

河川くぼみ部の水質交換特性について

THE CHARACTERISTICS OF ENTRAPMENT OF WATER QUALITY
BY TRAPS OF RIVERS

松 岡 譲*

By Yuzuru MATSUOKA

1. はじめに

従来より河川における水質伝播に関しては、一次元的な取り扱いが慣用されており、一次元移流拡散方程式として定式化されてきた。特に、管路・開水路などにおける水質伝播に関する一次元化の問題は、移流分散理論として、G.I. Taylor を嚆矢に、以来数多の点が明白となつてきており、一様・等流水路における分散係数に関しては、ある程度の精度をもって推定できるにいたつた。

しかるに実際の河川のごとく、非一様な断面、あるいは、不等流的な要素が強い水系においては、その推定精度はきわめて不完全であり、いまだに不明な点を多々残している。さらには、これらの基礎原理たる物質移動に関する Fick 法則自体の成立を疑問視する論¹⁾をも表われ、現在の移流分散的な取り扱いを進めるにあたっても多く注意が必要となる。

その取り扱いの第一は、拡散初期の initial period の明確化による拡散方程式の適用範囲の制限である。第二は、補助方程式の利用による非一様部の表現である。非一様部のそれは、従来、パルストレーサーテストにおける濃度曲線のすどい立上がり、きわめて緩慢な回復を説明するきわめてモデル的要素が強いものであった。元来、第一の立場、第二の立場は相補的な性質をもつ。非一様な水路においてもその非一様性が一様に存在するようなより大きなスケールを考えることによって、拡散方程式が予想するような正規型の応答特性をもつ拡散能への一漸近形を示すものと考えることが可能であるからである。

本論文は、上記の二つの移流分散に対する改良のうち後者に関連して、河川に存在するくぼみ部を表現する補助方程式を取り扱うものである。移流拡散式に関するこれらの改良は、Hays ら²⁾、Thackston ら³⁾、大久保⁴⁾、

あるいは、村本ら⁵⁾によって行われてきた。彼らのモデルは、河川部を主流部、よどみ部に二分し、各部における水質挙動を次の式系で表現する。

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} = D_L \frac{\partial^2 C_A}{\partial x^2} - U \frac{\partial C_A}{\partial x} + ka(C_d - C_A) \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial C_d}{\partial t} = kd(C_A - C_d) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 D_L は主流部移流分散係数、 a は主流部体積に対する主流部・よどみ部の境界面積の割合、 d はよどみ部体積に対する境界面積の割合、 k はよどみ部・主流部間の水質交換速度を表わす係数、 C_A は主流部濃度を、 C_d は死水部濃度を、 U は主流部流速である。

式(1),(2)を中心に Thackston らは、時間領域における Laplace 変換を利用して、その特性を調べ、実験的に応答曲線にもっともよく適合する各パラメータの特性を研究している。大久保は式(1),(2)に対し、距離領域における Fourier 変換を施し、応答曲線の各種モーメントに関し言及した。

しかるに、これらの研究は、水質伝播プロセスに対しきわめてモデル的な立場に立つものであり、そこに出現するパラメータに関しても、その物理的説明にもかかわらず、きわめて Model adjustment といった色彩が強いことは否めない。

このような現況において、本論文は、上式中、式(2)に注目し、特に k の性状、および決定のメカニズムを論じたものである。さらに、本研究では、 d に関しては、その論拠を明確にするため、対象を単一の平面矩形くぼみ部に限定し、不明点を排除する。また、 k といったような総括的なパラメータによる Model 表示は、場合によっては現象的に矛盾を発生する危惧なしとしないが、本論文では、これをより精細化することを考えない。これは、上の論旨よりも明白であろう。

くぼみ部からの物質移動に関する問題は、決して昨今にいたり問題化したものでない。Roshko⁶⁾の矩形キャ

* 正会員 工修 京都大学助手 工学部衛生工学教室

ビティの運動量諸量の観測は著名であるが、その後、Charwat⁷⁾らは超音速度流ではあるが、矩形キャビティからの熱移動の問題を論じ、交換メカニズムとして、キャビティ・主流部境界に周期的に発生する流入・流出流の重要性について述べた。一方、大気汚染の分野においてもビルに囲まれた都市道路中の自動車排ガスによる大気汚染の一パターンとして取り扱い⁸⁾が行われ、そこでは、式(2)、あるいはその定常解が使用されている。

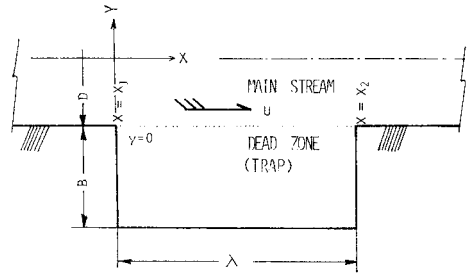


図-1 本論文で使用する記号

2. くぼみ部・主流部の水質交換の定量化

本節においては、式(2)中のくぼみ部・主流部間の交換を表わすパラメータである k (以下、総括交換速度とよぶ) の、くぼみ部形状、および水理パラメータとの関連性を調べる。

(1) 実験方法⁹⁾

式(2)より、 $C_A(t)=0$ の時には、くぼみ部内水質 $C_d(t)$ は次のようになる。

$$C_d(t) = C_d(t=0) \exp(-kdt) \dots\dots\dots (3)$$

本実験で採用した方法は、式(3)を用いてくぼみ部内の平均濃度の変化を求め、算出するものである。

使用した実験水路は、2本であり、長さ21m、幅16cmおよび長さ3m、幅51cmのものである。前者は勾配がほぼ1/500に設定され、水路中央付近に長さ1.5mにわたり両側面が倍幅に拡張されておりくぼみ部を形成している。後者については水路内に適当な側壁を設けることによってくぼみ部を設定した。この際、勾配はくぼみ部付近の主流部水深が設定水深になるように調整されている。使用された水質物質は、Metylen-Blue色素、食塩、および各種の大きさをもった円形あるいは矩形のパンチくずであり、目的によって選択されている。Metylen-Blue色素、パンチくずの濃度(個数)測定には、写真撮影により、撮影したフィルムの光透過度、あるいは個数をフォト・トランジスター、目視などにより測定している。塩分濃度は導電率として、白金線形プローブにより測定した。

水質投入は、水理状況を乱さないために、まず主流部を使用水質によりある一定濃度にし、くぼみ部内にも同一濃度になっていることを確認した後、主

流部への水質注入を停止する。この方法では主流部水質を完全に階段的に変化させることは不可能である。しかし、主流部における濃度変化の時定数は、実験的には、くぼみ部のそれに比べきわめて短く、本方法の使用性が認められよう。パンチくずの場合には、くぼみ部に直接投入している。水理条件、形状条件としては、Froude数、Reynolds数および形状比(くぼみ部奥行長/開口長)を系統的に変化させている。

(2) 実験結果

図-2~4は、それぞれ交換速度とFroude数、Reynolds数および形状比との関係を示す。ここで T はよみ部内水質が1/10になる時間であり、 k とは、

$$T = \frac{1}{kd} \ln 10 \dots\dots\dots (4)$$

の関係をもつ。これらはいずれも、3m水路、3mm×1.5mmパンチくずの結果であるが、21m水路においても同様な結果を得ている。図-1からわかるように、 $d=1/B$ の関係があるから、 TU/B は主流部速度と総括交換速度の比に比例する量である。図-2~4よりわか

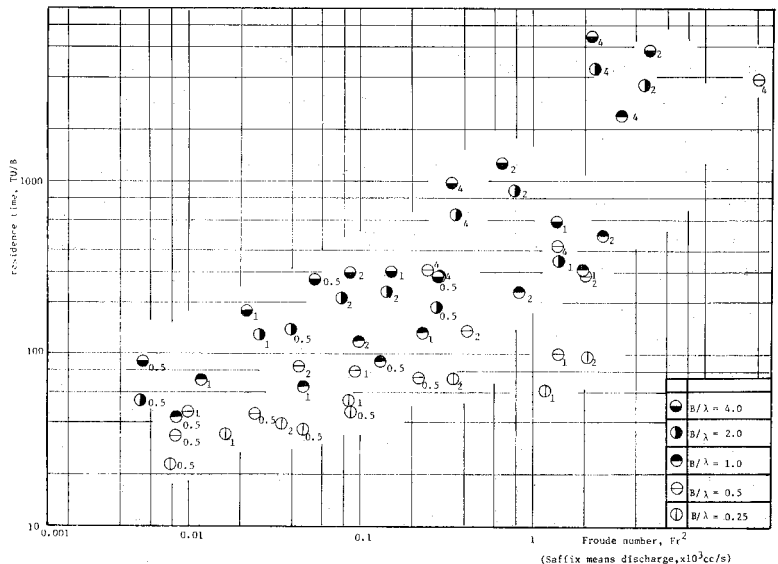


図-2 交換速度と Froude 数

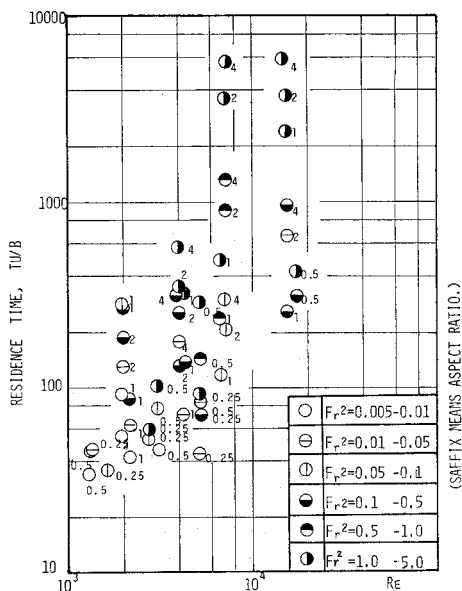


図-3 交換速度と Reynolds 数

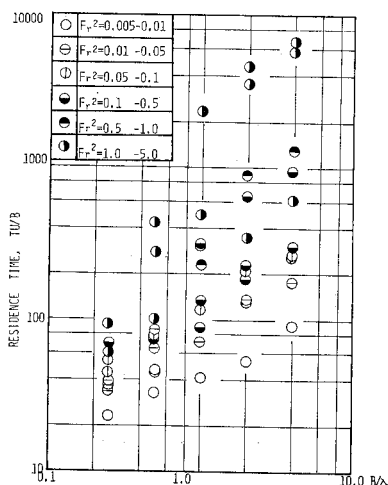


図-4 交換速度と形状比

るように、速度比には、Froude 数をもっとも支配的であり、次に形状比、Reynolds 数であることがわかる。すなわち、Froude 数が増大するにつれて交換速度比は相対的におさえられ、また、くぼみ部が相対的に開かれていくほど、交換速度比は、増大されることがわかる。さらに、Reynolds 数の増大は速度比の減少をもたらすことも推定されるが、図-3 の表示は実験設定条件により、全体の傾向が偏向した可能性を残す。確かに形状比が支配パラメータとなることは、容易に予想されることではあったが、Froude 数は平面的なくぼみ部の水質交換に固有なパラメータである。本研究においては、平面的なくぼみ部の特異性を検討するために、3m 水路の中央付近、底部にくぼみ部を設け、鉛直的なくぼみ部の水

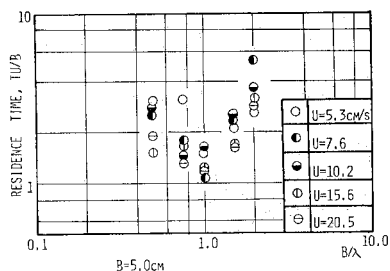


図-5 交換速度と形状比 (鉛直型)

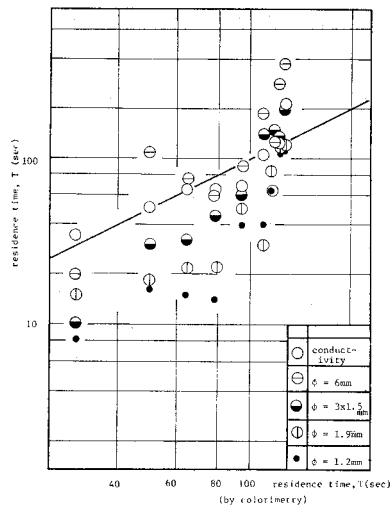


図-6 交換速度と水質物質

質交換速度をも測定を行っているが、図-5 に示すように、この場合においては、形状比に対する依存のしかたも異なり、両くぼみの水質交換機構の違いを表わすものと考えてよい。

さらに、本節においては、各使用水質の交換能の比較を行っている。図-6 は、横軸に Metylene-Blue 色素による交換能を、縦軸には、同一条件で測定された他水質物質の交換能を示したものである。食塩水質の場合には同じ溶質物質として、ほぼ、同一の交換能を示すが、パンチくずの場合、その粒子径により系統的な偏倚をもつことがわかる。すなわち、粒子径の増大に伴い、交換能の減衰が想像される。図-6 の表示は、他のパラメータの変化を隠しつものであり、予断を許すものではないが、Cederwall¹⁰⁾ が観測したような、開水路における粒子径による拡散能の変化との関連性を想起せしむるものである。

3. くぼみ部・主流部境界面付近の乱れ特性について

さて、2. に示したような交換能に対する機構解析は、

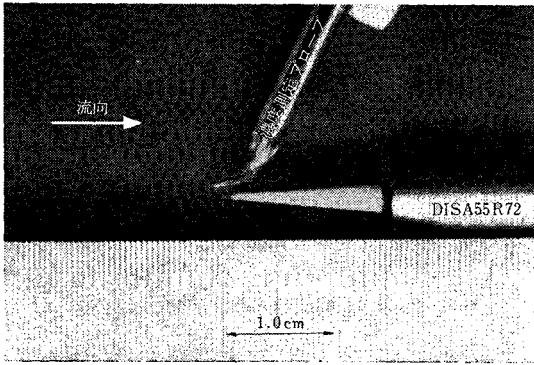


図-7 流速・濃度測定プローブ

形状の複雑性、現象の三次元性などにより容易な問題ではない。そこで、本節では、くぼみ部・主流部境界面付近の流速、濃度などの乱れ特性を通じて、交換機構に対する一つのアプローチをはかる。

計測は主として前述した 3 m 水路で行われ、水深は、ほぼ 2 cm に保れている。測定方法としては、一成分、二成分熱膜流速計 (Therm System 1231 W, 1240, DISA 55 R 72) を使用し、測定目的、プローブ形状により區別した。水質としてはアルコールにより比重調整を行った食塩水を用いており、測定は $\phi=0.25$ cm ガラス管に 2 本の白金線を約 0.15 cm 間隔に挿入することにより作成した白金線形プローブを使用している。計測は両機器の単独使用のほか、両プローブを近接させることにより、流速・濃度の相関特性の測定を行った。また、解析にあたっては、データレコーダー採録後、

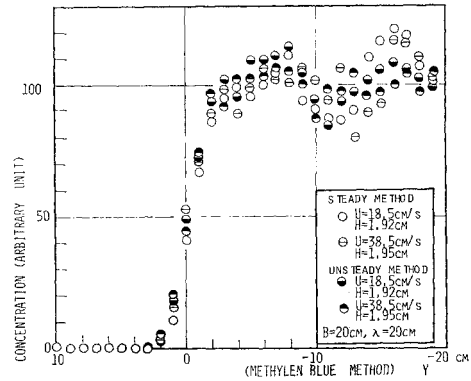
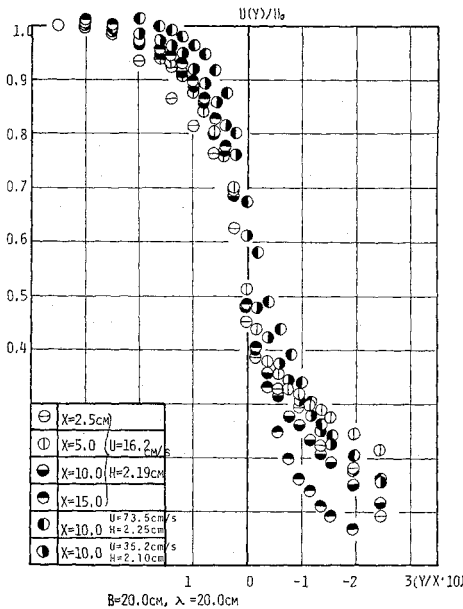
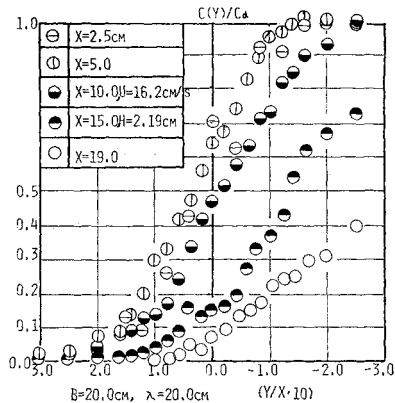


図-8 くぼみ部内平均濃度

FACOM U-200 を用い A-D 変換をした後、磁気テープにファイル化し後の解析に資している (図-7)。水質投入は、計測の都合上、くぼみ部内に定期的注入を行っている。注入点は全くくぼみ部への混合状況を考慮して湾後縁部、 $y=-B/3$ 付近とし、注入により水理条件を乱さないように確認しながら注入している。さらに 2. で示した方法と異なるため、水質変動特性に変化が生ずることが懸念され、実験にさきだてて、両方法によるくぼみ部内の濃度分布を比較している。濃度分布を指標とするのは、次の理由による。すなわち、本節が暗暗裏に期待ごとく、くぼみ部・主流部の水質交換機構がおもに境界面付近の状況で決定されるとすれば、この付近における水質移動に関する抵抗度は大きいことが予想され、したがって、同所における濃度勾配は、くぼみ部全体のそれに比べ大きくならなければならない。もちろん、局所的には、境界面付近よりも大きな抵抗をもつことは、さしつかえなく、ただ、これらが水質移動を支配する体積が全くくぼみ部の体積に比べ、小さいことが要請される。このような立場に立てば、くぼみ部への水質注入方法のいかんにかかわらず、境界面付近においては、水質



(a) 境界面付近の平均流速



(b) 境界面付近の平均濃度

交換に関し、局所的平衡ともいうべき状況が考えられるわけであり、両方法による境界面付近の特性の差はわずかとなろう。たとえば、図-8 は、両方法によって測定されたくぼみ部内の x 方向平均濃度勾配を示したものであり、上記の考察を決して否定しないものと考えてよい。

図-9~11 は、境界面付近の水理・水質諸量の分布特性である。これらはいずれも鉛直方向に、水深 0.5 cm, 1.0 cm, 1.5 cm の三点で計測したものを平均している。これらの図中、横軸は $10 y/x$ で表示し無次元化されている。

これらの図よりわかるように、各分布の挙動は複雑であり、その一般的な特性を論ずることは困難であろう。しかるに、大略においては、平均流速・平均濃度などに関して誤差積分で近似すれば、その広がりを表わすパラメータ σ^* が、適当な仮想原点によって、ほぼ線形の発達をすることが、図-12 に示されよう。また、濃度分布に関しては、くぼみ部口・後縁付近において分布は著

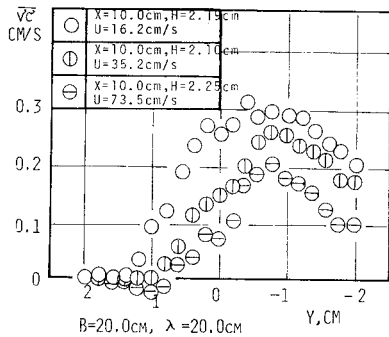
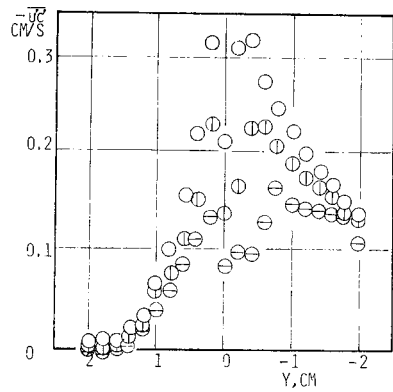
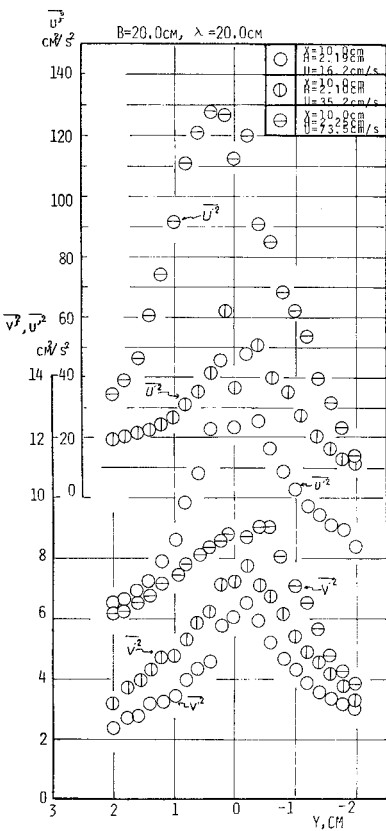
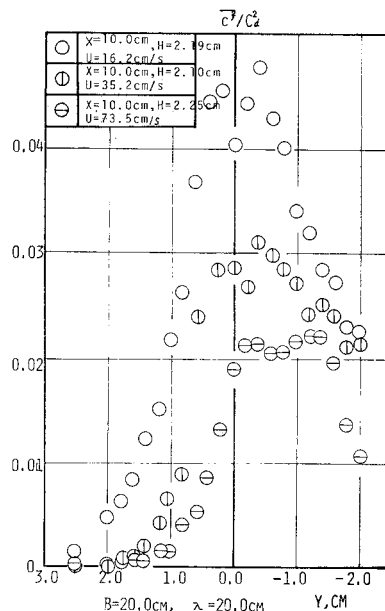


図-11 境界面付近の水質 Reynolds 流束



(a) 境界面付近の流速乱れ



(b) 境界面付近の濃度乱れ

図-10

$$* u(y) = U(1 - F(y))$$

$$F(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{y-y_0}{\sigma}}^{+\infty} e^{-t^2} dt$$

$$F(y_0, \sigma) = 1/2$$

しく、くぼみ部内へ偏位するが、これは主流部より慣入する低濃度流束が、おもに後縁部に集中するためであろう。図-13 は、くぼみ部内の水位変化を示すが、Froude 数の大きな変化にもかかわらず、比較的一定の値を示すことがわかる。みだれ特性に関しては、その分布形状により 2 種にわかれよう。すなわち、境界付近中央部に存在する谷状部の著しい \bar{u}^2 , $\bar{u}'c'$ などのもの、および、わずかな、あるいは小さい谷をもつ \bar{v}^2 , $\bar{v}'c'$ などの 2 種である。さらに、この傾向は流速の低下に伴い顕

著になり、以下に示す境界面付近に発生する波状、あるいは、渦状の構造と考え合わせ考察することができよう。

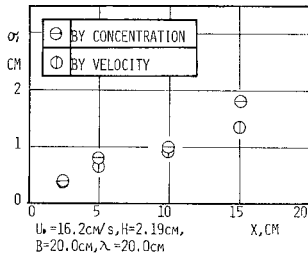


図-12 流速・濃度分布の発達

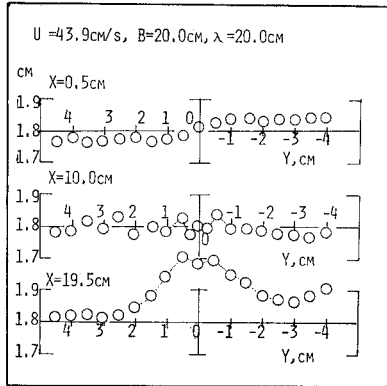


図-13 境界面付近の水位変化

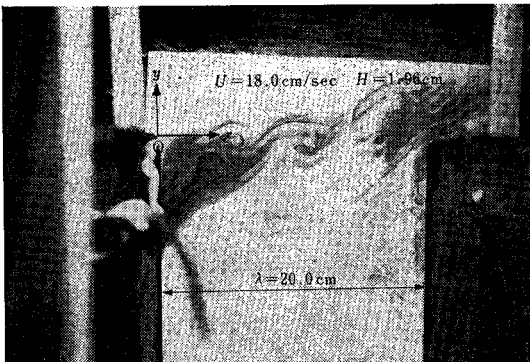


図-14 境界面付近の渦

4. 境界面付近に発生する渦状の構造について

Reshko⁽¹⁾ らによって知られてきた自由境界層などで観測される比較的、機構化された渦状の構造は、本論文で対象とするような場においても、境界面をきわめて特徴づけると考えられる(図-4)。しかるに、本論文の場合においては、二次元流の場合とは異なり、底面のせん断力、水深の変動などにより、三次元的なきわめて複雑な構造を示すことが予想される。目視観測によっても、上記の渦は、その軸を水平、および鉛直方向の Shear によって主流側斜め前方に向かって前傾させていくのが観測された。したがって、これらの渦構造の正確な把握には、

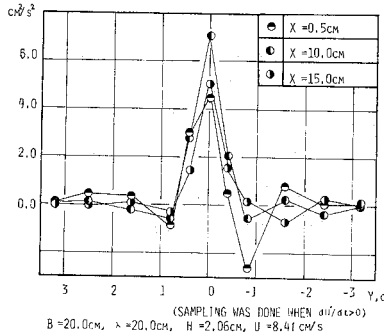
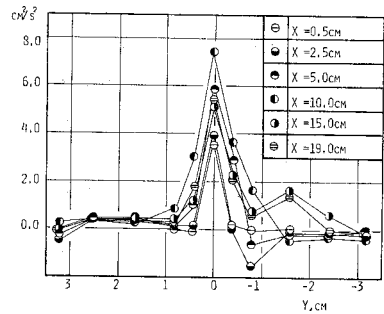


図-15 境界面付近の流速相関関数

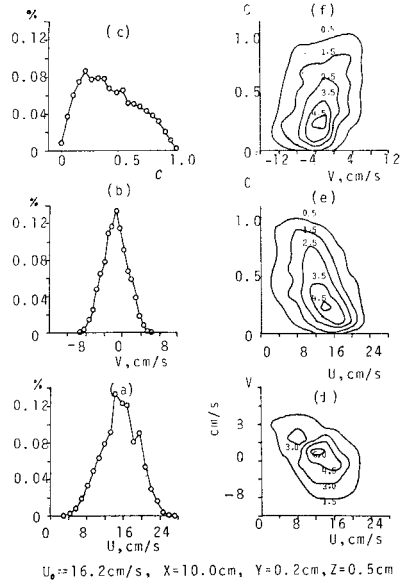
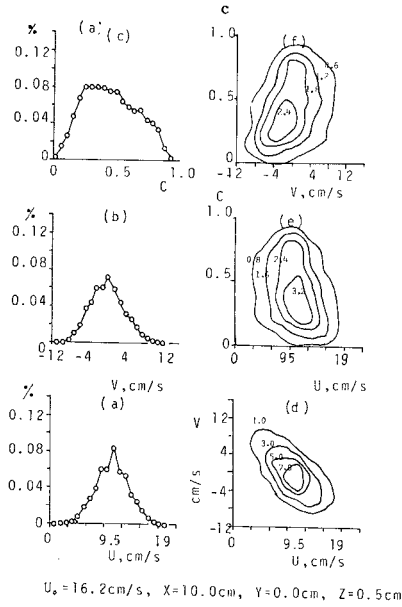


図-16 境界面付近の流速・水質確率分布-1 (共分布・等高線については数字%)

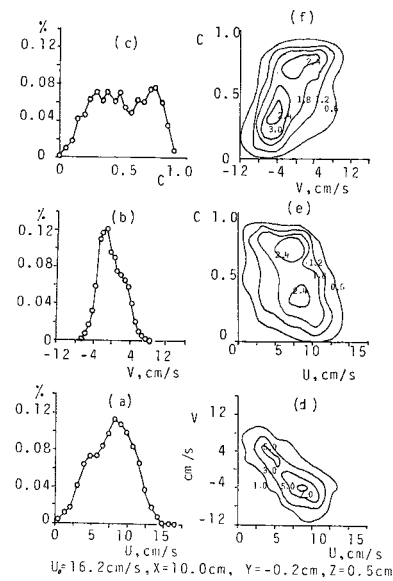
三次元的な考察が必要であろうが、本論文はこの立場をとらない。水平方向の水質移動が問題とされており、かつその方向の濃度勾配が大きいことから、第一近似として平面的な取り扱いが必要であると考えからである。

さて 図-15 は渦構造を調べるために計測された x 方向流速の相関関数*である。きわめて、ランダム性が強いことを示しているが、これに対し固定側プローブの速

* $y=0.0$ に固定側プローブを設置している。



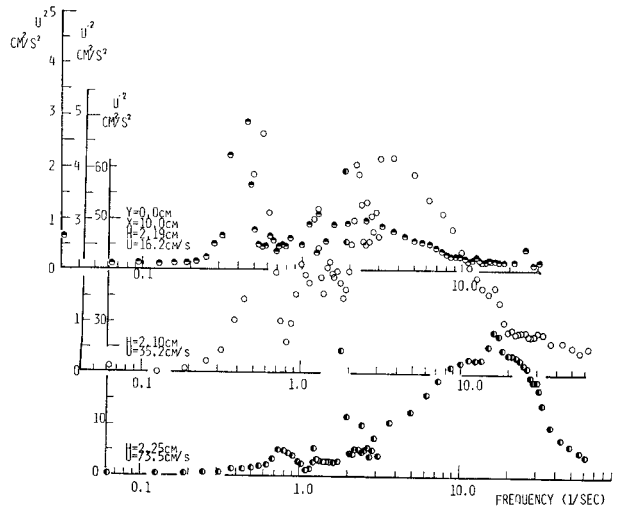
図一七 境界面付近の流速・水質確率分布一



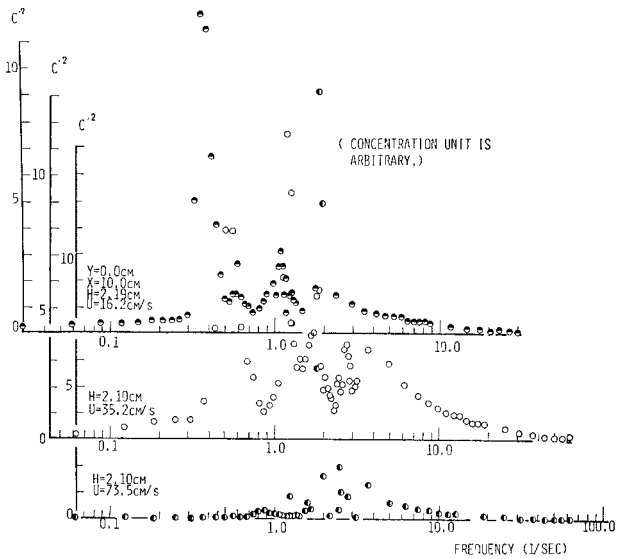
図一八 境界面付近の流速・水質確率分布一

度勾配を Trigger として条件 Sampling を行ってやれば、渦性が現われてくる。渦の位相に制限を荷したためである。

図一六～一八は境界付近の典型的な点における確率密度関数を示したものである。図一六は境界面付近ではあるが若干主流部側の、図一八はくぼみ部側の、図一七は両者の中央で計測したものであり、 $u-v, u-c, v-c$ の共分布を示す(d), (e), (f)は、等確率の点を連ね表示しており、濃度が低く x 方向流速が大きいくぼみ部へ流入しようとする主流部的な水塊、および、高濃度の x



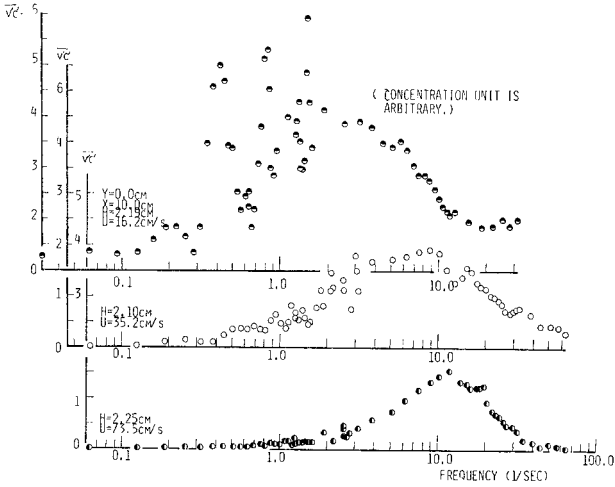
図一十九 境界面付近の流速パワースペクトル



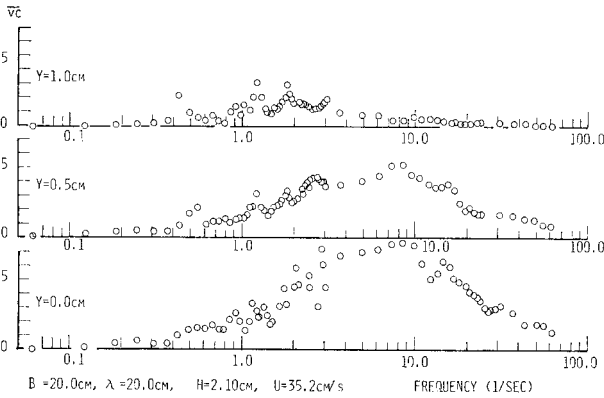
図一二十 境界面付近の濃度パワースペクトル

方向流速が小さいくぼみ部から主流部へ流出しようとするくぼみ部の水塊が、混在していることがわかる。さらに、これらの時系列的な性状を示したものが、図一十九～一二十のパワースペクトル図**である。これから、境界面付近の渦スケールとしては、大別して二分されることがわかる。すなわち、その一つは低周波域に存在するスペクトル幅がきわめて狭い規則性の強い渦であり、他の一つは、高周波域に存在するなだらかなスペクトル形をもつ部分である。図一二十は特にこれらの渦と、水質流束である $\overline{v'c'}$ との関連を示すものであり、 $\overline{v'c'}$ 自体のスペクトルを示したものである。境界付近の水質伝播には高周波域の渦成分が大きく寄与し、低周波のそれは小

** 縦軸には、パワースペクトル×周波数を示す。



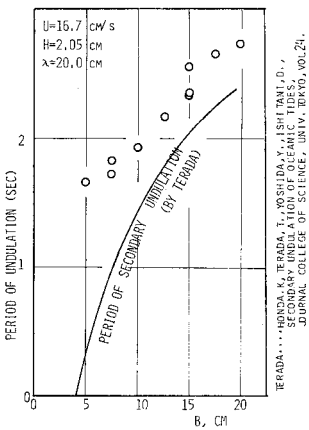
図—21 境界面付近の水質 Reynolds 流束のスペクトル



図—22 境界面付近の水質 Reynolds 流束のスペクトル

いことがわかる。しかるに、ここで注意しなければならないのは、境界を離れるにつれてこの割合は変化するのであって、たとえば、図—22 に示すごとくである。

この事情を捨象すれば、水質伝播に低周波成分がそれほどの重要性をしめないことは、該周波成分の



図—23 くぼみ部内の振動とその周期（自己相関法）

乱れとしての性状をきわめて制限し、長波のような、位相関係の秩序だったものを予想させる。さらに、くぼみ部内湾奥を含む諸点における流速の自己相関の観測から、この振動はくぼみ部内全域にわたり発生していること、くぼみ部形状比により規則的に変化する点（図—23）などを考慮し、周期に若干の疑問を残すが副振動的な発生要因を求めることができる。

一方、高周波側に発生する渦については、その長さスケールの対応から、図—14 にみられる境界面の Flapping は、これに対応するわけである。この渦については、その大きさなどについて広がりをもつため、一概に論ずることは、不可能であるが、その大きさはくぼみ部形状比、Froude 数などにはそれほど関連性をもたない（図—24）。

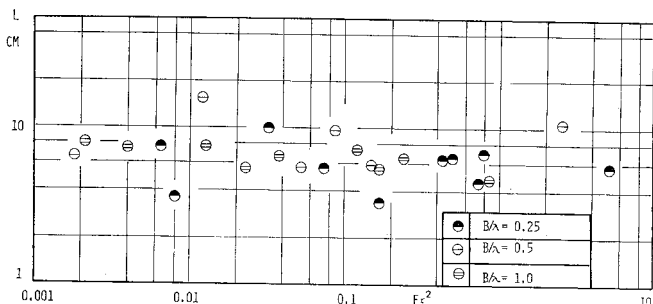
5. 境界面付近の水質の混合

前節に示したように、境界面付近における水質の挙動は、短周期の渦によって支配される。本節においては、このスケールの渦に注目し、境界面付近の水質挙動を考える。

水質の保存式、二次元運動量式などから水質の乱流運動による輸送フラックス $\overline{u'c'}$ （水質のレイノルズフラックス）、あるいは、 $\overline{v'c'}$ は次の式系によって表示される。

$$\begin{aligned}
 \frac{Du_i'c'}{Dt} = & - \left(\overline{u_i'u_k'} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_k} + \overline{u_k'c'} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} \right) \\
 & \text{I} \qquad \qquad \qquad \text{II} \\
 -g'c' \frac{\partial h'}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_k} & \left(\overline{c'u_i'u_k'} - D_{ti}u_i' \frac{\partial c'}{\partial x_k} - \nu_{ti}c' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right) \\
 & \text{III} \qquad \qquad \qquad \text{IV} \\
 - (D_t + \nu_t) \frac{\partial c'}{\partial x_k} & \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} + c' \frac{\tau_{ti}}{rg} \dots \dots \dots (5) \\
 & \text{V} \qquad \qquad \qquad \text{VI}
 \end{aligned}$$

ただし、 $i=1, 2$ はそれぞれ x, y 方向を表わすことにし、上付きをバーとして平均操作を、 D_t 、および ν_t は、



図—24 境界面付近の渦の波長（写真撮影による）

問題の渦に、より微細な渦が与える拡散あるいは動粘性効果を表現するパラメータとする。τ_{ti'} は底のせん断力効果を表わす。項 I ~ VI について、その物理的意義は必ずしも確定し難い。しかるにその概略について論ずれば、第 I、第 II 項は、おのおの濃度、流速の平均勾配によるフラックスの生成に関わり、第 IV 項はフラックスの、問題とする渦などによる拡散効果を表わしている。第 V 項は微細な渦による流速・濃度相関の緩和あるいは強化を示す項であり、第 III、第 IV 項は水深変動および底摩擦変動との相関であるが、これらの三項については、そのオーダーなどを含め、現時点では不明な点が多い。そこで本論文では、従来の乱流輸送理論の立場より、 $\overline{u_i'c'}$ の原因力として式 (5) 第 I 項を取り上げる。さらに他の項については、総体的に流速・濃度変動の相関を緩和するように働くと考え、次式のように仮定する。

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\overline{u'c'}}{\overline{v'c'}} \right) = - \left(\frac{\overline{u'v'}}{\overline{v'^2}} \right) \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} - \frac{A}{T_R} \left(\frac{\overline{u'c'}}{\overline{v'c'}} \right) \dots\dots\dots (6)$$

ここに、A は (2, 2) の定数行列、T_R は適当な大きさをもつ緩和時間ともいうべき量であり、さらに x 方向の濃度勾配による効果を無視している。式 (5) から式 (6) への単純化についてはその物理的意義からは項 I、II、V を重視するわけであり、次元的根拠をそうするものではなく、また、項 IV のような場所的な変化に深く関与する項を表わしきれないこと、項 III、VI のオーダー推定がなされていないことなどに問題を残し簡単な類推を許すものではないが、その妥当性については実験結果との対比をまつことにする。また、式 (6) 中の T_R については適当な条件下では、Lagrange の特性時間となることは式 (6) より A = I (恒等行列)、t = t_i のとき $\overline{u_i'c'} = 0$ として導かれる式 (7) よりもわかる。

$$\left(\frac{\overline{u'c'}}{\overline{v'c'}} \right) = - \exp \left(- \frac{t}{T_R} \right) \cdot \int_{t_i}^t \left(\frac{\overline{u'v'}}{\overline{v'^2}} \right) \exp \left[\frac{\tau}{T_R} \right] \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} d\tau \dots (7)$$

さて、このような緩和機構は流速、濃度変動のいずれの機構にも関与しているわけであるが、前節に示したように、境界面付近における当該渦の機構化された性状、および、水質のレイノルズ・フラックスの特性を説明するという目的から考えて、その緩和の主たる原因を、問題とするスケールの濃度変動が、より微少なスケールの渦によって混合、拡散されるためと考える。すなわち、式(6)において考えた T_R を水質側に対し選択的に作用させるわけであり、式(18)で示される Burgers¹²⁾、Reynolds¹³⁾ らのモデルと同じ立場に立つ。

$$\frac{dC(\tau)}{d\tau} = \frac{1}{T_R} (\overline{C}(\tau) - C(\tau)) \dots\dots\dots (8)$$

ここで、C(τ) は渦によって移動する 任意の水塊の濃度であり、 $\overline{C}(\tau)$ はその水塊を取り囲む雰囲気濃度である。

Burgers のモデルにおいては、 $\overline{u'c'}$ 、 $\overline{v'c'}$ を測定する点を \mathbf{x}_0 とすれば、時刻 t₀ にて \mathbf{x}_0 を通過する水塊の t = τ における水質濃度変動 c'(τ) を

$$c'(\tau) = C(\tau) - \overline{C}(\mathbf{x}_0) \dots\dots\dots (9)$$

とする。したがって、式 (8) および式 (9) から、

$$\frac{dc'(\tau)}{d\tau} = \frac{1}{T_R} [\overline{C}(\tau) - \overline{C}(\mathbf{x}_0) - c'(\tau)] \dots (10)$$

を得る。 $\overline{C}(\tau)$ については、 \mathbf{x}_0 点における Taylor 近似により、

$$\overline{C}(\tau) = \overline{C}(\mathbf{x}_0) - \int_{\tau}^{t_0} v(l') \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} dt' \dots\dots\dots (11)$$

したがって、c'(τ) としては、次式となる。

$$c'(\tau) = c'(t_0 - \tau) \exp \left(- \frac{\tau}{T_R} \right) - \frac{1}{T_R} \cdot \int_{t_0 - \tau}^{t_0} dt' \exp \left[- \frac{t_0 - t'}{T_R} \right] \int_{t'}^{t_0} dt'' v(l'') \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} \dots\dots\dots (12)$$

いま、式 (12) 中 c'(t₀ - τ) は式 (11) と同じようにして、

$$c'(t_0 - \tau) = - \int_{t_0 - \tau}^{t_0} v(l') \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} dt' \dots\dots\dots (13)$$

となるから、式 (12) を部分積分することにより次式となる。

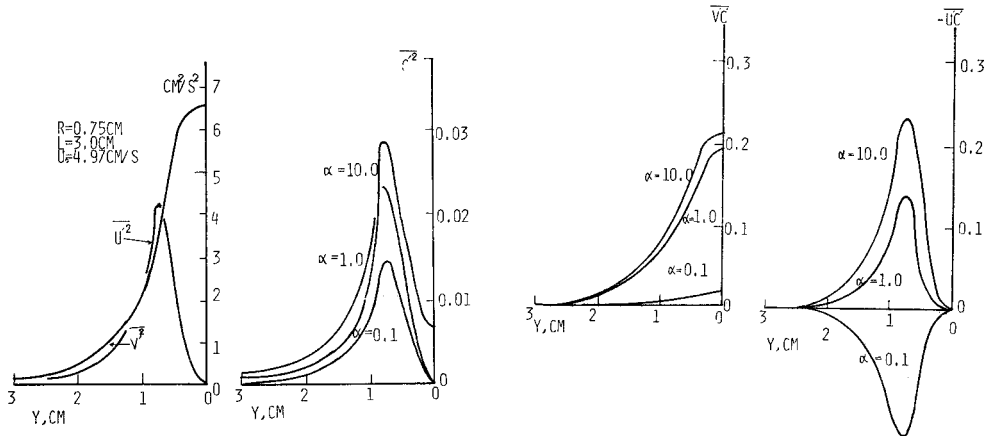
$$c'(t_0) = - \int_{t_0 - \tau}^{t_0} \exp \left[- \frac{t_0 - t'}{T_R} \right] v(l') \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} dt' \dots\dots\dots (14)$$

いま、問題としている渦について、流速変動の減衰はひとまず考えないという立場をとれば、式 (7)、および式 (14) は一致する。

このような乱れフラックスモデルの適合性を調べるため、本論文では上記モデルを数値的に解析し検討する。解析にあたっては、まず式 (14) を基礎式として、τ = t₀、 $\frac{\partial C}{\partial y} = \frac{dC}{dy}$ (一定値) とし、さらに v(l') については渦性に注目し次式で表現する。

$$v_\theta = \left. \begin{aligned} &U_0 \frac{r}{R} \quad (r \leq R) \\ &U_0 \frac{R}{r} \quad (r > R) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

ただし、r は渦の中心よりの距離を表わし、v_θ はそれと右まわり直角方向の流速、U₀、R はおのおの流速、距離を示すパラメータである。さらにこのような渦が、x 方向に間隔 L でならんでいると考え、境界面より距離 y における乱れ諸量を数値計算した。この際、U₀、R などの x 方向への変化は考慮していない。計算にあたって、t₀ については境界面における平均流速によって渦が運搬されるとして、湾口前端より問題とする点



図—25 単一渦による境界面特性の記述 ($\alpha=1/T_R$)

までの滞流時間を用いている。積分は Simpson 公式を用い、上付きバーで示されるアンサンブル平均については、問題とする地点 y において径 r のなす確率密度分布である

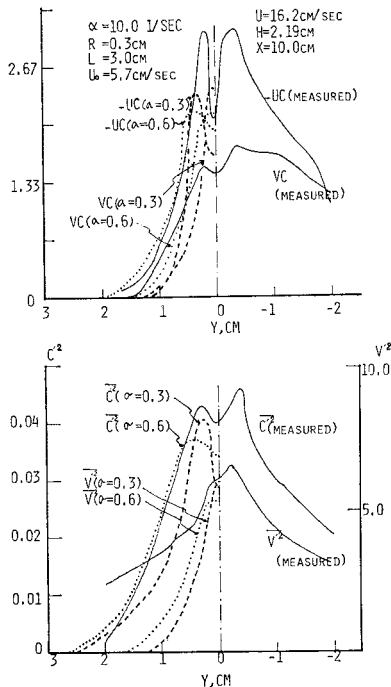
$$P_{rob}(r) = \frac{2r}{L\sqrt{r^2 - y^2}} \left(r = y \sim \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + y^2} \right)$$

を乗じ平均化を施している。図—25 は U_0, R, L などに写真観測で得られた代表的な値を代入し計算を行ったものであるが、図—9~11 に比べ、定性的な形状において類似するが、定量的には、かなりの問題を残す。この原因には多くのものが考えられるが、第一には、本モデ

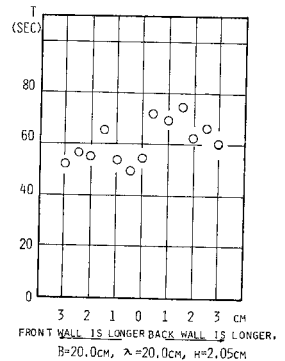
ルが対象としていない前述したような低周波振動の影響があげられる。第二には 図—19 にみられるような渦の大きさに分布をもつことがあげられる。本節では、第一の効果をj知るために、渦の中心の位置に y 方向に (分散を σ^2 (cm²) とする正規分布の不確定性を仮定し、実測値に対し適合を行った例を 図—26 に示す。図中、点線は計算値、実線は観測値であるが v'^2 を除き、ほぼ再現しているといえよう。

6. 総括交換速度に関する 1 モデル

さて、前節においては渦モデルによる境界面付近の乱れの記述について論じた。その結果、単一の渦特性によるよりも、渦の中心にかなりの変動をもつと仮定する方が合理的であること、図—26 $v'c', u'c'$ よりもわかるように渦はかなり非等方的であり、モデルもこの点に修正が加えられねばならぬことなどが判明した。しかるに、これらの考察では、いまだ、総括交換速度との関連性は明白にされていない。 $u'c', v'c'$ は確かに交換に関わる重要な項ではあるが、総括交換速度にはよどみ部後縁・境界面の再付着点における渦の分割特性などにも関連し、総合的な考察が必要である。たとえば、図—27 は、よどみ部前縁および後縁の湾奥長 (B) をわずかに変化させた場合の、総括交換速度の変化を示すものである。このようによどみ部・主流部の交換速度の機構には種々のパラメーターが関連しているわけ



図—26 複合された渦による境界面特性の記述



図—27 湾奥長の変化と交換速度

であるが、ここでは、形状を矩形くぼみに限定しひとまず前述した実験範囲内で考察を進める。すなわち、(1) 交換速度、主流速度の比は Froude 数、形状比などに支配される、(2) 境界面付近に発生する乱れ構造はスケールによって二分され、境界面付近の水質混合には小スケールの渦が関与し、さらに境界面を離れると大スケールの副振動的な乱れが問題となってくる、などである。

そこで、このような諸知見より総合して、境界面付近において比較的小規模の渦により輸送された水質物質は湾後縁付近において副振動的な性状をもつ、より低周波の振動によって、よどみ部より分離するといった構造を推論してみる。すなわち、よどみ部の総括交換機構は、境界面付近の小スケールの渦による輸送機構と、よどみ部全域に及ぶ大スケールの渦による主流部への分岐機構との総合によると考えている。したがって、モデル化にあたっては、両機構が総合されたものが望まれるわけであるが、現段階においては、4., 5. の結果を勘案するにしろ、不明な点を多々残し、今後の研究にまっところが大である。そこで、本節においては、考察を限定し、上記 (1) で示される特性については、二つのスケールの変動のうち主として大スケールの変動によって説明することを試みている。これは必ずしも小スケール渦による混合を捨象するものではなくこれらのミクロ的な現象が後記する ϕ とか δ_0 とかいったパラメーターで総括的な表示が可能であると考えているものである。

いま、境界面の変動による移動幅を δ とし、その付近の流速分布を 1 次近似する。境界付近における濃度を C_0 とすれば、変動による水質交換量 w について次のように考える。

$$w = \int_0^{\delta} (u_0 + \Gamma y) C_0 dy - C_0 u_0 \delta = \frac{1}{2} \Gamma C_0 \delta^2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 Γ は、速度スケール、境界面厚さスケールとして U_0 , δ_0 をとれば次のようになる。

$$\Gamma = \frac{du}{dy} \Big|_{y=0} = \frac{U_0}{\delta_0} \phi \quad \dots\dots\dots (15)$$

ただし、 ϕ は速度分布によって定まる定数である。さて δ については、くぼみ部水体が主流部乱れの中の共振振動数成分などを選択的に取捨することにより発生する副振動的な運動によるものと考えられ、そのメカニズムとしては、Phillips¹⁴⁾ などが示唆的であるが、本論文では、その一、二の特性を実験的に示したものを 図-28, 29 に示す。これは、くぼみ部内に Methylene-Blue 溶液を注入し、湾口中央部付近の境界面変動を 8 mm 撮影機で撮影、解析をしたものである。 w と k とは次の関係をもつ。

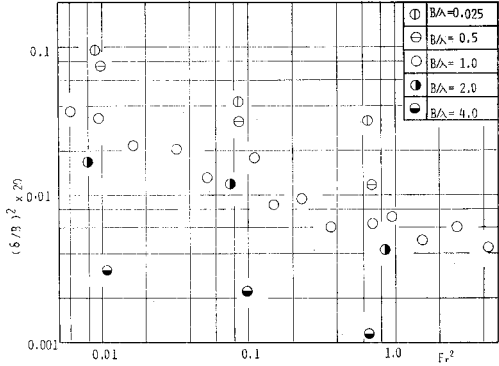


図-28 境界面変動と Froude 数

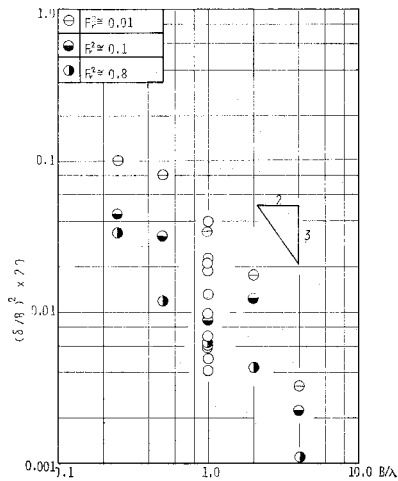


図-29 境界面変動と形状比

$$w = C_0 k B \lambda \quad \dots\dots\dots (16)$$

したがって、図-2~4 のパラメーター TU/B とは次の関係をもつ。

$$\frac{TU}{B} \propto \frac{\delta_0 \lambda}{\phi \delta^2} \quad \dots\dots\dots (17)$$

式 (17) の妥当性については、検討すべき点を多く残していることは否めないが、式 (17) から導出される TU/B と $(\delta/B)^2$ の逆比例的な関係

$$TU/B \propto \delta_0 / \lambda \phi (\lambda/B)^2 (B/\delta)^2 \quad \dots\dots\dots (18)$$

は Froude 数、形状比を媒介変数として 図-2, 28, 4, 29 にみられるものである。換言すれば、 TU/B の Froude 数、形状比依存度は、上記モデルおよび実験結果によれば、その大半を δ に帰して矛盾を生じない。これらの事實は、 TU/B の上記パラメーターに対する依存度における δ の重要性を傍証するものと考えてよからう。現段階における式 (17) の直接的な証明は不可能であるが、この点については今後の δ_0 , ϕ などの計測および境界面、分岐点付近のミクロ的な混合機構の解明をまっ明らかにされなければならない。

7. 結 論

(1) よどみ部・主流部の水質交換は、従来、仮定されてきたような、主流部速度に比例するにとどまらず、Froude 数、形状比などにも大きく関連する。

(2) よどみ部・主流部の境界付近の乱れは、大別して2種、存在する。長周期成分は、よどみ部水塊全体の自励振動であり、短周期成分は、前者に比べやや非秩序ではあるが、構成化された渦状の乱れである。

(3) 上記のうち、短周期成分については、渦モデルにより、乱れ特性の記述ができる。

(4) よどみ部・主流部の総合的な水質交換機構としては、(3)で述べたような境界面付近の水質が、長周期成分の振動により、主流部へ分岐されているといったモデルを提案した。

謝 辞：本研究にあたり、京都大学工学部・岩井重久教授および住友 恒助教授の指導を受けた。深謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) Nordin, C.F. and Sabel, G.V. : Empirical data on longitudinal dispersion in rivers, U.S. Geological Survey, Water-Resources Investigations 20-74, 1974.
- 2) Hays, J.R., Krenkel, P.A. and Schnelle, K.B. : Mass transport mechanisms in open-channel flow, Dept. of Civil Eng., Vanderbilt Univ., Nashville, Tech. Rep. No. 8, 1966.
- 3) Thackston, E.L. and Schnelle, K.B. : Predicting effects of dead zones on stream mixing, ASCE, Vol. 95, NoSA 2, pp. 319~331, 1969.
- 4) Okubo, A. : Effect of shoreline irregularities on streamwise dispersion in estuaries and other embayments, Netherland Jour. of Sea Research, Vol. 6, No. 1~2, pp. 213~224, 1973.
- 5) 村本嘉雄・道上正規・中川芳一：開水路流れの縦分散に関する考察，水理講演会論文集，第20回，pp. 133~139, 1976.
- 6) Roshko, A. : Some measurements of flow on a rectangular cutout, NACA TN 3488, 1955.
- 7) Charwat, A.F., Dewey, C.F., Roos, J.N., Hitz, J.A. : An investigation of separated flows-Pt II : Flow in the cavity and heat transfer, Journal of the aerospace sciences, Vol. 28, No. 7, 1961.
- 8) 近藤次郎編：大気汚染—現象の解析とモデル化—，コロナ社，p. 220, 1975.
- 9) 松岡 譲・水田裕之・岩井重久：第32回年次学術講演会，II-341, 1977.
- 10) Cederwall, K. : Float diffusion study, Water Research, Vol. 5, pp. 889~907, 1971.
- 11) Roshko, A. : Progress and problems in understanding turbulent shear flows, Proceedings of the project SQUID WORKSHOP ON TURBULENT MIXING IN NONREACTIVE AND REACTIVE FLOWS, pp. 295~316, 1974.
- 12) Hinze, J.O. : Turbulence, McGraw-Hill p. 386, 1975.
- 13) Reynolds, A.J. : Turbulent flows in engineering, Wiley, 1974.
- 14) Philips, O.M. : The maintenance of Reynolds stress in turbulent shear flow, J. Fluid Mech. Vol. 27, pp. 131~144, 1967.

(1977.9.19・受付)