

Tidal Basinにおける分散係数について

— 瀬戸内海を例として；振動流による物質分散の重要性 —

安田秀一*

The Longitudinal Dispersion Coefficient (the One-dimensional Diffusion Coefficient) in Tidal Basins

— the case of the Seto Inland Sea ; significance of matter dispersion due to oscillatory currents —

Hidekazu Yasuda

It was reported in 1970 that the one-dimensional diffusion coefficient (corresponding to the longitudinal dispersion coefficient) of the Seto Inland Sea was $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ through the analysis of the annually averaged salt budget. Although the coefficient is approximately equivalent to one or a few years of mean residence time of the sea water in the Seto Inland Sea, it is considered to be different from the sea water's own budget, representative of mass transport in the sea water because the salt balance might be much influenced by the density current at the flood season. Since the Seto Inland Sea is a kind of tidal basins, the dispersion coefficient ought to be explained as the dispersion coefficient due to the tidal oscillatory current. Such dispersion coefficient has been being neglected since the report by Holly et al. (1970) where it was rather small in the actual basin. In spite of their report, this study has focused on the tidal oscillatory current as a current inducing effective longitudinal dispersion in tidal basins and analyzed the dispersion process taking account of the new idea that the residual circulation played a role of the lateral mixing instead of the horizontal diffusivity. The longitudinal dispersion coefficient obtained from the present new idea can explain the dye diffusion process in the tidally hydraulic scale model of the Seto Inland Sea, the dispersion coefficient of which is less than $1/10$ of $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$, though the usual idea has not yet been able to explain even such dispersion coefficient.

Key words : Longitudinal dispersion; Tidal basin; Tidal mixing; Estuarine dynamics; Environmental fluid mechanics; The Seto Inland Sea

カテゴリー ; Q2 -2170

1. はじめに

瀬戸内海や東京湾、伊勢湾、有明海は、半閉鎖的な海域と呼ばれ、周辺には大都市や工場地帯が密集している。そのため20世紀の後半には水質や底質の汚濁が進行し、公害と言われるような重大な社会問題が表面化した。これらの海域は、外海から潮汐が進入し潮流が卓越していることから、英語ではtidal basinと呼ばれるが、それに相当する適当な日本語はないようである。本研究では潮流（主に半日

周潮成分）の卓越する内湾を対象としているが、そのような内湾をここでは“tidal basin”として英語をそのまま適用する。国内のこれらのtidal basinに関しては、1970年代からは環境研究も盛んになり、多くの海域で膨大な予算を投入して環境悪化プロセス解明のための研究がなされてきた。しかしながら、物質輸送の基本的なパラメータである拡散係数や分散係数に関しては、欧米のように十分な検討もされることなく、面倒なことには蓋をしてしまったかのように問題を残したまま、時には、条件付で提示された

2006年5月15日受付. Received May 15, 2005.

* (独)水産大学校 水産情報経営学科 情報システム数理講座

(Lab. Scientific Methodology and Modeling, Dept. Fisheries Information and Management, National Fisheries University)

係数が¹⁾他の研究者から便利さのために使用されるなど、その数値が一人歩きして、サイエンスとしては極めて異常な状況の中で多くの提言もなされてきた。膨大な資金を投入しながら、未だに解決に至らない有明海・諫早湾の問題も、このように一人歩きした数値に、専門外の研究者が振り回されてしまったことによるのではないかと思われる。

物質輸送に関する物理的な研究は、環境研究のバックグラウンドとなるもので重要な課題であると考えられる。Takeoka²⁾は、国内の代表的な tidal basin である瀬戸内海に関して、この30年余りの研究成果をレビューしているが、それにも記されているように、物理分野の基本的な研究は、1980年代でほとんど終えられたようである。潮汐、流れ、拡散に基づく物質輸送は、多くの要素が複雑に絡み合った環境研究の基礎（もしくはバックグラウンド）となり未だに多くの問題を残しているが、Takeokaのレビューを読んでも、最近では、物理分野の専門家も化学的で生物学的な要素を取り込んだ学際的な方面に向かっているように思われる。ベースとなる物理的な現象を曖昧にしたまま他分野に乗り出したことが今日の国内の沿岸海洋研究の遅れを引き起こしているのかもしれない。国内の環境研究の流れから見れば、今更何を？というテーマに見られるかもしれないが、本研究は、解決されないままに取り残されてきた tidal basin の物質分散を、物質輸送の基本的な問題として敢えて取り上げ、瀬戸内海の分散係数について新たな検討と提案を試みたものである。

一般に、tidal basin で見られる潮流は強いシアを伴っており、そこで得られる物質輸送に関わる拡散係数は、シア拡散といわれる物質分散による分散係数と考えられる。物質分散（シア拡散）は、分子拡散と乱流拡散に並ぶ流体内に引き起こされる混合希釈過程^{3), 4), 5)}の一つで、Fischerは、内湾（estuary）では分散係数は乱流拡散係数よりも著しく大きくなることを示し⁶⁾、このことは物質の収支や分布に物質分散過程が支配的な役割を果たすことを意味した。しかしながら、分散係数の算出に際しては、平均操作や収支バランスの結果（残渣）として取り扱われたり、海洋拡散理論とはかけ離れた異常に大きい値を導入するなど^{7), 8)}、手法や根拠を曖昧にしたまま適用されることがある。最近では数値シミュレーションが容易に行われるようになり、数値が扱いやすくなっただけに、数値を提供する研究者の責任はますます重大になっている。従って、その根拠や適用範囲・限界を明示することなど、数値に関する但し書きは不可欠である。本研究では、曖昧さを避けるために、物質分散のレビューをしながらその考え方を明確

にし、それを踏まえて瀬戸内海などの tidal basin における物質輸送に関わる物質分散、および、分散係数の算出法を丁寧に検討した。さらに、従来は無視されてきた振動流による分散係数の算出に新たな概念を導入し、現場海域における潮流による物質分散の可能性を解析しながら、瀬戸内海の分散係数の成因解明を目指した。

2. 物質分散に関して

現地観測から分散係数を求めた例としては、Bowden による Mersey estuary のものがよく知られている⁹⁾。Fischerはこの観測結果から塩分フラックスの各成分を検討し、水平的な残差循環流によるものが支配的であると報告した¹⁰⁾。分散係数の定常値を表す式によると、一般的に非常に大きな値が見積もられることもあって、Fischerの報告以降、多くの海域で塩分フラックスを計算して分散係数を算出する試みがなされたが^{7), 11)}、この解析法は、濃度がほとんど定常状態にあって、横断面内での濃度変動が非常に小さいという条件においてのみ可能となる。しかしながら、日本国内の tidal basin は、地形が複雑な上に洪水時には弱混合タイプ（塩分の鉛直変動が大）で、このような条件が満たされていないにも関わらず、いくつかの沿岸海域などで適用されたことがある。拡散物質のフラックスから分散係数を求める場合の問題点については、Yasuda¹²⁾の中で明示されている。従って、この手法で得られた分散係数は、単なる算術平均によって求められるその場限りの値で、対象海域の物質輸送に係わる代表的な値にはなり得ないことを留意しておく必要がある。

また、残差流のような定常流と見なせる流れによる物質分散は、時間経過と共に0から定常値に向かって収斂していくが¹³⁾、定常段階に至るには横断面内の混合拡散代表時間の半分程度の時間を必要とする。この時間は、瀬戸内海のようなサイズでは一般に1ヶ月以上にもなって主要な潮汐周期よりもかなり長く、さらに、地形が複雑になると流下方向に地形も変化しながら諸条件も変わっていくことから、定常流による分散係数の定常値はほとんど期待することができない。

風が吹き始めて発達期にある吹送流による表層浮遊物質の分散係数に関しては、物質と流れの存在する領域が狭いために、混合拡散代表時間が非常に短くなり定常段階が速やかに得られ、大きな分散係数が期待できるが¹⁴⁾、風は一時的なもので、この分散係数が海域を代表するような物質輸送に係わるものになるとは考えられない。

上に挙げたような国内の主要な内湾域は、経常的で優勢な流れとして潮汐振動流があり tidal basin と見なすことができる。Bowden はこの振動流に注目して、その振幅が定常流と同じ場合には、振動流中の分散係数は、定常流中のものの 1/2 になることを示した¹⁴⁾。瀬戸内海の一次元化拡散係数（縦方向分散係数に相当）は、年平均の塩分収支に基づいて $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度であるとの報告があるが¹⁾、瀬戸内海では、潮汐振動流は残差流のような定常流に比べて 1 桁程度大きいこともあって、この縦方向分散係数の原因として、当初は tidal prism の概念¹⁵⁾ を導入するなど振動流による物質輸送が注目されたこともある。しかしながら、混合拡散代表時間が振動周期に比べて大きいときには、振動流による分散係数は著しく小さくなるという Holly らの報告もあって¹⁶⁾、瀬戸内海の一次元化拡散係数の説明に潮汐振動流を適用した報告は、玉井らの例¹⁷⁾ を除いて見当たらない。玉井らは、混合拡散代表時間を短くするために、 $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 以上の異常とも思えるほど大きい水平拡散係数を仮定しており、うまく説明したとは言い難い。Okubo¹⁸⁾ は死水領域が形成されることによって振動流の中でも大きい分散係数が生成される可能性を提唱したが、実際の海域の定量化には至っていない。

沿岸海域では、潮流の他に風による吹送流や河川水流入に伴う密度流が生成されるが、国内の tidal basin においては、季節にかかわらず絶え間なく生成されている潮流が最も優勢であるとして、Yasuda は Stokes 境界層を考慮した物質分散を解析し、その中では、分散係数が Holly らの解析結果に比べて 5 倍近くまで大きくなりうることを示した³⁾。また、陸岸から投入された拡散物質は、陸岸沿いの水平 Stokes 境界層によって初期段階ではさらに大きくなることを示し¹⁹⁾、さらに海底近傍に漂いやすい懸濁態の沈降性浮遊粒子は、鉛直 Stokes 境界層付近にとどまって混合拡散代表時間が短くなることから、流れの縦方向に大きな分散係数を生み出すことを理論的に明らかにした²⁰⁾。これらは、tidal basin における潮汐振動流の物質分散効果の有効性を示してはいるが、海域の海水全体に係わるような海水交換や物質輸送を代表するものとは言い難い。

以上のようなことを踏まえて、本研究では、tidal basin においては潮汐振動流は最も優勢で絶え間のない流れであり、やはり、その海域を代表する分散係数には重要な役割を果たすのではないかと考え、その可能性を新たなモデル（概念）を導入して解析し、瀬戸内海の一次元化拡散係数の要因を提示した。なお、直接関連しているわけではないが、今回の新しいモデルを思いついた根拠になるものとして、

Jayaraman ら²¹⁾ の湾曲するパイプ内で変質された物質分散を解析した論文がある。この論文は流路の湾曲によって断面内に 2 次流が発生することに着目したものであるが、本研究は、彼らの高度で複雑なモデルを別な観点から単純化した新たなモデルであると見なすことができる。

3. 振動流による分散係数

Holly¹⁶⁾ らは、Couette 流と呼ばれる線形分布流を仮定して、混合拡散代表時間が大きいときは振動流による分散係数は著しく小さくなることを示したが、前節でも述べたように Yasuda³⁾ は Stokes 境界層が形成されてシア領域が狭いときは、混合時間に伴う減少率は抑制されることを示した。このことから、まず、振動流中の分散係数の可能性を探るために、流速分布毎の拡散代表時間の依存性を調べた。また、前述の死水領域の場合にも似ているが、瀬戸内海には至る所で“わい潮”と呼ばれる反流域が存在することが知られている。わい潮は主流域に比べて岸近くの流れの位相が著しく速くなる現象で、古くから海運に利用されてきた。上記の Stokes 境界層内では位相が進むが、このことが分散係数をある程度大きくしていることも示されていることから³⁾、この位相進みがさらに強調された“わい潮”による分散係数も算定した。なお、定常流においては分散係数が定常値になるには混合時間に依存して長い時間を要するが、振動流においては速い段階で定常値になることが知られていることから、本報では、振動流による分散係数は定常値のものを考える。さらに、実際の海域においては、わい潮のことなどもあって、分散係数は鉛直方向よりも水平方向のシア効果が大きいとされており^{22), 23)}、これ以降、扱いを簡単にするためにも、シア効果は水平横方向によるもののみを対象とする。

3.1. 流速分布と拡散代表時間への依存性

今、横幅が $2W$ の一様で縦方向に単調に長い水路の中を振動流が流れているものとする。振動流は縦方向に一様とし、 $u(y, t) = u_T(y) \cos(2\pi/T)t$ で表され、流れの振幅 $u_T(y)$ が Fig. 1 のように、 $u_T(y) = U \cdot y/d$ ($0 < y < d$; シア領域) または $u_T(y) = U$ ($d < y < W$; 一様領域) で分布していると仮定する。 T は振動周期で、流れの分布は水路の中心線に対称としている。また $d = W$ は Couette 流の場合である。一般的な流れの中の物質分散の解析法はすでに明らかにしているが³⁾、それによると、この流れの横断方向のシアによる分散係数の定常値は次のように書き表

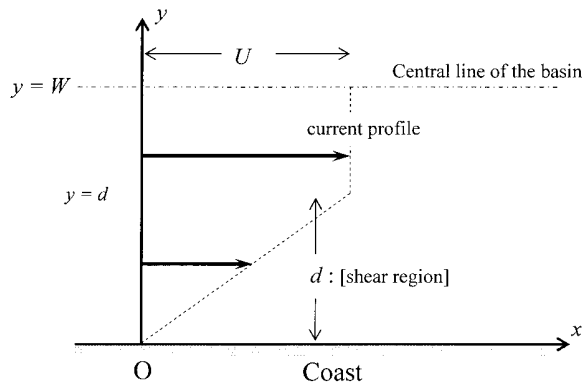


Fig. 1. Lateral profile of the amplitude of oscillatory currents.

すことができる。

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

この中で、 k_H は横断方向の乱流拡散係数で、 $d^* = d/W$ 、また、 T_r は混合拡散代表時間 $T_c (= W^2/k_H)$ と振動周期 T の比、 T_c/T 、である。右辺の $U^2 W^2/120 k_H$ は、 $d^* = 1$ で定常流の場合(Couette流)の分散係数の定常値で、その $1/2$ がBowdenによって示された振動流による分散係数に相当する¹⁰⁾。従って、式(1)の[]内は流速分布と拡散代表時間への依存性を表している。なお、振動流中においては分散係数は振動流の $1/2$ の周期で変動をしているが^{3), 5)}、式(1)は周期平均した分散係数である。また、[]内の級数の収束性は非常によく、 $d^* = 1$ として第1項のみを考慮すると、 Σ の中は $2^{-2}/[\pi^2 \{ \pi^4 + (2\pi T_r)^2 \}]$ となり、数値で表すと、 $1/\{240.35 (1 + T_r^2/2.467)\}$ で、式(1)は次のように近似的に表すことができる。

$$D_l = \frac{U^2 W^2}{240 k_H} \frac{1}{1 + T_r^2/2.467} \quad (1)'$$

式(1)'はシンプルで、煩雑なHollyらの解¹⁰⁾と一見異なるように見えるが、Fig. 2のところでも述べるように、 T_r への依存性はHollyらによる図と高精度に一致している。流れがCouette流のようにシンプルな場合には、振動流中の分散係数の定常値は(1)'のように単純化でき、 T_r が大きくなればその2乗で分散係数が減少していくことを明瞭に表している。式(1)'を導くことができたことは本研究の成果の一つであるといえる。また、流速分布を一般化し d^* の値を小さくする(シア領域を狭くする)と、式(1)

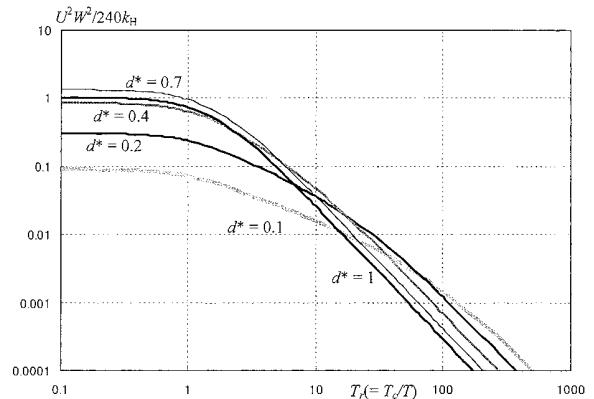


Fig. 2. Variations with $T_r (= T_c/T)$ of the tidally averaged longitudinal dispersion coefficient at the stationary stage in each current profile. The abscissa is normalized by $U^2 W^2/240 k_H$.

の[]の Σ の中の分母が小さくなって収束性は悪くなるということが伺える。

Fig. 2は、 d^* のそれぞれの値における、 T_r に依存する式(1)に基づく分散係数を描いたもので、分散係数は、従来の多くの研究報告と同様に、 $U^2 W^2/240 k_H$ で規格化して表している。図中の数値は d^* の値で、縦軸と横軸は対数で表している。 T_r が非常に小さいときの分散係数の2倍は、定常流中の分散係数の定常値に相当するが、この図からもわかるように、この場合の分散係数の極大値は $d^* = 1$ ではなく、 $d^* = 0.7$ 付近のところにある。Hollyらは $d^* = 1$ のときの解析を行い、 T_r が大きくなると分散係数は著しく小さくするとしたが¹⁰⁾、 d^* が0.7よりも小さくなると、 T_r が小さく横方向の混合が速いときの分散係数は小さくなるものの、 T_r による減少率は抑制されていることがわかる。このことはYasudaのStokes境界層による分散の解析結果³⁾を裏付けており、振動流による分散係数もHollyらの結論を単純に適用することはできないかもしれない。

分散係数の解析においては、式(1)のように $U^2 W^2/k_H (= U^2 T_c)$ で無次元化することが多いが、混合時間をすべて[]の中に入れて次のように書き改めることができる。

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

これに基づいてFig. 2を描き直すと、Fig. 3のような新たな図を描くことができる。この図によると、主流域の潮流の振幅と潮汐周期を与えることによって、それぞれの曲線から分散係数をそのまま推定することができる。また、式

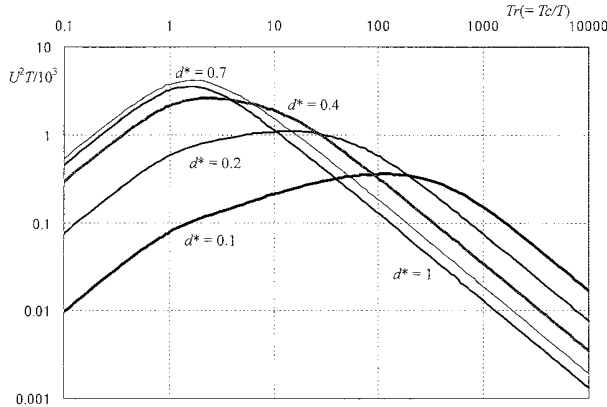


Fig. 3. The tidally averaged longitudinal dispersion normalized by $U^2 T / 10^3$.

(2)の場合も $d^* = 1$ の場合には収束性は高く、式(1)'と同様に、第1項のみを考慮して π などを数値で表す次のように示される。

$$D_t = \frac{U^2 T}{240} \frac{T_r}{1 + T_r^2 / 2.467} \quad (2)'$$

この規格化に従うと、 T_r が大きくなるに従って分散係数は T_r の一次に反比例することを示している。式(1)'は、従来の分散係数にしたがって $U^2 T_c$ で規格化しているが、後でも示すように、(2)'の方が実用的といえるのではないと思われる。

3.2. “わい潮”を表す潮流の位相分布への依存性

“わい潮”は Stokes 境界層内の位相進みが⁸、地形効果によってさらに強調されたもので、主流域の流れの剥離に伴う反流現象のようなものと考えられ強いシアを伴っている。水理模型の中では、特に小型模型内の潮流を特徴づけるものとして明瞭に観察され、振動流の位相分布の変動の大きさに対応していた²³⁾。しかしながら、現地のを対象にした学術的な報告はこれまでは余りないようで、ここでは“わい潮”の詳細な形成原因には触れないが、そのシア効果に注目した。潮汐振動流が大きな分散係数を生み出す可能性を探るため、ここでは文献²³⁾の解析結果に基づいて、わい潮を下記のような位相分布で表現しそのような振動流の中の分散係数を解析した。

$$u(z, t) = U \left[\cos(\omega t - \frac{a}{d} y) \right] \quad (0 \leq y \leq d), \quad (3)$$

$$U [\cos(\omega t - a)] \quad (d \leq y \leq W)$$

式中の ω は $2\pi/T$ 、 a は Fig. 4 の陸岸 ($y = 0$) を基準

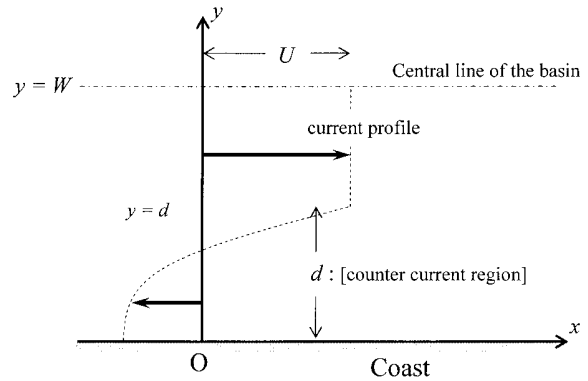


Fig. 4. The idealized lateral profile of the current with “WAISHIO” (counter current) along the coastal line.

にした主流域 (ポテンシャル流領域; $d < y < W$) の位相差を示すもので 0 から 180° までを想定し、 $0 < y < d$ の領域においては、陸岸と主流域の位相差を一次式の関係で連続的に変化させ、それによってシアが形成されると考えた。つまり、振動流の振幅は水路幅内で一様で、シアは位相のずれによって生じるとしている。

このような振動流によって得られる分散係数の定常値 D_p は、Yasuda の手法⁵⁾で移流拡散方程式を展開することによって次のように求めることができる。

$$D_p = U^2 T \sum_{m=1}^{\infty} \frac{T_r (m\pi)^2}{(m\pi)^4 + (2\pi T_r)^2} [C_m(a, d^*)^2 + S_m(a, d^*)^2] \quad (4)$$

ただし、

$$C_m(a, d^*) = \frac{d^*}{2} \left\{ \frac{\sin(a + m\pi d^*)}{a + m\pi d^*} + \frac{\sin(a - m\pi d^*)}{a - m\pi d^*} \right\} - \frac{\cos a}{m\pi} \sin m\pi d^*$$

$$S_m(a, d^*) = \frac{d^*}{2} \left\{ \frac{1 - \cos(a + m\pi d^*)}{a + m\pi d^*} + \frac{1 - \cos(a - m\pi d^*)}{a - m\pi d^*} \right\} - \frac{\sin a}{m\pi} \sin m\pi d^*$$

分散係数は、式(2)と同様に $U^2 T$ で整理しているが、 a 、 $T_r (= T_c / T = W^2 / k_H T)$ 、 $d^* (= d / W)$ に依存していることが見て取れる。

Fig. 5 には、 $T_r = 100$ 、 $T_r = 20$ 、 $T_r = 10$ 、 $T_r = 2$ の時の a に依存する分散係数を描いた。因みに、 $T_r = 2$ のときは Fig. 3 の中で分散係数が最大値をとるときに相当している。横軸の a は、主流域と陸岸沿いの振動流の位相差になり、その値が大きいほどシアは強くなるが、現実的には 180° より大きくなるはずはないことから、0 から 180° までとした。図中の数値は $d^* (= d / W)$ の値で、シアの生じる領域の相対的な幅の広さを表しており、それによって、分散係数が大きく変わることも示されている。また、わい

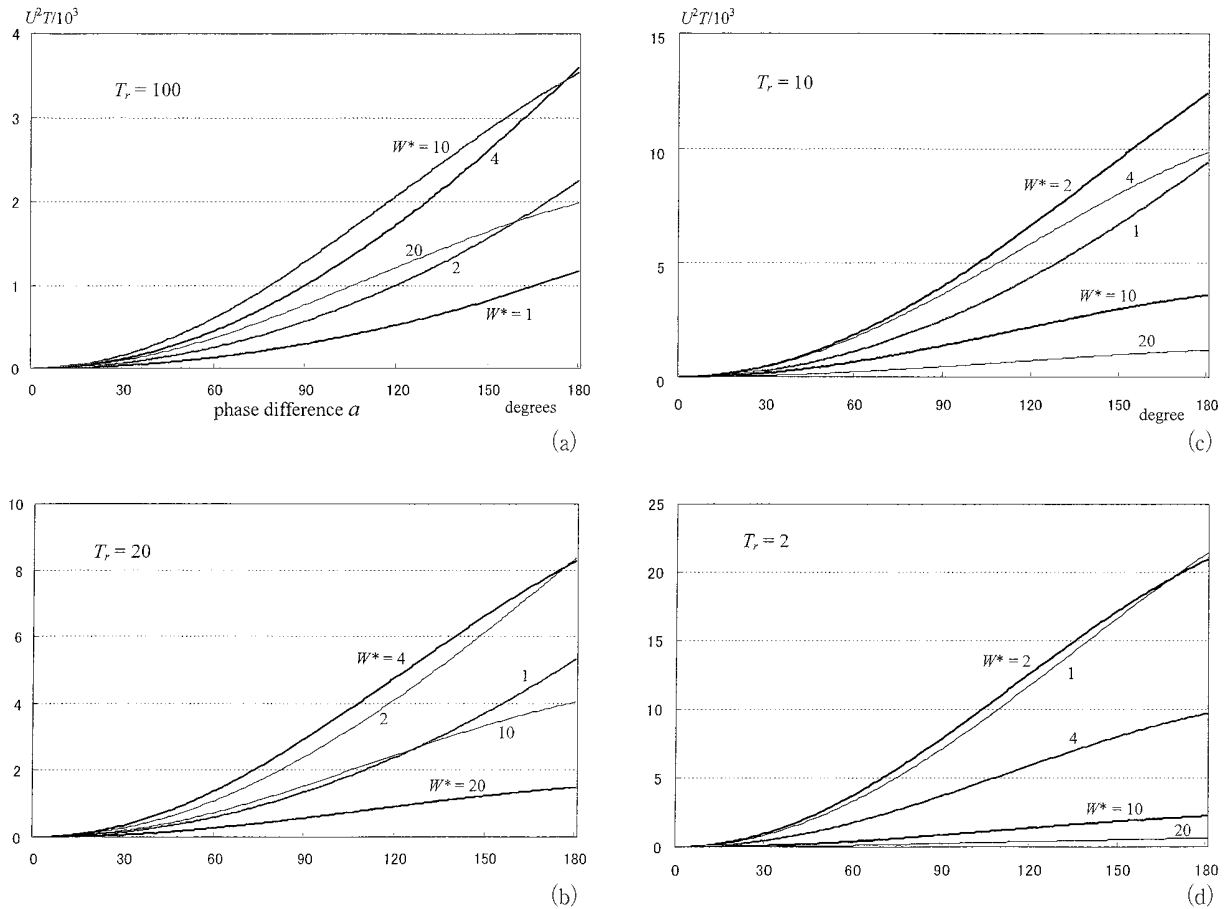


Fig. 5. The variations of the longitudinal dispersion coefficient with the phase difference in the current with "WAISHIO". The figures (a), (b), (c) and (d) show the cases of $Tr = 100, 20, 10$ and 2 , respectively.

潮（反流）の領域（ d ）が広いときには混合時間の効果がよく現れていると言える。

解析的に得られる Stokes 境界層を形成する振動流においては、位相差は最大で 45° で、地形効果による反流が優勢になるとその差はさらに大きくなる。式(2)による流れは、位相のずれによってシアーや反流を生み出すものではあるが、流体力学的なプロセスに基づいたものではない。そのような前提ではあるが、Fig. 5 は、位相のずれ、つまり、反流の存在は分散係数に大きく影響していることを示している。

ここで、“わい潮”と呼ばれる潮流に中の反流現象について記しておく。一般に、河川のような定常流においては、特に流れがゆったりとしている場合には、地形によって岸沿いに剥離に伴う反流が形成されることがある。剥離に伴う反流は圧力勾配の分布を反映して粘性係数が小さいときにシャープに現れる²⁰⁾。振動流においては、圧力勾配の分布が縦方向（流軸方向）と横断方向に時間的に複雑に変動

することから未知の要素が多く、うまく説明された例はない。このような現象は tidal basin の中では、地形の出っ張りによってその後ろに反流として、潮汐残差流の形で現れると考えられるが、瀬戸内海のような水平地形の複雑な tidal basin においては種々のサイズの地形の出入りがあり、それに伴っていろいろなサイズの反流が生成され、同時に生じた効果的な渦動粘性によって流れの平滑化が進み、単純な潮汐残差流にはなるとは思われたい。振動流の中では、岸沿いの反流は転流が早くなることで現れ、このことは瀬戸内海水理模型の中でも調和解析によって示されている。また、陸岸からの汚濁物質が陸岸沿いに輸送される現象は、海洋研究者にはよく知られているが、この現象は Yasuda の解析¹⁹⁾ においてもある程度説明できるが、“わい潮”を仮定すると説明はさらに容易になると考えられる。このように、わい潮は効果的な分散効果を生み出すということから、その振舞いや形成メカニズムの理解を深める必要があるが、これについては今後の課題としたい。

4. 振動流中の物質分散に及ぼす残差循環流の効果と瀬戸内海の分散係数

速水・宇野木 (1970) は、年間の平均的な塩分収支を解析して、瀬戸内海の一次元化拡散係数は $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度であることを、瀬戸内海の海水交換量として初めて定量的に示したが¹⁾、その後、山崎・安田は、潮汐と潮流を高い精度で再現させた瀬戸内海の水力模型（水平縮尺 1/2,000、鉛直縮尺 1/160）内の拡散実験において、瀬戸内海の縦方向の変動も考慮して一次元化拡散係数を詳細に測定した²⁾。Fig. 6 は、瀬戸内海水力模型内の一次元化拡散係数（流れのシア効果を含んだ縦方向分散係数に相当）の分布を表したもので、 3×10^4 から $6 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ の100倍以上の範囲で縦方向に大きく変動して、平均的に $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 弱程度であった。なお、この水力模型の分散係数は相似則に従って現地換算したものである。

現地と水力模型の縦方向分散係数は1桁以上違うことになるが、この違いは、水力模型が溶存態の染料を拡散物質にしていることに対し、現地の $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ は塩分に着目した結果、密度流による移流も拡散係数の中に入れたために、洪水時の収支もこの中に含まれたことによるもので、淡水の流入量に大きく影響を受けるものと考えられる。また、年平均量に基づいたことから、平均操作による計算上の見かけの値も分散係数の中に含まれているようで、村上らの季節変動を考慮した塩分収支からはその半分程度の一次元化拡散係数が得られたことから³⁾ そのことが推測できる。瀬戸内海のような海域の一次元化拡散係数は、海水交換や海水の滞留時間、環境容量などのその海域のもつ基本的な物理的代表的値であり、塩分によって得られた値（引き起こされる密度流が塩分濃度によって大きく影響を受ける）とは区別して議論するべきものとする。なお、

水力模型の拡散係数 $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ は、染料による溶存物質だけではなく水面に浮かべた多数のフロート群の拡散実験からも得られている。現地と模型の拡散係数の違いに関する定量的な議論はここでは省くが、沿岸環境の基本的な過程を研究する上では、誤った結論を導かないためにも、少なくとも $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ が導出されるプロセスを明らかにする必要がある。このことから、この一次元化拡散係数は、縦方向分散係数であるとして、瀬戸内海の潮流と乱流拡散係数を考慮して、passiveな溶存態物質を対象としたとき、どの程度の分散係数が期待できるかを検討する。

なお、瀬戸内海の水力模型は、その他にも、水平縮尺と鉛直縮尺を1/50,000と1/500にしたもの²⁾と、1/100,000と1/1,000²⁾にした縮率の大きいものがある。これらの水力模型の中では一次元化拡散係数は $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ 以上と、1/2,000模型の10倍以上の分散係数を得ているが、この件に関しては、潮汐振動流による物質分散の理解を深めるために、この節の最後の副節で詳しく考察する。

4.1. 備讃瀬戸のような水路状の海域の分散係数について

備讃瀬戸は幅が狭く潮汐振動流が卓越する海域である。

1/2,000の水力模型におけるこの海域の分散係数はFig. 6からもわかるが、この海域に着目した染料拡散実験から $1.75 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ の縦方向分散係数を得ている。この備讃瀬戸の代表寸法として、 $U=150 \text{ cm/s}$ 、 $2W=5 \text{ km}$ 、 $k_H=10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ (Okubo²⁸⁾)によると、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が、この海域は島や海岸線の出入りが多く地形が複雑なため、剥離等に伴う乱れが発生しやすくこのような大き目の値が適切ではないかと考える)を仮定すると、混合拡散代表時間 $T_c(=$

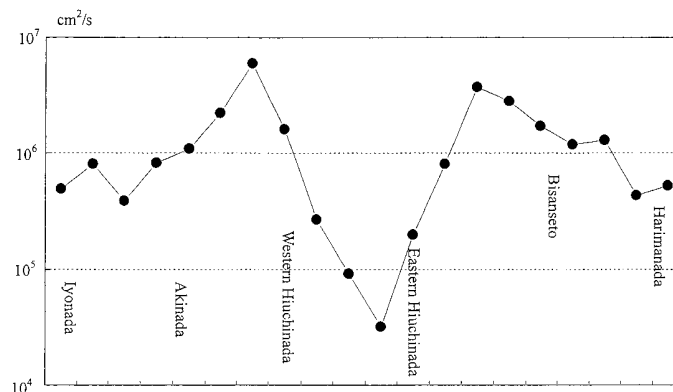


Fig. 6. The longitudinal dispersion coefficients at each station in the hydraulic scale model of the Seto Inland Sea.

W^2/k_H ; 混合時間に用いられる横断方向の代表寸法は、シア領域が両岸にあることから、海域の幅の1/2であることに注意)は174時間となり、M2潮成分の潮汐周期との比、 T_r は14程度となる。Fig. 3によると、適当な流速分布の基で、規格化した分散係数の値は1~2程度と見受けられる。規格化の係数 $U^2 T/1000$ は $1.01 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ となり、水理模型内の備讃瀬戸における分散係数は、潮汐振動流によるものと説明することができる。

4.2. 燧灘のような広い海域における分散係数について

燧灘のような広い海域では、潮流も弱くなって乱流拡散係数も小さくなると考えられることから、燧灘の西部海域を注目して $2W=50\text{km}$, $U=50\text{cm/s}$, $k_H=10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ を仮定すると²⁶⁾, 拡散混合代表時間 T_c は7200日程度に見積もられ、 T_r は 1.4×10^4 となる。さらに $U^2 T/1000$ は $1.13 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ となって、Fig. 3から推定すると分散係数は $10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度と非常に小さい値となる。この値は鉛直シアを考慮したものと同程度となっている。わい潮を考慮してFig. 5を参照すると、数倍程度の分散係数を見込むこともできるが、それでもFig. 6で示すような $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度には遠く及ばない。この小さい分散係数は混合拡散代表時間が著しく大きいことによるものと考えられるが、本報では、横断方向への混合プロセスとして新たな概念を提案する。

一般に、灘のような広い海域においては潮汐残差流が生成されることが知られており、水理模型の中でも明瞭な形で示されている^{25), 27)}。流量のバランスから水平的な残差循環流として示されることが多いが、このような残差循環流は灘内の水平的な混合に寄与できるプロセスではないか

と考えた。つまり残差循環流が広い海域内に引き起こされているとして、その代表値を u_c , 海域の幅を $2W$ とすると、 $2\pi W/u_c$ で循環流によって拡散物質はその海域を周回することになり、潮流のシアは両側にあることから、海域の幅の1/2に着目すると(通常の乱流拡散による混合時間を $(2W)^2/k_H$ ではなく W^2/k_H とすることと同様)、代表的な混合時間は $\pi W/u_c$ もしくは $\pi W/2u_c$ で表してもよいのではないかと考える。ここでは水平循環流による海域内の混合代表時間を T_c の代わりに T_s として $\pi W/u_c$ を取り入れると、混合代表時間は大幅に短縮されることになる。このことから、式(1)と(3)に含まれる W^2/k_H は $\pi W/u_c$ に置き換えられると考え、それに基づいて縦方向分散係数を見積もる (Fig. 7参照)。

上のスケールに従って $W=25\text{km}$ とし、さらに $u_s=10\text{cm/s}$ とすると、 $\pi W/u_s=218$ 時間(9日; 785300秒)で、 T_r は16.6となる。 $U=50\text{cm/s}$ を適用すると、Fig. 4やFig. 5の $U^2 T/1000$ は $1.12 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ となり、Fig. 5から判断すると、その数倍程度の分散係数が見込まれる。また、燧灘東部海域においては潮流は半分以下と小さく、さらに残差循環流も弱いことから混合時間も長くなり、1桁以上小さくなることになる。これらのことは、Fig. 6のものをある程度裏付けていると見なせる。

わい潮に関しては、効果的な物質分散を引き起こす可能性は示されたが、実際にはどの程度の規模で発生しているかは、現段階では量的に言及することができない。多くの海洋拡散に関する論文が、拡散係数をオーダーで評価していることもあって、本報では、振動流による物質分散について、従来よりは一步前進して、オーダー的にはうまく説明できたという程度にとどめたい。

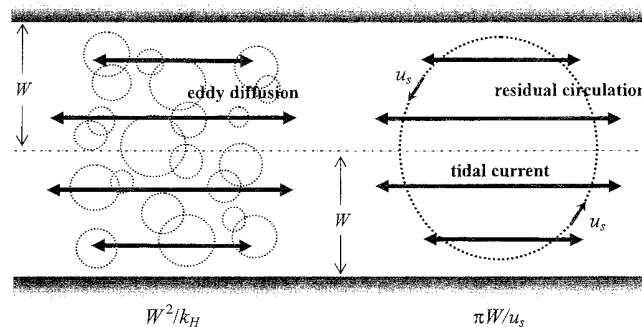


Fig. 7. Schematic illustration of the lateral mixing by the residual circulation comparing with that by horizontal eddies.

4.3. 小型水理模型などの大きい分散係数について

複数の研究者が、瀬戸内海の滞留時間や環境容量を算定するときに、 $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ の縦方向分散係数を適用してきた理由としてとして、速水・宇野木の報告の他に、 $1/100,000$ と $1/50,000$ の小型模型で、オーダー的にこの程度の分散係数が求められたことによるのではないかとと思われる。 $1/50,000$ と $1/2,000$ の両水理模型の潮汐・潮流の詳細な比較によると^{22), 23)}、潮汐の再現性は得られた状況で、潮流に関してはかなりの違いがあることが示されている。 $1/2,000$ 模型では多くの労力を費やして、潮流の再現性のために粗度調節も細かくされたが、 $1/50,000$ 模型では、潮汐の再現性までに留められた。結果的に、 $1/50,000$ 模型では流れの剥離が起りやすく、わい潮の領域や位相差も大きく現れ、さらに残差循環流の3倍程度大きく現れた。Fig. 8にも示すが、潮汐はお互いによく合っていることから、各断面を横切る volume transport は再現されていることになるが、わい潮が強調されるということは主流域の振幅が非常に大きくなることを意味している。このことは、 $1/50,000$ 模型では2~3倍大きい潮流が観測されたということに対応しており、剥離の起り易さが $1/2,000$ 模型よりも一桁以上大きい $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ を超える一次元化拡散係数を生み出したと考える。

速水・宇野木による $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ は塩分の年収支に基づいたもので、これによって得られた値は、瀬戸内海の海水の中に溶け込んだ栄養塩などの輸送に関わるものとは異なるのではないかとと思われる。つまり、塩分を指標にした場合には、洪水時には河川から大量の淡水が海域に流入し、鉛直方向に十分に混合されることなく表面を這うように短期間に外洋に流出されると考えられる。海域に入ったものが

短期間に外洋に出てしまう現象を一次元化拡散係数として分散係数に置き換えてしまうと大きな値になってしまうことは容易に想像できる。塩分による密度流によって一次元化分散係数が大きく現れることについては、Hansen and Rattray²⁹⁾ や Fischer¹⁰⁾ の論文からも推察できる。Bowden が塩分を指標にして求めた Mersey estuary の場合は、強混合型でゆったりと流れる河川であったために、その水域の溶存物質の輸送にも対応しうる分散係数になっていたと考える。

5. おわりに

現地の塩分データの解析結果と $1/50,000$ 模型および $1/2,000$ 模型の解析結果を比較すると、民主主義の原理からは、瀬戸内海の一次元化拡散係数は $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ ということになり、瀬戸内海の海水の平均滞留時間などはそれに基づいて算定され、栄養塩収支の説明なども試みられている。前節でも述べたように、塩分収支から得られた一次元化拡散係数はそのときの塩分データに基づいたもので、淡水流入が多い年と少ない年でも大いに異なることになる。村上らの、塩分の季節変動を考慮した場合の分散係数が、速水・宇野木の半分の $5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度になったことは²⁰⁾ このことを裏付けていると思われる。

本報で取り上げた残差循環流を考慮した潮汐振動流による物質分散のプロセスは、あくまでも潮汐に起因するもので、潮流が優勢な tidal basin において物質輸送に係わる基本量となるものと考えている。しかしながら、たとえ tidal basin であっても、実際の海域では変動的な河川水流入や風の影響は受けている。ここで提示した潮流によるプロセスは tidal basin における基本的なベースになるもの

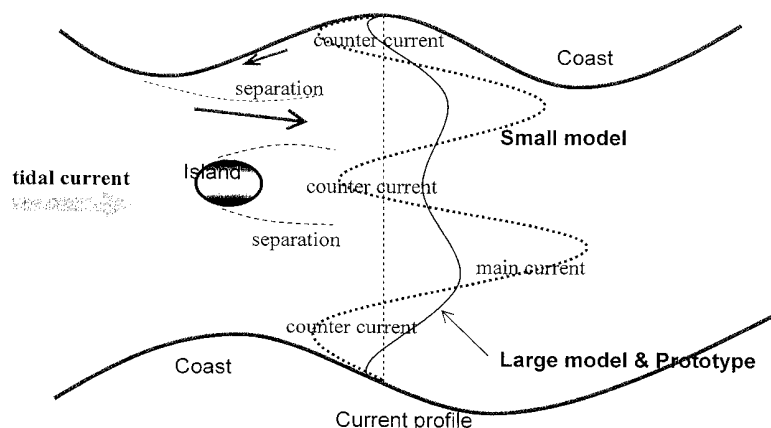


Fig. 8. Comparison of the currents induced by the separation between the large model (or prototype) and the small model.

で、瀬戸内海においても淡水流入に伴う密度流，風が吹いた時の吹送流による分散過程¹⁹⁾が，局所的もしくは一時的に加わって実際の物質輸送が引き起こされていると考える。

本報で取り上げた瀬戸内海の1/2,000水理模型は，潮汐の再現性は高い精度で達成されており，潮流についても粗度抵抗の調整によって再現性はよいとされている。ただし，現地における潮流の測定精度については，潮汐に比べて問題も多々残されており，潮汐残差流や“わい潮”の生成に係わる詳細やその基となる水平粘性率の問題についても未だに解決されたとは言い難い。1/2,000水理模型からは潮汐潮流の詳細なデータが得られているが，数値モデルでそれらの現象をうまく再現できたとの報告はないようである。沿岸の潮流という身近な現象でさえ，多くの問題を残しており，物理的な現象に限っても，今後さらに地道に研究解明していく必要があると考えている。

沿岸海洋は物理的にも化学・生物学的にも極めて変動的で，その環境研究は，物理学（流体力学や水理学，熱力学など）や化学，生物学，社会学などのそれぞれの要素を的確に取り込んで解明されていく必要があると考えるが，物理分野の研究者が化学や生物学分野の内容に踏み込んだり，水産学研究者が海洋物理学の言葉を曖昧なままに用いたりして，そのような論文が出された後に，懇親会などで誤った使い方を指摘し合うことが少なからずあった。物質分散過程に関しては海外では混合希釈過程として適切に取り扱われることが多いが，国内で“物質分散”や“分散係数”のtermを使った学術論文を拝見すると余りにも無神経な取り扱いにあきれてしまう。学際的な研究を名目に，曖昧さを残したまま膨大な予算を浪費する今の研究環境は環境研究者にとって感じる場所はないのであろうか？ 科研費の海洋環境に関するテーマを拝見しても，もう済んだはずではなかったのかと思われる過去のテーマが幽霊のように現れている。このような状況下でネガティブな論文を引用してそれに反論するかのような形で新しい研究論文を出していくことが適切な研究といえるのか？ 本報では，査読者の指摘によって，問題があると思われた研究報告の具体例を挙げてしまったが，引用のできない口頭発表では，このような曖昧な分散係数を報告する例が未だに数多く見受けられる。移流項を運動方程式の非線形効果のようにゴチャゴチャにってしまったのでは見えるものも見えなくなってしまう。乱流拡散に基づく物質輸送現象は線形現象であり，紙と鉛筆と想像力で解決できるはずのものである。本研究では，物質分散現象は沿岸海域の混合希釈過

程の一つであるとして，従来からの取り扱いをベースにそのプロセスを丁寧に解析した。

参考文献

- 1) 速水頌一郎・宇野木早苗：第17回海岸工学講演会論文集, 385-393 (1970)
- 2) H. Takeoka : J. Oceanogr., 58, 93-108 (2002)
- 3) H. Yasuda : J. Oceanogr. Soc. Japan, 38, 385-394 (1982)
- 4) R. Smith : J. Fluid Mech., 129, 137-151 (1983)
- 5) H. Yasuda : J. Fluid Mech., 148, 383-403 (1984)
- 6) H. B. Fischer, E. J. List, R. C. Y. Koh, J. Imberger and N. H. Brooks : Mixing in Inland and Coastal Waters, Academic Press, New York, 483 pp. (1979)
- 7) 上嶋英機・早川典生・國司秀明：第26回海岸工学講演会論文集, 623-627 (1979)
- 8) T. Yanagi and G. Onitsuka : J. Oceanogr., 56, 233-243 (2000)
- 9) K. F. Bowden : Int. J. Air Water Pollut., 7, 343-356 (1963)
- 10) H. B. Fischer : J. Fluid Mech., 53, 671-687 (1972)
- 11) K. R. Dyrre : Estuarine Coastal Mar. Sci., 2, 273-281 (1973)
- 12) H. Yasuda : J. Oceanogr., 60, 587-596 (2004)
- 13) H. Yasuda : Some Aspects of Environmental Fluid Mechanics (ICEFM '05), 54-60 (2005)
- 14) K. F. Bowden : J. Fluid Mech., 21, 83-95 (1965)
- 15) A. B. Arons and H. Stommel : Trans. Am. Geophys. Un. 32(3), 419-532, (1951)
- 16) E. R. Holly, D. R. F. Harleman, & H. B. Fischer : J. Hydraul. Div. ASCE, 96, 1691-1709 (1970)
- 17) 玉井信行・早川典生：第3回国際海洋開発会議論文集, 4, D-1005 (1975)
- 18) A. Okubo : Int. J. Oceanogr. Limnol., 1, 194-204 (1967)
- 19) H. Yasuda : J. Oceanogr. Soc. Japan, 44(5), 244-253 (1988)
- 20) H. Yasuda : J. Mar. Res., 47, 153-169 (1989)
- 21) G. Jayaraman, T. J. Pedley and A. Goyal : Q. J. Mech. Appl. Math., 51, 577-597 (1998)
- 22) 安田秀一・樋口明生・早川典生：中国工業技術試験所報告, 1, 61-78 (1976)

- 23) 安田秀一・樋口明生・早川典生：第24回海岸工学講演会論文集, 577-581 (1977)
- 24) H. Schlichting: Boundary-Layer Theory, 6th edition, translated by J. Kestin, McGraw-Hill, New York, 747 pp. (1968)
- 25) 山崎宗広・安田秀一：中国工業技術試験所報告, 22, 33-46 (1984)
- 26) 村上眞裕美・大西行雄・原島省・国司秀明：沿岸海洋研究ノート, 15(2), 130-137 (1978)
- 27) 杉本隆成・樋口明生：京都大学防災研究所年報, 15B, 431-444 (1972)
- 28) A. Okubo: Rapp. P.-v. Reum. Cons. Int. Explor. Mer., 167, 77-85 (1974)
- 29) D. V. Hansen and M. Rattrey: J. Mar. Res., 23, 104-122 (1965)