrow Channels, Rec. Cceanogr. Works in Japan, Vol. 3, 1957, pp. 49-55.
- 8) 川村雅彦・清水浩輔・小山治行・中嶋秀夫・前川 力：豊後水道の海況と拡散係数3 海と空，第50巻，1975, pp. 43-58.
- 9) Nakajima, H.: Structure of Tidal Mixing at the Hayasui Straits, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 31, 1975, pp. 227-234.
- 10) Longuet-Higgins, M. S.: Mass Transport in Water Waves, Phil. Trans. Roy. Soc., Vol. 245, 1953, pp. 535-581.
- 11) 前出 4) に同じ
- 12) 前出 5) に同じ