

— 論 文 —

内湾域における物質分散過程

混合拡散代表時間の意義と Ekman 吹送流や潮汐残差流による物質分散*

安田 秀一†

要 旨

流れのシアーに引き起こされる物質のシアー拡散は、分子拡散と乱流（渦動）拡散に連なる第三の混合希釈過程として、当初は細いパイプや狭い水路の中の溶存態物質を対象に、水理学的な現象として関心を持たれてきた。シアー拡散が生み出す分散係数は、理論上、乱流拡散係数よりも大きくなる可能性もあることから、物質分散の概念は ESTUARY や内湾などの環境流体中の物質輸送の解析にも適用されてきたが、分散係数導出のための基本的な条件を無視して取り扱われることもあった。本報告は、これまで解析されて来た分散係数を沿岸海洋研究者の立場で整理し、環境流体への適用性について考察した。その考察によって分散への懸濁物質の鉛直速度と境界層の相乗作用を示し、吹送流による赤潮プランクトンの水平分散の可能性を解析した。さらに、その解析から混合拡散代表時間の概念に着目して、瀬戸内海の一次元化拡散係数を生み出すプロセスについて検討した。

キーワード：シアー拡散，分散係数，混合拡散代表時間，吹送流，瀬戸内海

1. はじめに

内湾などでみられる物質分散過程は“シアー拡散”とも呼ばれ、環境流体中の物質輸送に関わる物理的現象で、分子拡散、乱流拡散に次ぐ第三の混合希釈過程 (Taylor 1953, 1954) とされている。Fischer (1972) は、Mersey estuary において固定断面を設け、その断面を通

過する塩分フラックスを解析して、流れの方向（縦方向）の分散係数を算出しその構成要素を検討した。そのアイデアは塩分と流速値を基礎データとした算術的（機械的）な計算に基づくため、簡便な手法として水理学、衛生工学などを含む多く海洋環境研究者に適用され、ボックスモデル (Fischer *et al.* 1979) による物質収支や環境容量などの算出に、環境アセスメントの一手法として使われてきた。鉛直〔または断面〕平均化された縦方向分散係数に関しては、導出過程において平均流で移動する座標系におけるものであることの他に、対象とする物質の変動分が平均値よりもかなり小さいこと、および、時間変化率も非常に小さいという前提条件がある。シアー拡散が混合希釈過程であるにも拘わらず、前提条件を考慮することなく拡散現象の物理的過程を無視して、算術的な

* 2013 年 9 月 13 日受領；2014 年 7 月 22 日受理
著作権：日本海洋学会，2015

† 〒 739-2612 東広島市黒瀬町丸山 260-165
TEL：0823-82-5705
e-mail：hy-yasuda@fuga.ocn.ne.jp

断面平均量から輸送量を求めるということが海洋環境に関する研究成果として報告されたために、海洋物理現象を直視してきた研究者らからは、シアア拡散は物理プロセスを無視した仮想の物質輸送過程と見られたのではないかと思われる。

1960年代、沿岸海洋環境が社会問題となり始めた頃、瀬戸内海に関しては、その海水が交換するために要する時間は数10年ということが通説のようになっていたが、速水・宇野木(1970)による塩分収支の計算に基づいた一次元化拡散係数は $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度であるとされ、その拡散係数による海水交換の代表時間は、ボックスモデルの概念を適用することによって1年強と報告された(Takeoka 1984)。海水の交換能力の見積もりが数10倍異なるということは環境容量などを把握する上で無視できることとは思えないが、その根拠や理由に関する検討はほとんどなされてこなかったようである。それ以降、有明海や東京湾などでも、社会的な環境問題を抱えて物質輸送過程の解明が急務となっているにも拘わらず、国内においてはシアア拡散や物質分散の研究はあまり見られない。物質輸送に関わる基本的な課題が未解決のままに、社会的に重大な環境問題が曖昧な根拠の中で議論されたのでは、専門外の一般の方々への説明も覚束ないと思われる。

元来、細いパイプ、もしくは、狭い水路を想定して解析されて来たシアア拡散であるが、本報告では、内湾などの水域においてその環境問題を定量的に評価することを念頭に、Taylor(1953)から提唱された縦方向分散などのシアア拡散は、単なる算術的な平均操作によるものではなく、混合希釈過程の一つで、広いフィールドに適用できる物理的に意味のある物質輸送過程であることを示しながら、そのプロセスと環境流体中における意義について検討する。

シアア拡散の基本的な考え方は、パイプの中の定常流を仮定し、流れの横断方向のシアアと拡散によって引き起こされる縦方向の優勢な混合希釈過程として提唱された(Taylor 1953, 1954)。そのアイデアは、Aris(1956, 1960)、Chatwin(1971, 1975)らによって引き継がれ、さらに、開水路(Elder 1959, Bowden 1965)やエスチャリ(Fischer 1967, Okubo 1967)に応用されてきた。潮流の卓越する内湾を想定した振動流による物質分散は、

Bowden(1965)によって初めて解析され、その後、Holly *et al.*(1970)、Okubo(1973)、福岡(1975)は、現実的な水域を想定してより厳密に解析し実用的な検討を試みた。鉛直平均化された物質濃度に基づくものではあるが、定常流と振動流において初期段階から定常段階までの縦方向分散係数を解析的にして提示したのは福岡(1975)が最初ではないかと思われる。また、広い海域を想定したシアア拡散に関しては、点源パッチ拡散の実験結果の説明のために、Okubo(1968)が一樣なシアアを与えて解析し、境界のないところでもシアア効果が生じることを示している。物質分散に関わるこれらの主要な歴史的業績は、Fischer(1973)やChatwin & Allen(1985)の総説の中に詳しく記されている。後者の中にも記されているように、Smith(1976, 1977, 1981, 1982, 1983)は、数学的な技術を駆使しながら開水路やパイプの中の定常流や非定常な流れを仮定して縦方向分散を詳細に解析し、そのうちの2編(1982, 1983)の中では、振動流において負の分散係数が生じる問題にも触れている。乱流拡散などと同様に物質分散を混合希釈過程の一つと捉えるのであれば負の値は逆の過程を示して不合理であり、物質分散という概念が仮想的で怪しげなプロセスと見られることにもなりかねない。Yasuda(1982, 1984)は、統計的分散値の定義を見直すことによって負の問題を解消し、シアア拡散は物理的な混合希釈過程であることを示した。

本研究は、沿岸海域における物質輸送に関わる物質分散過程の解明を目指し、まず、縦方向分散を取り上げて、流速分布や初期段階からの時間依存性などシアア拡散過程の基本的な振舞いを明らかにする。底層の境界層に分布しやすい沈降性の懸濁物質は、Stokes境界層のシアアとの相乗作用によって効果的に分散されるが、次には、赤潮プランクトンの風による分散消滅の可能性を検討するために、浮遊性懸濁物質の吹送流のシアアによる水平(二次元)分散を解析する。さらに、40年以上も前に速水・宇野木(1970)から提唱された瀬戸内海の一次元化拡散係数 $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ の要因解明を目指して、瀬戸内海水理モデルの縦方向分散係数に関して、混合拡散代表時間を考慮しながら検討しその説明を試みた。

細い水路を対象とした物質分散過程は、Jayaramanら(1998)などによって流軸の湾曲効果や側壁や底面の吸

着効果などを取り上げて、実際の水域内の現象の説明というよりも、理論上高度な縦方向分散として詳しい解析が進められているが、環境流体の中におけるシアー拡散とは乖離しているように思われる。シアー拡散のさらに高度な解析は別に譲り、本報では、従来のシアー拡散の解析から派生して、沿岸海域などの環境流体中のシアー効果による物質分散の意義と可能性をより具体的に示すことを目指している。なお、解析の困難さを避けて基本的なプロセスを明らかにするために、本報では、拡散代表時間に関わる拡散係数や流れのシアーを引き起こす粘性係数は定数とし、さらに流体の密度も一様として、その中で生じるシアー拡散を提示し考察する。

2. 縦方向の物質分散〔一次元化拡散係数〕

物質分散（シアー拡散）を引き起こす流れのシアーは、鉛直方向や水平横断方向など断面内に形成されるが、シアー効果の本質的（実質的）な過程を理解するため、ここでは鉛直方向（ z 方向）のシアーのみを取り上げる。移流を引き起こす流れは x 方向（縦方向とする）に生じるとし、物質の濃度 $C(x, z, t)$ は、シアー拡散を再現できるもっとも簡略化したモデルとして、次のような拡散方程式で支配されるものとする。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u(z, t) \frac{\partial C}{\partial x} = k_2 \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (1)$$

拡散物質は passive matter といわれる溶存態を想定しており、流れ $u(z, t)$ は x 方向に一様で、水深 h は一定とする。初期条件に関しては、 $x = 0$ における瞬間点源か瞬間線源が考えられる。また、境界条件は、 $x = \pm\infty$ において $C = 0$ 、水底 ($z = 0$) と水面 ($z = h$) で物質の出入りが無いと仮定して $\partial C / \partial z = 0$ とする。

空間的および時間的な変動が小さく、浅く狭い水路（または細いパイプ）で断面内の混合拡散時間が非常に小さいという Taylor (1953) の前提のもとで、定常値を仮定して、式 (1) を展開することによって、Fischer ら (1979) は、定常流 $u(z)$ による縦方向分散係数 D_{ss} を次のように導いている。

$$D_{ss} = \frac{1}{k_2 h} \int_0^h u'(z) \int_0^z \int_0^z u'(z) dz dz dz \quad (2)$$

ここで、 $u(z)'$ は定常流 $u(z)$ の鉛直平均値 u_A からの偏差分、つまり、 $u(z) = u_A + u(z)'$ の関係にあり、分散係数 (2) は固定座標ではなく u_A で移動する座標系から観測して導いている。この式は、水深と鉛直拡散率が与えられると流速分布によって分散係数が決まることを示している。式 (2) は Taylor のアイデアを整理して導いたものであるが、Fischer (1972) は、環境流体中において物質の濃度 $C(x, z, t)$ が測定できれば、 $x = x_0$ における縦方向分散係数が次のように求められるとしている。

$$D_{ss} = -\frac{1}{h \partial C_A / \partial x} \int_0^h u' C' dz = -\frac{[u' C']_A}{\partial C_A / \partial x} \quad (3)$$

添字 A は上と同様に鉛直平均、ダッシュ $'$ は平均値からの偏差分を表している*。分散係数 (2) は、拡散現象は平均流で移動する座標系から観測した Lagrange 的なプロセスであるとの前提から導かれたものであるが、(3) は固定された測線上で得られるものである。次元はお互いに一致しているものの、(3) は物質濃度の分布に依存しており物理的に同じものとは言いがたい。Fischer (1972) は、Mersey Estuary に設定した固定断面における流速と塩分のデータをもとに、(3) を適用することによって分散係数の詳細な成分分解を提示したが、Fischer *et al.* (1979) の著書においても、暗黙のうちに (2) と (3) は同じものでもあるかのように扱われて、その整合性の検討がされることはなかった。(3) の適用条件は、濃度の要素も加わって (2) の場合よりも厳しいはずであるが、それを利用したその後の多くの報告書でも条件の適合性などを論じた例はほとんどないと思われる。諄いかもしれないが、(3) はその時の濃度分布に大きく依存していることから、定常段階でのみ分散係数としての意味を持ち、分散の初期段階や拡散物質の供給量が変動する過渡期においては、得られた値はその時だけの計算結果であるとしかれない。固定された測線や断面を利用して物質収支を算出するときには、式 (3) とともにその分子であるフラックスが使われることが多いが、その場合には利用できる条件と根拠、またはその時の状況を明示しておく必要がある。

* Mersey estuary における計算では断面平均値とそれからの偏差分に注目しているが、そのうちの鉛直方向のシアー効果は (3) と同様である。

物質分散過程の時間依存性や Lagrange 的なプロセスであることを考慮に入れて、Aris (1956) は、縦方向に一様な流れを仮定することによってモーメント法を導入し、縦方向分散過程の新たな解析法を提示した。その後、この手法は多くの研究者に適用され、物質分散過程解明の発展に貢献した。ここでは Aris のモーメント法について簡単に整理し、それに基づいて、流速分布に引き起こされるシア効果による混合希釈過程について述べる。

乱流拡散における拡散係数は、拡散物質の広がりを表す統計的分散値 (variance) の時間変化率の $1/2$ で定義されるが、縦方向分散係数も拡散物質の統計的分散値の時間変化率から導く。縦方向分散は上記のような Taylor の前提を元に解析されてきたことから、拡散物質は鉛直方向 (流れの横断方向) に速やかに混合するものとして、ほとんどの研究者は、鉛直平均化された物質濃度の統計的分散値に注目してきた。しかし、実際の河川 (河口) や海域など、水深や幅にある程度のスケールをもつ環境流体中では、拡散物質が投入されて断面方向に速やかに混合されるということはほとんどなく、定常状態に至ることもほとんどあり得ないと思われる。Taylor の前提に基づいた分散の解析は定常状態を仮定したもので、実際の環境流体中では、初期段階から定常段階までのプロセスを把握するなど、その解析には注意を要するといえる。

Fig. 1 は、ある程度の水深を有する流れ場の中で、拡

散物質が $x=0$ において鉛直方向の線源として投入され、流れのシア効果によって分散されている初期段階の様子を図化したものである。流れのシアによって一次のモーメントが引き伸ばされ、鉛直方向の拡散によって水平方向にも混合されていることを表している。このような状態のときに、物質濃度を単純に鉛直平均して統計的分散値を求めると、混合希釈の程度以上に過大評価された値になることがわかるであろう。

拡散物質が式 (1) に従って $C(x, z, t)$ で表されるように分布しているとき、これまでの多くの解析は、 $C_A(x, t) = \int_0^h C(x, z, t) dz/h$ のように鉛直平均した濃度 $C_A(x, t)$ を対象とした。これは、当初、Taylor (1953) が細いパイプや浅く狭い水路を想定したためで、鉛直方向 (断面内) の速やかな混合から、鉛直平均値に比べて偏差分が十分に小さい、つまり $C' \ll C_A$ を前提に解析を行ったことによると思われる。モーメント法を提案した Aris (1956) も、縦方向の p 次のモーメントは、鉛直平均濃度から $M_{pA}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x^p C_A(x, t) dx$ で定義し、統計的分散値は $\sigma_{xA}^2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} [x - \mu_{1A}(t)]^2 C_A(x, t) dx / M_{0A}$ を導入して分散過程を解析した。Yasuda (1982, 1984) は、定常状態よりも初期段階に重点を置き Aris のモーメント法を改良して、 z 方向の依存性も考慮に入れ、 p 次のモーメントを $M_p(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} x^p C(x, z, t) dx$ で定義

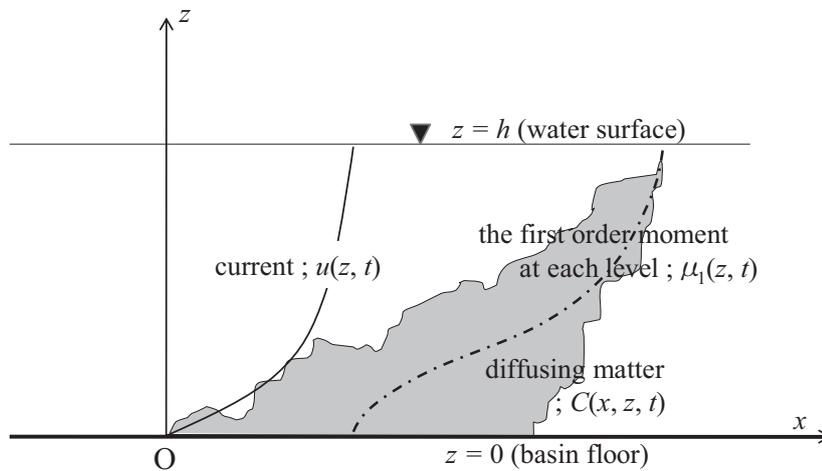


Fig. 1 Explanatory illustration of the dispersing process of matter released as a line source at $x=0$ in a shear current.

することを提案した。また、規格化された p 次のモーメント $\mu_p(z, t)$ は $M_p(z, t)/M_0(z, t)$ から導き、物質の縦方向の広がりの程度を表す統計的分散値も、鉛直分布を考慮して

$\sigma_x^2(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} [x - \mu_1(z, t)]^2 C(x, z, t) dx / M_0(z, t)$ で定義し、 $\mu_2(z, t) - \mu_1(z, t)^2$ から得るものとする。分散係数は $1/2 \cdot d\sigma_x^2(z, t)/dt$ から z 方向に依存するものとして求めることが可能で、このことによってシア効果による縦方向分散が、算術的な平均操作の産物ではなく、環境流体中の混合希釈過程の一つであることを示しているといえる。鉛直平均分散値は、鉛直平均濃度からではなく、 $\int_0^h \sigma_x^2(z, t) dz / h$ から導き、縦方向分散係数はその時間変化率から定義し混合希釈の程度を表した。この定義から、流れのシアによる変形の伸びを表す分散値を除外することができる。

以上の記述に基づいて、内湾などの環境流体中の物質輸送の物理過程解明を念頭に、これまで解析されてきた分散研究の結果との比較もしながら、定常流と振動流の中の物質分散過程の基本的な振る舞いを調べる。

2.1 定常流中の溶存物質の分散

最初に、シンプルな定常流において拡散方程式 (1) で支配される物質分散について整理する。シア拡散を引き起こす (1) の第 2 項の流れは、Fig. 2 のように水底か

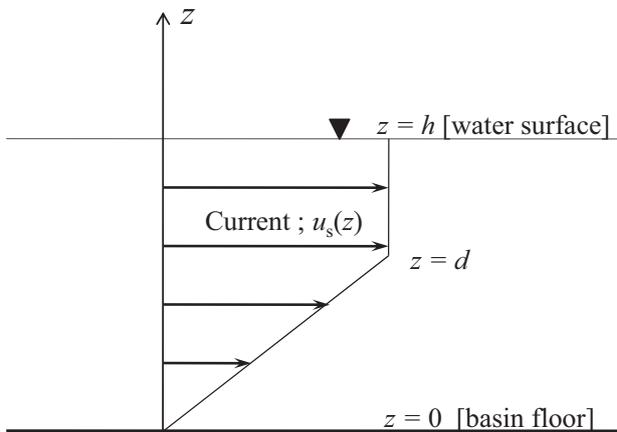


Fig. 2 The vertical profile of the typical shear current used in this section.

らある水深のところまで一定のシアがあり、そこから水面までは一様な鉛直分布をもち、シア領域は d の値によって変化させる。つまり、 $u(z, t) = u_s(z) = U (d \leq z \leq h)$ および $Uz/d (0 \leq z \leq d)$ とする。 $d = 0$ の場合は全水深で一様な流れとなり、 $d = h$ の場合は全水深で一定のシアを保ち線形分布を形成する Couette 流と呼ばれる流れになる。拡散物質を $t = 0$ において $x = 0$ で瞬間線源投入すると、上記のような手順で鉛直平均された分散係数 $D_s(t)$ は次のように求めることができる (Yasuda 1984)。

$$D_s(t) = \frac{U^2 h^2}{k_z} \left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 (\cos m\pi d^* - 1)^2}{(m\pi)^6 d^{*2}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{(m\pi)^2 k_z}{h^2} t\right) \right\}^2 \right] \quad (4)$$

ここで d^* は d/h のことでシア領域の相対厚を表している。ちなみに、この式は、上で述べたように水深毎の一次のモーメントの周りの物質濃度の統計的分散値をもとに、混合希釈のみを考慮した分散係数と云えるが、従来の縦方向分散で示されている鉛直平均濃度に基づいた分散係数 $D_s^*(t)$ は次のように表すことができる。

$$D_s^*(t) = \frac{U^2 h^2}{k_z} \left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 (\cos m\pi d^* - 1)^2}{(m\pi)^6 d^{*2}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{(m\pi)^2 k_z}{h^2} t\right) \right\} \right] \quad (5)$$

混合希釈を無視した鉛直平均濃度は、流れのシアによって引き伸ばされたものまでも含むために、(5) は初期の増加率 (時間変化率) が大きくなっている。時間が経過すると次第に $C' \ll C_A$ が満たされて、(5) と (4) の定常値は次のように同じになることがわかる。

$$D_{ss} = \frac{U^2 h^2}{k_z} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 (\cos m\pi d^* - 1)^2}{(m\pi)^6 d^{*2}} \quad (6)$$

当然のことながら、(6) は、Fischer が提示した (2) から求めたものと同じにならなければならない。ちなみにここで与えた Fig. 2 の流速分布 $u_s(z)$ はフーリエ級数で表記すると次により矛盾はない。

$$u_s(z) = 2U \sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{\sin m\pi d^*}{(m\pi)^2 d^*} - \frac{\cos m\pi}{m\pi} \right] \sin \frac{m\pi}{h} z \quad (7)$$

分散係数は流速分布を表す d^* の値に依存するが、Couette 流 ($d^* = 1$) の場合には (4) の級数は速やかに収束し、 $m = 1$ の第1項のみによって高い近似精度で、分散係数を次のように表示することができる。

$$D_s(t) = \frac{U^2 h^2}{120 k_z} \left[\frac{960}{\pi^6} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{\pi^2 k_z}{h^2} t\right] \right\}^2 \right] \quad (8)$$

さらに、カギ括弧内の π^6 の値は 961.389... であることから $960/\pi^6 \approx 1$ で、(8) は次のように簡単に表される。

$$D_s(t) = D_{s\infty} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\pi^2}{T_c} t\right) \right\}^2 \quad (9)$$

ちなみに、 $D_{s\infty}$ は (8) の係数 $U^2 h^2 / 120 k_z (= U^2 T_c / 120)$ に一致しており、Couette 流中の縦方向分散係数の定常値に相当する (Fischer *et al.* 1979)。この係数の中の $h^2 / k_z (= T_c)$ は鉛直混合時間の代表寸法で、上式において時間 t が $T_c/2$ (混合代表時間の半分) 経過すると、 $D_s(T_c/2) \approx 0.986 D_{s\infty}$ で定常値に近い値になっている。

Fig. 3 は、(6) で表される縦方向分散係数 (定常値) をシアアの相対厚 d^* との関係で描いたものである。これを見ると、分散係数の最大値は、シアアが全水深に行き

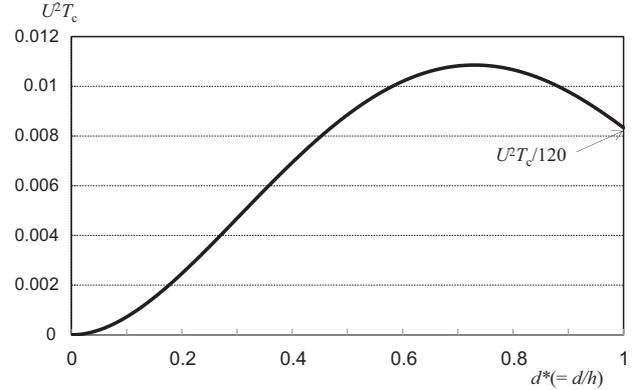


Fig. 3 The variation of the stationary dispersion coefficient with the relative thickness of the shear region, d^* , given by (6).

渡る $d^* = 1$ のときではなく、 $d^* = 0.7$ 前後のところにあることがわかるが、このことは、Couette 流 [$u(z) = Uz/h$] よりも Poiseuille 流 [$u(z) = U(2z/h - z^2/h^2)$] の方で分散係数が大きくなることに対応していると思われる。両流れの鉛直分布を式 (2) に代入すると、Poiseuille 流の方が約 7% 大きいことがわかる。

Fig. 4 は、式 (4) から得られる縦方向分散係数を相対厚 d^* の値毎に初期段階から描いたものである。 d^* の値に関わらず、どの曲線も、時間が $T_c/2$ 経過すると定常

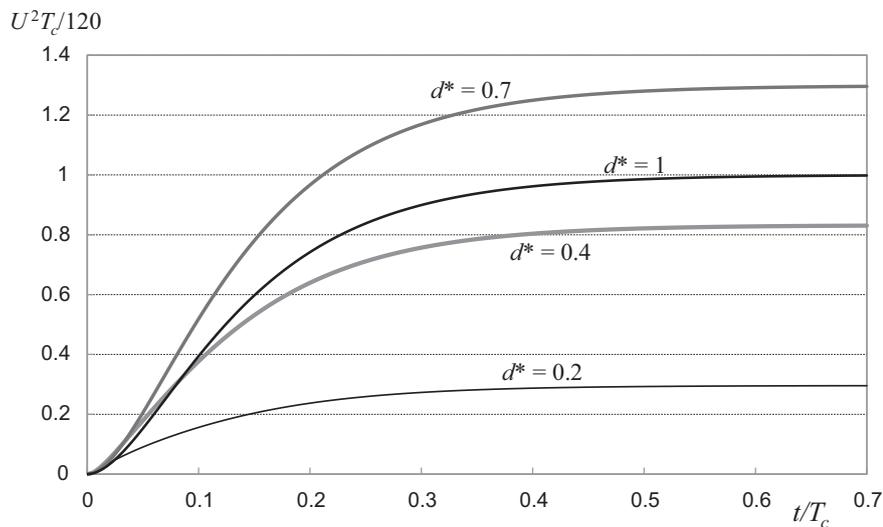


Fig. 4 Temporal variations of the dispersion coefficient from the initial to the stationary stage at each case of d^* .

値に近づいている。ちなみに、ある位置に投入された物質の鉛直方向の拡散のみに注目したとき、拡散物質は水深 h の中を $\partial C / \partial t = k_z \partial^2 C / \partial z^2$ に従って拡散されるが、拡散物質は時間が $T_c/2$ 程度経過した時点で鉛直方向にほぼ一様になる。

水域内の分散現象を扱うときに、定常状態を想定して物質収支などを検討することが見受けられるが、ここで定常状態に至るまでの具体的な時間スケールを押さえておく。今、水深 h を 20 m として鉛直拡散率 k_z を $1 \text{ cm}^2/\text{s}$ (または $10 \text{ cm}^2/\text{s}$) とすると、混合拡散代表時間 T_c の半分は $2 \times 10^6 \text{ s}$ (または $2 \times 10^5 \text{ s}$) で 20 日以上 (またはその 1/10) に相当する。水路などを想定して、拡散物質が投入されて数日間、流量も変わらずに流れることはほとんどあり得ないし、実際の河川や河口においては流れに沿って地形も変化し、一般的には環境流体中において定常段階というものは考えにくい。Fischer (1972) は英国のゆったりと穏やかに流れる Mersey Estuary において定常状態を仮定し、式 (3) に基づく分散係数を導いているわけであるが、固定断面を設定したことだけでなく定常状態の仮定の可否に関しても言及されていない。国内でも多くの環境研究者が彼の手法を用いて分散係数などを得ているが、その値は、その時点の流れと物質分布から導かれたその時だけのものであり、それで得られた値はどのように利用すればよいのであろうか。一步譲って、Mersey Estuary は単調な地形で Taylor の前提に適っているのかもしれないが、国内の河川や内湾などの地形はかなり複雑で、流路方向に定常状態が保ち続けるとは考えにくい。つまり、定常流による分散係数の定常段階というものは国内では適用できるとは言い難い。なお、そのことは鉛直方向 (または断面内) に均質に分布する溶存状態物質の場合で、後で検討する懸濁状態物質の場合には、速やかに定常段階に達する可能性もあり、その限りではない。

2.2 振動流中の溶存物質の分散

瀬戸内海や有明海など、日本国内の内湾では、一般的に振動流である潮流が卓越することが多い。振動流においては混合代表時間 $T_c (= h^2/k_z)$ が長いほど分散係数の定常値は小さくなる (Holly *et al.*, 1970) ことから、混合

時間が大きい場合でも分散係数の定常値は早い段階に達する (Yasuda, 1982, 1984)。定常流中の分散係数は $U^2 T_c$ に比例することから、混合時間が大きいときには時間の経過とともに分散係数は大きくなっていくが、振動流の中では、特に振動周期が混合時間よりも短い場合には、分散係数が十分に大きくなる前に転流することになって分散係数は発達しきれないことになる。定常流の場合と異なり、振動流中の分散係数は小さいものの早い段階で定常値に達し、定常値を議論することも、環境流体中の分散過程を理解する上で意義はあると考える。

振動流中の物質分散の基本的な性質を把握するために、 $u_T(z, t) = u_s(z) \cos(2\pi/T)t$ で表される簡単な振動流を仮定する。 T は振動周期、 $u_s(z)$ は前述の Fig. 2 と同様のものとする。つまり、流れの振幅は鉛直的に Fig. 2 のように分布し、全水深同位相で振動する。縦方向分散係数はかなり複雑な式になり時間が経過しても倍振動周期で変動するが、周期平均した定常値 D_t はモーメント法によって次のように導くことができる (Yasuda 1984)。

$$D_t = \frac{1}{2} \frac{U^2 T_c}{120} \left[240 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(\cos m\pi d^* - 1)}{(m\pi d^*)^2 \{(m\pi)^4 + (2\pi T_r)^2\}} \right] \quad (10)$$

ただし T_r は拡散代表時間 T_c と振動周期 T との比 T_c/T で比拡散代表時間と呼ばれる。係数の $(U^2 T_c/120)/2$ は式 (9) の D_{sc} の 1/2 のことで、 $T_r \ll 1$ (鉛直方向の混合拡散が速い) の場合を解析した Bowden (1965) の、振動流中の分散係数は定常流中の 1/2 になるという結果に対応づけるための表記である。

Holly *et al.* (1970) は、 $d^* = 1$ の Couette 流の場合において、振動流中の分散係数の T_r への依存性を解析し、 T_r が大きいときは分散係数は非常に小さくなることを示したが、(10) は任意の d^* に適用させたものである。Fig. 5 は T_r に依存する分散係数の定常値を d^* の各値毎に描いたもので、Bowden の提示した $U^2 T_c/240$ で無次元化している。 T_r が 0.5 程度より小さいときには、シア領域の厚さによらず“振動流中では定常流中の分散係数の 1/2”という Bowden (1965) の結果を裏付けている。Fig. 3 の定常流の場合でも表しているように、Fig. 5 においても $d^* = 1$ よりも $d^* = 0.7$ の場合の方が T_r によらず

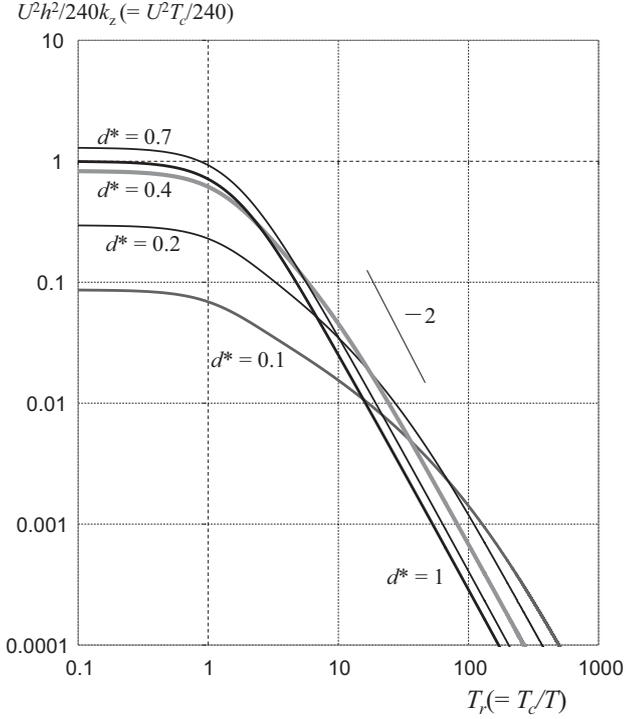


Fig. 5 Variations of the dispersion coefficient normalized by $U^2 H^2 / 240 k_z$ with $T_r (= T_c / T)$ at each $d^* (= d / h)$.

大きくなっていることがわかるが、 d^* が小さくなるに従って T_r による減衰率が抑制されている。このことは、Stokes 層のような境界層が形成される場合には、Couette 流に比べて、 T_r による減少は小さいという Yasuda (1982) の報告を裏付けている。

ところで $d^* = 1$ の Couette 流の場合には (10) の [] 内の級数の収束性は極めて高く第 1 項の $m = 1$ のみで値を精度よく表すことができる。つまり、Couette タイプの振動流中の分散係数 D_{1c} は次のように簡略化することができる。

$$D_{1c} = \frac{U^2 T_c}{240} \frac{1}{1 + T_r^2 / 2.46} = \frac{D_{s\infty}}{2(1 + T_r^2 / 2.46)} \quad (11)$$

$D_{s\infty}$ は (9) のものと同様で、Holly *et al.* (1970) の解よりもかなり簡略化されており T_r が大きくなると分散係数は T_r の 2 乗に反比例する傾向にあることがわかる。言うまでもなく (11) によるグラフは Fig. 5 の $d^* = 1$ のものと

ほとんど一致している。また、鉛直混合が盛んで $T_r < 1$ が十分に成り立つときには、Bowden (1965) の結果、 $D_{1c} = D_{s\infty} / 2$ が成り立つことをわかりやすく表しているといえる。

上記のように Taylor や Bowden らの解析に準じて、分散係数を $U^2 T_c$ で無次元化する形で表記しているが、(11) をよく見ると拡散代表時間 T_c が T_r の中にも入っており、分散係数が T_r の 2 乗に反比例するという表現も最適とは言い難い。そこで振動流の中ではより一般的なタイムスケールである振動周期 T を用いて、 $U^2 T$ で分散係数 (10) を書き改めると

$$D_t = U^2 T \left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{T_r (\cos m\pi d^* - 1)^2}{(m\pi d^*)^2 \{(m\pi)^4 + (2\pi T_r)^2\}} \right] \quad (12)$$

となり、 T_r が大きいときのその依存性は 2 次ではなく 1 次に反比例すると見なすことができる。Fig. 6 は、(12) に基づいて、無次元化のための係数を $U^2 T / 10^3$ で置き換えた場合の Fig. 5 に対応する振動流中の分散係数を描いたものである。これを見ると T_r が小さいときには、分散係数のシア領域の相対厚への依存性は定常流中のものと同様に見えるが、相対厚が小さくなるに従って T_r が大きいときにも分散係数は有意な値を取り得ることが期待される。例えば、 T_r の値が 300 を超える時、 $d^* = 0.1$

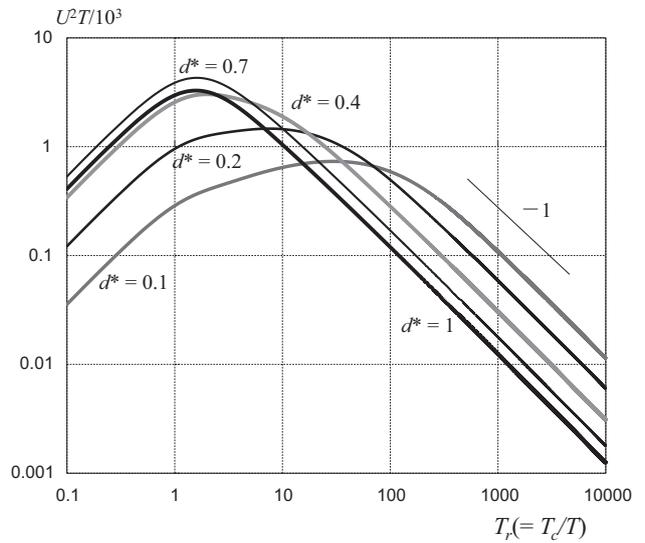


Fig. 6 The same diagram as Fig. 5 but the dispersion coefficients are normalized by $U^2 T / 10^3$.

のときの分散係数は $d^* = 1$ の場合の 10 倍以上になることが見て取れる。振動流においては、Stokes 層と呼ばれる境界層が形成されると考えられるが、上記のことは、Holly らが扱った線形分布流よりは、解析解で得られる Stokes 境界層の場合に、振動流においても有意な分散係数が生み出される可能性を示唆している。

式 (12) においても、 $d^* = 1$ の場合には収束性が高いことから第一項のみで高い精度で得られる。(12) の [] 内の第一項は $(4/\pi^6) [T_r / \{1 + (4/\pi^2) T_r^2\}]$ のように表すことができ、 $4/\pi^6$ と $4/\pi^4$ はそれぞれ $1/240.347 \dots$ と $1/2.4638 \dots$ であり、(11) は $d^* = 1$ の場合に限り、次のように書き改めることができる。

$$D_{IC} = \frac{U^2 T}{240} \left[\frac{T_r}{1 + T_r^2 / 2.46} \right] \quad (13)$$

この表記は、 T_r の値が大きくなると D_{IC} は T_r に反比例しているといえる。また、これによる曲線は、Fig. 6 の $d^* = 1$ のものとほとんど一致している。

以上の物質分散を引き起こす流速分布は、従来の Taylor (1953, 1954), Bowden (1965), Holly *et al.* (1970) らの研究結果との比較も考慮に入れ、流れのシアー効果を明瞭にするために強制的に与えたが、粘性率と拡散率が関連性がなく現実離れしている。これ以降は、解析解の中で有意と考えられる境界層として現れるシアーを考察の対象とする。解析に際しては、流れのシアーを形成する粘性率とシアー拡散を生み出す拡散率は理想化した定数とするが、第一段階として、拡散と粘性による流体力学的なプロセスが矛盾しないような解析・考察を試みる。

2.3 Stokes 境界層を形成する振動流中の懸濁物質の縦方向分散

本節の元となった解析内容は、すでに Yasuda (1989) に著しているが、次節の吹送流による水平分散との関連もあり、ここでは実際の海域における懸濁物質の分散の挙動を記述し、混合希釈過程としての意義を新たに示す。

振動流は、Fig. 1 のような水域を圧力勾配力が $F \sin \sigma t$ で変動する場合に生じる流れとする。ただし σ は振動数で $2\pi/T$ に相当し、 T は前節の振動周期である。流れ u

(z, t) は縦方向 (x 方向) には一様で運動方程式は次のとおりとする。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = F \sin \sigma t + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (14)$$

F は縦方向の圧力勾配力の振幅、 ν は鉛直方向の動粘性率で、流れの縦方向の変化は無視している。境界条件は $z = 0$ の水底で $u = 0$ 、 $z = h$ の水面は境界層厚よりも上部にあるとすると、振動流の解は $u(z, t) = U_T [\{1 - \exp(-\beta_s z)\} \sin \sigma t + \exp(-\beta_s z) \cos \sigma t]$ で表すことができる。ただし、 U_T は F/σ のことで水面における振動流の振幅に相当し、 β_s は $(\sigma/2\nu)^{1/2}$ でその逆数は振動流が形成する境界層 (Stokes 層) 厚の代表寸法である。この振動流の解は、水深 h が Stokes 層厚よりも大きい場合 [$\exp(-\beta_s h) \approx 0$], つまりシアー領域とポテンシャル領域が共存する場合で、浅い [$\beta_s h$ が小さい] 場合の振舞いは前節 2.2 より推測することができる。

拡散物質が懸濁態の場合には、Fig. 1 のようなモデルの中では、周囲の水との密度の違いによって拡散物質が鉛直方向に速度をもつことになる。その沈降速度や上昇速度にも加速度があるはずであるが、ここでは非常に遅いとみなして一定値 w とする。解析手順の詳細は Yasuda (1989) に譲るが、拡散物質自身が鉛直速度 w を持つことから、物質の移流拡散方程式は、(1) の左辺に $w \partial C / \partial z$ が加わることになる。境界条件に関しては、 x 方向は (1) の場合と同様であるが、 z 方向は、水面 ($z = h$) と水底 ($z = 0$) で物質の出入りはないとして $wC - k_z \partial C / \partial z = 0$ とする。

Fig. 7 は、Yasuda (1989) で得られた懸濁物質の縦方向分散係数を鉛直速度 w の関数として、それぞれの水深の水域毎に描いたものである。その値は定常段階において周期平均したもので、水域の無次元水深 h^* は $\beta_s h$ である。鉛直速度の無次元化に際しては、長さの次元として水深 h ではなく境界層厚の代表寸法 β_s^{-1} に着目して、 $w^* = w / \beta_s k_z$ の無次元速度を導入しているが、分散係数は拡散物質の鉛直速度に大きく依存していることがわかる。 w^* が正の場合は上昇速度となり、それが大きくなると拡散物質は水面近くに分布し、底層の Stokes 層のシアー効果を受けにくくなって分散係数が小さくなっている。負の場合は沈降速度となるが、それが大きくなるに

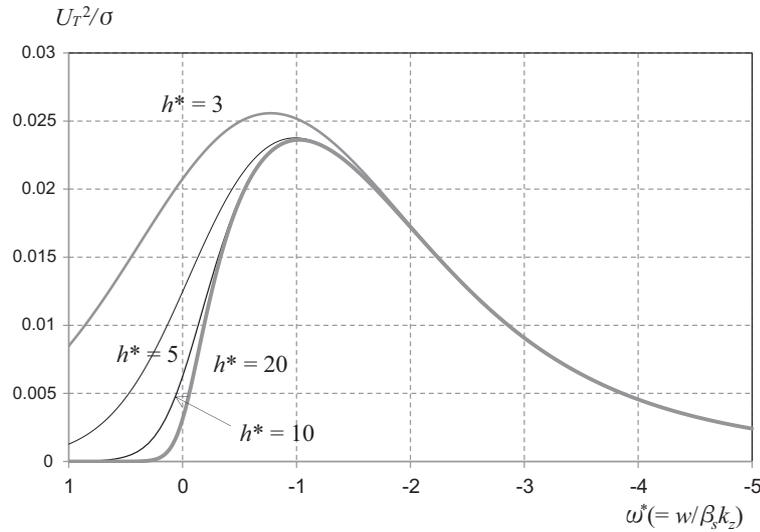


Fig. 7 Variations with the settling velocity, $\omega^*(=w/\beta_s k_z)$, of the periodically averaged dispersion coefficient at the stationary stage for some cases of $h^*(=\beta_s h)$.

従って底層のシア領域に分布する割合が多くなり、Stokes層(実質的な厚さは $\pi\beta_s^{-1}$ とされる)のシアを効果的に受ける。 $\omega^*=-1$ のときに分散係数は最大値になっており、沈降速度がさらに大きくなると再び小さくなっている。ちなみに、分散係数の規格化のための時間スケールは、振動周期ではなく、後の吹送流の場合のコリオリパラメータ f を考慮して、振動数 σ を適用している。

懸濁物質に及ぼす Stokes 層のシア効果については、振動流の場合には、比拡散代表時間 $T_r(=T_c/T)$ が小さいときに振動流による縦方向分散が有意になるが (Fig. 5), $\omega^*=-1$ のときは拡散物質が分布する層厚が全水深 h に比べて薄くなり、実質的な T_r が小さくなったことで分散係数が大きくなったものと考えられる。

ところで、拡散物質自身の鉛直速度 w を考慮した懸濁物質の縦方向分散は、すでに Wilson & Okubo (1978) が振動流も考慮して解析しているが、彼らは速度分布を Couette タイプの線形流としたために、沈降速度は分散係数を小さくすると結論づけた。 $\omega^*=-1$ を超えて分散係数が小さくなる理由と彼らの結論の理由は関連しており、ここで、Couette 流では懸濁物質の分散係数が小さくなる理由を挙げる。

Fig. 8 には Couette タイプの線形流と Stokes 層を形成

する流れの流速分布を描いた。底層に漂う懸濁物質の領域の代表寸法を図のように h_d とする。分散係数 (10) や (12) に示すように、その大きさは最大流速 U の 2 乗に比例しているが、その U は、それぞれの流れの中で拡散物質が存在する領域の最大値として、図中の U_l と U_s のように対応づけられる。図からもわかるように、明らかに $U_l < U_s$ であり、(a) の線形流では分散係数が著しく小さくなることが推測される。Fig. 7 は、沈降速度がある値を超えて大きくなると分散係数は小さくなることを示しているが、そのときには Stokes 層のシア層厚よりも薄く分布することになり、上で述べたように、Fig. 8 の h_d が薄くなって分散に関わる実質的な U_s が小さくなるためといえる。

Fig. 7 で示された分散係数の大きさを把握するために、大雑把ではあるが、ここで概算値を算出してみる。振動流は M_2 潮流であるとしてその境界層外での振幅 U_T を 30 cm/s と仮定すると、縦軸の U_T^2/σ の値は 6.4×10^6 cm^2/s となり $\omega^*=-1$ における分散係数は 1.5×10^5 cm^2/s となる。また、 $U_T=50$ cm/s を仮定すると 4.3×10^5 cm^2/s となる。この値は Orlob (1959) の乱流拡散係数を表すダイアグラムに比べても一桁近く大きい値と云えるし、少なくとも、“環境流体中では振動流による分散係数は無視できるほど小さい”ということにはならないと

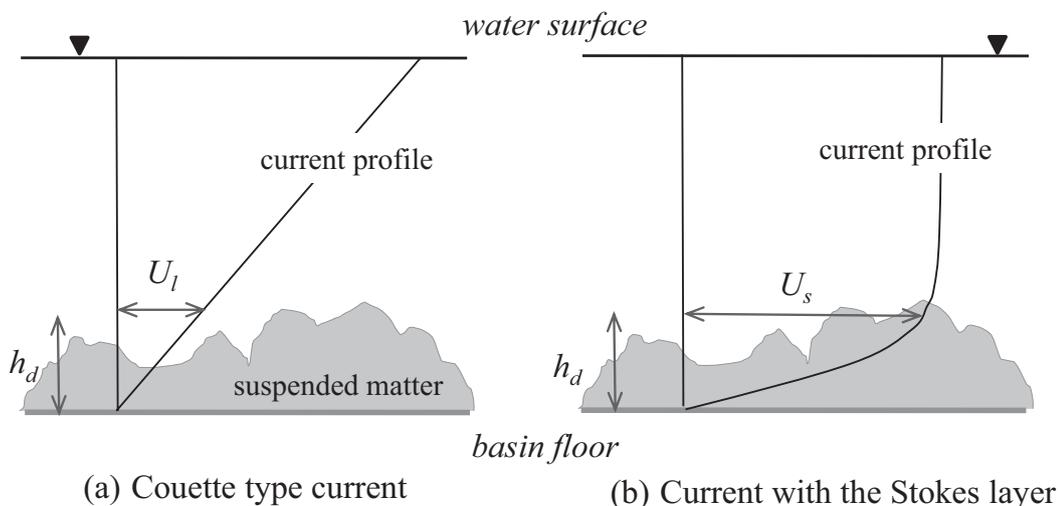


Fig. 8 Explanatory illustration for comparison between two types of current of the dispersion process of matter suspended around the floor.

思われる。瀬戸内海などの底質分布を見ると（谷本ら 1984），粒度の勾配は潮流の主軸の横断方向にあることが多い。つまり，微細な底泥は潮流の主軸方向成分に一樣になる傾向にあって，横断方向に粒度の変化が大きいということである。このことに関しては，Yasuda *et al.* (2001) は周防灘西部海域に的を絞ってその分布要因に関わる詳細な検討を行っている。底泥が潮流の主軸方向に一樣化する傾向は，潮流によって再懸濁された物質がここで挙げたプロセスによって有意な縦方向分散で引き起こされていると考える。

このような過程が状況証拠だけでなく実際のプロセスとしても起こりうることも示しておく。周防灘西部海域では，貧酸素水塊形成に関する総合的な観測を行ってきた。2005年と2007年には15日以上定点観測など，さらには2008年初秋の大潮期に，潮流による再懸濁に関わる詳細な観測を実施した（安田ら 2010）。その観測では定点における1時間毎のCTD測定も行い，海底から海面までの濁度の鉛直分布の1昼夜変動を調べた。その結果を安田ら（2010）の Fig. 5 に描いて潮流による再懸濁の様子を示しているが，濁度の鉛直分布は周期的に大きく変動していた。その図の元になったデータを1昼夜（25時間）で平均して濁度の鉛直分布を新たに描くと Fig. 9 のようになった。この観測では，潮流の M_2 成分の振幅

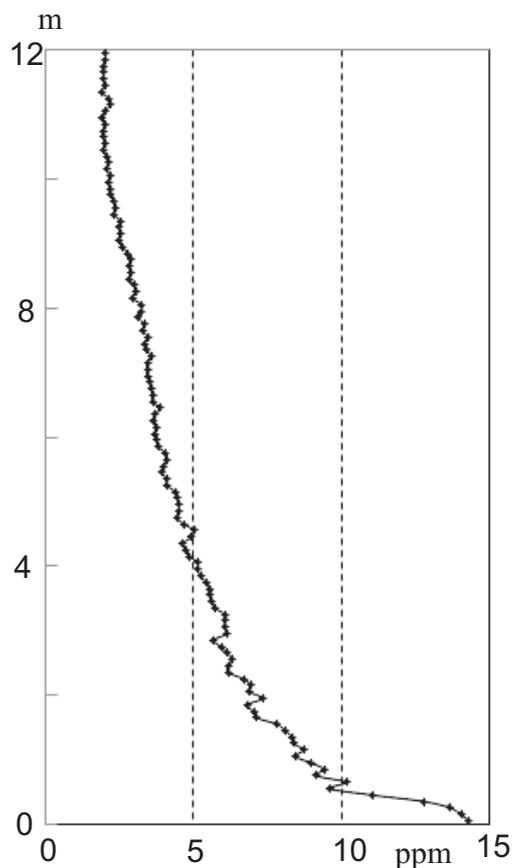


Fig. 9 Vertical variation of the diurnally averaged turbidity at a station in Suonada sound.

と位相から、海底上3 m から5 m の Stokes 層が存在していることが認められているが、この図は Stokes 層のシア効果を受けやすいように懸濁物が分布していることを如実に示しているといえる。

本報では、シア効果による物質分散の基本的なプロセスを明らかにすることを目的していることから、粘性係数や拡散係数は一定値として解析的に扱いやすいモデルを用いているが、境界層や懸濁態物質の境界近傍の振舞いなど、単純化しすぎの感も否めない。モデルを高度にして、Mei & Chian (1994) や Ng (2004), Mondal & Mazumder (2008) は、時間的に変動する拡散係数や粘性係数を考慮して懸濁物質の縦方向分散を解析した。さらに、Mazumder & Paul (2012) は数値モデルを導入して、懸濁物質の水底での境界条件をより現実的な環境流体に近いものにしたが、拡散率の時間依存性はそれほど重要ではないと結論し、水底の境界条件についても、本報告と概ね類似する結果になったといえる。

上記の潮流を想定した物質分散過程は、海底付近に漂いやすい懸濁物質と海底上のシア領域である境界層の相乗作用が効果的な物質分散を生み出すことを示しているが、次には吹送流が形成する表層の Ekman 境界層に注目して、海面付近に浮遊する物質の分散過程を解析す

る。

3. 吹送流による懸濁物質の分散

閉鎖的な沿岸海域における海水交換や物質輸送に及ぼす吹送流の評価に関して、磯辺ら (1993) や万田ら (2006) は、長期間の平均値を用いたために風による効果は小さいと結論づけているが、よく知られているように、風は非常に変動的でその振幅も大きい。また、定常的な風であっても変動の大きい慣性流が生成されるなど、平均値や定常値で物質輸送を論じることは、潮流の卓越する海域で、潮汐振動流を無視して、弱い潮汐残差流のみを考慮することと同様と云えるのではないだろうか。風は一時的にでも強く吹くこともあり、そのときの物質輸送効果も沿岸海域では重要な物理過程と考える。前節に示した振動流の役割のように、吹送流による物質輸送も、その変動性を考慮に入れて丁寧に解析する必要がある。物質輸送への風の長期的な影響に関しては磯辺ら (1993) や万田ら (2006) に譲り、本報ではシア拡散の応用例として、物質分散に及ぼす風の効果を初期段階からの時間変化に的を絞って、その振舞いを解析する。

Fig. 10 は表層に浮遊する物質が漂って海面を風が吹い

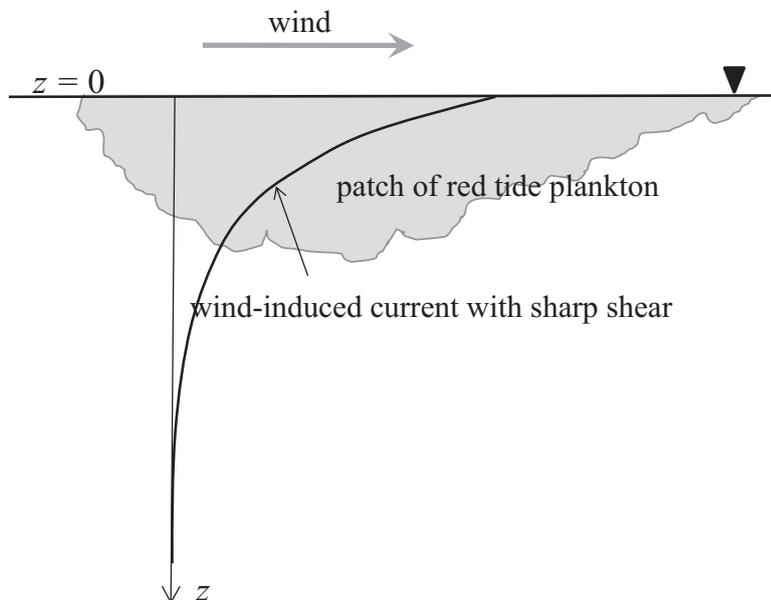


Fig. 10 Image of dispersion of red tide plankton near the water surface due to the wind drift current.

たときの様子を描いたものであるが、このように吹送流のシアと拡散物質がうまく配置されると効果的な分散が引き起こされると考えられる。振動流の場合と同様に、理想化されたモデルの中ではあるが、最近では風の卓越しやすい海域で拡散する放射性物質が注目されていることもあり、吹送流による物質分散過程を、考え方として整理しておくことは、意義もあるのではないかと考える。振動流による物質分散に引き続いて、ここでは Fig. 10 のような吹送流によって引き起こされる物質分散過程を解析する。なお、ここで注目する表層に浮遊する物質は、海洋環境学の立場から赤潮プランクトンや浮遊ゴミなどを想定することができる。

3.1 自転効果がない場合の分散

シア効果による物質分散過程の理解を深めるために、まず、自転効果がない場合の水路のような水域の上を風が吹き始めた場合を想定する。水路と同じ x 方向の風による流れ $u(z, t)$ は次のような運動方程式で表される。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (15)$$

解析のしやすさから、吹送流の場合の鉛直方向の z 軸は、前節までとは逆に、水面を $z = 0$ として下向きにとり、動粘性率 ν は定数とする。境界条件は、水底 ($z = h$) では $u = 0$ で、水面では風の応力 τ が与えられるとして $-\nu \partial u / \partial z = \tau$ とする。風の応力 τ は一定で、 $t = 0$ で突然吹き始めてそれによって流れが生成されるものとする。(15) は単純な放物型の偏微分方程式で、上記の境界条件から一般的に次のような解を導くことができる。

$$u(z, t) = \frac{\tau h}{\nu} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2\{1 - \exp(-\nu \alpha_n^2 t)\}}{(\alpha_n h)^2} \cos \alpha_n z \quad (16)$$

ここに $\alpha_n = (2n + 1)\pi / 2h$ である。Fig. 11 は、風応力 τ によって発達する吹送流の水面から水底までの鉛直分布の時間変化を描いたものである。時間は h^2/ν で規格化しているが、水面で与えられた一定値のシアは、拡散物質の混合と同様に時間とともに水底の方に拡散し、 $t = 15 (h^2/\nu) / 30$ 経過すると $t = \infty$ の分布にかなり近づく。このときの定常値 $u_s(z)$ は $\tau (h - z) / \nu$ で Couette

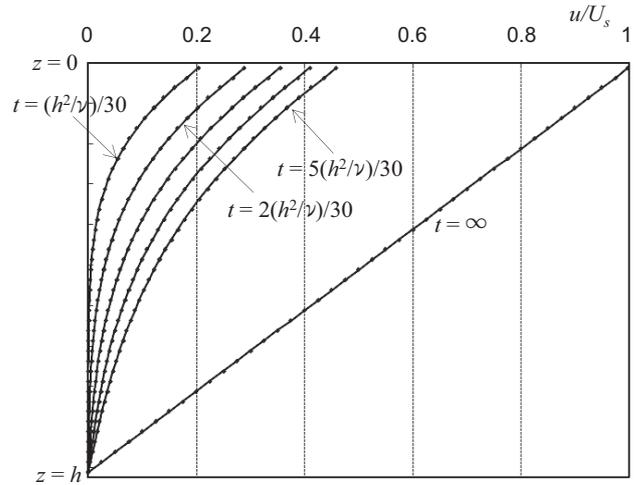


Fig. 11 Vertical profiles of the developing current due to the uniform wind with no Earth rotation effect at each elapsed time.

流となり、そのときの水面における値 U_s は (16) の右辺の係数にある $\tau h / \nu$ に相当する。

物質濃度 $C(x, z, t)$ に関わる移流拡散方程式、および、 p 次のモーメント $M_p(z, t)$ に関する方程式は、懸濁物質 ($w \neq 0$) というこで、それぞれ次のようになる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u(z, t) \frac{\partial C}{\partial x} + w \frac{\partial C}{\partial z} = k_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (17)$$

$$\frac{\partial M_p}{\partial t} + w \frac{\partial M_p}{\partial z} - k_z \frac{\partial^2 M_p}{\partial z^2} = pu(z, t) M_{p-1}(z, t) \quad (18)$$

拡散物質の初期条件は、一般的に、瞬間点源投入か、前述のような瞬間線源投入で与えられるが、懸濁物質で w がある場合には線源投入においても、0 次のモーメント $M_0(z, t)$ は $\partial M_0 / \partial t + w \partial M_0 / \partial z - k_z \partial^2 M_0 / \partial z^2 = 0$ の解として時間的に変化し、解析に考慮すべき条件が増えて煩雑になる。ここではその煩雑さを避けるために M_0 はすでに定常状態にある場合を解析する。線源投入したときの初期濃度を C_0 とすると、定常状態の 0 次のモーメントは $w \partial M_0 / \partial z - k_z \partial^2 M_0 / \partial z^2 = 0$ を解いて次のように表される。

$$M_0(z, t \rightarrow \infty) = C_0 \frac{w}{k_z} \frac{\exp(wz/k_z)}{\exp(wh/k_z) - 1} \quad (19)$$

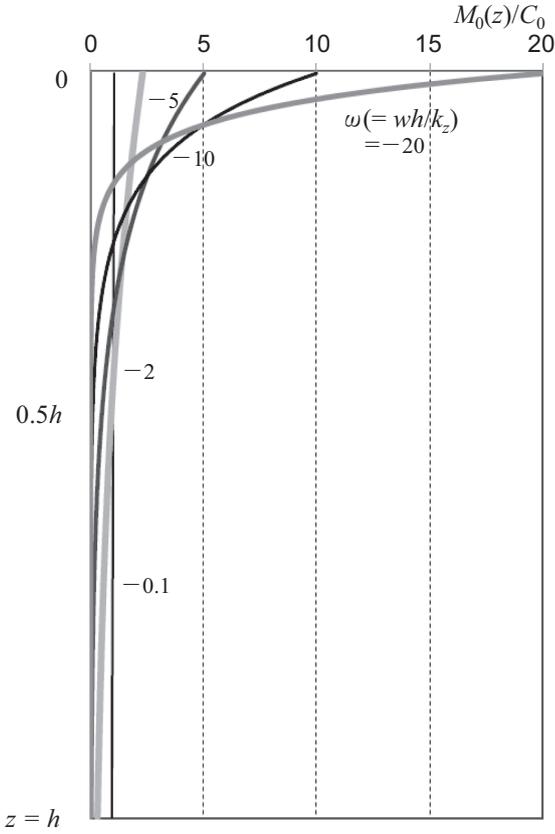


Fig. 12 Vertical profiles of suspended matter for each vertical velocity, $\omega (=wh/k_z)$. The zeroth order moment is normalized by the total amount of matter.

このモデルでは w が負の時に上昇速度となってシア領域に分布しやすくなる。Fig. 12には、 C_0 で規格化した拡散物質の0次モーメントの鉛直分布を上昇速度の値毎に表した。前述の Stokes 層ように明瞭な境界層は定義できないので、鉛直速度 w は、鉛直スケールに全水深 h を用いて $wh/k_z (= \omega)$ のように無次元化している。上昇速度が大きいと物質は水面付近に分布するが、小さくなると混合拡散によって下層の方まで分布しやすい。 $\omega = -0.1$ のときはほとんど passive な溶存態物質と同じと云える。

拡散物質が鉛直的に (19) のように分布している状態で、水面を突然に風が吹いて Fig. 10 のような吹送流が生じ始めた時の縦方向分散を知るには、1次と2次のモーメントを解いて統計的分散値を計算する必要がある。 p

次のモーメント $M_p(z, t)$ は方程式 (18) から求められるが、その形式的な解は、振動流中の懸濁物質の場合と同様で、次のようになる (Yasuda 1989)。

$$M_p(z, t) = \rho \int_0^H \int_0^t G(z, t, \xi, \tau) u(\xi, \tau) M_{p-1}(\xi, \tau) d\tau d\xi \quad (20)$$

流速 $u(\xi, \tau)$ は解 (16) に相当し、 $G(z, t, \xi, \tau)$ は (18) の主要解で次の式から得ることができる。

$$k_z \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - w \frac{\partial G}{\partial z} - \frac{\partial G}{\partial t} = -\delta(z-\xi) \delta(t-\tau) \quad (21)$$

その解 G は次のように求められる。

$$G(z, t, \xi, \tau) = \frac{\omega}{e^\omega - 1} e^{\omega(z/h)} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-k_n(\tau-t)}}{N_n^2} \{ \gamma_{1n}(z) + \gamma_{2n}(z) \} \{ \gamma_{1n}^*(\xi) + \gamma_{2n}^*(\xi) \} \quad (22)$$

ただし、 $\omega = wh/k_z$, $N_n^2 = (\omega/2)^2 + (n\pi)^2$, $K_n = k_z N_n^2 / h^2 = N_n^2 / T_c$, $\gamma_{1n}(z) = \omega e^{(\omega/2)(z/h)} \sin p_n z$, $\gamma_{2n}(z) = 2n\pi e^{(\omega/2)(z/h)} \cos p_n z$, $\gamma_{1n}^*(\xi) = \omega e^{-(\omega/2)(\xi/h)} \sin p_n \xi$, $\gamma_{2n}^*(\xi) = 2n\pi e^{-(\omega/2)(\xi/h)} \cos p_n \xi$, $p_n = n\pi/h$ である。

0次のモーメントは懸濁物質自身の鉛直速度 w のために水深 z に依存しており、第2節と同様に、ここでも規格化した p 次 ($p \geq 1$) のモーメント $\mu_p(z, t) = M_p(z, t) / M_0(z, t)$ を定義する。水深 z における統計的分散値 $\sigma_x^2(z, t)$ は二次と一次のモーメントを用いて $\mu_2(z, t) - \mu_1(z, t)^2$ から求められ、これらのモーメントは0次のモーメントを (19) のように定常値とし、非定常な一次以上のモーメントを (20) によって順次導くこととする。実質的な広がりを表す分散値 $\sigma_x^{2*}(t)$ は0次のモーメントで重みを付けて次のように定義する。

$$\sigma_x^{2*}(t) = \frac{1}{h} \int_0^h \mu_0(z, t) \sigma_x^2(z, t) dz \quad (23)$$

ただし、 $\mu_0(z, t)$ は拡散物質の総量 $\int_0^h M_0(z, t) dz$ で規格化した0次のモーメントである。分散値 $\sigma_x^{2*}(t)$ の時間変化率の1/2が懸濁物質の縦方向分散係数 $D_x^*(t)$ となる。ここでは、前述の Stokes 層のような明瞭な境界層は定義できないことから、鉛直方向の代表寸法は水深 h として、分散係数の時間変化を表すグラフを Fig. 13 のよ

うに作成した。ここでも、無次元化に関わる鉛直スケールは h を適用して、横軸の無次元時間は $T_c (= h^2/k_z)$ で、縦軸の分散係数は $U_s^2 T_c$ で規格化している。拡散物質の上昇速度が大きい場合には、分布する層が薄いために実質的な拡散代表時間が短くなり、定常段階にも速やかに達し定常値も小さいが、上昇速度が小さくなるにつれて拡散物質が分布する層が厚くなるため、定常値も大きくなってそれに至る時間も長くなることがわかる。Fig. 3 や Fig. 4 からわかるように、溶存物質 ($\omega = 0$) の分散係数の定常値は $U_s^2 T_c / 120 (= 83.3 U_s^2 T_c \times 10^{-4})$ で、その値に至るには $0.5 \times T_c$ の時間を要することは上に述べたとおりである。従来の分散係数の解析においては水深など水域のスケールが重要なパラメータになるとされていたが、分散過程の理解には拡散物質が流れの中に置かれている状況などの把握が不可欠であると云える。

3.2 自転効果に伴う Ekman 境界層による水平二次元的分散

自転効果がない場合には、風による水面近くの境界層は時間とともに厚くなっていくが、自転効果があると、定常状態になっても Ekman 層と呼ばれるシャープな境界層が形成されることが知られている (Ekman 1905)。

従って懸濁物質の拡散を支配する方程式は、(17) に代わって y 方向の速度成分 $v(z, t)$ による移流が加わり次のような式となる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u(z, t) \frac{\partial C}{\partial x} + v(z, t) \frac{\partial C}{\partial y} + w \frac{\partial C}{\partial z} = k_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (24)$$

物質分散は縦方向だけでなく水平二次元的に引き起こされ、Ekman 層のシア効果による水平分散ということで、これまで Csanady (1966, 1969), Fischer (1978), Hamrick (1986), Smith (1996), Yasuda (1998) などによって解析された。しかし、彼らは溶存物質 ($w = 0$) のみを対象とし、吹送流は y 方向に一様な風応力 τ を仮定して、移流項には次のような運動方程式 $-ifW_s = \nu \partial^2 W_s / \partial z^2$ の定常解 $W_s (= u_s + iv_s)$ で与えたものを適用している。

$$W_s(z) = \frac{\tau}{\sqrt{2\nu f}} (1+i) \exp\{-(1+i)\beta_f z\}$$

$$\text{or } \frac{\tau}{\sqrt{2\nu f}} \frac{2 \sinh(1+i)\beta_f(h-z)}{(1+i) \cosh(1+i)\beta_f h} \quad (25), (26)$$

ただし $i = (-1)^{1/2}$ であり、 f はコリオリパラメータで定数とする。 β_f は $[f/2\nu]^{1/2}$ のことでその逆数は Ekman 層の代表寸法といわれている。(25) と (26) は、そ

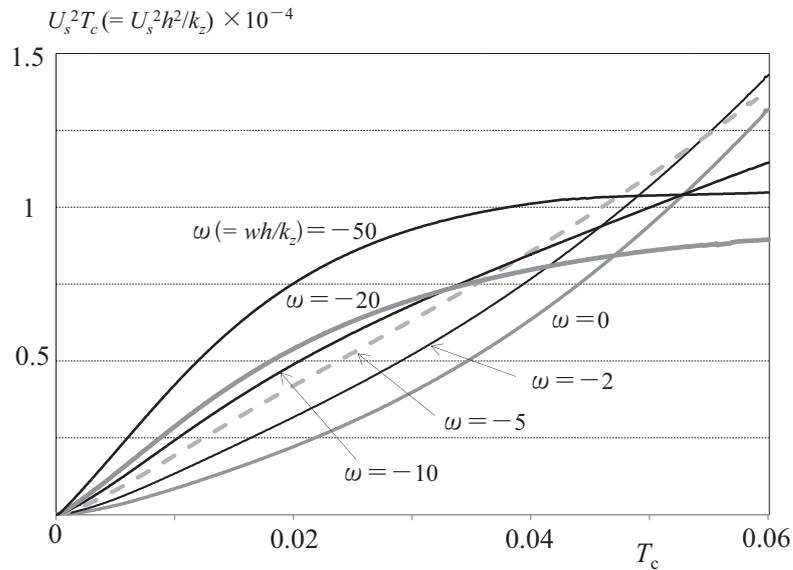


Fig. 13 Temporal variations of the dispersion coefficient of suspended matter in developing drift current, shown in Fig. 10, for each vertical velocity of suspended matter. The ordinate is normalized by $U_s^2 T_c / 10^4$.

れぞれ、無限深海の場合と水深が h で有限の場合とされているが、水深が大きく、特に前者の場合は、沿岸海域では実際の流れとして現れるものではなく、慣性周期で平均することによって得られる流れである (Yasuda 2009)。上記の Csanady から Yasuda までの定常流を仮定した Ekman 吹送流による分散の解析結果は、演習問題の解答のようなもので、実際の現象には応用できるとは思えない。変化しやすい沿岸海域の場合を想定すると、定常段階よりも発達段階の分散過程を把握することが応用的で意義があると考えられる。ここでは、より現実的なモデルとして、自転効果影響下で、上の 3.1. 節のように赤潮プランクトンのような懸濁物質が表層を漂う中を、突然に一律な風が吹き始めた場合を想定した。

吹送流に関する詳細は Yasuda (2009) のとおりで、その解 $W(z, t) = u(z, t) + iv(u, t)$ は時間変化項が加わった $\partial W/\partial t - ifW = \nu \partial^2 W/\partial z^2$ の解として求めることができる。境界条件として、水面 $z = 0$ において $t \geq 0$ で y 方向に一定値 τ の応力をもつ風を与え、水底 $z = h$ で流速 0 とすると、その解は次の通りである。

$$W(z, t) = u(z, t) + iv(z, t) = \frac{\tau}{\sqrt{2\nu f}} \frac{f}{\beta_f h} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos \alpha_n z}{if + \nu \alpha_n^2} [1 - \exp(-\nu \alpha_n^2 t) \exp(-ift)] \quad (27)$$

α_n は式 (16) のものと同様である。風が吹き始めると、流れは表層から発達し、二次元的な強いシアを伴って慣性円運動 [周期 $T_p = 2\pi/f$] を形成しながら、摩擦影響深度 [$\pi \beta_f^{-1}$] を超えて深部にまで慣性流として引き起こされる。なお、(25), (26), (27) の係数 $\tau/[2\nu f]^{1/2}$ は、吹送流の定常解の水面における x 方向と y 方向の流速成分 U_f に相当する。

解析に用いるモーメントは x - y の水平二次元で定義することになる。つまり、新たに y 方向成分を考慮し、二次のモーメントについてはさらにクロスモーメントを用いる必要がある。また、分散値についても y 方向成分の $\sigma_y^2(z, t)$ の他に共分散値 $\sigma_{xy}^2(z, t)$ を導入しなければならない。それらの導出過程は Yasuda (1998) に詳しく記している。ただし、その中の記述は方程式 (24) の $w = 0$ (溶存物質) の場合で、ここでは w の移流項を加える必要があり、モーメントを支配する方程式は (18) が

参考になる。クロスモーメントや共分散値の導入は、拡散物質が水深毎に等方的に円形状ではなく楕円状に広がるため、統計的分散値や分散係数を x - y 座標内でテンソル表記するために必要となる。

二次元的な広がりを表す水平分散値 $\sigma_A^2(z, t)$ は、 $[\sigma_x^2(z, t) \sigma_y^2(z, t) - \{\sigma_{xy}^2(z, t)\}^2]^{1/2}$ から求められるが、統計的分散値の長軸方向と短軸方向の各成分を、それぞれ、 $\sigma_\xi^2(z, t)$ と $\sigma_\eta^2(z, t)$ のように表すと、二次元の水平分散値 $\sigma_A^2(z, t)$ は $[\sigma_\xi^2(z, t) \sigma_\eta^2(z, t)]^{1/2}$ または $\sigma_\xi(z, t) \sigma_\eta(z, t)$ のように書き改めることができる。また、主軸 (長軸) の方向を x 軸から反時計回りに $\theta(z, t)$ とすると、 $\tan 2\theta(z, t) = 2\sigma_{xy}^2(z, t) / \{\sigma_x^2(z, t) - \sigma_y^2(z, t)\}$ の関係式が成り立ち、主軸と短軸方向の分散値 $\sigma_\xi^2(z, t)$ と $\sigma_\eta^2(z, t)$ は、 x 方向と y 方向の成分によって次のように対応づけられる。

$$\sigma_\xi^2(z, t) = \sigma_x^2 \cos^2 \theta + \sigma_y^2 \sin^2 \theta + 2\sigma_{xy}^2 \sin \theta \cos \theta \quad (28)$$

$$\sigma_\eta^2(z, t) = \sigma_x^2 \sin^2 \theta + \sigma_y^2 \cos^2 \theta - 2\sigma_{xy}^2 \sin \theta \cos \theta \quad (29)$$

二次元の分散過程の解析においては、大久保 (1970) の水平乱流拡散の中でも記されているように、単に y 方向の一分成分が加わるということだけでなく、それらの相加平均と相乗平均、さらには、主軸成分の方向など着目すべき情報量が多くなる。ここでは、混合希釈過程に注目して縦方向分散のことを考慮し、シア効果が顕著に表れる主軸方向成分の分散係数 $D^*(t)$ を次のように定義する。

$$D^*(t) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \frac{1}{h} \int_0^h \mu_0(z, t) \sigma_\xi^2(z, t) dz \quad (30)$$

振動流中の Stokes 層と同様に、回転流体においてもシャープなシアをもつ Ekman 層が形成される。前述 3.1. の非回転系においては、シア領域は時間とともに全水深に発達することから、拡散物質の無次元化鉛直速度は水深で規格化して $wh/k_z (= \omega)$ としたが、回転系においては、Ekman 層に注目して $w/\beta_f k_z (= \omega_f^*)$ を無次元化速度とする。ちなみに両無次元化速度の間には $\omega = \omega_f^* h^* (= \omega_f^* \beta_f h)$ の関係がある。Fig. 12 は非回転系の吹送流を想定して描いた拡散物質 (0 次のモーメント) の鉛直分布図であるが、この図を回転系の解析に適用する

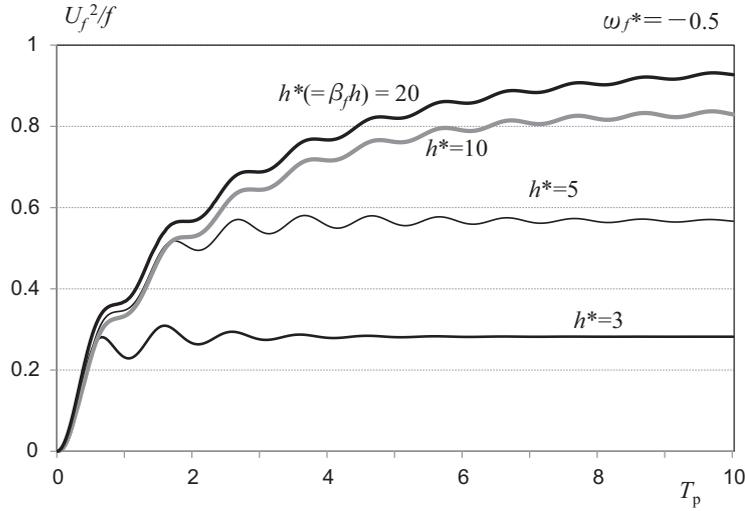


Fig. 14 Temporal variations of the dispersion coefficient of suspended matter, the vertical velocity of which is $\omega_f^*(=w/\beta_s k_z) = -0.5$, in developing Ekman drift current for each water depth, $h^*(= \beta_f h)$. The ordinate is normalized by U_f^2/f .

には h^* の値で除することによって対応づけられる。つまり、 $h^* = 10$ の水域においては対応する ω_f^* は Fig. 12 の ω の値を 10 で割ればよいことになる。また、Ekman 層の実質的な厚さは摩擦影響深度と呼ばれる $\pi \beta_f^{-1}$ と見なすことができるが、この水域においては、この図の縦軸の $z = 0.3h$ がその深度に相当する。

水面で応力 τ を与える一様な風が $t = 0$ で吹き始めたとして、(30) で導かれる分散係数が発達する様子を Fig. 14 に描いた。拡散物質の沈降速度は $\omega_f^*(= w/\beta_f k_z = \omega/h^*) = -0.5$ の場合で、水深 h^* を 3 (π に近い値) から 20 までの水域を想定した。横軸の T_p は慣性周期 ($= 2\pi/f$) で、縦軸は U_f^2/f で無次元化した。 U_f は y 方向に風が吹いて吹送流が定常値とされたときの x 方向または y 方向の成分で、吹送流の解 (25), (26), (27) の係数 $\tau/[2\nu f]^{1/2}$ に等しい。 Fig. 12 と重複するかもしれないが、 Fig. 15 には縦軸を β_f^{-1} で無次元化して、上昇速度が $\omega_f^* = -0.5$ の場合と、後の比較のために、 $\omega_f^* = -1$ の場合の 0 次モーメントの鉛直分布を示した。前者の場合には拡散物質は $z^* = 10$ 近くの深さまで達しており、 Fig. 13 に示すように、水域の水深が $h^* = 10$ よりも浅いときには分散係数は水深の影響を受けている。

Fig. 16 には拡散物質の上昇速度がより大きい $\omega_f^* =$

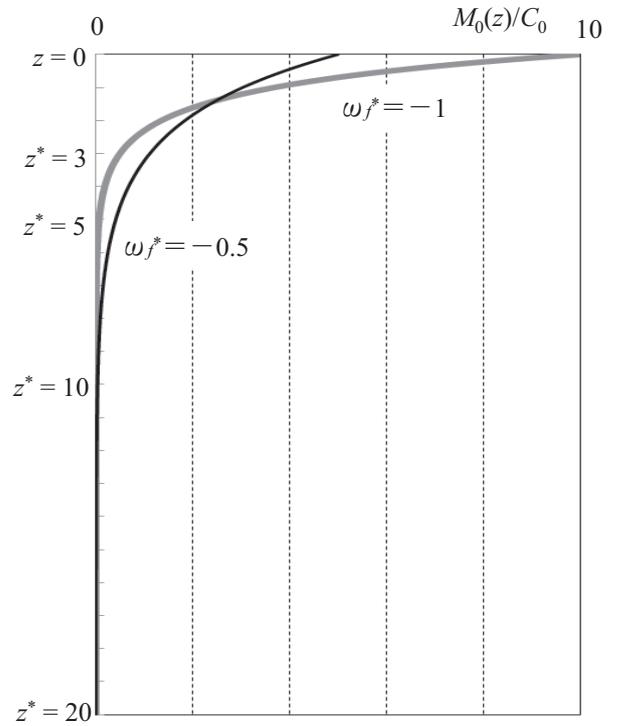


Fig. 15 Vertical profiles of suspended matter for $\omega_f^* = -0.5$ and -1 .

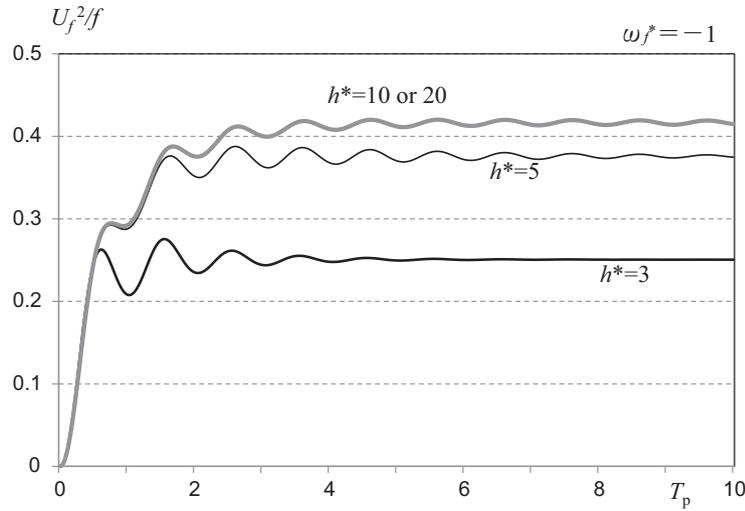


Fig. 16 The same Figure as Fig. 13 but the vertical velocity, $\omega_f^* = -1$.

-1 の場合の分散係数の発達する様子を描いた。その場合は、拡散物質は $z^* = 10$ よりも深いところまではほとんど達しないために、水深 h^* が 10 以上の時には分散係数の値はほとんど一致している。振動流中における懸濁物質の分散のときと同じように、分散係数は、水深ではなく、形成される境界層と拡散物質の鉛直速度に依存することになる。Fig. 14 と Fig. 16 をよく見ると、水深が摩擦影響深度 ($z^* = \pi$) より浅い場合を除いて、初期段階の $t = T_p/2$ (慣性周期の半分) までは同じような増加を示し、 U_f^2/f の 0.3 倍程度の値になることがわかる。つまり、分散係数の定常値は水深や拡散物質の上昇速度に依存しやすいが、初期段階では、分散係数は同じような振舞いを示すと云える。

水域の水深が大きい場合には、時間が経過しても慣性流は収斂しないために、分散係数にも慣性周期変動が小さいながらもしばらく残る。Fig. 17 は、それぞれの水深を有する水域における分散係数の定常値を表した。横軸は拡散物質の鉛直速度 $\omega_f^* (= w/\beta_0 k_z)$ である。 $\omega_f^* = 0$ は、0 次のモーメントが鉛直的に一様に分布する溶存態物質の場合である。Fig. 7 の振動流の場合と比較すると、振動流における物質分散と定常流におけるものとの違いが、ピークの現れ方などに示されている。

ここに示した表層浮遊物質の吹送流による分散の解析

は、赤潮プランクトンが一晩の風で消滅することがあるという漁業者の体験談に基づいて試みたものである。その可能性を検討するために、想定される数値を当てはめて Fig. 14 と Fig. 16 で示された分散係数の概算値の算出を試みる。今、 U_f は表面での最大値であることから 20 cm/s と仮定し、 $f = 8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (瀬戸内海の北緯 33.4° における値) とすると両図の縦軸の U_f^2/f は $5 \times 10^2 \text{ m}^2/\text{s}$ ($5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$) となり、慣性周期 $T_p (= 2\pi/f)$ は 21.8 時間であることから風が吹き始めて最初の 10 時間で、 $0.3 \times U_f^2/f$ つまり $1.5 \times 10^2 \text{ m}^2/\text{s}$ の分散係数に達する。この値は、海洋乱流拡散に当てはめると 100 km 以上のスケールの拡散に相当し (Orlob 1959, 大久保 1970)、さらには、Fischer (1972) が Mersey estuary で密度流が生み出す水平循環流によって算出された縦方向分散係数の値に匹敵するものである。内湾域の物質輸送を扱うとき、半日程度の風の影響も無視できないのではないかと考える。

Fig. 14 と Fig. 16 の両図を見ると、上昇速度を伴う懸濁態物質でも定常段階に至るまでには数日を要するようである。勝手な見方かもしれないが、内湾において数日間安定した風が吹き続けることは期待できないものの、半日程度の風が吹き続けることはあり得るのではないかと思われる。表層の薄い層に分布することが多い赤潮プランクトンには、風はその消滅に有効な役割を果たすこ

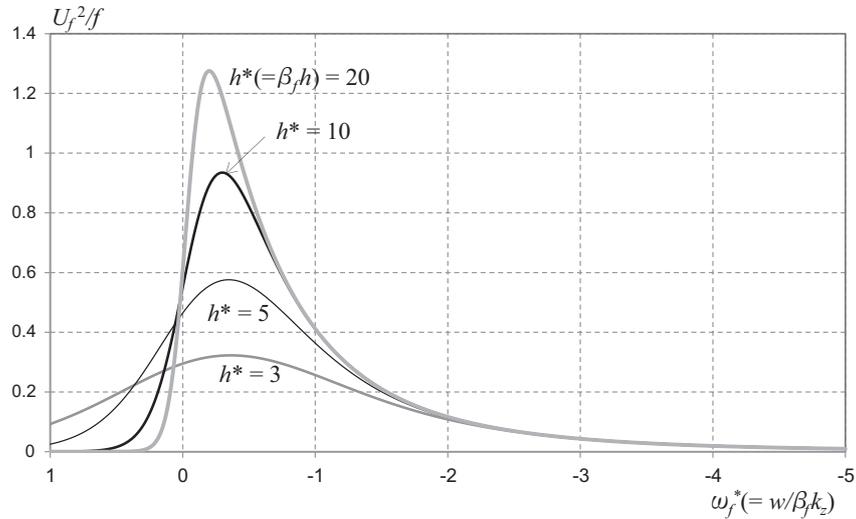


Fig. 17 The stationary dispersion coefficient of suspended matter dependent on its own vertical velocity, ω_f^* , for each water depth, $h^*(= \beta_f h)$.

とがあるのではないかと考える。ところで、赤潮プランクトンという生物に一定の上昇速度を与えることには議論の余地があるが、ここでは第一段階の試みということで、浮遊させるために一定の上昇速度を与えて解析した。さらに精度を上げるためには w に変動性を与えるなど鉛直分布を実際に近い形にして解析する必要がある。

3.3 振動する海陸風による吹送流の中の分散

はじめにも述べたように、“長期間で平均化された風による吹送流が引き起こす物質輸送は無視できる程小さい”という研究報告への反論がないままに、沿岸海洋研究が進められることへの多少の抵抗の意味を込めてこの第3節を記しているが、沿岸における風としてよく知られたものに海陸風がある。解析的な取り扱いのために理想化されたモデルになりすぎた感も否めないが、日平均したときには0になる風でも物質分散効果を発生するというを具体的に示すために、ここでは海陸風による懸濁態物質の分散について少し述べておきたい。

日本では、特に夏やその前後には、海岸線を挟んで海陸風が生成されることが一般的に知られている。海陸風の周期 T_w は24時間で、慣性周期 T_p (21 ~ 22時間) とかなり近い。従って、それによる吹送流の振幅は増幅

され優勢な往復流となることが計算から求められて、周防灘の現地観測からもそれに対応する吹送流が分析されている (Yasuda 2009)。Fig. 18は、 $T_p/T_w = 0.9$ の場合において、 $\omega_f^* = -1$ の懸濁物質の式 (30) による分散係数を、海陸風が吹き始めた初期段階から5日後まで描いたものである。風は y 方向に $\tau \sin\{(2\pi/T_w)t\}$ で与え、ここでも U_f は $\tau/[2\nu f]^{1/2}$ である。海陸風が生成する振動流の境界層厚の代表寸法は $[\nu/2|f - \sigma_w|]^{1/2}$ となって厚くなるが、 T_p と T_w が近いために振動流は共振して増幅する傾向にある。ただし $\sigma_w = 2\pi/T_w$ である。海陸風によって振動する吹送流は分散係数も周期変動させるが、境界層近くに漂う懸濁態物質には大きい分散効果を生み出す可能性が見て取れる。周期平均して0になる潮流が正の分散係数を生み出すように、海陸風による吹送流も正の分散係数を生じうると示している。

4. 混合拡散代表時間に関わる分散係数の考察

定常流中のシア効果による物質分散は、理論的には水深の2乗に比例することで、大きい値が期待できるが、その定常値に至るまでには長時間を要し、大きな定常値も実際の海域では余り意味を持たない。振動流において

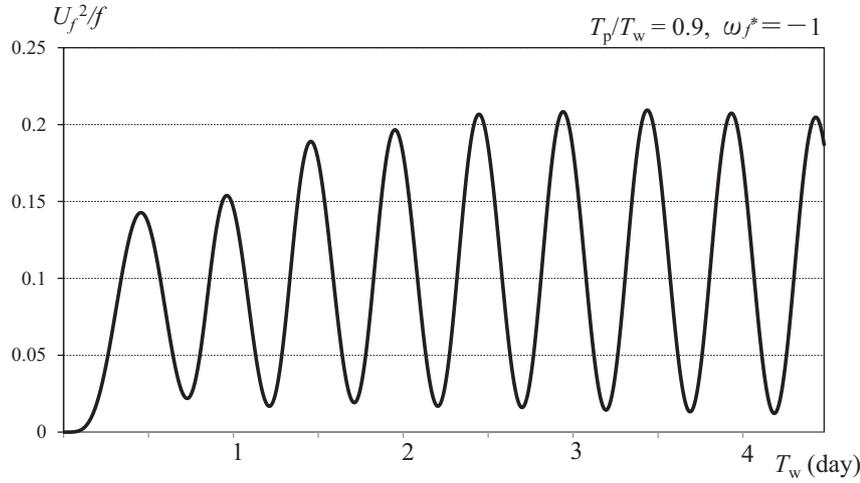


Fig. 18 Temporal variation of the dispersion coefficient, D_ξ , of suspended matter with $\omega_f^* = -1$ due to the land/sea breeze.

は水深が大きくなると分散が発達する以前に流れの向きが逆になるために分散係数は大きくなることもできない。このことは拡散代表時間に関わることで、沿岸海域などの現場の環境流体の中では水深や幅を考慮したときの拡散代表時間は一般的には長く、海洋環境研究にとっては、物質分散は無意味なプロセスに見えるかもしれない。ここでは混合拡散代表時間に改めて注目し、上に記した懸濁物質に関わる有意な分散係数を生み出す分散過程を検討する。

分散係数の式を整理すると、当初は流れと水深の代表寸法の2乗に比例する式で表されたが、2.3.節で示した海底付近を漂う懸濁態物質の分散過程は、全水深 h にはほとんど影響されない。ここで、Fig. 7の $\omega^* = -1$ の場合について、分散係数の簡便な算出法の可能性を検討する。Fig. 12の0次のモーメントの鉛直分布を見ると、座標軸は逆で $\omega (= h^* \omega^*) = -10$ の場合に対応するが、懸濁物質は、実質的な Stokes 層 ($\pi \beta_s^{-1}$ で、図中では $0.3h$ に相当) の内部にほとんど留まっていると云える。そこで鉛直方向の代表寸法を、通常の h の代わりに $\pi \beta_s^{-1}$ を用いると、拡散代表時間 T_c は $(\pi \beta_s^{-1})^2/k_z$ を変形して $(2\pi^2/\sigma)(\nu/k_z) [= \pi T(\nu/k_z)]$ となり、さらに、乱暴ではあるが、 $\nu = k_z$ を仮定すると $T_r (= T_c/T)$ は π となる。このことを Fig. 6 に当てはめると、近似的に $2 \times U^2 T / 10^3$ 程度の分散係数が期待され、 $T = 2\pi /$

σ から書き換えると $0.013 \times U^2 / \sigma$ となる。Fig. 7の分散係数をみると、 $\omega^* = -1$ のときは $0.024 \times U^2 / \sigma$ 程度とみられ、上の算定値は半分程度ではあるが、オーダー的にはそれほどの違いはないといえる。Fig. 7のほうが大きい理由については、 M_0 の鉛直分布から見てシアアの強い水底近くで M_0 の値が大きくなって、その領域で濃度が鉛直的に一様とした場合よりも、シアア効果が強く働いているためではないかと考える。

次に、同様の検討を吹送流の場合にも試みる。2.1.節で扱った Couette 型の定常流による分散係数の定常値は $U^2 h^2 / 120 k_z$ であった。吹送流の定常値を考えるとこの U は $\sqrt{2} U_f$ に相当する。ここでも $\omega_f^* = -1$ の場合を考えるが、実質的な鉛直方向の代表寸法として $\pi \beta_f^{-1}$ (摩擦影響深度) に着目すると、拡散物質はこの深度内にほとんど留まっている。分散係数の定常値は $2U_f^2 (\pi \beta_f^{-1})^2 / 120 k_z$ に置き換えられ、整理すると $(\pi^2 / 30) U_f^2 / f (= 0.33 \times U_f^2 / f)$ となる。この値は、Fig. 16の水深が大きい場合の定常段階の値 $0.4 \times U_f^2 / f$ の8割を超える値になっており、かなり近いといえる。

環境流体中で分散係数を求めることは一般的に難しいが、上記2例は、境界層などのシアア領域に分布する懸濁物質の場合には、物質が分布する層厚などの状況をうまく把握することによって、概算値として実質的な分散係数が求められる可能性を示しているといえるのではな

いだろうか。Fig. 3と Fig. 5は複雑な懸濁物質の分散係数の算出に応用できると考える。

5. 瀬戸内海の一次元化拡散係数に関する考察

瀬戸内海などの閉鎖的な内湾の環境問題において、物質輸送や物質収支などの物理的プロセスを議論するとき、海水交換という概念が導入されたこともあったが、柏井(1984)の報告からも覗えるように、その定義や取り扱い方が曖昧なこともあって、海洋環境研究者に本質的に理解されることはなかったのではないと思われる。拡散係数は、物質輸送を支配する拡散方程式の中の基本的なパラメータであることから、物理量の定量化を可能とし、それを求める研究も精力的になされてきた(大久保1970)。前節までに述べたような分散係数は、海水交換を定量化するかのように多くの海域で解析されたが、断面の通過物質から分散係数を求めるには定常性などの条件が必要となる。

速水・宇野木(1970)は、塩分収支から瀬戸内海の定常的な一次元化拡散係数(縦方向分散係数に相当)を算出し、平均値として $10^7\text{cm}^2/\text{s}$ 程度が適切であるとした。英国のMersey estuaryでは、Bowden(1963)が最初に縦方向分散係数を算出し、その後、Fischer(1972)が潮流や密度流を考慮に入れて分散係数を生み出す要因の解明を試みたが、瀬戸内海においては、 $10^7\text{cm}^2/\text{s}$ という具体的な数値が提唱されたにも関わらず、その分散係数を引き起こすプロセスについて考察した文献はほとんど見当たらない。内湾における物質輸送には、潮流の他に吹送流および密度流などの移流のシアが関わっていると思われるが、瀬戸内海という日本の代表的な沿岸海域の海洋環境を考える上で $10^7\text{cm}^2/\text{s}$ の合理性やその要因などを検討せずに、有明海や東京湾なども含めた沿岸海域の環境予測や環境容量の算出、さらには物理的環境の議論などができるのであろうか？ 現地瀬戸内海における $10^7\text{cm}^2/\text{s}$ は、瀬戸内海の年間の塩分収支に適合する平均値として求めたものであるが、精度の高い現地のデータは少なく、それを生み出す要因を明らかにすることは極めて困難である。本節では、瀬戸内海の環境問題解決のために、国策として建設された瀬戸内海大型水理模型内で測定された一次元化拡散係数を紹介し、シア拡散の解

析の応用例として、その要因解明を試みる。

5.1 瀬戸内海水理模型内の分散係数

1960年代には、東京湾、伊勢湾、有明海、瀬戸内海などの閉鎖性海域の海洋汚染が深刻な社会問題となった。環境研究をテーマに、これらの海域の海水の流動は主に潮汐に引き起こされているとして、それら海域をモデルとした潮汐型の水理模型が建設され、1970年代には、複数の瀬戸内海水理模型が建設された。安田・樋口・早川(1976)は水平縮尺1/2,000模型と1/50,000模型で表面に浮かべた浮子(それぞれ直径30mmのフィルムケースのフタと直径2mmの紙のパンチくず)の縦方向の統計的分散値から一次元化拡散係数(縦方向分散係数に相当)算出し、それぞれ、 $10^6\text{cm}^2/\text{s}$ と $10^7\text{cm}^2/\text{s}$ を導いた。両模型では染料による実験も行い、それぞれで浮子の場合と同程度の値を得ている。なお、1/50,000の小型模型の縦方向分散係数が大型模型の値より10倍程度大きくなった理由は、小型模型では歪みが大きいため流れの剥離が生じやすく、灘などの広い海域では潮汐残差循環流の強さは3倍にもなり、備讃瀬戸などの地形の出入りに富む狭い海域では剥離によって潮流の主流の強さが2倍以上大きくなることにあった(安田ら1977)。

Takeoka(1984)は、1/50,000の小型の瀬戸内海水理模型においてさらに詳しい染料拡散実験を行い、各断面の染料濃度収支から海域毎の一次元化拡散係数を求めた。各断面で仕切られた海域毎の拡散係数は大きく変動したが、平均値は、速水・宇野木(1970)の現地の瀬戸内海と同様の $10^7\text{cm}^2/\text{s}$ となり、それに基づいた瀬戸内海の海水の平均滞留時間は1年余りとした。一般にボックスモデルのようなものを想定して拡散係数と水路の長さを与えると海水の交換率が求められ、この $10^7\text{cm}^2/\text{s}$ は瀬戸内海の海水交換の半減期が1年余りということに対応づけることができる。

山崎・安田(1984)は1/2,000の大型模型において M_2 潮汐で300周期以上の染料拡散実験を行い染料濃度の時間変化を調べた。模型内には多くの測定点を設け、染料濃度を高い精度で測定して詳細な濃度分布図を描き、設定した各断面における染料濃度の収支から一次元化拡散係数(縦方向分散係数)を計算した。Fig. 19は、そこで

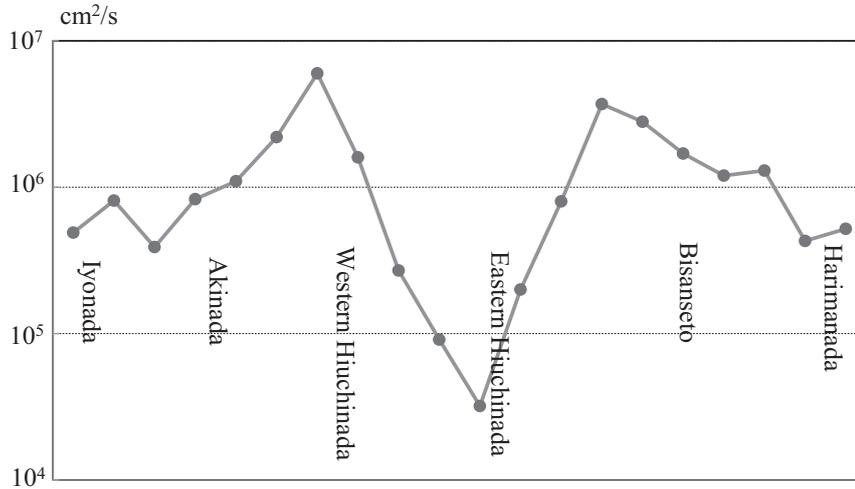


Fig. 19 The longitudinal profile of the one-dimensional diffusion coefficient in the hydraulic model of the Seto Inland Sea. The value is transformed to the prototypal one.

示された伊予灘から播磨灘に至る各海域の縦方向分散係数である(山崎・安田, 1984)。分散係数の平均値は $1.3 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ となるが、海域毎に $3 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ から $6 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ までと二桁以上の違いを示して、瀬戸内海の地形や流れの複雑さを反映している。なお、この図で示す縦方向分散係数は、瀬戸内海の縦方向に約 10 km 毎に刻んで各断面の染料濃度の収支から求めたため、10 km で平均された値になっており、実際にはさらに大きく変動していると考えられる。

水理模型内の水の運動は潮汐流のみであり、水理模型で得られた分散係数の要因を説明できないのでは、吹送流や密度流などが複雑に絡み合う現場の瀬戸内海の物質輸送など説明できるはずがない。本節では、瀬戸内海の潮流による物質分散過程を明らかにするために大型水理模型内の二つの代表的な海域である備讃瀬戸と燧灘の縦方向分散係数の要因について検討する。当然のことであるが、測定域のこの時の染料濃度は、実験開始から 300 潮汐周期以上経過して変動分が平均値よりは遙かに小さく、第 2 節で示した定常段階に近い状態にあったことを書き添えておく。

速水・宇野木(1970)による現地の $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ は潮汐水理模型よりも 1 桁程度大きいが、現地では、潮流によるもの以外に梅雨など洪水期における表層の淡水の流出入の影響を受けているものと考えられる。つまり、洪水期

の大量の流入淡水は、瀬戸内海の海水と混合することなく表層を這うように速やかに外海に流出し、そのことが塩分収支で大量のボリュームの出入りとなって拡散項に配分され、結果的に見かけ上の大きい拡散係数を導いているのではないかと推測する。塩分収支に基づいた一次元化拡散係数に関しては、村上ら(1978)は季節変動を考慮して半分程度の値になる事を示し、小松ら(1989)はさらに詳細な塩分収支から $1 \sim 5 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ の範囲に収まるとしている。これらの元になる移流拡散方程式は同じものであるにも関わらず、このような違いが出る理由は、淡水の流出入が変化に富み変動幅が大きいことによるものと考えられる。

5.2 備讃瀬戸の分散係数

Fig. 19 を見ると、備讃瀬戸では $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 以上の一次元拡散係数が得られている。まず、2.2 節で展開した振動流の鉛直シアーによる縦方向分散からこの値が算出できるかどうかを検討する。潮流の卓越する備讃瀬戸におけるそれぞれの代表寸法を $U = 150 \text{ cm/s}$, $k_z = 10^2 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h = 10 \text{ m}$ のように仮定する。Fig. 5 を参考にすると、 $U^2 h^2 / 240 k_z = 0.9375 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$, $Tr (= h^2 / k_z / T) = 0.2238$ で $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度の値が見積もられる。

振動流の水平シアーに注目した場合には、 U の値は変

わからないが、有効幅（海域の平均幅の1/2） W は2.5 km、水平拡散係数 k_H を $10^5 \text{cm}^2/\text{s}$ （瀬戸内海程度のスケールでは $10^4 \text{cm}^2/\text{s}$ からその2～3倍程度と推測される（大久保1970））が、この海域は、潮流が強く島や海岸線の出入りが多く地形が複雑なため、剥離等に伴う乱れも発生しやすくこのような大き目の値を採用した）とすると、 $U^2 W^2 / 240 k_H = 58.59 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ 、 $T_r (= W^2 / k_H / T) = 13.99$ と得られ、 T_r の値から分散係数は1/50程度に減衰されると見なされ、この場合も、結果的に $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ 前後の値が見積もられる。Fig. 6を用いても同程度の値が算出できることはいうまでもない。備讃瀬戸周辺の一次元化拡散係数は、潮流の鉛直シアアと水平シアアによる縦方向分散係数として、ある程度は説明できると思われる。

5.3 燧灘の分散係数と潮汐残差循環流の効果

水理模型の中では、燧灘東部海域は紀伊水道と豊後水道から進入した潮汐が会うところになり、潮流が非常に小さくなるので一次元化拡散係数も小さいが、西部海域では $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ 以上の大きい値になっている。ここでも、潮汐振動流の鉛直シアアと水平シアアによる縦方向分散係数との整合性について検討する。

西部海域の代表寸法として $U = 50 \text{cm/s}$ 、 $h = 25 \text{m}$ 、 $k_z = 1 \text{cm}^2/\text{s}$ を仮定すると、 $U^2 h^2 / 240 k_z = 65.10 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ 、 $T_r (= h^2 / k_z / T) = 139.9$ となり、Fig. 5から分散係数の T_r による減衰率は1/2,000から1/5,000と見なすことができ、鉛直シアアによる縦方向分散係数は $10^4 \text{cm}^2/\text{s}$ 程度が算定される。また、 $k_z = 10 \text{cm}^2/\text{s}$ を仮定すると、同様の手順から $T_r = 14$ を適用して $6 \times 10^4 \text{cm}^2/\text{s}$ 程度の縦方向分散係数が得られる。

水平シアアを考えると、代表幅を40 kmとおいて各代表寸法を $U = 50 \text{cm/s}$ 、 $W = 20 \text{km}$ 、 $k_H = 10^4 \text{cm}^2/\text{s}$ と仮定すると、 $U^2 W^2 / 240 k_H = 4167 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ 、 $T_r (= W^2 / k_H / T) = 8946$ が得られるが、Fig. 5では対応できない。Fig. 6を適用するために $U^2 T / 10^3$ に代入すると $0.1118 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ となり、シアア領域として陸岸境界層のことも考慮すると、縦方向分散係数は T_r の値から1/100程度になって $10^3 \text{cm}^2/\text{s}$ のオーダーとなる。さらに、 $k_H = 10^5 \text{cm}^2/\text{s}$ を想定すると、同様な手順から $10^4 \text{cm}^2/\text{s}$ 程度である。

これらの各値は、燧灘西部海域の一次元化拡散係数 $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ を説明できるものではない。この水理模型内の流れは潮流だけであり、この100倍もしくは1000倍の相違はあまりにも大きな矛盾となって、沿岸海洋の物質輸送に関わる研究者には看過することのできない事象と考える。上記のように、 $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ の値は瀬戸内海水理模型の全域的（平均的）な一次元化拡散係数（縦方向分散係数）ということもあり、ここでは水平的なシアアに着目して、燧灘西部海域の $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ を超える分散係数の説明を試みる。

Fig. 5とFig. 6で示したように、振動流中の分散係数は、拡散代表時間と振動周期の比 T_r に大きく影響される。この海域では、鉛直と横断（水平）の両方向の混合が弱いために両方向とも拡散代表時間が大きくなって上記のような小さな分散係数しか期待できなかったが、ここで水平方向に着目して、混合を引き起こすものを、 k_H による水平拡散の代わりに、潮汐残差流のような水平循環流を考える。現場海域においてはその存在は検証されていないが、水理模型においては、上述の瀬戸内海水理模型においても潮汐残差流が灘や湾内で循環流を形成することが確かめられている。

灘内に循環流が形成されると水平面内の混合を促進することになって、横断方向の実質的な混合拡散代表時間を短縮するのではないかと考え、Fig. 20に、幅が $2W$ の水域において、水平渦による混合拡散と水平循環が引き起こすことを模式的に描いた。左は渦動拡散係数 k_H による拡散代表時間が W^2 / k_H であることを示し、右は流速 u_s の水平循環流による拡散代表時間を説明しようとするもので、 $2\pi W$ の円周を循環するために必要な時間から水域の半分（幅 W ）に着目した時間 $\pi W / u_s$ を図示している。仮に $u_s = 10 \text{cm/s}$ 、 $W = 20 \text{km}$ とすると $T_r = \pi W / u_s / T$ で14.05となり、Fig. 6から $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ 程度の分散係数が生じるとみなすことができる。

瀬戸内海水理模型の $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ 程度の縦方向分散係数は、潮汐残差循環流に関わっているとしたが、この水理模型には地球自転効果がない。Yasuda & Takasugi (2006)は、自転効果がないときに海峡部からの噴流によって生成される潮汐残差流は、自転効果によって抑制されることを数値モデルで示したが、水理模型内に観測されるような明瞭で優勢な残差流は現地観測からはほと

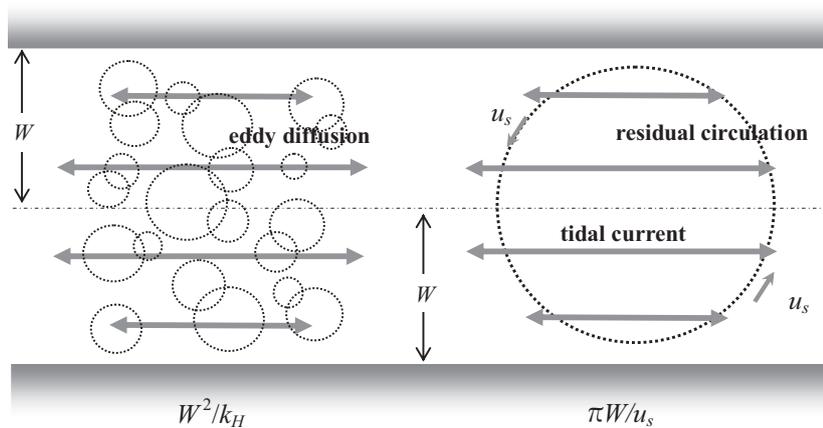


Fig. 20 Explanatory illustration of the characteristic mixing time by the eddy diffusion or the residual circulation in a tidal inlet.

んど報告されていない。そのことから推察すると、実際の瀬戸内海において潮汐流による分散係数は $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ よりもかなり小さい値になると思われる。

本原稿の投稿に際して、上記のようにこのモデルに適用している水平的な残差循環流は「流れ」であって混合拡散時間に関わる「乱れ」とは違うものではないかとの指摘があった。理解を深めるためにそれに回答する形で以下に記すが、循環流は二次的な鉛直循環流を伴うことに加え、残差循環流を発生する海峡部近く(乱れが非常に強い領域)から連なり、カスケードダウンという統計的な現象があると考えられる。それらが相まって循環流の中で混合されやすい状況を形成しているのではないかと考えるが、山崎・安田(1984)の染料濃度分布図を見ても残差循環流の内部で染料がよく混合されている様子が伺われ、さらに Takeoka(1984)の1/50,000模型の実験の染料濃度分布においても、循環流が浮かび上がることがないほどよく混合して、この過程を裏付けているように思われる。ここに提示した循環流による横方向の混合に関するモデルは、水平拡散を無視したということではなく、象徴的に循環流のみを取り上げたものと理解していただけたらと思う。厳密で理論的な議論とは言いがたいが、水平循環流は横断方向の混合に貢献するものとして、 $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ という一次元拡散係数の説明を可能にするもので、拡散代表時間を介した説明の試みということで提案させていただいた。

6. 内湾における物質分散の可能性とまとめ

算術的な平均操作で扱われることの多い“シアア拡散”に関して、混合希釈過程の一つであるとして、従来からの縦方向分散の研究内容を整理しながら環境流体中の意義を考察し、吹送流による物質分散の解析を試みた。これらの解析から混合拡散代表時間に着目し、有限領域の定常的な分散係数の算出法を考慮して、第5節では瀬戸内海の縦方向分散係数について検討した。その中で潮汐流による分散係数については拡散代表時間を振り所に分散係数を生み出す要因となるプロセスを提示することができたと思える。

瀬戸内海のような tidal inlet と呼ばれる海域においても、潮汐流の他に淡水流入に伴う密度流や吹送流が観測されるが、永続的な潮汐流と違って密度流や吹送流は一時的で突発的な流れといえる(安田ら 2004, 2010)。そのことを根拠に潮汐流だけを取り入れた瀬戸内海水理模型が建設され、そこでは $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ の縦方向分散係数が得られたが、現地からは $10^7 \text{cm}^2/\text{s}$ が報告されていた。この相違を埋めるためには、水理模型における潮流現象の再現性の確認の他に、密度流や吹送流による縦方向分散の過程や構造を明らかにする必要がある。

第3節で解析した吹送流による物質分散は、吹送流が水平的な境界の影響を受ける以前の初期の段階であり、

時間の経過とともに海域内に形成されると思われる循環流による物質分散までは含まれていない。密度流による物質分散は Fischer (1972) が、定常状態を仮定して数値を出しているが、密度流を生み出す降水量や河川流量は非常に変動的で地形も複雑であることから瀬戸内海全域でどのように捉えることができるか、綿密に検討する必要がある。前節でも記したように、梅雨などの洪水によって突発的に引き起こされる大量の負の塩分(淡水)の流入もあり、解明すべきプロセスは数多く残されているといえる。潮流流による縦方向分散係数に関してはある程度のことを明らかにできたと考えるが、複雑な現場海域の物質輸送を明らかにするためには、 $10^7 \text{cm}^2/\text{s}$ の定量的な説明を念頭に、瀬戸内海や有明海、東京湾など閉鎖的な海域における吹送流や密度流の振舞いとそれによる分散過程などを解明していく必要があると考える。

大西 (1981) は瀬戸内海東部に注目して、淡水や熱の収支を詳細に考慮し、全体的に $10^7 \text{cm}^2/\text{s}$ のオーダーとなるものの、備讃瀬戸では山崎・安田 (1984) と同様の $10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ のオーダーの分散係数が最適であることを述べている。速水・宇野木 (1970) においては、密度分布(密度流)の効果があるために水理模型よりも大きな分散係数が生み出されるとしたが、密度分布を考慮した大西の解析 (1981) と均質な水の水理模型の分散係数が同程度であることに疑問を抱かれるかもしれない。定性的な推測に過ぎないが、備讃瀬戸は水深が浅く潮流が速いため、他の灘などとは異なって盛んな混合で海水が一様化しやすく、結果的に水理模型と現地は同程度の結果になったのではないかと考える。

本報告は、粘性係数や拡散係数を一定として海水の密度も一様にするなど、解析のしやすさから、理想化された簡略モデルの中の展開となっているが、少なくとも、2世紀近く前から対象とされてきた基礎方程式の解析の中で矛盾がないという前提で、環境流体の第一段階の物理的なプロセスとして有意義な提案ができることを心がけた。流体現象を明らかにするとき、均質流体と一定の係数を前提にして解くということは基本的な第一段階の試みと考えている。拡散代表時間の中には拡散率が分母にあるが、定数としたことで、その領域内の平均値を用いたということになると考えるが、拡散率の時間的・空間

的な変動性に関しては Mondal & Mazumder (2008) や Mazumder & Paul (2012) でも見出せなかった現象などがあるかもしれない。

著者は、これまで有明海や周防灘で海底設置型の ADCP や VECTOR 流速計(高精度乱流測定装置)で潮汐変動する乱れを測定したことがあるが(安田ら 2004, 2010)、平坦な地形であるにも係わらず、振動流中の乱れは、強さや位相の変動など非常に複雑であった。乱れは振動流中で複雑に変化するだけでなく、小潮期では吹送流の Ekman spiral や慣性流が確認できても、大潮期では乱れの中に紛れて分離できないなど、乱れをモデル化することも容易ではないと思われる。本報で扱った流れのシアや拡散代表時間は、潮流の中で時空間的に複雑に変動する乱れに直接関わっており、解析解の中だけで議論を深めることは困難である。Mazumder & Paul (2012) をさらに高度にしたモデルが期待され、乱流拡散係数が時空間的に変化することから生じる現象は今後の課題である。実際の複雑な地形における潮流の中の定量的な評価のためには、乱流構造を理解すると共に、Euler タイプの移流拡散方程式を適用することの限界(大久保 1983)も検討する必要があると考える。沿岸海域など環境流体中の物質輸送解明には未だに多くの課題がある中で、単純化されたモデルではあるが、本報がその進展に少しでも貢献できればと思う次第である。

謝辞とおわりにあたって

著者の専門は、強いて上げれば、沿岸を中心とした海洋物理学ということになるが、その知識は、これまでに関わらせていただいた方々のご指導やお教えと、多くの水理実験や現地観測の経験、および、それらに触発された独学によって得られたもので、系統だった海洋物理学や流体力学に基づいたものではない。まずは、ここまで導いて下さった先達、諸兄に深く感謝の意を表します。系統だった知識の不足ということもあって、海洋環境学的に論拠の曖昧さも否めないが、次の機会があれば、国内の沿岸海洋環境研究を総説して本報の位置づけが明瞭にできればと考えている。本報を読まれた現役の沿岸海洋研究者の皆様からのコメントがいただければ誠に幸いである。

References

- Aris, R. (1956): On the dispersion of a solution in a fluid flowing through a tube. *Proc. Roy. Soc. London*, **A235**, 67–77.
- Aris, R. (1960): On the dispersion of a solute in pulsating flow through a tube. *Proc. Roy. Soc. London*, **A259**, 370–376.
- Bowden, K. F. (1965): Horizontal mixing in the sea due to a shearing current. *J. Fluid Mech.*, **21**, 83–95.
- Chatwin, P. C. (1971): On the interpretation of some longitudinal dispersion experiments. *J. Fluid Mech.*, **48**, 689–702.
- Chatwin, P. C. (1975): On the longitudinal dispersion of passive contaminant in oscillatory flows in tubes. *J. Fluid Mech.*, **71**, 513–527.
- Chatwin, P. C. and C. M. Allen (1985): Mathematical model of dispersion in rivers and estuaries. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **17**, 119–149.
- Csanady, G. T. (1966): Accelerated diffusion in the skewed shear flow of lake currents. *J. Geophys. Res.*, **71**, 411–420.
- Csanady, G. T. (1969): Diffusion in an Ekman layer. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 414–426.
- Dyer, K. R. (1973): The salt balance in stratified estuaries. *Estuarine Coastal Mar. Sci.*, **2**, 273–281.
- Ekman, V. W. (1905): On the influence of the earth rotation on ocean currents. *Ark. Math. Astron. Fysik*, **1**, 1–53.
- Elder, J. W. (1959): The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.*, **5**, 544–560.
- Fischer, H. B. (1967): The mechanics of dispersion in natural streams. *J. Hydraul. Div. Proc. ASCE*, **93**, 187–216.
- Fischer, H. B. (1972): Mass transport mechanism in partially stratified estuaries. *J. Fluid Mech.*, **53**, 671–687.
- Fischer, H. B. (1973): Longitudinal dispersion and turbulent mixing in open-channel flow. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **5**, 59–78.
- Fischer, H. B. (1978): On the tensor form of the bulk dispersion coefficient in a bounded skewed shear flow. *J. Geophys. Res.*, **83**, 2373–2375.
- Fischer, H. B., E. J. List, R. C. Y. Koh, J. Imberger and N. H. Brooks (1979): *Mixing in Inland and Coastal Waters*. Academic Press, New York, pp. 483.
- 福岡捷二 (1975): 交番乱流中の物質の分散. 水理講演会論文集, **19**, 155–160.
- Hamrick, J. M. (1986): Long-term dispersion in unsteady skewed free surface flow. *Estuarine, Coastal and Shelf Sci.*, **23**, 807–845.
- Holly, H. R., D. R. F. Harleman and H. B. Fischer (1970): Dispersion in homogeneous estuary flow. *J. Hydraul. Div. Proc. ASCE*, **96**, 1691–1709.
- 速水頌一郎, 宇野木早苗 (1970): 瀬戸内海における海水の交流と物質の拡散. 第17回海岸工学講演会論文集, 385–393.
- 磯辺篤彦, 神菌真人, 俵 悟 (1993): 周防灘南西部における貧酸素水塊. 沿岸海洋研究ノート, **31**, 109–119.
- Jayaraman, G., T. J. Pedley and A. Goyal (1998): Dispersion of solute in a fluid flowing through a curved tube with absorbing walls. *Q. J. Mech. Appl. Math.*, **51**, 577–597.
- 柏井 誠 (1984): 海水交換概念と海水交換率. 日本海洋学会誌, **40**, 135–147.
- 小松利光, 相良 誠, 朝位孝二, 大串浩一郎 (1989): 瀬戸内海における物質の拡散係数の評価. 海岸工学論文集, **36**, 804–808.
- Mazumder, B. S. and S. Paul (2012): Dispersion of settling particles in oscillatory turbulent flow subject to deposition and re-entrainment. *Eur. J. Mech. B/Fluid*, **31** (1), 80–90.
- Mei, C. C. and C. Chian (1994): Dispersion of small suspended particles in a wave boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 2479–2495.
- Mondal, K. K. and B. S. Mazumder (2008): Dispersion of settling particles from an elevated source in an oscillatory turbulent flow. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, **27** (6), 707–725.
- 万田 敦昌, 兼原 壽生, 青島 隆, 筒井 博信, 木下 宰, 中田 英昭, 柳 哲雄 (2006): 有明海中央部における物質輸送過程の季節変動. 海の研究, **15**, 465–477.
- 村上眞裕美, 大西行雄, 原島 省, 國司秀明 (1978): 瀬戸内海における水温, 塩分分布の数値シミュレーション. 沿岸海洋研究ノート, **15**, 130–137.
- Ng, C. O. (2004): A time-varying diffusivity model for shear dispersion in oscillatory channel flow. *Fluid Dyn. Res.*, **34**, 335–355.
- Orlob, G. T. (1959): Eddy diffusion in homogeneous turbulence. *J. Hyd. Div. Proc. ASCE*, **85**, 75–101.
- Okubo, A. (1967): The effect of shear in an oscillatory current on horizontal diffusion from an instantaneous source. *Intl. J. Oceanol. & Limnol.*, **1**, 194–204.
- Okubo, A. (1968): Some remarks on the importance of the “shear effect on horizontal diffusion”. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **24**, 60–69.
- 大久保 明 (1970): 海洋の乱流と拡散. 海洋物理 I (海洋科学基礎講座 1), 増沢讓太郎編, 265–381, 東海大学出版会, pp. 389
- Okubo, A. (1973): Effect of shoreline irregularities on streamwise dispersion in estuaries and other embayments. *Neth. J. Sea. Res.*, **6**, 213–224.
- 大久保 明 (1983): 海洋乱流拡散に関する研究 (1983年度日本海洋学会賞記念講演). 日本海洋学会誌, **39**, 328–330.
- 大西行雄 (1981): 最適化手法による東部瀬戸内海の分散係数の推定. 海と空, **56** (4), 21–35.
- Smith, R. (1976): Longitudinal dispersion of a buoyant contaminant in a shallow channel. *J. Fluid Mech.*, **78**, 677–688.
- Smith, R. (1977): Long-term dispersion of contaminants in small estuaries. *J. Fluid Mech.*, **82**, 129–146.
- Smith, R. (1981): A delay-diffusion description for contaminant dispersion. *J. Fluid Mech.*, **105**, 469–486.
- Smith, R. (1982): Contaminant dispersion in oscillatory flows. *J. Fluid Mech.*, **114**, 379–398.
- Smith, R. (1983): The contraction of contaminant of distribution in reversing flows. *J. Fluid Mech.*, **129**, 137–151.
- Smith, R. (1996): Distortion and dispersion: dilution of solutes in coastal waters. *Coastal and Estuarine Studies*, **50**, 479–495.
- Takeoka, H. (1984): Exchange and transport time scales in the Seto Inland Sea. *Continental Shelf Res.*, **3**, 327–341.
- Taylor, G. I. (1953): Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. *Proc. Roy. Soc. London*, **A219**, 186–203.
- Taylor, G. I. (1954): The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe. *Proc. Roy. Soc. London*, **A223**, 446–468.
- 谷本照己, 川名吉一郎, 山岡到保 (1984): 瀬戸内海における底質の粗度組成と有機物. 中国工業技術試験所報告, **21**, 1–12.
- Wilson, R. E. and A. Okubo (1978): Longitudinal dispersion in a partially mixed estuary. *J. Mar. Res.*, **36**, 427–447.

- 安田秀一, 樋口明生, 早川典生 (1977): 瀬戸内海水理模型の縮率効果—瀬戸内海の大型模型と小型模型の比較から—, 第24回海岸工学講演会論文集, 577–581.
- Yasuda, H. (1982): Longitudinal dispersion due to the boundary layer in an oscillatory current: theoretical analysis in case of an instantaneous line source. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **38**, 385–394.
- Yasuda, H. (1984): Longitudinal dispersion of matter due to the shear effect of steady and oscillatory currents. *J. Fluid. Mech.*, **148**, 383–403.
- Yasuda, H. (1989): Longitudinal dispersion of suspended particles in oscillatory currents. *J. Mar. Res.*, **47**, 153–169.
- Yasuda, H. (1998): An analysis of horizontal dispersion due to the drift current with an Ekman layer. *J. Oceanogr.*, **54**, 151–164.
- Yasuda, H., T. Senjyu and S. Sugihara (2001): Hypoxia formation process in a tidal basin of the Seto Inland Sea. *Proc. 3rd Int. Symposium on Environmental Hydraulics in Arizona*, 200–205.
- Yasuda, H. (2004): Analytical study of longitudinal mass flux due to the shear effect in a tidal basin. *J. Oceanogr.*, **60**, 587–596.
- 安田秀一, 松永信博, 徳永貴久, 阿部 淳, 高島創太郎 (2004): 有明海北部海域の夏季洪水期の物理的環境特性と溶存酸素の変動, 海岸工学論文集, **51**, 911–915.
- Yasuda, H. and Y. Takasugi (2006): Tide-induced residual currents in the Seto Inland Sea, Japan: the effect of the Earth rotation and the role in the grain-size distribution on the basin floor. *Proc. 2nd Int. Symposium on Shallow Flows*, CD ROM.
- Yasuda, H. (2009): Transient wind drift currents in a tidal inlet: theoretical analysis of Ekman drift current and field experiments in Suonada, the Seto Inland Sea. *J. Oceanogr.*, **65**, 455–476.
- 安田秀一, 山口哲昭, 河野史郎, 高島創太郎 (2010): 周防灘における潮流による再懸濁過程とSS fluxの解析, 海の研究, **19**, 263–282.
- 山崎宗広, 安田秀一 (1984): 瀬戸内海中央部における海水交換実験, 中国工業技術試験所報告, **22**, 33–46.

Matter dispersion process in tidal inlets : Significance of the characteristic mixing time and matter dispersion due to Ekman drift currents and a tide-induced residual circulation

Hidekazu YASUDA †

Abstract

Shear diffusion drew attract of many hydraulic researchers at the beginning as longitudinal dispersion of passive matter in a narrow pipe or tube, which has been regarded as the third mixing dilution process sequent to molecular and turbulent diffusions. Although the idea was applied by some researchers to the environmental flow like estuaries and tidal inlets with taking no notice of the severe conditions, the present report takes up a problem of analysis of usual longitudinal dispersion and investigates possibility of practical application of shear diffusion to natural environmental flows. Based on the model that suspended matter near the basin floor is effectively dispersed in an oscillatory current with the Stokes layer, horizontal dispersion due to the wind of particles distributed near the water surface is analyzed assuming the transient Ekman drift current. The dispersion coefficient induced by the wind might become relatively large even at the initial stage because of the substantially short characteristic mixing time in the Ekman layer. The process causing the one dimensional diffusion (longitudinal dispersion) coefficient of the Seto Inland Sea is revealed using the idea of the substantial characteristic mixing time.

Key words : shear diffusion, dispersion coefficient, characteristic mixing time, wind drift current, the Seto Inland Sea

(Corresponding author's e-mail address : hy-yasuda@fuga.ocn.ne.jp)
(Received 23 September 2013 ; accepted 22 July 2014)
(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2015)

† 260–165 Maruyama Kurose Higashi-Hiroshima City, 739–2612, Japan
TEL: +81823825705
e-mail: hy-yasuda@fuga.ocn.ne.jp