

沿岸水域における混合現象

玉井 信行

1 はじめに

海域における物質の混合問題を考える場合にもっとも大切なことは、物質の拡がりの大きさと海域の大きさ、あるいは着目している現象に支配的な影響を及ぼす運動の空間的・時間的なスケールとの相対的な関係を考慮することである。海洋においては水平スケールが鉛直スケールに比し非常に大きいこと、さらに鉛直方向の運動は密度成層により大きく制約を受けることから、従来は主として水平面内の運動が関心を集めてきた。これは海洋乱流理論として体系化され、有名な $4/3$ 乗則は多くの場合に確認されている。

ここではこれらと少し観点を変え、主たる対象として現在活発な人間活動が集中している沿岸域を考え、そこでの潮流の影響下にある混合問題を考える。紙数の都合もあるので従来の成果がまともにつつまあるものはできるだけ一覧表とし、その特徴を議論したい。その過程ではある一つの側面のみを取り出している場合もあるので、省略された面については原著を参照されたい。また著者の考え方の一部は参考文献(1)~(8)に既に発表した。なお、文献(1)と(2)は包括的なものであり、以下のものとの重複も含んでいる。

沿岸域は地球物理学的にみても大洋の表面波のエネルギーあるいは潮汐および海流のエネルギーが失われる場所として重要であり、地球物理学者の関心も高い。^{9)~11)} 沿岸域においては大洋と異なり水平および鉛直スケールともに小さく、潮流その他の海況が境界の影響を受け「分散」に分類される混合現象となることが予測される。したがってここでは海洋拡散に関する従来の成果には触れずに、沿岸域における分散現象について考察を行なうこととする(海洋拡散については文献(12)などに詳しい)。

2 沿岸域での拡散現象のスケール

沿岸域で得られた観測結果を概観し、拡散現象に分類される事象の空間および時間のスケールに対する考え方並びにそのオーダーの確認を行なう。「拡散」は与えられた点における真の輸送と時間的な平均量によるその方向の輸送との差を表現する概念であるから、原則的には均質等方性乱れに対しては分子拡散の概念の拡張として適用が可能である。沿岸域においては鉛直方向、水平方向ともに境界が近くに存在し剪断流れの場となっているので、あるスケール以上の混合現象は「分散」に属することが推測される。

慣性小領域では拡散係数を K 、エネルギー逸散率を ϵ 、物質の拡がりの代表長さを r として次式が成立する。

$$K \propto \epsilon^{1/3} r^{4/3} \quad (1)$$

また慣性小領域での乱れのエネルギースペクトル Φ と波数 k との関係は

$$\Phi \propto \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2)$$

として知られる。凍結乱流の仮定を用いて波数と周波数との間には線型な変換が可能であるとする。こ

ここでは乱れの微細構造には言及せず、等方的な乱れの特性である拡散係数についての $4/3$ 乗則、乱れのスペクトルについての $-5/3$ 乗則が成立する範囲を「拡散型」の混合現象と呼ぶことにする。沿岸域で観測された拡散係数の値を表-1に、また水平流速の乱れのスペクトルを表-2に示す。

表-1 沿岸域における拡散係数
(樋口・杉本¹³⁾の資料の再整理による。記号 Pは現地実測、Mは模型実験における結果を示す。)

観測地点	拡散係数 ($cm^2/sec.$)	染料雲の拡がり	観測時間
有明海 (大牟田沖)	P: $0.1 r^{4/3}$ M: $0.03 r^{4/3}$	$6 \times 10^3 \sim 4 \times 10^4 cm$ "	$5 \times 10^2 \times 10^4 sec.$
水島灘	P: $0.02 r^{4/3}$ M: $0.02 r^{4/3}$	$3 \times 10^3 \sim 3 \times 10^4 cm$ $10^4 \sim 6 \times 10^4 cm$	
塩分濃度分布(筑後川沖) 浮標の分散(水島灘)		10 km 程度まで $4/3$ 乗則が成立	

これらの結果より、沿岸域において境界の影響を受けることなく「拡散型」とみなせる混合現象のスケールは、距離にして約10 km、時間にして数時間のオーダーであることがわかる。これは距離において潮流の流程と同じオーダーである。また時間については水深30 m程度の水域において鉛直方向の速度分布が混合現象に支配的な影響を与え始める時間と同程度(後述)であり、こうした面からも妥当な値と考えうる。従ってこれ以上のスケールの現象に着目する場合には、底面あるいは平面地形の影響を考慮する必要が生じてくる。

しかし、混合現象がどちらの型式に属するかについては固定的な分類はできずに、領域の大きさと混合している物質雲の大きさとの相対的な関係によりどちらの定義域に属するかが決まることに注意する必要がある。例えば、何の限定もなく「拡散型に属する混合現象は小規模なものである」と言えば誤りであろう。日高は太平洋において6,000 kmのオーダーの現象に対し水平拡散係数が $4/3$ 乗則に合致することを報告¹⁵⁾しているが、これは海洋の水平方向の支配的な乱れはこのようなスケールまで等方的であることを示しており、上述の分類で言えば「拡散」現象に属す。

3 一様水路における交番流中の分散モデル

実際の沿岸水域では運動は3次元的でありかつ非定常であるが、この特性のすべてを含んだ理論的な解析は非常に難しい。従ってまず定常流に関する解析が発達し、交番流に対しては擬定常と考え得る場合が最初に考察された。さらに空間的には支配的な速度の偏差が存在する面内における2次元的な解

表-2 沿岸域における水平流速のスペクトルの観測結果
(和田・加藤・片野¹⁴⁾の資料の再整理による。)

観測地点	$-5/3$ 乗則の成立する上限の周期
播磨灘	3時間
鹿島灘	"
内海M地点	"
S地点 { 沿岸方向 直角方向	6時間

析を行なう。このような場合にはその面内の速度分布の関数形を適切に表現すれば、1次元分散方程式により分散係数を理論的に求めることができる。1次元モデルはあまりにも現象を単純化し過ぎたモデルである、という意見もあるが、流れの場の構造と混合の機構との関係を普遍的にかつ最も明快に与えるのは理論解である。従って現象の本質を保存した形で定式化を行なうことができれば、解を求め易い1次元分散方程式は強力な手段となる。しかし1次元解析から得られる結果は、断面内に物質が十分拡がった後の現象にのみ適合する、という制約条件が発生するのはやむを得ない。

ここでは先ず最初に一様水路における交番流中の分散現象を究明した従来の理論的・実験的解析の特徴につき述べる。取り上げた解析の全般的な特徴を示すと表-3のようになる。ここに

$$T' = T/T_c, \quad T_c = h^2/K_v \text{ あるいは } b^2/K_t \quad (3)$$

であり、 T は潮汐周期、 T_c は断面内に拡散により物質が拡がるに要する代表時間、 h は水深、 b は水路半幅、 K_v は鉛直方向の渦動拡散係数、 K_t は水平方向の渦動拡散係数である。 $T' \gg 1$ は断面内の混合が速やかに生じ、1潮汐周期内に断面内の濃度分布がほぼ一様になる場合を示し、 $T' \ll 1$ はこの逆の極限を示す。

表-3 一様水路における分散モデルの一覧

研究者	主たる速度分布の存在方向	速度分布形	解の適用範囲	断面形
Bowden ¹⁶⁾	鉛直	任意	$T' \gg 1$ に対応	単位幅
Harleman 等 ¹⁷⁾	半径方向	対数型	$T' \gg 1$	円管
Okubo ¹⁸⁾	鉛直	線型	$T' \gg 1, T' \ll 1$	半無限水域, 単位幅
Holley 等 ¹⁹⁾	鉛直, 水平	線型	連続	単位幅
福岡 ²⁰⁾	鉛直 半径方向	線型, 放物型, 指数型	連続	円管, 単位幅

これらの研究により明らかになった事柄のうち2点についてやや詳しく以下に記す。まず最初は D/D_∞ と Re 数との関係である。ここに D は潮汐1周期平均の縦分散係数であり、 D_∞ は擬似定常 ($T=\infty$) の場合の縦分散係数である。 D/D_∞ は $Re > 2 \sim 6 \times 10^4$ 程度ではほぼ1に達するが、これより低い Re 数においてはこの比が1.5~2.5程度に増大する^{17), 20)}。これは粘性底層内に捕捉される物質により分散が増大するものと考えられ、交番流では転流時には低速が生ずるので定常流の場合に比しこの影響が顕著に現われる。第2は D/D_∞ と式(3)で示される潮汐の無次元周期 T' との関係である。Holley 等¹⁹⁾ によって得られた関係を図-1に掲げる。これによれば

$$\begin{cases} D = D_\infty & T' > 1 \text{ に対して} \\ D \propto (T')^2 & T' < 0.1 \text{ に対して} \end{cases} \quad (4)$$

であり、同様な関係はOkubo¹⁸⁾ によっても別の解法により得られた。このように鉛直方向の速度偏差の影響については数種の解析があり交番流における分散の特性が明らかになったが、これらは断面形が一様な場合にしか適用できず中洲とか島が存在する水域の混合問題は従来理論的には取扱われてこなかった。またこれらの解析において用いられる渦動拡散係数などは定常流において得られた結果を準

用している。

4 交番流における横方向渦動拡散係数

潮汐流の作用が卓越する比較的浅い内海程度の海域では、島・半島・人工造成地などによって生ずる中規模の地形性乱れが発達すると言われる。ここではこうした水域での混合問題を考える場合の基礎となる、交番流中の横方向渦動拡散係数について述べる。⁵⁾ 縦方向の分散係数は速度分布と横方向渦動拡散係数を知れば理論的に求めることができるが、乱流構造について未知な点が多い現在では水路横断方向の渦動拡散係数と水理量との関係は実験的に求める以外に途がない。

測定に用いられたのは幅 0.8 m、長さ 7 m、深さ 0.15 m の木製水路で、底面には平均粒径 3.55 mm の砂を刷り付けてあり、潮汐流を発生させるには水路両端のフロート回転円板に連結し単振動を発生させることにより行なった。

実験系列 A においては砂利を水路側壁から両側 20 cm の地点まで敷き詰め、水平面内の速度分布を発生させ、交番流と定常流の両者の場合につき横方向渦動拡散係数 K_t を測定した。拡散係数の算出は投入した浮子の統計的分散より行なった。これは比較的浅い水域を念頭に置き、物理量の水平偏差に着目したので水深方向には運動は一様であると仮定した故である。交番流に関する結果を表-4に、定常流に関する結果を表-5に示す。加速域は流速 0 から最高流速時までの $1/4$ 周期間、減速域はそれに続く $1/4$ 周期間、高速域は位相にして $1/8$ から $3/8$ までの $1/4$ 周期間を指す。表-4をみると、減速域における横方向渦動拡散係数が最も大きい、という結果になっている。これは流速の減少期に乱

表-4 交番流中の K_t と $h\bar{u}_*$ との関係

浮子の種類 期 間	6mm径浮子	パンチくず
加速域 平均	$0.062 h\bar{u}_*$	$0.045 h\bar{u}_*$
高速域 平均	$0.065 h\bar{u}_*$	$0.057 h\bar{u}_*$
減速域 平均	$0.119 h\bar{u}_*$	$0.113 h\bar{u}_*$

(注) K_t : 横方向渦動拡散係数, h : 水深,
 u_* : 摩擦速度, $\bar{u}_*$: 各期間での u_* の平均値。

表-5 定常流中の K_t と $h\bar{u}_*$ との関係

水面勾配	2/32,000	3/32,000	7/32,000	24/32,000
K_t	$0.171 h\bar{u}_*$	$0.158 h\bar{u}_*$	$0.144 h\bar{u}_*$	$0.127 h\bar{u}_*$

が大きくなると係数値が小さくなるのは、側壁付近に滞留域ができるとともに水路中央部の流速が大き

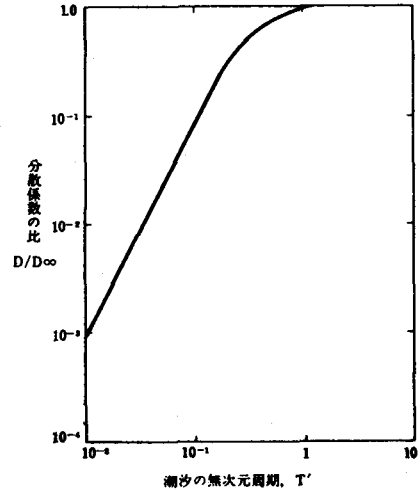


図-1 潮汐の無次元周期による分散係数の変化 (Holley等¹⁹⁾による)

れが発生しやすいことを示すと共に、高速域において発達途上にあった乱れが流速の低減と共に簡単には減衰しないことを示している。このような乱れの特性は円管内の振動流でも観測されている。²²⁾ 従って交番流における K_t を表わすには水深と摩擦速度という代表量のみでは不備であり、乱れの間けつ率のようなパラメーターが必要と思われる。表-5は定常流における実験結果であるが、係数は Elder²³⁾が報告している値より小さい。

この理由はここで報告されている実験が、側壁の粗度により惹起された剪断流れであるためと考えられる。また水面勾配の値

くなり、横方向へは浮子が拡がり難くなることを示している。

この部分の結論としては、側壁の粗度によって生じた横方向の乱れは底面粗度により惹起されたものに比しその強度が小さいと思われ、また一様水路においては交番流中の横方向渦動拡散係数は定常流のそれに比し小さいと考えられる。

実験系列Bにおいては地形性の乱れと水平方向の速度分布による混合の特性を考察した。流れの構造と拡散の結果とが比較できるためにはできるだけ理論解析が行なえることが必要であるので、単純な境界条件で後流を発生させうる模型を考え、長さ20cmの突堤を片側の側壁に40cmの間隔で取付けた。流れの状況は図-2に掲げるように、半周期を3つの特徴ある期間に分割できることがわかった。第1期と第3期においては流速が小さく後流渦は発達しない。また今回の実験では装置の制約もあり水深を大きくして主流部の最大流速を抑えたので、後流渦の強度が微小な期間では他の乱れは存在せず、粒子の分散はもっぱら移流速度の偏差によって生ずる。流速分布を測定し移流による寄与を差引くと、第2期の渦の発達している期間のみの統計的分散を知ることができる。この期間に対して1次元分散方程式を適用して K_t を求めると、この期間の平均値として $3.5\text{ cm}^2/\text{sec}$ を得た。この時期における循環の平均値は $100\text{ cm}^2/\text{sec}$ であり、 K_t の値は循環の約3%であることがわかる。しかしこの関係は未だ豊富な量の実験に基づいているわけではないので、境界条件との関連も含めて今後もさらに検討を進めることが必要であろう。

5 潮汐残渣環流モデル

(a) 潮汐残渣環流モデルによる分散係数の算定

潮流による交番流が卓越する内海域においては、島、半島、周囲の複雑な地形などにより潮汐残渣流が出現し、その流況としては環流状を呈し、大規模な水平混合にはこれが支配的な役割を果たすことが推測されていた。しかしほぼ一様な断面の水路を対象とした解析では上述の現象を説明することはできない。ここでは中洲の多い感潮部とか島や半島の影響で地形性の潮汐残渣環流が発達する水域の分散係数を、水平速度分布の特性を考慮して理論的に求める。

流れの構造に基づく分散の機構を知るためには解析解を得ることが最も望ましいので、環流が発達している海域を現象の基本的特性を損なわずに単純化し、数学的な困難さを取除くことを考える。ここで考えられた基本モデルは図-3に示されている。内海などを念頭におき、水深は相対的に浅く、水深方向には現象は一様と考える。従って混合現象に支配的な役割を果たすものは水平面内の速度偏差である

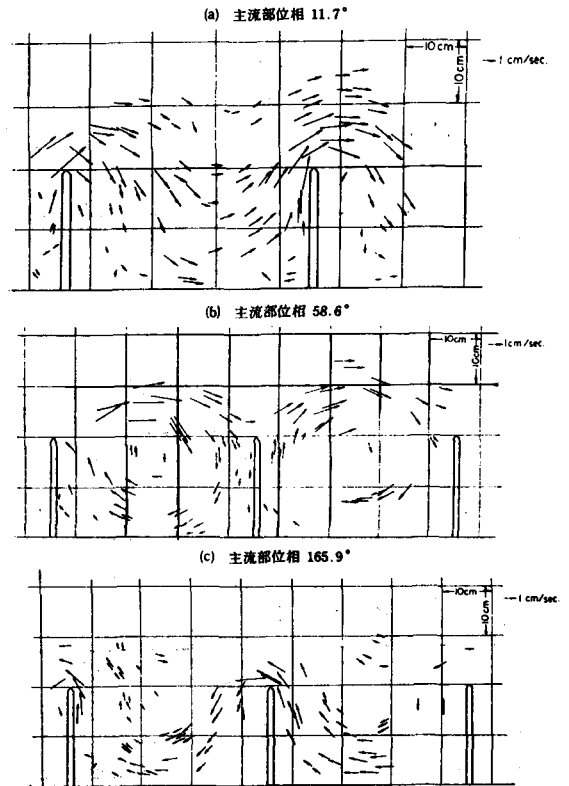


図-2 後流域の流速ベクトルの時間的変化

と考えており、非常に単純なモデルではあるが物理性は具備しているものと考えられる。現象は水平面内の2次元で考え、水路中心軸に関して対称とする。z方向には拡散が卓越し、x方向には移流成分が卓越する。空間的な平均流速は環流部で0であり、主流部で一様とする。Uは潮汐流速の最大値、aは主流部の半幅、bは環流域の片側の幅である。

上述の前提の下に、水平面内の拡散方程式は次式で与えられる。この式は未だ断面平均量を用いてはいないことに留意することが重要である。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} = K_t \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \quad (5)$$

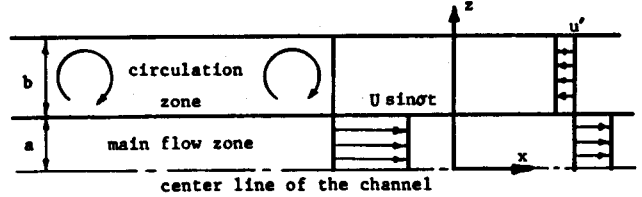


図-3 潮汐残渣環流の基本モデルの模式図

ここに、 u は任意点における流速、 c は濃度、 K_t は横方向渦動拡散係数であり、断面を通じて一定であると考え。この式を断面平均流速で移動する移動座標系における表示に直し、Taylorの考察と同様に濃度分布の擬似定常性と流れの方向の濃度勾配は移動座標系に関して是一定という2点を仮定する。このような前提の下に式(5)は次のような常微分方程式に帰着できる。

$$\frac{u'(a+b)}{K_t} \frac{d\bar{c}}{d\xi} = \frac{d^2 c'}{d\eta^2} \quad (6)$$

ここに、 $\xi = x - \int \bar{u} dt$; $\eta = z/(a+b)$; $\bar{u}$:断面平均流速; $\bar{c}$:断面平均濃度; u' , c' はそれぞれ速度と濃度の断面平均量からの偏差である。また、

$$\left\{ \begin{array}{ll} u' = \frac{b}{a+b} U \sin \sigma \tau & \text{主流域} \\ u' = -\frac{a}{a+b} U \sin \sigma \tau & \text{環流域} \end{array} \right.$$

である。 σ は潮汐運動の角周波数、 $\tau = t$ である。 u' は2つの領域でそれぞれ一定であるから、式(6)より断面内の濃度偏差 c' は η の2次式で表わされることになる。断面内での質量の保存則、主流域と環流域の境界における濃度の連続条件、また水路中心と水路壁面において物質輸送は消失するからその2点における濃度勾配が0になるという条件を用いれば、断面内の濃度偏差は次式のように求められる。ここに、 c' は主流域における濃度偏差、 c'_1 は環流域における偏差を示している。

$$\left\{ \begin{array}{l} c' = A\eta^2 + \frac{2}{3} A\eta_1^3 - \frac{2}{3} A_1\eta_1^3 - A\eta_1^2 + 2A_1\eta_1^2 - 2A_1\eta_1 + \frac{2}{3} A_1 \\ c'_1 = A_1\eta^2 - 2A_1\eta + \frac{2}{3} A\eta_1^3 - \frac{2}{3} A_1\eta_1^3 + A_1\eta_1^2 + \frac{2}{3} A_1 \end{array} \right. \quad (8)$$

ここに $\eta_1 = a/(a+b)$ であり、 A , A_1 は次式で与えられる。

$$A = \frac{b(a+b)U \sin \sigma \tau}{2K_t} \frac{d\bar{c}}{d\xi}, \quad A_1 = \frac{-a(a+b)U \sin \sigma \tau}{2K_t} \frac{d\bar{c}}{d\xi} \quad (9)$$

得られた濃度偏差，速度偏差を用いて断面平均流速で振動している座標系の原点での物質移動量を算定すれば，縦方向分散係数 $D_{t\infty}(\tau)$ を求めることができる。ここに，添字 t は横方向の速度偏差が支配的なモデルであることを示し，添字 ∞ は無限に長い潮汐周期に対する準定常解であることを示している。 $D_{t\infty}(\tau)$ の表示に対し，潮汐周期 T の間の平均値を考えると，潮汐残渣環境の基本モデルにおける分散係数の準定常解が次式のように求まる。

$$D_{t\infty} = \frac{abU^2}{4K_t} \left[\frac{4a}{3b} - \frac{2}{3} \left(\frac{a}{b} + 1 \right) \eta_1 - 2 \left(\frac{a}{b} + 1 \right) \eta_1^2 \right. \\ \left. + 2 \left(\frac{4}{3} + \frac{a}{b} + \frac{b}{3a} \right) \eta_1^3 - \frac{2}{3} \left(\frac{a}{b} + \frac{b}{a} + 2 \right) \eta_1^4 \right]$$

この基本モデルは水路中央が固体壁に替っても，濃度の対称性が成立しているので境界条件等は変化せず，片側のみ環流が形成される場合にも適用が可能である。

Holley等¹⁹⁾は潮汐1周期間の平均分散係数を，潮汐周期と物質の断面内の拡散時間との比 T' の関数として求め， $T' > 1$ では定常流に対する解と一致し，それが最大の分散係数を与えることを示した。模型実験においては表面の浮子は現地時間にして2週間程度で環流の周囲を1回転することが観察されるが，潮汐残渣環流の発達の特性的については現在のところその詳細は不明であるので準定常解のモデルのみに止める。そして適用する場合には，準定常的な条件が満足されているか否かを検討して用いることにする。また横方向渦動拡散係数については前項の結果より，環流域における循環の値の3%とする。

次いで，図-4のごとく主流域が岸沿いに両側に存在する場合につき簡単に触れる。これは瀬戸内海における潮流の分布を検討した結果，こうした形式がみられる海域が存在することが判明したため基本モデルを補う意味合いで計算されたものである。図に示すごとく主流域1，2の幅をそれぞれ a_1 ， a_2 とし，潮流の最大流速を U_1 ， U_2 と書く。環流域の幅は b であり，全水路幅を w とする。

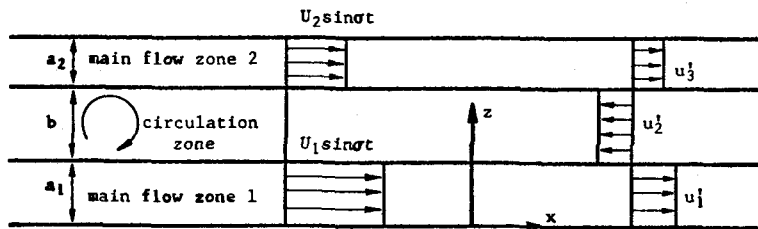


図-4 潮汐残渣環流の修正モデルの模式図

$\eta_1 = a_1/w$ ， $\eta_2 = (a_1 + b)/w$ と書き， $U_1 \geq U_2$ と考え U_1 側に座標原点をとることにする。基本モデルと同様にして修正モデルに対して次式を得る。

$$D_{t\infty} = \eta_1 V_1 V_2 / 12 K_t - \eta_1^3 V_1^3 / 12 K_t + w U_1 V_3 \eta_1^3 (\eta_1 - \eta_2) / 12 K_t \\ + w \eta_1 V_1 \{ U_2 \eta_2^2 (3 - \eta_2) - U_1 \eta_1^2 (3 - \eta_1) \} / 12 K_t$$

$$\begin{aligned}
& -V_2 V_3 (\eta_2 - \eta_1) (2/3 - \eta_2 - \eta_1) / 4 K_t + w U_2 V_3 \{ (\eta_2^3 (\eta_2 - \eta_1) / 3 \\
& + \eta_2 \eta_1 (\eta_2 - \eta_1)) / 4 K_t - V_3^2 (\eta_2^3 - \eta_1^3) / 12 K_t - w U_1 V_2 \eta_1^3 (1 - \eta_2) / 12 K_t \\
& + w U_2 V_2 \eta_2^3 (1 - \eta_2) / 12 K_t - V_2^2 \eta_2 (2 - \eta_2) (1 - \eta_2) / 12 K_t \quad (11)
\end{aligned}$$

ここに $V_1 = a_2 (U_1 - U_2) + b U_1$, $V_2 = a_1 (U_1 - U_2) - b U_2$, $V_3 = a_1 U_1 + a_2 U_2$ である。

(b) 潮汐残渣環流モデルの瀬戸内海への適用

瀬戸内海は図-5に示される如く潮流と複雑な地形により潮汐残渣環流が発達する水域であるので、この結果を用いて潮汐残渣環流モデルから算定される分散係数の妥当性を議論する。この図は、通産省中国工業技術試験所の大型水理模型（230 m×100 m，水平縮尺1/2000）を用いて、潮汐10周期間の浮標の追跡を行ないその流程図を基に作成したものである。⁸⁾ 図中の数字は環流の直径である。現地資

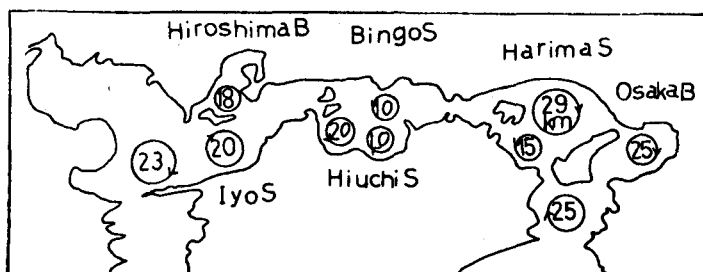


図-5 瀬戸内海水理模型により得られた潮汐残渣環流の分布

料はすべての海域について得られているわけではないが、環流の形状は杉本・樋口²⁴⁾らの小模型の結果、あるいは観測結果などに照らしてほぼ再現されているものと思われる。しかし、流速については杉本・樋口の水平縮尺10万分の1の小規模では過大にでる傾向にあり、今回の値のほうがより妥当と思われる。また、環流の周回方向については豊後水道では現地資料から推定される方向と逆になっているが、潮汐残渣環流モデルにおいては循環の値のみが問題であるので、この点についてはここでは深く追求しない。

潮汐残渣環流モデルは水平面内の1次元分散方程式に帰着されるものであり、これの適用にあたっては水深方向、水路幅方向に物質が拡散により一様化する特性時間を知り、それより時間スケールの大きな現象に適用する必要がある。水深 h ，半幅 b の水路においてそれぞれの方向に濃度が一様化するに要する代表時間 T_v ， T_t は

$$T_v = h^2 / K_v, \quad T_t = b^2 / K_t \quad (12)$$

である。 $K_v = 0.067 h u_*$ であり、 K_t としては図-5に示されるように潮汐残渣環流の発達する水域であるので循環の値の3%であると推定して表-6の結果を得た。この結果より、全域の代表値として $K_t = 3 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$ とする。平均水深30 m，水路幅代表値50 kmと考える。摩擦速度 u_* を推定

表一 6 潮汐残渣環流モデルに用いられた瀬戸内海各海域
における横方向渦動拡散係数, K_t

海 域	環流径, d (10^7 cm)	周回速度, v (cm/sec.)	$\Gamma = \pi v d$ ($10^7 \text{ cm}^2/\text{sec.}$)	$K_t = 0.03 \Gamma$ ($10^6 \text{ cm}^2/\text{sec.}$)
伊予灘(西)	23	30	21.7	6.5
"(東)	22	8	5.5	1.7
広島灘	18	11	6.2	1.9
燧灘(西)	20	29	18.2	5.5
"(東)	12	5	1.9	0.6
備後灘	10	5	1.6	0.5
播磨灘(北)	29	6	5.5	1.7
"(南)	15	34	16.0	4.8
大阪湾	25	14	11.0	3.3
紀伊水道	25	15	11.8	3.5

するに足る資料は乏しいが、定常流における結果を準用して半周期平均流速の $1/20$ 程度と考え
 $u_x = 2 \text{ cm/sec}$ とする。結果は

$$T_v \sim 6 \text{ 時間}, \quad T_t \sim 1 \text{ カ月} \quad (13)$$

となり、この海域では鉛直方向には比較的速く一様化し、かつ1年程度の平均値を議論するのであれば、
1次元分散方程式あるいは準定常の潮汐残渣環流モデルの前提は十分に満足されている。

速水・宇野木²⁵⁾は瀬戸内海の定常1次元解析より、年平均塩素量の分布をもっとも合理的に説明で
きる水平拡散係数(移流の偏差の影響も含んでいる代表値)として $10^7 \text{ cm}^2/\text{sec}$ が妥当であると述べて
いる。潮汐残渣環流の基本モデルによる分散係数を式(10)より算出し、この値と比較してみる。図-5お
よび表-6を参考にして代表値として $a = 5 \text{ km}$, $b = 20 \text{ km}$ とすれば

$$D_{t\infty} = 0.11 a^2 U^2 / K_t \quad (14)$$

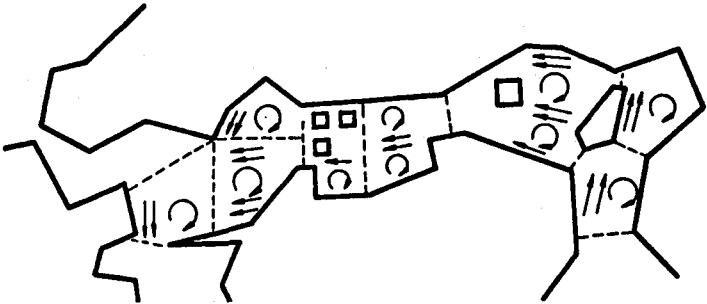
となる。外海との交流による恒流成分は 0.1 cm/sec のオーダーという報告があり、流入する河川水によ
る流れも同程度であるので²⁵⁾ 潮流成分のみを考えればよく、その最大値としては 70 cm/sec 程度が代
表値と考えられる。これらの値に対して基本モデルによる分散係数は式(14)から次のように算定される。

$$D_{t\infty} = 4.5 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{sec} \quad (15)$$

ここに得られた値は上述の定常解とオーダーが一致している。

さらにもう少し詳細に各海域における流況を用いて混合特性を検討する。潮流の強さは海上保安庁発
行の潮流図より定めた。また主流域の位置については潮流図および模型における流況の観察を通して定
めたものであり、図-6に模式的に示されている。そのようにして決定された流況に応じて、基本モデ
ルの全幅および半幅の適用、あるいは2主流域を有する修正モデルが適用された。例えば、紀伊水道、
大阪湾では基本の半幅モデルを用いて算定され、それぞれ四国側、淡路島沿いに主流域があるものと判
定している。このようにして決定した海域の流況特性と、それに基づいて計算された主流方向の分散係
数の値を表-7に掲げる。これによれば、伊予灘と播磨灘北部における予測値がやや大きいのを除けば、
潮汐残渣環流に基づく分散係数は各海域に分割した場合も全体の代表値を求めた場合もほぼ一致してお

り、かつ速水等²⁵⁾が与えた定常解との一致もよいと言えよう。杉本等²⁴⁾も1次元拡散方程式を用いて実験結果を解析し同様な結果を得ているが、従来の結果では流れの場との関係は不明であった。潮汐残渣環流モデルはこの関係を明瞭に示すものと考えられ、結論として、瀬戸内海における1カ月以上の長期間を対象とする平均的な混合特性は潮汐残渣環流と主流との運動学的および幾何学的条件によって決定されていると言える。



図ー 6 環流の特徴に基づく瀬戸内海の家域分割の模式図

表ー 7 潮汐残渣環流モデルにより算定された瀬戸内海各海城における縦方向分散係数及び実験値との比較

海 域	水路幅 (km)	主流部の幅 a (km)	環流城の幅 b (km)	潮汐流速の 最大値 U (knot)	縦分散係数 $D_L \propto 10^7 \text{ cm}^2/\text{sec.}$	実験結果の例 ²⁴⁾ ($10^7 \text{ cm}^2/\text{sec.}$)
伊予灘 (西)	44	21	23	2.0	30.8	3.2
〃 (東) *	30	$a_1 = 5$ $a_2 = 3$	22	$U_1 = 1.5$ $U_2 = 0.75$	15.8	0.5
広島湾	24	6	18	0.5	1.1	1.6
燧 灘 (西)	24	4	20	1.0	0.84	1.1
〃 (東) } **	40	10	10	0.6	4.2	燧灘 (東) 0.65
備後灘						
播磨灘 (北) *	37	$a_1 = 6$ $a_2 = 4$	27	$U_1 = 1.0$ $U_2 = 0.6$	11.8	} 3.1
〃 (南) *	29	$a_1 = 6$ $a_2 = 3$	20	$U_1 = 1.0$ $U_2 = 0.3$	1.9	
大 阪 湾	32	7	25	1.0	2.9	3.3
紀伊水道	36	11	25	0.7	3.4	3.1

(注) * 二主流域を有する修正環流モデルを適用した海城。
 ** 二つの灘で環流モデルを構成する海城。

6 感潮部における密度効果を含む分散モデル

前項までに述べられた混合現象の解析手法は密度分布の影響を考慮していない。僅かに Bowdenの解析が、流速分布に2層流の場合の流速分布形を採用すればその効果を間接的に表現できるようになっている。淡水と海水とがほぼ同等な役割を果たす水域(河川の感潮域、流入河川の比重が高い内湾など)

では主流方向に密度が変化し、それが物質の流動に大きな役割を果たす場合がある。密度効果による断面内の流れは重力循環流 (gravitational circulation) と言われ、流れと平行な鉛直面内の重力循環流の相似解は Hansen and Rattray²⁶⁾ により求められ、横断面内の重力循環流の混合への影響は Fischer²⁷⁾ により論じられた。これらは所謂緩混合あるいは強混合の場合に適用されるものである。このような水域については潮汐プリズムによる解析、1次元拡散方程式を数値的に解いて見掛けの混合係数を求める手法も取られてきたが、これらは平均量を用いた巨視的な取扱いであった。それに反し前記2つの論文は流速分布の特性あるいはその混合への影響という流れの内部機構を論じている点に特色がある。

Hansen等が取扱ったのは流れに平行な鉛直断面内の2次元モデルで、 x 軸は海向きを正とした水平軸、 y 軸は鉛直下向きを正とした鉛直軸である。運動方程式において圧力を消去して渦度で書き表わすと

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} (A_v \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \quad (16)$$

ここに A_v は鉛直方向の渦動粘性係数である。塩分 S に対する拡散方程式は

$$B(u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y}) = \frac{\partial}{\partial x} (BK_h \frac{\partial S}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (BK_v \frac{\partial S}{\partial y}) \quad (17)$$

ここに、 u , v は速度成分； K_v , K_h はそれぞれ鉛直および水平渦動拡散係数； B は水路幅である。密度と塩分濃度との線型関係を考え $Bv = \phi_x$, $Bu = -\phi_y$ で定義される流れ関係を考える。また数学的な簡明さのために長方形断面とし、鉛直混合係数は水深に依らないと考える。流れの方向の塩分濃度の勾配を一定とし、相似解が存在するものと考えたと水平方向の拡散係数は海方向に距離に比例して増加することになる。すなわち、 $K_h = U_f x$ で、 U_f は淡水の流入平均流速である。 $x=0$ での塩分濃度を S_0 と書けば基礎方程式と境界条件を満たす相似解が次のように得られた。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{u}{U_f} = - \frac{d\varphi}{d\eta} \\ \frac{S}{S_0} = 1 + \nu \xi + \frac{\nu}{M} \left[\left(\eta - \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} \left(\eta^2 - \frac{1}{3} \right) - \int_0^\eta \varphi d\eta + \int_0^1 \int_0^\eta \varphi d\eta' d\eta \right] \\ \varphi(\eta) = \frac{1}{2} (2 - 3\eta + \eta^3) - \frac{T}{4} (\eta - 2\eta^2 + \eta^3) - \frac{\nu}{48} R_a (\eta - 3\eta^3 + 2\eta^4) \end{array} \right. \quad (18)$$

ここに、 $\varphi = \phi / BHU_f$, H : 水深, $S^* = S/S_0$, $\nu = dS^*/d\xi$, $\xi = U_f x / K_{h0}$, $\eta = y/H$ で添字の0は $x=0$ における値を示す。また

$$\left\{ \begin{array}{ll} R_a = g \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)_0 H^3 / A_v K_{h0} & \text{感潮域の Rayleigh 数} \\ M = K_v K_{h0} / H^2 U_f^2 & \text{潮汐混合パラメーター} \\ T = BH \tau_w / A_v B U_f & \text{無次元風応力} \end{array} \right. \quad (19)$$

で、 τ_w は水表面での風応力を示す。

式(18)は循環流れが、河川の淡水流量、風応力、 R_a を含む重力による移流項の3つから成立っていることを表わしている。風の応力がない場合、速度分布は νR_a のみにより決定される。 νR_a が大きくなると上層は正方向、下層は負方向を持つ速度分布となる。濃度分布は νR_a と M/ν の両者に影響を受ける。また鉛直方向の塩分の保存条件より、水平方向の塩分濃度勾配 ν の値は水理量の関数として表わし得る。

Fischer は緩混合型の感潮域を対象に速度成分の分解を行ない、Mersey Estuaryでは混合に最も大きな寄与をしているのは横断方向の重力循環流の偏差であることを示した。地形性の環流については触れられている程度でMersey Estuaryでは支配的な要素ではないとしている。彼は1点における流速を

$$\begin{aligned} u(x, y, z, t) &= u_0(x) + u_1(x, t) + u_2(x, y, z, t) \\ &= u_0(x) + u_1(x, t) + u_{st}(x, z) + u_{sv}(x, y, z) \\ &\quad + u'_t(x, z, t) + u'_v(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (20)$$

と書いた。 x は水平陸向き、 y は鉛直下向き、 z は水平横方向の座標軸である。 u_0 は定常流成分であり、 u_1 は潮流成分の各瞬間の断面平均流速、 u_2 は各瞬間における断面平均流速からの偏差である。そしてこの u_2 はさらに潮汐1周期間の平均値 u_s と時間的な変動項 u' とに分解される。すなわち $u_2 = u_s + u'$ である。そして添字 t は水深にわたって平均化された量を示し、添字 v はそれからの水深方向での偏差を示す。濃度 c についても同様な分解を行ない、縦方向分散係数 D として

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{(dc_0/dx)} \left[\overline{u_{st}c_{st}} + \overline{u_{sv}c_{sv}} + \overline{u'_t c'_t} + \overline{u'_v c'_v} \right] \\ &= D_1 + D_2 + D_3 + D_4 \end{aligned} \quad (21)$$

を得た。角括弧 $\langle \rangle$ は潮汐1周期間の平均値、上部の横棒は断面内の平均値を示す。第2項がHansenとRattray²⁶⁾により論じられた重力循環流の鉛直偏差、第3項と第4項はHolley, Harleman and Fischer¹⁹⁾により論じられた水平及び鉛直方向の交番流の流速分布に基づく混合の成分である。

流れと平行な鉛直面内の重力循環流による混合への寄与 D_2 については、Hansen等により得られた速度分布に対してPrychはElderと同様な解析を行ない

$$D_2 = 10^{-2} \frac{H^2}{K_v} (1.3 K^2 + 3.0 K U_f + 1.9 U_f^2) \quad (22)$$

という結果を得た。²⁷⁾ここに $K = H^3 N^2 / 32 A_v$ 、 $N^2 = -(g/\rho) d\rho/dx$ である。

次いで重力循環流の横断方向の偏差について述べる。簡単のため三角形断面水路(一方の岸で最大水深 H 、他方で0)に対して解析された結果は

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(A_v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (23)$$

を水深方向に積分し、潮汐1周期に対して平均化すると

$$u_{st} = -\frac{3}{2} U_f \zeta + K_0 (4 \zeta^2 - 3 \zeta) \quad (24)$$

を得る。ここに $\zeta = h/H = z/B$, H : 堤岸における水路の最大水深, $A_v = A_0 \zeta$, $K_0 = H^3 N^2 / 32 A_0$ となる。第1項は海方向の淡水流速を示し, 第2項は重力循環流を示す。 $K \gg U_f$ の場合を考えれば

$$D_1 = 0.019 K_0^2 B^3 / K_t \quad (25)$$

であり, $K_t = 0.15 H u_*$ と見積られている。前述の如く, Mersey Estuaryでは $D_1 = 4.3 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であり他の項に比し10倍以上となっている。

また弱混合の場合の解析には box modelが Pritchard²⁸⁾, 宇野木²⁹⁾などによって用いられている。

7 相 似 則

沿岸域における混合現象の解明には水理模型実験が多く用いられている。これによって得られた結果をどのように解釈するかは水理模型自体の評価にもつながる問題であるので, ここまでに述べてきたモデルを中心にまとめておく。幾何学的に相似な1次元分散現象が同一の濃度分布を与えるためには, 分散係数 D の原型と模型とにおける比が

$$D_r = L_r h_r^{1/2} \quad (26)$$

である必要がある。この場合, 潮汐模型ではフルード相似の歪み模型が用いられるので, 水平流速の比 U_r は鉛直長さの比 h_r の平方根に等しいとしている。 L_r は水平長さの比である。従来の結果を一覧表にして示す。表-8の結果を導くに当たっては, 鉛直方向の渦動粘性係数は混合距離理論と同様な考

表-8 交番流中の分散モデルにおける相似則

研究者	支配的な速度偏差の存在方向	特徴	分散係数の比
Harleman等 ¹⁷⁾	鉛 直	一様水路	$L_r^{-1/2} h_r^2$
Fischer等 ³⁰⁾	水 平	一様水路	$L_r^{5/2} h_r^{-1}$
玉 井 ⁶⁾	水 平	一様水路 粗度に配慮	$L_r^{3/2}$
玉 井 ⁶⁾	水 平	潮汐残渣環流	$L_r h_r^{1/2}$
式(22)より算出	鉛 直	重力循環流	$(\frac{\Delta \rho}{\rho})^2_r L_r^{-3/2} h_r^3 (K \gg U_f)$
式(25)より算出	水 平	重力循環流	$(\frac{\Delta \rho}{\rho})^2_r L_r^{1/2} h_r$

え方により(水平代表速度)×(鉛直代表長さ)とし, 渦動拡散係数は(水深)×(摩擦速度)に比例するとした。

この結果を眺めると, 式(26)と一致するのは潮汐残渣環流が支配的な場合のみであることがわかる。従

ってこの場合には水理模型実験で得られる無次元濃度分布は原型と一致すると考えられ、また分散係数の比は式(8)で与えられる。その他の場合においては、歪みなしの模型でかつ密度差の比を一致させない限り1次元分散現象は相似とはならない。従って通常の歪み模型を用いるならばこうした場合には原型における濃度分布は実験結果からは直ちに求めることはできず、分散係数を表-8における比率に従って換算し、数学モデルの助けをかりて模型とは独立に計算を実行する必要がある。

8 ま と め

ここでは乱れによる拡散はそれ自身では支配的な役割を果たさず、移流項と相俟って混合現象を決定しているとの立場から議論を進めてきた。すなわち、混合過程の大規模な枠組は流速場によって決定され、乱れは主流と直角方向の小規模な混合に本質的な役割を果たしているわけである。このような「分散」としての考え方で多くの混合現象の内部機構が説明できるのは本文中に見てきた通りである。従来、1次元拡散方程式を用いて見掛けの混合係数を求めてきたのは所謂 black box解析に相当し、「分散」としての見方は流速場の構造、それも移流成分の場所的な偏差を通して内部構造を明きらかにするものである。こうした観点より数種の分散モデルについて取扱ってきたが、最後に、解析の進展と共に現地の流況の把握あるいは測定的重要性を強調したい。これは現実の場においていかなる要因が支配的であるか、すなわち、どのモデルを適用すればよいかを決定するのみでなく、理論の前提条件の確認あるいは従来見落とされていた効果の発見、理論および数値解の結果の判定などのすべてが、最終的には現地の資料の蓄積により決定されるからである。しかし現地における測定は無目的に行なえばよいものではなく、その目標設定のためには理論に根ざした十分な準備が必要であらう。

ここでは数値実験については意識的に触れなかった。数値実験は数量的な解を得るには有力な手段であるが、解き方の問題を除けば基礎方程式として何を採用するかあるいはまた、係数値をどのように与えるかを決定すればその時点で答えは決っている、と言えるからである。数値実験から合理的な解を得るための前提は、理論的研究あるいは水理模型実験を合理的に進めるための前提と同様であると考えたので、紙数の都合もあり敢えて省略した。

またここでは水域の流動に対する物理則のみを論じたが、汚濁負荷との関連あるいは環境への影響評価という観点からは水域の流動特性を含んだ制御系を考えることが必要である。こうした面の研究は水域の混合問題においては発展途上にあると考えられ、二神・玉井・八束³¹⁾の文献を挙げるに止める。

参 考 文 献

- 1) Tamai, N.: Unified view of diffusion and dispersion in coastline waters, J. Faculty of Eng., Univ. of Tokyo, B31, No. 4, 531-692, 1972.
- 2) 玉井信行: 水域における混合問題への水理学的アプローチ (I) ~ (IV), 水利科学, 19, No. 5, 1-61, 1975; 19, No. 6, 38-55, 1975; 20, No. 1, 66-87, 1976; 20, No. 2, 31-50, 1976.
- 3) Tamai, N.: Diffusion due to random waves, Proc. JSCE, No. 203, 79-91, 1972.
- 4) 玉井信行・西村司: 成層流境界面における内部波および混合の特性に関する一考察, 第17回水講, 32-37, 1973.
- 5) Tamai, N. and H. Tanaka: Basic study on the dispersion in oscillatory currents with predominant horizontal shear, Coastal Eng. in Japan, 16, 173-186, 1973.

- 6) 玉井信行：水平速度分布が卓越する場での移流拡散の相似則，第18回水講，19-24，1974.
- 7) Tamai, N.: Dispersion models in coastline waters with predominant transverse shear, Coastal Eng. in Japan, **17**, 185-197, 1974.
- 8) 玉井信行・早川典生：瀬戸内海における潮流と混合に関する研究，第3回国際海洋開発会議論文集，**4**，D-1005，1975（和文，英文）.
- 9) シンポジウム：瀬戸内海の開発と海洋環境，沿岸海洋研究ノート，**9**，No 2，1972.
- 10) シンポジウム：沿岸海域における鉛直循環，沿岸海洋研究ノート，**11**，No 2，1974.
- 11) シンポジウム：沿岸海域における陸水の混合過程，沿岸海洋研究ノート，**12**，No 1，1974.
- 12) 大久保明：海洋乱流・拡散，海洋物理（I）第Ⅲ編，海洋科学基礎講座第1巻，東海大学出版会，1970.
- 13) 樋口明生・杉本隆成：潮流による拡散の水理模型実験について（Ⅳ），京大防災研年報，第13号B，457-470，1970.
- 14) 和田明・加藤正進・片野尚明：潮汐水理模型による拡散予測(2)，第20回海講，215-220，1973.
- 15) Wiegell, R.L.: OCEANOGRAPHICAL ENGINEERING, Prentice-Hall Inc. 436, 1964.
- 16) Bowden, K.F.: Horizontal mixing in the sea due to a shearing current, J.Fluid Mech., **21**, 83-95, 1965.
- 17) Harleman, D.R.F., E.R.Holley and W.C.Huber: Interpretation of water pollution data from tidal estuary models, Proc 3rd Intl.Conf.on water Pollution Res., III-3, 1966.
- 18) Okubo, A.: The effect of shear in an oscillatory current on horizontal diffusion from an instantaneous source, Intl.J.Oceanol.and Limnol., **1**, 194-204, 1967.
- 19) Holley, E.R., D.R.F.Harleman and H.B.Fischer: Dispersion in homogeneous estuary flow, J.Hy.Div., Proc.ASCE, **96**, HY8, 1691-1709, 1970.
- 20) 福岡捷二：交番乱流中の物質の分散，第19回水講，155-160，1975.
- 21) Taylor, G.I.: The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe, Proc.Roy.Soc.London, A **223**, 446-468, 1954.
- 22) 日野幹雄・沢本正樹・高須修二：円管内振動流の乱流遷移に関する実験的研究，土木学会論文報告集，No 237，75-86，1975.
- 23) Elder, J.W: The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow, J.Fluid Mech., **5**, 544-560, 1959.
- 24) 杉本隆成・樋口明生：瀬戸内海における潮汐混合の実験的研究（Ⅱ），京大防災研年報，第15号B，431-440，1972.
- 25) 速水頌一郎・宇野木早苗：瀬戸内海における海水の交流と物質の拡散，第17回海講，385-393，1970.
- 26) Hansen, D.V.and M.Rattray, Jr.: Gravitational circulation in straits and estuaries, J.Mar. Res, **23**, 104-122, 1965.

- 27) Fischer, H.B.: Mass transport mechanisms in partially stratified estuaries, J.Fluid Mech., **53**, 671-687, 1972.
- 28) Pritchard, D.W.: Dispersion and flushing of pollutants in estuaries, J.Hydraulics Div., Proc.ASCE, **95**, HY1, 115-124, 1969.
- 29) 宇野木早苗: 内海の海水交流と鉛直混合に関する一考察, 沿岸海洋研究ノート, **11**, No 2, 85-95, 1974.
- 30) Fischer, H.B. and E.R.Holley: Analysis of the use of distorted hydraulic models for dispersion studies, Water Resources Res., **7**, No 1, 46-51, 1971.
- 31) Futagami, T., N.Tamai and M.Yatsuzuka: FEM coupled with LP for water pollution control, Proc.ASCE, **102**, July Jour.of the Hydraulics Div., 1976 (印刷中)