

潮汐流の影響を受ける拡散現象の基礎的研究

堀川 清司*・玉井 信行**・田中 寛好***

1. 緒 論

海域における拡散・混合問題の物理的特性を取り扱う場合には、拡散係数の予測が重要な問題である。潮汐流の中での拡散問題の解を得るためには、従来も水理模型実験¹⁾、解析解²⁾、数値解³⁾が行なわれている。主流の流速分布を考慮した研究^{4),5)}もあるが、種々の係数値については定常流における結果を準用している段階であり、拡散係数と非定常的な流れの場との関係を究明したものは、ほとんど見当たらないといってもよい。

拡散係数を考える場合には現象のスケールとの関係が重要であるので、以下に筆者らの見解を記す。小規模な現象とは、潮汐流をほぼ定常流と考えてよく、乱流拡散のみが支配的な段階をいう。中規模の現象となると、地形的な要因が加わってきて、乱れと主流の流速分布の両者を考える必要が生じてくる。したがって、中規模以上の現象は diffusion の問題というよりは dispersion の問題となる。この規模の現象では、潮流の非定常性を考慮する必要があり、大略潮汐一周期間の水平移動距離の規模の現象である。大規模な現象とは、潮汐運動自身を一つの渦と考えることのできる程度に、考察している水平距離が大きな場合をいう。こうした現象規模の分類は、いわば流れの場の構造的な特性であり、物質の拡散域の大きさに応じて、それに対応するスケールの流れの場の特性を考えてゆく必要がある。

本論文では、潮汐流の作用が卓越する比較的浅い内海程度の海域を対象とし、かつ島とか半島、人工造成地などによって生ずる中規模の地形性乱れによる混合の問題を考察する。さらに側壁に粗度を付けた実験を行ない、往復流における横方向の渦動拡散係数の特性を、定常流における値と比較検討した。

2. 実験の方法

測定に用いた水路は、幅 0.8 m、長さ 7 m、深さ 0.15 m の木製である。底面には相似則に基づいて平均粒径 3.55 mm の砂を刷り付けてある。潮汐流を発生させるには、

水路両端のフロートを回転円板に連結し、単振動を発生させることにより行なった。両端のフロートは位相を 180°ずらせて、流速を増大させるよう調節してある。これを図示したものが 図-1 (a) である。

実験は大きく分けて 2 種類行なった。一つは横方向の渦動拡散係数 e_y に関するもので、これを実験 A と呼ぶ。これは他の実験系列 B において、地形性の後流とそれによって生ずる水平方向の速度分布によって引き起こされる混合の特性を考察する場合の準備を行なったものである。発生させた潮汐流は A, B の両実験ともに、周期は半日周期に相当する 215 秒に固定し、ストロークは 15 cm に固定、水深を 4 cm と 8.1 cm に変化させた。

また本論文においては比較的浅い水域を念頭におき、物理量の水平方向の偏差に注目したので、測定対象は水表面に限ることにした。したがって、浮子（大きさは二種類）を水面に投下し、その運動を上面よりカメラで撮影し、同時に撮影した時計および水面付近に固定した距離測定用の指標により運動の解析を行なった。

実験 A においては、図-1 (b) のように砂利を水路側壁から両側 20 cm の地点まで敷き詰めた。これは水平面内の流速分布を発生させ、また乱れの強さを大きくするためである。この状態で往復流と定常流の場合につき横方向の渦動拡散係数 e_y を測定した。拡散係数の算出は、投入した浮子の統計的分散より行なった。

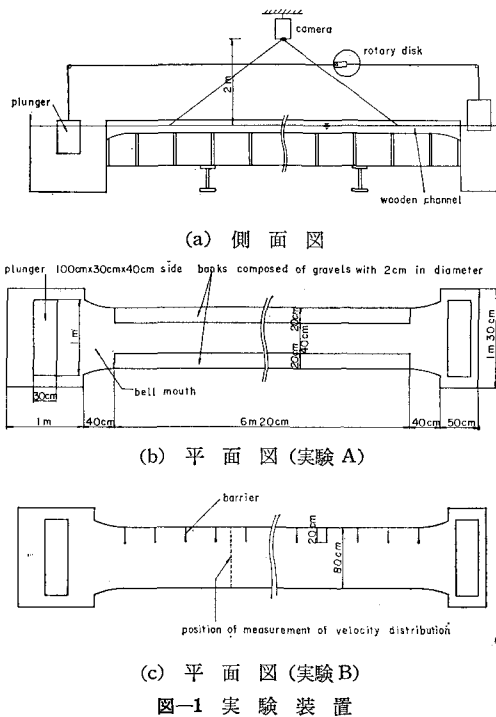
往復流の場合には、水位変化を抵抗線式の波高計で測定した。水槽が有限であるため重複波による水位上昇が発生するので、各位相ごとの重複波成分を計算し、水位記録からそれを差し引いて水面勾配を求め、摩擦速度 u_* を算出した。実験に用いた水深は約 4 cm で、表-1 には 1/4 周期間の平均値を用いた結果を掲げている。定常流の場合には、ポイントゲージにより水面勾配を測定した。

実験 B においては、地形性の乱れと水平方向の速度分布による混合の特性を考察した。流れの構造と拡散の結果が比較できるためには、できるだけ理論解析が行なえることが必要であるので、単純な境界条件で後流を発生させうる模型を考えた。本論文で模型として用いたものは、長さ 20 cm の突堤を片側の側壁に 40 cm の間隔で取り付けたものであり、概要を 図-1 (c) に掲げる。突堤の先端は尖らせて、渦の形状および発生が複雑にならな

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 電力中央研究所 技術第二研究所環境水理研究室



ように考慮した。水深は 8.1 cm であり、追跡子としてはパンチくずを用いた。天井の高さの制約からカメラの撮影範囲は広角レンズを用いても約 3 m であり、したがって一周期間の粒子分散距離が撮影範囲を越える場合にはカメラ二台を用いた。

3. 実験結果

実験 A については、横方向渦動拡散係数を摩擦速度と水深の積で表現した。結果を表-1、表-2 に示す。

表-1 は往復流に関する結果であり、 $\bar{u}_*$ は図-2 に示すような位相の異なる時期の 1/4 周期間の平均値を表わしている。この実験においては、摩擦速度と表面流速の変化は同位相であると近似し、表面流速が零になって

表-1 往復流中の e_y と $h\bar{u}_*$ との関係

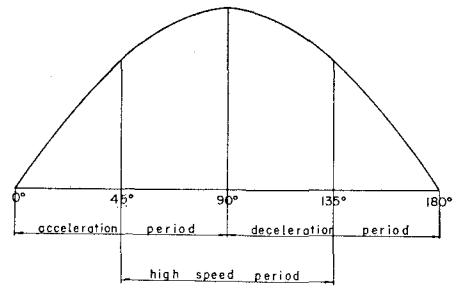
浮子の種類	6mm径浮子	パンチくず
加速域平均	$0.062h\bar{u}_*$	$0.045h\bar{u}_*$
高速域平均	$0.065h\bar{u}_*$	$0.057h\bar{u}_*$
減速域平均	$0.119h\bar{u}_*$	$0.113h\bar{u}_*$

e_y : 横方向渦動拡散係数, h : 水深, $\bar{u}_*$: 摩擦速度
 $\bar{u}_*$: 各期間(図-2 参照)での $\bar{u}_*$ の平均値

表-2 定常流中の e_y と $h\bar{u}_*$ との関係

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

Elder⁶⁾ の定常流における実験値は、 $e_y = 0.228h\bar{u}_*$ 。



いる時点での水面形状から重複波の特性を決定し、他の位相では実測の水位記録から重複波成分を差し引いて水面勾配を求めている。こうした方法で得られた摩擦速度の時間的変化はほぼ正弦的で、仮定を満足していた。しかしながら、摩擦速度の位相が表面流速のそれより約 10° 遅れている可能性も見うけられ、詳細な議論のためには水面勾配の小さな領域(数万分の一以下)での挙動を明らかにする必要がある。用いた波高計(1/100 cm まで読取り可能)ではこれは不可能であるので、前述のように位相差は無いものと考えた解析結果を用いている。

表-2 は定常流における実験結果であるが、Elder⁶⁾ の報告している値よりも係数値が小さい。定常流における実験では、追跡子としてはパンチくずのみを用いた。

実験 B において、Run 1 から Run 4 まで水量はすべて同じで、水深 8.1 cm、平均主流速(主流速は主流部における各位相での平均流速であり、その憩流時から憩流時までの半周期時間平均値) 1.5 cm/sec とした。ここで、主流部とは全位相にわたって乱れがほとんど無く、粒子が移流のみによって運ばれると考え得る領域であり、渦領域とはほぼ突堤のある領域に一致し、渦卓越期には地形性乱れと流速分布により分散が生ずる領域である。

結果について順を追ってあげる。

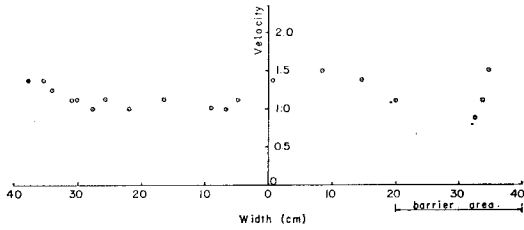
a) 流速分布 (Run 1)

パンチくずの約 2 秒間の主流方向移動距離より流速を求め、主流速で無次元化した結果を図-3 に示す。半周期間の流れの特性は大別して三つの時期に分類でき、図-3 の(a)~(c)がそれぞれの時期の代表例を示している。

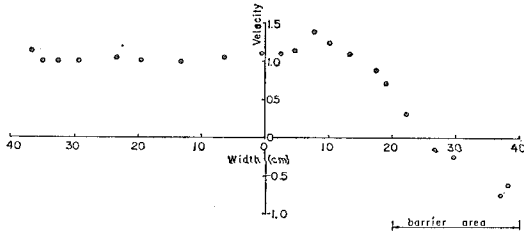
第一期は(a)に示されるように、突堤領域の流れが主流部の流れと同一方向に流れる時期(憩流時を位相 0° とすると $0^\circ \sim 34^\circ$)である。

第二期は(b)に示されるように、突堤区間に渦が卓越している時期(位相にして $34^\circ \sim 117^\circ$)である。

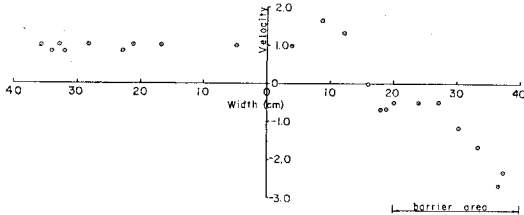
第三期は(c)に示されるように、渦が弱くなって消滅し、突堤区間では主流と反対方向の流れが卓越する時期



(a) 第一期 (主流部位相 11.2°)

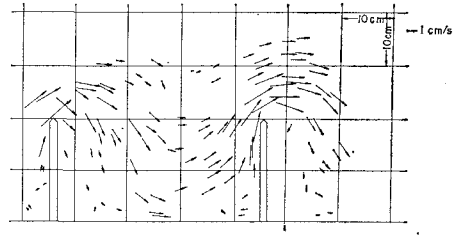


(b) 第二期 (主流部位相 59.9°)

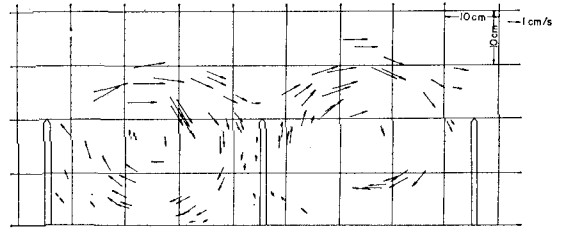


(c) 第三期 (主流部位相 165.1°)

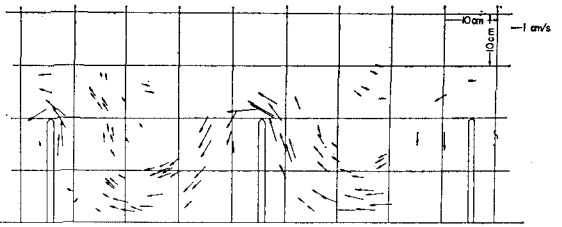
図-3 無次元流速分布の時間的変化特性



(a) 第一期 (主流部位相 11.7°)



(b) 第二期 (主流部位相 58.6°)



(c) 第三期 (主流部位相 165.9°)

図-4 後流渦の時間的変化特性

(位相にして $117^\circ \sim 180^\circ$) である。

b) 後流渦 (Run 2)

流速分布の測定と同様な方法で後流渦の発達を観測した。この場合の時間的な変化特性は、流速分布の変化と位相を同一にしており、前記の分類に従って代表的な実験結果を図-4に示す。流線が閉じていても必ずしもその領域全体に渦があるとはかぎらないが、紙で矢印を作って浮かべ、それが回転することにより渦ありの領域であると判断した。渦の流速変化を示す図をもとにして循環を求め、半周期間 (憩流時より憩流時まで) におけるその時間的変化のプロットを図-5に示す。

c) 渦領域における分散 (Run 3)

突堤一区間に投入したパンチくずが、半周期後にどのように渦領域内に分布したかを示すのが図-6である。また、粒子の統計的分散より求めた半周期間の平均拡散係数は $9.2 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であった。この場合には主流方向のみの位置の偏差に注目して計算を行なった。

d) 幅方向に一様に投入したパンチくずの半周期後および一周後の分散 (Run 4)

半周期後の分散状態から一周後の分散状態を推定する分散モデルの妥当性を検討するため行なった。

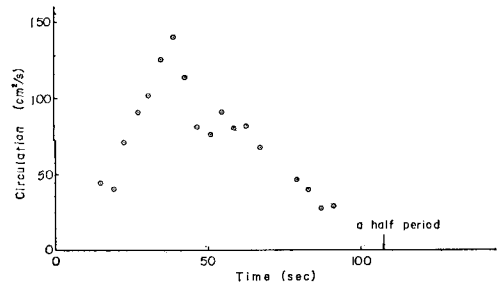


図-5 循環の時間的変化特性

半周期後の分散は 3394 cm^2 、半周期間平均拡散係数は $15.8 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、一周後の分散は 2592 cm^2 、一周間平均拡散係数は $6.0 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であった。

4. Dispersion モデルの考察

本論文では、地形性の乱れを伴うような中規模の混合現象を一次元 dispersion model により解析する。実験においては、主流の流速分布、縦方向の移流拡散係数が測定されているので、後流渦が生じている期間の横方向渦動拡散係数を逆算できる。この横方向の渦動拡散係数

を渦の特性値で適正に評価できれば、境界条件の異なる場合にも、水平流速分布と渦の特性より、縦方向移流拡散係数の推定が行なえるわけである。ここでは、流れの変動量は議論せず現象論的な解析法をとり、平均量から乱れの性質を把握しようとしている。

流速分布に関しては、図-3, 4 に掲げたように半周期間を三つの特徴ある期間に分類できることがわかった。第一期と第三期においては、流速が小さく後流渦は発達しない。また、この実験では装置の大きさの制約もあり、水深を大きくして主流部の最大流速をおさえ、かつ底面は比較的滑らかであったので、水面を観察するかぎりでは底面から発生する乱れは水面に影響を与えていないと考えられた。したがって、後流渦の強度が微小な間は他の乱れ成分は存在せず、粒子の分散は移流によってのみ生ずるといえる。第二期は図-7 のように幅方向の渦あり領域と渦無し領域とに分割でき、第二期の渦領域のみの分散に注目するわけであるが、これを求めるには、第二期終了後の渦領域の分散から第一期終了後の流速分布による渦領域(第二期に渦が卓越する領域を指し、第一期、第三期渦が形成されていなくとも渦領域と呼ぶことにする)の分散を差し引く必要がある。Run 3 により半周期後の渦領域の粒子位置がわかっており、これより第三期の渦領域の流程分布を差し引くと、第二期終了後の渦領域の粒子位置が知られ、これから第二期までの分散が求まる。さらに第一期の流程分布による渦領域の分散を求めてこれを差し引くと第二期のみの渦領域分散が $1\,380\text{ cm}^2$ として求まる。

さて、Fischer⁷⁾ が Taylor の考え方を用いて、流速

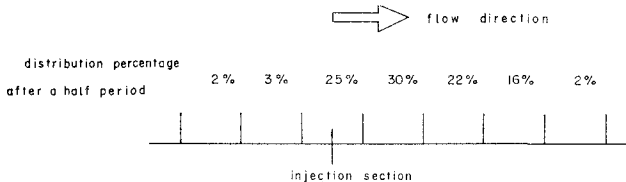


図-6 半周期後の浮子の分布状態

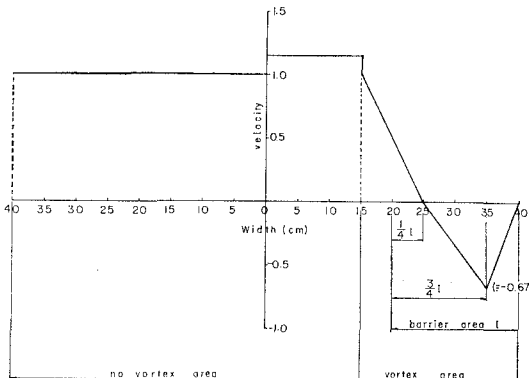


図-7 渦卓越期の無次元化流速分布モデル

分布と横方向渦動拡散係数とから縦方向移流拡散係数を予測する次のような式を導いている。

$$D = -\frac{1}{b e_y} \int_0^b u''(y) dy \int_0^y dy \int_0^y u''(y) dy$$

ここで、 D : 縦方向移流拡散係数、 b : 水路幅、 e_y : 横方向渦動拡散係数、 y : 幅方向座標、 u'' : 時間平均流速の断面平均値よりのずれ。

b が一定、 e_y 、水深が y に関して一定の場合の式である。この式の利用に際して、流速分布(図-7)としては渦の影響範囲(側壁より 25 cm)のみを考え、直線近似してモデル化したものを用いる。 $1\,380\text{ cm}^2$ を縦方向移流拡散係数の値として代入し、第二期の平均横方向渦動拡散係数は $3.5\text{ cm}^2/\text{sec}$ という値を得た。

また、渦の強さと直接関係のある循環の第二期における平均値は $100\text{ cm}^2/\text{sec}$ (図-5 参照)であり、このモデルによって計算された e_y は循環の 3.5% にあたる。

実際は幅方向に現象が一様でなく二次元的であるものを一次元に変換して解析するため、上述のような渦あり、渦なしの領域区分を工夫した。

さらに図-6の配分図を利用して分散モデルを組み立てることにより、半周期後の分散の結果からかなり精度良く一周期後の分散の結果を推定することができた。これを半周期ごとに繰り返すことによって一周期半後、二周期後……と将来の分散を予測することができる。本実験においては幅方向に現象が一様でなく渦動拡散の生じない主流部がかなり大きいので、浮子の初期位置により分散の状態がかなり異なり、半周期後の分散のほうが一周期後の分散よりも大きい結果を得ているが、現象が一様とみなせる渦領域のみに着目した分散をモデルから推定すると、半周期後、一周期後、一周期半後、二周期後の分散はそれぞれ、 $2\,400$ 、 $4\,200$ 、 $6\,200$ 、 $8\,300\text{ cm}^2$ となって分散がほぼ時間に比例、すなわち移流拡散係数がほぼ時間的に一定であり、Taylor の一次元拡散モデルがこの領域ではただちに適用可能であることがわかる。

6. 結 論

(1) 往復流における e_y を表わすのに、水深 h 、摩擦速度 u_* 以外に intermittency factor のようなパラメーターが必要となる。

(2) $e_y = \alpha h u_*$ の関係の係数 α の値は、往復流の場合のほうが定常流の場合より小さな値を示した。また、水平シアの影響のある場合の α の値は Elder の 0.228 という値より小さな値を示している。

(3) 地形性渦が発生するような場所にお

いては、半周期間（憩流時→憩流時）の流れの特性を三つに大別することができる。第一期はその区域の流れが主流部と同方向に流れる時期、第二期は渦が卓越する時期、第三期は主流部と反対方向に流れる時期であり、それぞれの時期での分散特性は異なる。

(4) 渦の強さを直接表わす循環の最大値は、主流部流速の最大値より位相にして約 25° 早くおこる。渦は急速に成長してゆっくり減衰する特性を持っており、その変化は直線的である。実験Aでは乱れの発生は主流速位相よりかなり遅れていたが、この地形性渦では最大強さが加速域にある。このことから、地形性渦が定常乱流による乱れとはかなり性質を異にすることがわかる。

(5) 渦卓越期には、 e_y と渦の強さ、すなわち循環とが比例関係にあると考えれば、従来往復流中の e_y は主流速に比例してこれと同位相で変化するといわれてきたことを少なくとも地形性渦の場合は否定しなければならない。

(6) 考察の項で述べたような方法で解析すれば、 e_y は循環 Γ の約3%に相当した。しかし今回の実験では一種類のケースしか行なっておらず、この3%という値はだいたいのオーダーであると考えるべきで値そのものを信用することは危険であろう。また、 e_y と Γ との比が境界条件の差によってどのように変化するのも今後の問題として考えてゆく必要がある。普遍的な e_y と Γ との関係が確立されると、循環と流速分布とを測定することにより、その流れの場での縦方向移流拡散係数の予測が可能となる。

(7) 最初の浮子投入位置、流速分布、渦領域での半周期間の分散の様子がわかれば、分散モデルを適正に組み立てることによって将来の分散の予測が可能である。

謝 辞：この研究が文部省科学研究費補助金（代表者 中央大学 服部昌太郎教授）の援助を受けたこと、および実験に際しては東大土木港湾研究室 黒田正文技官にご協力を願ったことを記し謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 樋口明生・杉本隆成：潮流による拡散の水理模型実験について(I)～(IV), 京大防災研究所年報第10号 B～第13号B (昭42.3)～(昭45.3).
- 2) 林 泰造：往復流中における廃液の移流と拡散について, 第18回 海岸工学講演会論文集, pp. 313～314 (1971).
- 3) 和田 明・片野尚明：海域での物質拡散に及ぼす流れの影響, 第18回 海岸工学講演会論文集, pp. 315～321 (1971).
- 4) Bowden, K. F.: Horizontal mixing in the sea due to shearing current, J. Fluid Mech., Vol. 21, pp. 83～95. (1965).
- 5) Holley, E. R., D.R.F. Harleman and H. B. Fischer: Dispersion in homogeneous estuary flow, Proc. ASCE, HY 8, pp. 1691～1709 (1970).
- 6) Elder, J. W.: The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow, J. Fluid Mech., Vol. 5, pp. 544～560 (1959).
- 7) Fischer, H. B.: The mechanics of dispersion in natural streams, Proc. ASCE, HY 6, pp. 187～216 (1967).