

振動流や回転流の境界層に引き起こされる物質分散

Matter Dispersion Due to Boundary Layers in Oscillatory and Rotating Fluid

安田秀一*

By Hidekazu YASUDA

Matter dispersion due to the shear effect of currents is investigated theoretically as one of the mixing dilution processes. The shear is generated in the boundary layer as Stokes or Ekman layer which is given by motion equations. Dispersion of suspended matter with its own settling velocity is also analyzed besides that of passive matter. Both kinds of matter are strongly dispersed only in the boundary layers at the initial stage. As the time proceeds, the dispersion coefficient of passive matter gets inversely proportional to the water depth in the oscillatory current, while that of suspended one with a certain settling velocity is independent of the depth and fairly larger than that of passive one. However the dispersion coefficient of suspended matter gets slightly larger with increase of the water depth although that of passive one is not so dependent on it as suspended one.

Keywords: longitudinal and horizontal dispersion, Stokes layer, Ekman layer, vertical structure.

1. まえがき

シアー効果による物質分散については、G.I.Taylorの偉大な業績^{1), 2)}の後、多くの流体力学に携わる研究者らによって解析されてきた。これまでの殆どの研究は、流れの全領域に注目して分散係数を評価することが多かったが、本研究は、潮汐の卓越する閉鎖性海域の物質輸送過程の解明を主要課題として、代表的なシアー領域である境界層に着目し、新しい定義や概念を導入しながら、その基本特性を明らかにしようとするものである。本報では、シアー効果による物質分散は見かけの現象ではなく、主要な混合希釈過程の一つであるとの観点で解析を進める。

2. 物質分散の解析手法

シアー効果による物質分散を解析するための、物質濃度 $S(x, y, z, t)$ を支配する移流拡散は、水平拡散を無視して次のような式で支配されるものとする。

$$S_t + uS_x + vS_y + wS_z = kS_{zz} \quad (1)$$

u, v は x, y 方向の流れの成分で、 w は拡散物質自身の鉛直方向の速度である。添字の x, y, z, t は、それぞれの方向の微分を示す。 k は鉛直方向の拡散係数である。流れは水平方向には一様で、物質の鉛直速度は z 方

* 正会員 理博 通商産業省 工業技術院 中国工業技術研究所 海洋環境制御部 海洋動態研究室
(〒737-01 広島県呉市広末広 2-2-2)

向にも一定であるとする。境界条件は、海面($z=H$)と海底($z=0$)では物質の出入りが無い($wS - kS_x = 0$)、及び水平方向の無限遠では濃度は 0 とする。初期条件については、 $x=0, y=0$ における瞬間線源と瞬間点源($z=z_0$)を場合に応じて与えることとする。本研究では水平方向(x - y 平面)の二次元分散も対象とするが、 y 方向の変動を無視した場合には、通常よく取り扱われる縦方向分散(x 方向)となる。水深が一定で流れが水平方向に一樣な場合には、物質分散は Aris のモーメント法⁸⁾によって解析することができる。

流れを支配する運動方程式は、次のように書き表されるものとする。

$$u_t - fv = F_x + \nu u_{zz}, \quad v_t + fu = F_y + \nu v_{zz} \tag{2}, (3)$$

式中の f, ν は、それぞれコリオリパラメータと粘性係数で、ここでは一定値とする。上式の各項は、シャープなシア領域である境界層が形成されるよう、以下において適宜用いられる。

3. Stokes境界層を形成する振動流中の縦方向分散

縦方向分散を引き起こす x 方向の振動流 $u(z, t)$ は、式(2)によって次のように求めることができる。

$$u(z, t) = U[(1 - e^{\beta z} \cos \beta z) \sin \sigma t + e^{\beta z} \sin \beta z \cos \sigma t] \tag{4}$$

U は振動流の振幅で F_x/σ に相当し、 σ は潮汐の基本振動数である。 β は $(\sigma/2\nu)^{1/2}$ を表し、その逆数はストークス境界層の代表寸法を意味している。これまでの振動流中の物質分散の多くは、運動方程式とは関わりなく、単純化した流れを仮定して解析されているが^{4), 5), 6)}、流れについても拡散方程式と同程度の精度で考える必要があるのではないであろうか。実際の海域などでは、拡散代表時間は潮汐周期よりも遥かに長く、従来から着目されている定常段階は、実際には殆ど目に留まることはない。現場海域は常に変動的で、我々の印象に残る分散は、むしろ初期段階にあると言っても過言ではない。初期段階の分散を扱うときには、式(4)のような境界層を考慮した流れ場における解析が、沿岸域の分散現象の基本的なプロセスを理解する上で意義をもつのではないかと考える^{7), 8)}。

縦方向(x 方向)の物質の拡がりを表す統計的分散値は、次のように求められる。

$$\sigma_x^2(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \{x - \mu_1(z, t)\}^2 S(x, z, t) dx / M_0 = \mu_2(z, t) - \mu_1(z, t)^2 \tag{5}$$

μ_2 と μ_1 は、それぞれ 0 次のモーメントで規格化された 2 次と 1 次のモーメントである。ちなみに p 次のモーメント $M_p(z, t)$ は $\int_{-\infty}^{\infty} x^p S(x, z, t) dx$ のように定義される。任意の水深と時刻における分散値(5)は、 $d\sigma_x^2(z, t)/2dt$ の定義のよって、水深と時間に依存する分散係数 $D_x(z, t)$ を導くことができる。

従来、鉛直平均分散係数 $\sigma_x^2(t)$ は、 $\underline{\mu_2} - \underline{\mu_1}^2$ のように与えられるが(下線は鉛直積分を表す)、これは物質濃度の鉛直積分値に基づいたもので、混合によって分散されたもののみではなく、流れのシアによって引き伸ばされたものも分散値の中に含んでいる。物質分散は鉛直平均等による算術的な結果として起こるのではなく、分子拡散や乱流拡散に次ぐ混合過程であると考え、従来定義による統計的分散値は適当とは思われない。混合希釈を表現する鉛直平均分散値 $\sigma_x^2(t)$ は、 $\sigma_x^2(z, t) M_0(z, t) = \underline{M_2}(t) - \{\underline{M_1}(z, t)\}^2 / M_0(z, t)$ のように定義することができる。0 次のモーメントは物質が鉛直的に不均一の分布しているときに考慮する必要があるが、それが鉛直的に一樣な場合は、 $\sigma_x^2(t) = \underline{\mu_2} - \underline{\mu_1}^2$ のようになる。これらの各分散値を前述のように時間微分することによって、対応する分散係数を導くことができる。

x 方向の p 次のモーメントを支配する方程式は、拡散方程式(1)に基づいて(6)のように書き表され、その形式解は(7)のように導かれる。

$$M_{pt} + wM_{pz} - kM_{pzz} = p u M_{p-1} \tag{6}$$

$$M_p(z, t) = p \int_0^t \int_0^z G(z, t; \xi, \tau) u(\xi, \tau) M_{p-1}(\xi, \tau) d\xi d\tau \tag{7}$$

$$G(z, t; \xi, \tau) = \omega e^{\omega(z/H)} / (e^\omega - 1) + \sum_{n=1}^{\infty} e^{K_n \tau} E_n(z) F_n(\xi) / N_n^2 / 2 \quad (8)$$

$$E_n(z) = \omega e^{(\omega/2)(z/H)} \sin p_n z + 2n\pi e^{(\omega/2)(z/H)} \cos p_n z, F_n(\xi) = \omega e^{-(\omega/2)(\xi/H)} \sin p_n \xi + 2n\pi e^{-(\omega/2)(\xi/H)} \cos p_n \xi$$

$$\omega = wH/k, N_n^2 = (\omega/2)^2 + (n\pi)^2, K_n = N_n^2 k / H^2 = N_n^2 / T_c, p_n = n\pi / H, T_c (= H^2 / k)$$

$G(z, t; \xi, \tau)$ はグリーン関数で、0次のモーメントを明らかにすることによって、順次、高次のモーメントを求めることが可能である⁸⁾。本報では $w \neq 0$ は拡散物質が懸濁物質であることを示しており、 $w = 0$ の場合は物質がpassive(溶存物質)であることを示している。その場合のグリーン関数は次のように簡略化される。

$$G(z, t; \xi, \tau) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{K_n \tau} \cos p_n z \cos p_n \xi \quad (9)$$

この場合の Kn は $k(m\pi H)^2 = (m\pi)^2 / T_c$ のように簡略化される。懸濁物質及び溶存物質の0次のモーメントは、それぞれ次のように求められる。(8)で示したように、 ω は全水深に着目した場合の無次元水深である。

$$M_0(z, t) = \omega e^{\omega(z/H)} / (e^\omega - 1) + \sum_{n=1}^{\infty} e^{K_n t} E_n(z) F_n(z_0) / N_n^2 / 2 \quad (10)$$

$$M_0(z, t) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{K_n t} \cos p_n z \cos p_n z_0 \quad (11)$$

ちなみに溶存物質が瞬間線源として投入された場合には、0次のモーメントは常に1である。各モーメントにかかる係数 S_0/H は単位量1と見なして省略する。

図-1は、溶存物質を瞬間線源として投入した場合の、海面と海底における分散係数の時間変化を描いたものである。破線は、太いものが本報で定義した混合の程度を表す鉛直平均分散係数で、細い破線は従来の定義による流体要素の伸び(または変形)を含んだものである。但し水深 $H^* (= \beta H)$ は10で、拡散係数と粘性係数を等しいとすると、結果的に鉛直方向の拡散代表時間と潮汐周期の比 $Tr (= T_c / T)$ は31.83となる。この比が1よりかなり大きい場合には、振動流による分散は無視できるほど小さい^{5), 6)}とされてきたが、特に初期の段階では、シア領域に接する海底では必ずしも小さいとは言えない。またこの図は、定常段階では周期平均値は同じになるものの、周期内の変動は各場合で大きく異なっていることを示している。もう一つ注目すべきことは、従来の定義による鉛直平均分散係数は負になることはあるが、ここで定義された混合の程度を表す分散係数は、決して負になることはないということである。

定常段階の鉛直及び周期平均分散係数は、周期変動を除いて、 $\exp(-K_n t) = 0$ を考慮することによって、下記のように求めることができる。

$$D_s = U^2 / \sigma \sum_{n=1}^{\infty} K_n \sigma / (K_n^2 + \sigma^2) [\{ - \{ H^* / (H^{*2} + (H^* + n\pi)^2) + H^* / (H^{*2} + (H^* - n\pi)^2) \} / 2 \}^2$$

$$+ \{ - \{ (H^* + n\pi) / (H^{*2} + (H^* + n\pi)^2) + (H^* - n\pi) / (H^{*2} + (H^* - n\pi)^2) \} / 2 \}^2] \quad (12)$$

後の図-3の $w = 0$ の場合(溶存物質)の分散係数からもわかるが、この平均分散係数は、水深 H^* にほとんど反比例している。このことは、水深が大きいほどシア領域が相対的に狭くなることからすると、理にかなっていると言える。なお、ここではシア領域である境界層に着目していることから、分散係数は U^2 / σ で規格化されるが、通常の全水深に着目した場合の $U^2 T_c$ を係数とした分散係数は、前者を $2\pi Tr (= 2H^{*2})$ で割ることによって求めることができる。

沈降速度を持つ懸濁物質の場合には、分散係数の振る舞いはかなり異なってくる。図-2は $\omega (= wH/k) = -5$ の沈降性物質を、海面で点源投入した場合の鉛直平均分散係数の時間変化を描いたものである。実線と破線は、それぞれ本報で定義したものと従来の定義によるものを表している。図中の左上の図は0次のモーメントの鉛直分布を各時間(潮汐周期)毎に描いたもので、この図によると、時間の経過と共にストークス層領域に物質が分布することによって、分散係数が大きくなっていく様子が認められる。定常段階においては、図-1の溶存物質の場合より分散係数は大きくなっている。懸濁物質の場合の分散係数の定常値は、かなり複雑にはなるが、溶存物質の場合と同様の手続きによって次のように求められる。

図-1 振動流中に瞬間線源で放流された溶存物質の分散係数の時間変化
 太い実線：海底
 細い実線：海面
 太い破線：混合希釈のみを表す鉛直平均値
 細い破線：従来の鉛直平均値

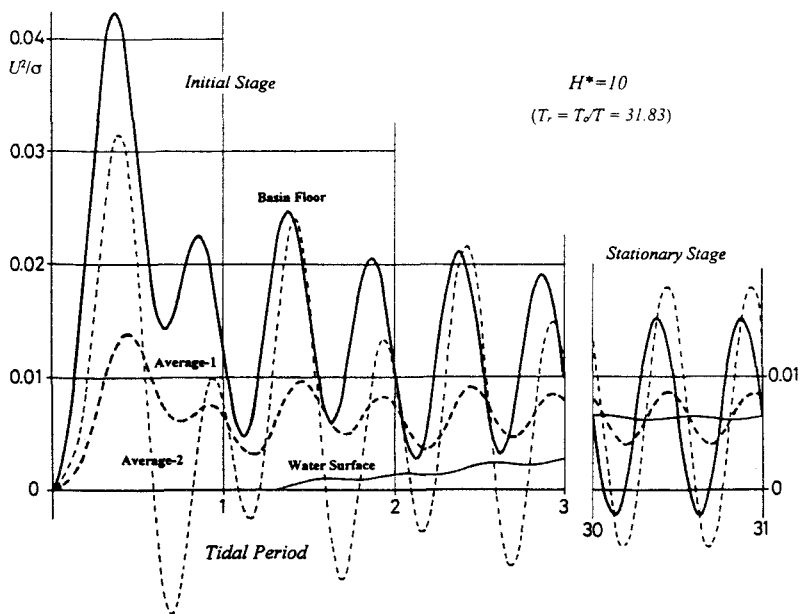


図-2 海面において瞬間点源で放出された沈降性懸濁物質の分散係数の時間変化と0次のモーメントの各時刻における鉛直分布
 実線：本報で定義した鉛直平均値
 破線：従来の平均値

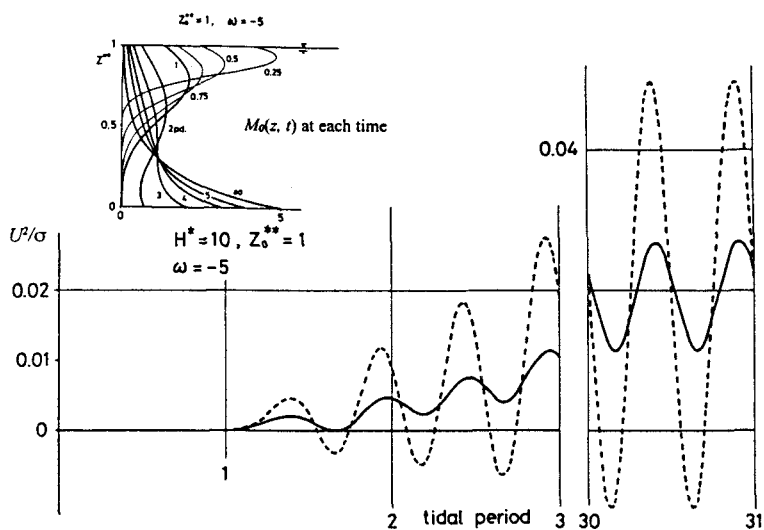
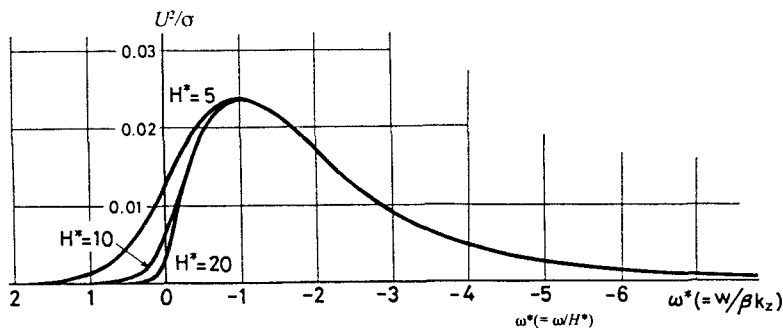


図-3 振動流中の懸濁物質の分散係数の定常値：沈降速度への依存性



$$D_s = U^2/\sigma \omega/(e^\omega - 1)/2 \sum_{n=1}^{\infty} K_n/(K_n^2 + \sigma^2)(P_n^2 + Q_n^2)/N_n^2 \quad (13)$$

$$P_n = \int_0^H \alpha_{1n}(\xi) \eta_1(\xi) d\xi + \int_0^H \alpha_{2n}(\xi) \eta_1(\xi) d\xi, \quad Q_n = \int_0^H \alpha_{1n}(\xi) \eta_2(\xi) d\xi + \int_0^H \alpha_{2n}(\xi) \eta_2(\xi) d\xi$$

$$\alpha_{1n}(\xi) = \omega e^{(\omega/2)(\xi/H)} \sin p_n \xi, \quad \alpha_{2n}(\xi) = 2n\pi e^{(\omega/2)(\xi/H)} \cos p_n \xi, \quad \eta_1(\xi) = 1 - e^{-\beta \xi} \cos \beta \xi, \quad \eta_2(\xi) = e^{-\beta \xi} \sin \beta \xi$$

図-3は、懸濁物質の定常段階における分散係数を、沈降速度の関数として描いたものである。横軸の沈降速度はストークス層に着目して無次元化したものであるが、この $\omega^* (=w\beta k)$ は $\omega (=wH/k)$ とは、 $\omega^* = \omega/H^*$ の関係にある。この無次元化速度で整理すると、 $\omega^* = -1$ のところで水深に係わらず分散係数は最大値をとる。この時には物質は境界層近辺に分布しており、実質的な鉛直方向の拡散代表時間はかなり短くなって、境界層のシア効果を効率的に受けている。鉛直的に不均一に分布する物質の分散係数は水深に拘わらず、物質が境界層の周辺に如何に分布しているかによるといえる。先にも述べたように、 $\omega^* = 0$ は溶存物質を意味しており、この時には分散係数は水深 H^* に反比例していることが認められる。これらのことは、海底や陸岸 (z 軸を水平横方向とした場合) から投入された物質が、初期の段階では海底や陸岸の境界層によって大きな分散係数を持ちうることを意味している⁹⁾。

4. Ekman境界層を形成する定常流中の水平分散

地球自転効果は、定常流の場合でもエクマン境界層を形成する。この境界層内では流れは二次元的なシア一構造を持ち、それによる物質分散は水平二次元的に引き起こされる。この二次元的な分散を表現するには、新たに0次、1次、2次のモーメントを、それぞれ $M_0(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x_i, x_j, z, t) dx_i dx_j$, $M_1(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_i S(x_i, x_j, z, t) dx_i dx_j$, $M_{ij}(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_i x_j S(x_i, x_j, z, t) dx_i dx_j$ のように定義する必要がある。添字の i, j は x 方向、または y 方向を表す。ここで2次のモーメント $M_{ij}(z, t)$ は次のような方程式で支配される。

$$M_{ijt} + wM_{ijz} - kM_{ijz} = uM_j + u_j M_i \quad (14)$$

ここでも $w = 0$ のときは溶存物質を示すものとする。ここで新たに導入される共分散 $\sigma_{xy}^2(z, t)$ は $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - M_x(z, t)) \{y - M_y(z, t)\} S(x, y, z, t) dx dy = M_{xy} - M_x M_y$ で定義される。二次元的な分散値の表現には、各方向成分の分散値の代数平均や幾何平均を用いる必要がある。代数平均をとった場合は方向性の問題は生じないが、単に引き延ばされたものも分散値の中に含まれる。幾何平均の場合は、分散の主軸の方向と座標軸が一致しない時は、特に楕円状に分散した場合にその値が過大評価される。海洋乱流拡散における円形パッチ理論に対応する二次元分散値 $\sigma_{\Lambda}^2(z, t)$ は、次のように定義することができる。

$$\sigma_{\Lambda}^2(z, t) = \sqrt{\sigma_x^2 \sigma_y^2} = \sqrt{\sigma_x^2 \sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2} \quad (15)$$

添字の ξ, η は、それぞれ二次元分散値の主軸(長軸)方向と短軸方向の成分を示す。 x 座標軸を基準とした長軸方向の角度を θ とすると、それは $\tan 2\theta = 2\sigma_{xy}^2/(\sigma_x^2 - \sigma_y^2)$ の関係で求められる。式(15)の分散値より前述と同様に、時間微分することによって二次元分散係数が定義される。混合希釈の程度を表す鉛直平均的な二次元分散値 $\sigma_{\Lambda}^2(t)$ は $\int_0^H M_0(z, t) \sigma_{\Lambda}^2(z, t) dz / H$ によって得ることができる。

一樣な風が y 方向に吹いた場合の定常流は、式(2)と(3)の定常解として、次のように得られる。

$$u(z) = Ue^{-\beta z}(\cos \beta z + \sin \beta z), \quad v(z) = Ue^{-\beta z}(\cos \beta z - \sin \beta z) \quad (16), (17)$$

U は海面における流れの強さで、 β はこの節においては $(f/2v)^{1/2}$ のことで、その逆数はエクマン境界層厚の代表寸法を表す。前節の縦方向分散の場合とグリーン関数は同様で、流れも上記のように解析的に記述できることから、それぞれのモーメントも前節と同様の手続きで導くことができる。

図-4は、水深 $H^* = 10$ において、瞬間線源として物質を投入した場合の、水平分散係数、主方向の分散

係数、主軸方向の各々の鉛直分布を、初期段階から各時刻毎に描いたものである。回転流体の基本的な時間である慣性周期 T_p は、拡散代表時間 T_e で置き換えると、 $\pi T_e / H^{*2}$ に相当する(前節の振動流の中では、振動周期 $T = \pi T_e / H^{*2} = T_e / 31.83$ になることに対応)が、図によると、経過時間が $T_p/10$ 以前では分散係数はエクマン層の中(シア領域の厚さは β^{-1} の約3倍)でのみで引き起こされて、主軸の方向も非常に変化に富んでいるが、時間の経過と共に次第に層外でも分散が生じて、定常段階(通常 $t \geq T_e/2$)では、分散係数のみならずその主軸の方向も一樣になることが認められる。因みに T_p は東京周辺で21時間に相当する。

円形パッチ理論や従来の定常流中の分散の解析結果との関連性を見るために、図-5に鉛直平均化した二次元分散値(幾何平均)と主軸方向の分散値の時間変動を描いた。条件は図-4の場合と同様である。どちらの分散値も定常段階においては時間に比例して大きくなるが、分散がエクマン層の中でのみ認められる $T_p/10$ 以前においては、分散値の増加は経過時間の3乗に比例しており、このことは乱流拡散が慣性領域にある時の振る舞いに類似して興味深い。Okubo¹⁰⁾は無限に広がる海の中におけるシアー拡散を解析し、3乗則を提示したが、これらのことから、シアー効果による物質分散における分散値は、分散現象が底(境界)に達するまでは、時間の3乗に比例して増加すると言える。

海底上を定常流が流れた場合にも、海底上にエクマン境界層が形成される。これによる解析結果は上記の吹送流によるものを適当に座標変換することによって導き出すことができるが、ここで、エクマン層を伴う流れ場における沈降性の懸濁物質の分散の挙動について検討する。境界層の上部で定常流が x 方向に一樣に流れる場合には、流れは次のように解くことができる。

$$u(z) = U[1 - e^{-\beta z} \cos \beta z], \quad v(z) = Ue^{-\beta z} \sin \beta z \quad (18), (19)$$

エクマン層周辺の物質の分布状態と分散係数の関連性を知るために、定常段階における分散係数の沈降速度への依存性を調べた。図-6は、各水深 H^* における、鉛直平均した水平分散係数の主軸方向成分と幾何平均値(下部の破線)を沈降速度の関数として描いたものである。無次元化沈降速度は、全水深に着目したもの $\omega (=wH/k)$ と境界層厚に着目したもの $\omega^* (=w\beta k)$ が考えられるが、前節の振動流の場合のように後者で整理すると、各水深における分散係数の主軸方向成分が最大値をとる時の沈降速度の値が著しく変動するが、図のように前者をとると、水深の増加に従って(シア領域が薄くなると共に)、最大値をとる沈降速度の値が $\omega = -6$ 付近に収束する傾向が認められる。 $\omega = 0$ の場合(溶存物質)は、振動流の時のように分散係数は水深に反比例することではなく、むしろ水深が大きくなると、分散係数は徐々にではあるが大きくなっている。なおこれは、振動流の場合と同じように、境界層に着目して、分散係数を U^2/f で整理した時の結果であるが、従来のように全水深に着目した $U^2 T_e$ を係数とする場合の数値は、さらに $2\pi T_e (= 2H^{*2})$ で割ることによって得ることができる。その場合には H^* が大きくなる程分散係数は小さくなるが、このことは振動流と定常流の中の縦方向分散係数を比較した報告¹¹⁾の中で示された、「シア領域が狭くなると分散係数が小さくなる」という結果と同じことを意味している。

境界層外では直線的に往復する振動流であっても、地球自転効果は境界層の中では横方向の流れも生成し、潮流楕円を形成する¹²⁾。二次元分散の定義が明瞭になったことから、自転効果を取り入れた場合の、式(2)と(3)の解で示される振動流の中の懸濁物質の分散係数について検討する。

運動方程式の F_y を省略し、海域の幅が Rossby の変形半径よりも狭いとなると、流れの解は次のように得られる。

$$u(z, t) = \text{Real}[U\{(1 - f^2)e^{-(1-i)\beta z/2} + (1 - f^2)e^{-(1-i)\alpha z/2} - (1 - f^2)\}e^{-i\sigma t}] \quad (20)$$

$$v(z, t) = \text{Real}[U\{(1 - f^2)e^{-(1-i)\beta z/2} - (1 - f^2)e^{-(1-i)\alpha z/2}\}e^{-i\sigma t}] \quad (21)$$

但し、 $f^* = f/\alpha$ 、 $a = \beta(1 + f^*)$ 、 $b = \beta(1 - f^*)$ で、この場合の β はストークス層に係わる $(\sigma/2\nu)^{1/2}$ を指す。この解による振動流は、先にも述べたように境界層内で潮流楕円を形成するが、その楕円率は f^* の増加と共に大き

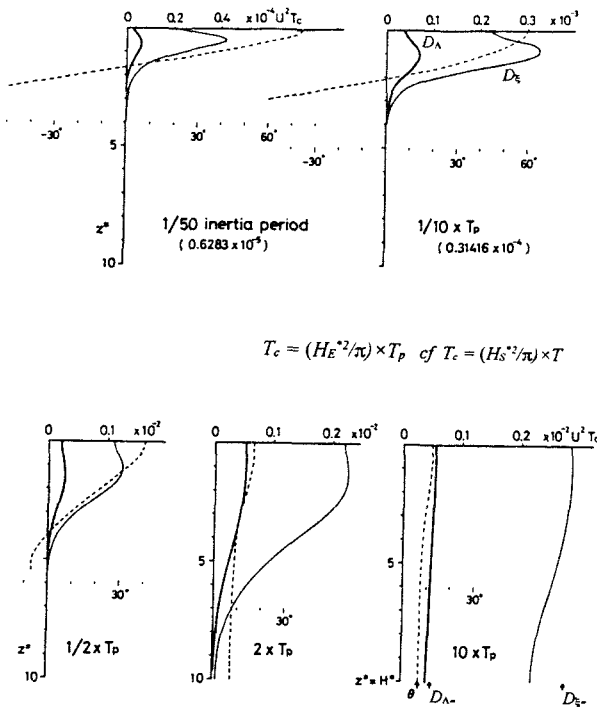


図-4 エクマン層を形成する吹送流による二次元分散係数の鉛直構造の時間変動（太い実線：主軸幾何平均分散係数、細い実線：主軸方向成分、破線：主軸の方向

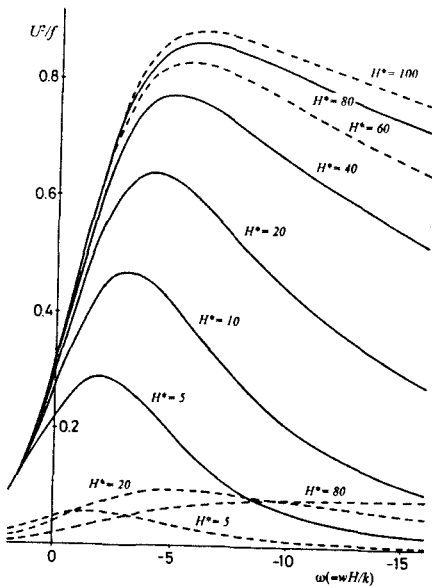


図-6 沈降速度に依存する、定常流中の分散係数の主軸方向成分（定常値）
下の破線は幾何平均値を示す

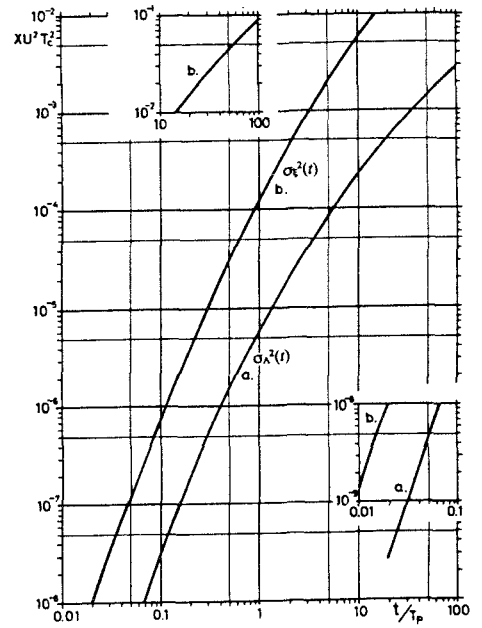


図-5 鉛直平均分散値の主軸方向成分と幾何平均の時間変動

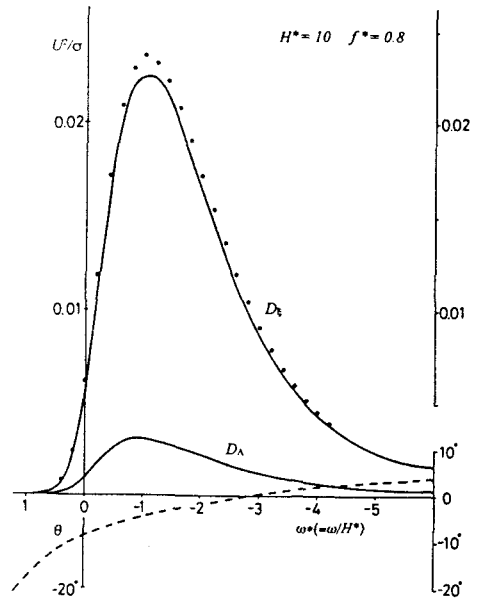


図-7 回転系の振動流中の定常分散係数（主軸方向成分と幾何平均値）の沈降速度への依存性：破線は主軸の方向、点是非回転の場合の縦方向分散係数

くなる。図-7は $H^*=10$, $f^*=0.8$ (英国、オランダ周辺) の場合の、鉛直平均水平分散係数の主軸方向成分の値と相乗平均値を、沈降速度の関数として描いたものである。破線はその時の主軸の方向を示している。実線に沿う黒丸は、自転効果がない場合の縦方向分散係数で図-3のものに相当する。沈降速度は境界層に着目した ω^* で表しているが、 H^* の値を乗じることによって、全図の場合の ω の値を知ることができる。ここでは $H^*=10$ の場合のみを描いたが、この場合でも最大値は、水深 H^* に係わらず $\omega^*=-1$ のところで現れ、その値もほとんど変わらない。

5. おわりに

現実の流れの中の物質の分散過程は、三次元的でかなり複雑な現象であるために、分散過程を定量的に把握して分散係数を算出することは困難なことが多い。物質分散は平均(積分)操作によって現象の詳細を省くための概念ではなく、分子拡散、乱流拡散に次ぐ第三の物質混合過程であるとの観点から、そのプロセスを簡略化したモデルの中で解析したが、現場海域の中におけるその意義を提起することができたのではないかと考える。ここで示した分散過程は、現場海域の中では、①海底近傍に漂う懸濁粒子の分散、②陸岸から放出される汚濁物質の分散、③陸に向かう風に吹き寄せられる物質の分散、④海面近くを漂う赤潮の風による分散、⑤シャープな成層を形成する湖などにおける密度躍層付近の内部波による物質分散過程、等が考えられるが、個々の過程については、それぞれの状況に応じて新たな条件を加味して解析する必要がある。

参考文献

- 1) Taylor, G.I.: Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube, *Proc. Roy. Soc. London*, Vol. A219, pp. 186-203, 1953.
- 2) Taylor, G.I.: The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe, *Proc. Roy. Soc. London*, Vol. A223, pp. 446-468, 1954.
- 3) Aris, R.: On the dispersion of solute in a fluid flowing through a tube, *Proc. Roy. Soc. London*, Vol. A235, pp. 67-77, 1956.
- 4) Okubo, A.: The effect of shear in an oscillatory current on horizontal diffusion from an instantaneous source, *Int. J. Oceanogr. Limnol.*, Vol. 1, pp. 194-204, 1967.
- 5) Holly, E.R., D.R.F. Harleman and H.B. Fischer: Dispersion in homogeneous estuary flow, *J. Hydraul. Div. ASCE*, Vol. 96, pp. 1691-1702, 1970.
- 6) Fukuoka, S.: Longitudinal dispersion of matter in alternating shear flow, Res. Bulletin C8, Dept. of Engineering, James Cook Univ. of North Queensland, 1973.
- 7) Yasuda, H.: Longitudinal dispersion due to the boundary layer in an oscillatory current: theoretical analysis in case of an instantaneous line source, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 38, pp. 385-394, 1982.
- 8) Yasuda, H.: Longitudinal dispersion of suspended particles in oscillatory currents, *J. Mar. Res.*, Vol. 47, pp. 153-169, 1989.
- 9) Yasuda, H.: Longitudinal dispersion of matter due to the Stokes layer: its time-dependence in the case of an instantaneous point-source, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 44, pp. 244-253, 1988.
- 10) Okubo, A.: Some remarks on the importance of the "shear effect on horizontal diffusion", *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 24, pp. 60-69, 1968.
- 11) Yasuda, H.: Longitudinal dispersion of matter due to the shear effect of steady and oscillatory currents, *J. Fluid Mech.*, Vol. 148, pp. 383-403, 1984.
- 12) Yasuda, H.: Vertical structure of the tidal current ellipse in a rotating basin, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 43, pp. 309-318, 1987.