

新 制
理
37 5
京大附函

---

# 学位申請論文

---

---

淡路敏之

---

新 制
理
37 5
京大附図

学位申請論文 (Thesis)

潮流による海峡を逼しての海水の交換及び  
混合の機構に関する数値実験的研究

淡路敏之

# 目次

1. 序	- 1 -
2. 数値モデル	- 5 -
2-1 潮流の計算モデルについて	- 5 -
2-2 粒子運動の計算モデルについて	- 6 -
3. 交換の機構	- 9 -
3-1 予備解析	- 9 -
3-2 単純模型海における海水交換	- 10 -
4. 交換率	- 13 -
5. 内湾水と外湾水との混合	- 15 -
5-1. 乱れを考慮した粒子運動の計算及び結果	- 15 -
5-2. 潮流場中での海水の局所的混合	18 -
5-3. 内湾水と外湾水との混合	- 21 -
6. 海水交換に及ぼす乱れの効果	23 -
7. 潮流による海水の分散について	- 25 -
8. まとめ	- 27 -
謝辞	- 28 -
Appendix I	- 29 -
Appendix II	- 30 -
参考文献	- 32 -

## 1. 序

人間が住む陸地をとり囲む、いわゆる沿岸海域は水棲動植物の宝庫であり、瀬戸内海にその典型的な例が見出せるように、沿岸海域は様々な形で人間の生活と深いかかわりをもち続けてきた。このかかわりは時代が進むと共にますます深くなり、近年赤潮の発生に見られるような過度の富栄養化や水質汚濁という形で、この海域における現象は大きな社会問題となるに至った。沿岸海域は、陸岸から放出される人間活動の残りかすを外洋に運び出す場所であり、全地球的規模の物質循環にとっても重要なかかわりを持つ海域である。それ故、沿岸海域における諸現象、特にその基礎となる物理科学的解明が急がれている。このように沿岸海域は社会的要求と同時に学問的にも重要な興味ある海域であり、ここに生起する現象の研究は海洋学の中でも沿岸海洋学として1つのブランチを形成しており、その重要性は益々大きくなってきている。しかしながら、この海域は複雑な海岸線や海底地形を持つ為、ここに生起する諸現象は外洋に見られる現象とは異なった特徴を持つものが多く、しかも相互に複雑にからみあい、その物理科学的な構造の解明を非常にむつかしくしている。

沿岸海洋学における最も重要な課題の1つは、その海域における物質循環と沿岸水の外洋への輸送などを明らかにすることである。従って、その意味で、狭い海峡を通してつながる外洋と内湾との間の海水や物質の交換機構の解明と交換量の正確な把握が重要な問題の1つとなる。

さて、このような海峡を通しての海水の交換を引き起こす物理的要因は流れである。そして、このことに関与する流れとして潮流・吹送流・密度流及び台風などの突発的要因にともなう流れなどがある。中でも $M_2$ 潮流が沿岸海域において恒常的に存在する卓越した流れであるから、これまでの海水交換に関する研究も大部分が $M_2$ 潮流による海水交換に関してなされてきた。

これまでの海峡を流す海水の交換に関する研究は、大別すると 1) オイラー的手法にもとづく研究及び 2) ラグランジュ的手法にもとづく研究に分けられる。前者はオイラー的な観測により得られる物理量、たとえばいくつかの固定点における指標物質(その多くは塩分)の濃度やその空間分布及び海峡断面を通過するフラックス量をもとにした研究であり、後者はレーダー・ファイなどの漂流物を使ったラグランジュ的な観測や水理模型実験における浮標追跡から得られるラグランジュ量をもとにした研究である。後者の研究は最近人工衛星からの赤外写真などの種々の情報をも使用しながら進められ始めているが、オイラー的な観測にくらべラグランジュ的な観測が経済的にも技術的にもはるかに困難である為、前者の研究に比べて非常に少ないのが現状である。

1) のオイラー的手法による研究は、Parker et al. (1972) や川村ら(1975) によって進められた。彼らは海峡断面を流す海水の上げ潮時と下げ潮時での塩分輸送量の差に着目し、それが海峡を流す海水の交換によって生じているとして、前述したオイラー量から海水交換の大きさ  $E$  を示すパラメーターである交換率を評価した。例えば、Parker et al. は上げ潮時に内湾へ流入する全海水のうち新たに流入する外湾水の割合を、また川村らは上げ潮時に内湾へ流入する海水のうち下げ潮時に内湾水とどの程度入れかわるのかという割合を、それぞれ交換率として定義し、海水交換を考えた。彼等の考え方の根拠には、海水の交換は流入海水が湾内水と海峡周辺のある領域で混合することによって取り残されるという考えがある。中田と平野(1976) は一歩進めて数個のフロートの動きから混合すると思われる範囲(彼らはこれを混合容積と呼んでいる)を見積り、その混合容積内で海水の完全混合がおこると仮定して塩分フラックスと海水の交換量との関係式を導出した。以上のように、1) のオイラー的手法にもとづく研究は基本的には海峡周辺のある領域内での海水の完全混合によって生じるという考えに立脚している。しかし、2) の海水はどのあたりでどのような時に、どのようにして混じり合うのかはよく分かっていないのが現状である。

それ故、海峡を流す海水の交換機構を解明し、交換率を正しく評価するためには、上げ潮時に流入してくる海水が内湾水と混合する範囲を正確に把握することが必要である。

その為には、個々の海水粒子がどのように運動するかという海水粒子のラグランジュ運動そのものの把握が是非とも必要となる。しかしながら、前述したラグランジュ的な観測の困難さから、2)のラグランジュ的手法による研究は余り手をつけられておらず、藤森ら(1975)や樋口ら(1976)の水理模型実験による研究などがあるだけである。しかし、これらとても膨大な海水粒子のラグランジュ運動を把握し、そのラグランジュ的な解析を加えるに足る手段に欠けていた為、藤森らは海峡周辺の染料濃度の測定から Panken et al. の定義した交換率を算定するにとどまっておらず、また樋口らは鳴門海峡を通しての海水交換に関して浮標追跡から、播磨灘から流出した海水の多くの部分が上げ潮時に播磨灘へ戻らないという注目値する実験事実を提示しているが、海水交換のラグランジュ機構そのものの説明については現象論的な域を出ておらずといえる。

このような状況の中で、筆者と今里は浅海波の分野で良く知られている流速のシアに起因するストークス・ドリフト(Stokes, 1847)に着目し、流速の振幅に空間変化が存在する振動流中に放たれた海水粒子は、ストークス・ドリフトによって1周期後に元の位置に戻らず、その結果として海水が海峡を通して交換するのではないかと考えた。その上、もし振動流中に位相の空間変化が存在すれば、この空間変化はまた振幅の空間変化と同様の働きをするので、海水粒子をドリフトさせ元の位置に戻せないことが予想される。

今、Fig. 1 に示されているように、初期に海峡部中央より左側に存在する内湾水と、同じく初期に右側に存在する外湾水とが狭い海峡部内の境界(Fig. 1の点鎖線)によって互いに分離され、その後潮流によってそれぞれが運動すると考えよう。このような幅の狭い海峡部周辺においては地形の急激な変化や水平粘性及び底摩擦のため、潮流の振幅や位相が空間的に急激に変化するので、海峡部周辺に放たれた海水粒子は、1周期後に元の位置に戻らないであろう。海水粒子が元の位置に戻らなければ、境界線も当然1周期後に元の直線にならずに内湾及び外湾へ入りこむであろうと考えられる。このことは、とりもなほざる交換が生じたことを意味している。

筆者と今里は、このような立場からラグランジュ的な解析手法を用いて海水交換の機

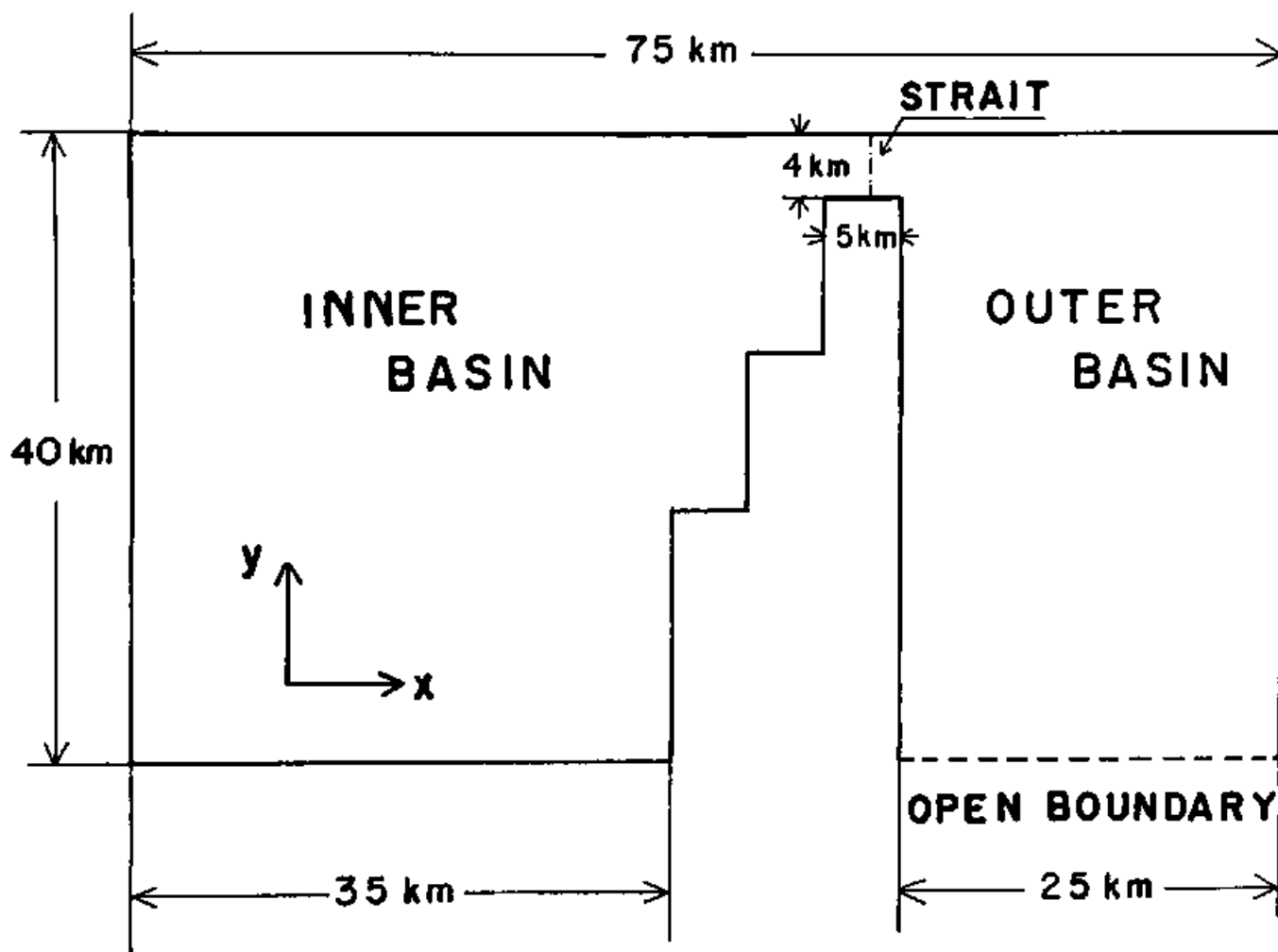


Fig. 1. Schematic view of the model basin

構の解明や交換率の評価を行う為に、狭い海峡を有した単純な地形の模型海 (Fig. 1) を設定し、その潮流場中に多数の個体識別が可能な海水粒子 (以後このような海水粒子を標識粒子または単に粒子と呼ぶ) を放って、それらのラグランジュ運動を求めた。具体的には、オイラー的に計算された潮流場の流速を使って個々の粒子のラグランジュ速度を求め、そのラグランジュ速度によって粒子を移動させてゆくのであるが、この方法自体はオイラー・ラグランジュ法として以前から知られている。Longuet-Higgins (1969) は、オイラー・ラグランジュ法にもとづいて、非常に単純化された流動場をもつ振動流中での1周期間における平均的な粒子運動の特性に関し解析的な研究を行なった。しかし、この方法は数学的に困難な問題 (非線型積分方程式) を抱えているため、時間的にも空間的にも非常に複雑な流動場をもった海峡部周辺においては、Longuet-Higgins が行なったような単純化は成立せず、粒子運動に関する解析的な取り扱いは困難である。そこで我々は、オイラー・ラグランジュ法にもとづいた海水粒子の移動計算を数値実験によって行なった。筆者は、複雑な流動場中でも時々刻々の粒子のラグランジュ運動を追跡することができ、かつ粒子が陸に上陸したりあるいは山岳をとびこえたりするように工夫された数値計算法を作成した。

本研究においては、以上に示した考え方や手法により新たに海峡を通しての海水交換に関して考察するのであるが、まず第一に往復流である潮流場に放たれた海水粒子のドリフトという力学的な決定論的立場から海水交換の本質をとらえることを試みる。従って海水粒子の乱流運動という確率的要素は考慮しない。次に、現実の海域には乱水が存在しており、この乱水は、これまでの海水交換の理論が前提としていた海水の混合を引き起こす一つの重要な要素であるだけでなく、このような交換と湾内水塊とのかわりに重要な役割を果たすので、筆者は更に進んで数値的に発生させられた一様乱数より二次元正規分布をした乱水をつくり、それを使って海水粒子の乱流運動を考慮にいれて新たな数値実験を行なった。そして、海峡部周辺の潮流場中における海水混合の機構や乱水が交換に及ぼす効果について考察を加えた。



## 2. 数値モデル

内海に存在する狭い海峡を通しての海水交換の機構について、流れの基本場を形成する  $M_2$  潮流場に放たれた個体識別が可能な多数個の海水粒子(標識粒子)の水平二次元的なラグラジュ運動を数値的に追跡することによって考察を進める。

現象の物理過程にかかわる本質をより容易に見い出す為、Fig. 1 に示されるような単純な地形をもった模型海を設定する。この模型海は東西 75 km, 南北 40 km の水平スケールをもち、幅の狭い海峡(長さ 5 km, 幅 4 km)及びそれによって結合された内湾と外湾とから構成されている。水深は一定で 40 m である。計算領域は 1 km x 1 km の格子に分割される。ここでの内湾及び外湾の水平スケールや水深は、現実の瀬戸内海の灘のそれらと同程度の大きさである。外湾の南端は開境界となっており、そこで  $M_2$  周期の潮位振動を与えることによって海域内の流動を励起させる。

### 2-1. 潮流の計算モデルについて

密度一様な流体中での潮流の水平二次元的運動方程式及び連続の式は、以下のようになされる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla_H u + f k \times u = -g \nabla_H \zeta + \nu_H \nabla_H^2 u + \frac{\tau}{H + \zeta} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\nabla_H \cdot [(H + \zeta) u] \quad (2)$$

ここで、 $u$  は Fig. 1 に示されるオイラー座標系で定義され、 $x, y$  方向の流速  $u, v$  を成分とする流速ベクトルを示しており、また  $\zeta$  は平均水面からの水位、 $H$  は水深、 $f (= 7.7 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1})$  はコリオリパラメータ、 $g (= 980 \text{ cm/s}^2)$  は重力加速度、 $k$  は鉛直方向(上向き)の単位ベクトル、 $\nu_H (= 5.5 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s})$  は水平渦動粘性係数、 $\tau$  は底摩擦ベクトル、 $\nabla_H (= i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y})$  は水平勾配を表わすベクトル・オペレーター、 $\nabla_H^2 (= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2})$  は二次元ラプラスアンをそれぞれ示している。

底摩擦ベクトル  $\tau$  は従来の潮流計算 (Flather and Heaps, 1975) と同じく、次式

により求める。

$$\zeta = (\zeta_x, \zeta_y) = -\beta \nabla_b^2 |u| u \quad (3)$$

(3)式における係数 $\beta_b^2$ は、Hansen (1956)などに従って $2.6 \times 10^3 (\rho = 1.007 \text{ g/cm}^3)$ とし、開境界(外湾の南端)においては、以下のような $M_2$ 周期をもつ潮位振動が与えられる。

$$\zeta = \zeta_b \sin \left[ \left( \frac{2\pi}{T} \right) \cdot t \right] \quad (4)$$

(4)式における振幅 $\zeta_b$ 及び周期 $T$ は、ここでは $90 \text{ cm}$ 及び $12$ 太陰時間(以下、時間はずべて太陰時で表示する)とする。

未知変数 $u, v, \zeta$ の初期条件は全領域で零とする。以上の初期条件及び境界条件のもとで、(1), (2)式の時間積分を行なった。潮流場は5周期目には定常な振動状態に達したので、海水粒子を追跡する数値計算にはこの5周期目の潮流場を使用する。なお、潮汐及び潮流の数値計算は、その手法が確立しているADI法(Leendertse, 1971)において行なった。

## 2-2. 粒子運動の計算モデルについて

2-1節で述べた潮流計算によって得られる(オイラー的な)潮流場に、初期に1格子内に9個の粒子(Fig. 2)を放ち、これらの粒子のラグランジュ運動を1周期間数値的に計算する。これらの粒子は個体識別が可能なるように番号が付けられた標識粒子で、時々刻々の位置が追跡できるようにしている。

今、ある時刻 $t_0$ の時に $n$ 番目の粒子が $X_{n0}$ の所に位置しているとする。この粒子が $\Delta t$ 時間に $\Delta X$ 移動する場合(Fig. 3)。その粒子の $\Delta t$ 時間後の時刻 $t (= t_0 + \Delta t)$ における位置 $X_n(X_{n0}, t) = (X_{n0} + \Delta X)$ でのラグランジュアン速度 $u_{Ln} \{X_n(X_{n0}, t), t\}$ は以下のように与えられる(Languet-Higgins, 1969)

$$u_{Ln} \{X_n(X_{n0}, t), t\} = u(X_n, t) \approx u(X_{n0}, t) + \Delta X \cdot \nabla_x u(X_{n0}, t) \quad (5)$$

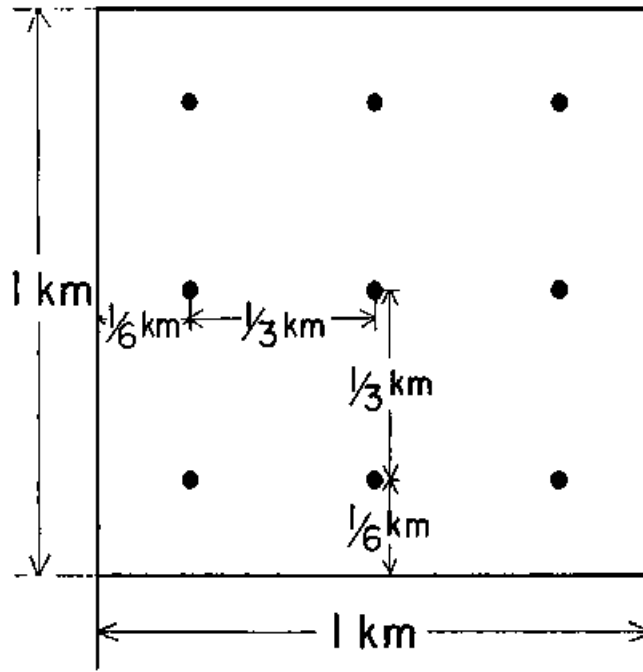


Fig. 2 The arrangement of labeled particles (●) in a grid box.

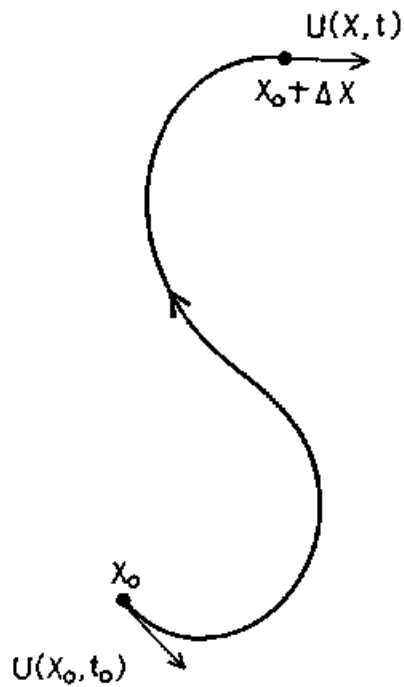


Fig 3. The trajectory of the n-th labeled particles with initial position  $X_0$ .

(5)式は、オイラー座標系で定義された流速ベクトル  $u(x_n, t)$  を  $x_{n0}$  の位置でテイラー展開し、 $(\Delta x)^2$  以降の項を省略した近似式である。  $\Delta t$  時間後の粒子の位置  $x_n(x_{n0}, t)$  は (5)式のラグランジュ速度  $u_{Ln}$  を時刻  $t_0$  から  $t (= t_0 + \Delta t)$  まで時間積分すれば求まるのであるが、右辺に未知変数  $u_{Ln}$  の関数である移動量ベクトル  $\Delta x$  が含まれている (非線型積分方程式) 為、これまで一般的な問題へのオイラー-ラグランジュ法の適用を困難にしてきた。ここでは、粒子の位置  $x_n(x_{n0}, t)$  を数値的手法を使いながら以下のように求める。  $\Delta x$  の1次のオーダーに対応する  $u_{Ln}$  を得る為、まず (5)式第1項から  $\Delta x (= \int_{t_0}^t u(x_{n0}, t) dt)$  を計算し、それを使って (5)式からラグランジュ速度  $u_{Ln}$  を求める。その後このラグランジュ速度を時刻  $t_0$  から  $t$  まで時間積分する。このようにすることによって、時刻  $t$  の位置  $x_n(x_{n0}, t)$  は次のように与えられる。

$$x_n(x_{n0}, t) = x_{n0} + \int_{t_0}^t \left[ u(x_{n0}, t) + \int_{t_0}^t u(x_{n0}, t) dt \cdot \nabla u(x_{n0}, t) \right] dt \quad (6)$$

(6)式において注目されることは、流動場が仮に線型であったとしても粒子のラグランジュ運動は非線型であり、その非線型効果の大きさは  $\nabla u$  などの流速ベクトルの水平勾配に依存していることである。

以上の粒子移動の計算における時間間隔  $\Delta t$  の大きさは、ラグランジュ速度が十分に (5)式の近似式で表わし得る様に、つまり  $\Delta t$  時間の粒子の移動量  $\Delta x$  が粒子周辺の代表的な流速変動の空間スケールより十分小さい ( $|\Delta x| \ll L$ ) ように選定される必要がある。 Longuet-Higgins は、単純な流動場をもった振動流中において、粒子が1周期の間、その振動流の波長にくらべて十分小さい距離を移動する場合には、換言すれば粒子が1周期間初期の位置付近だけで運動する場合には、ある点 ( $x_0$ ) から出発した粒子の1周期間の平均的なラグランジュ速度 (ラグランジュ平均速度) は次式で与えられるとし、解析的に計算した。

$$\overline{u_L(x(x_0, t), t)} = \overline{u(x_0, t)} + \overline{\int_{t_0}^t u(x_0, t) dt \cdot \nabla u(x_0, t)} \quad (7)$$

記号  $(-)$  は周期平均を意味している。彼は (7)式の右辺第1項をオイラー平均速度、第2項をストークス速度と名付けている。この (7)式は (6)式において  $\Delta t$  の値を1周期に選んだことに対応している。

ところで、明石海峡などの幅の狭い海峡を考えると、海峡部周辺において5ノット以上の流速が出現することが多く(海水保安方潮汐表, 1980)、また流動場も非常に複雑である。中田と平野(1976)は、そのような海域におけるフロートの追跡を行なった。彼らは、フロートは1周期間で海峡を越えてかなり広い範囲にわたって移動する(海峡より10km以上)ことを報告している。これらのことは、少なくとも海峡部周辺における流動場は *Longuet-Higgins* が取り扱ったような単純なものではなく、1周期間の粒子の移動距離は流動場の代表的な空間スケール、例えば海峡の幅と同程度あるかそれ以上になりうることを意味している。従って、一般に海峡部周辺の海域において粒子移動の計算を良い近似のもとで行うためには  $\Delta t$  として1周期間というような長い時間をとることはできなく、まず  $\Delta t$  の拘束条件 ( $|\Delta x| \ll L$ ) を満足する微小時間  $\Delta t$  を決定し、その  $\Delta t$  間の粒子の移動を(6)式によって数値的に計算して求めるという作業を1周期間繰り返すことが必要である。本計算においては、 $\Delta t$  の拘束条件から、粒子が1タイムステップ( $\Delta t$ )の間に少なくとも1格子間隔(1km)以上移動しないように  $\Delta t$  の値を決定した。具体的には、 $\Delta t$  の値として、ほとんど全ての粒子が数百m以下の距離しか移動しない分をまず選び、もし1km以上動いた場合は  $\Delta t$  の値を半分にして再計算しなおすという操作をくり返す。従って、全ての粒子はいかなるタイムステップにおいても1ステップの間に格子間隔以上は移動しない。このように  $\Delta t$  の値を決定すれば、1ステップ間の移動距離は海峡部周辺の流速場の代表的な空間スケールとみなせる海峡の幅より1オーダー小さいので、当然  $\Delta t$  の拘束条件を満足でき、カッラクランジの流速は十分(5)式で近似しえるので、計算精度の点からもほぼ満足できるものとなる。

(6)式の数値計算に必要な粒子の位置におけるタイラ流速  $U(x_n, t)$  は、1kmの格子毎に計算された潮流場の流速から重み付きの内挿を行なって求めた。また、粒子移動の計算途中に粒子が陸に上陸したり、1ステップの間に山甲をとびこえたりしないように工夫した。この方法及び内挿法は Appendix I に示す。

### 3. 交換の機構

#### 3-1. 予備解析

粒子が1潮汐周期後にその出発点に戻らない為には海水交換が生じるという立場から解析を進めようとしているのであるが、このような現象を引起こす一つの原因は潮流の振幅及び位相差の空間変化にある。前者に係る粒子のドリフトはストークスドリフトとして既に知られているが、後者によっても同様の結果が与えられることをFig. 1に示される環型海を使った解析に入る前に示しておく。

半無限海域において、以下の(8)及び(9)式に示されるような単純かつ人工的な二次元の潮流場中の粒子のラグラング運動を考える。

$$u(y,t) = u_0(y) \cdot \cos[(2\pi/T)t + \varphi(y)] \quad (8)$$

$$v(t) = v_0 \cdot \cos[(2\pi/T) \cdot t] \quad (9)$$

ここでは、 $y$ 成分の流速の振幅 $u_0$ は25 cm/s, 周期 $T$ は $M_2$ 潮汐周期とするが、 $x$ 成分の流速の振幅 $v_0$ 及び初期位相 $\varphi$ については以下の4ケースを考える。

(I)  $u_0 = 1.00$  (cm/s),  $\varphi = \pi/4$  (振幅及び位相差の分布とモなし)

(II)  $u_0 = 10^{-4} \cdot y$  (cm/s),  $\varphi = \pi/4$  (振幅の分布のみ存在)

(III)  $u_0 = 1.00$  (cm/s),  $\varphi = \pi/4 \cdot 10^{-4} y$  (位相差の分布のみ存在)

(IV)  $u_0 = 10^{-4} \cdot y$  (cm/s),  $\varphi = \pi/4 \cdot 10^{-4} y$  (振幅及び位相差の分布とも存在)

これら4ケースの流速場に放たれた2個の粒子A及びBの2周期間にわたる軌跡を(6)式を使って計算し、その結果をFig. 4に示す。Fig. 4における黒点(●)は各周期における粒子の始点を示しており、また実線は各周期の前半における粒子の軌跡を、点線は後半における軌跡をそれぞれ示している。この図より容易に理解されることは、流速場に振幅及び位相差の空間分布が存在しない場合(Iの場合)は、粒子は1周期後に元の位置に戻る。一方、少なくとも振幅または位相差の空間分布が存在する場合(II, III及びIVの場合)には、粒子は1周期後に元の位置に戻らない。しかも両者が存在するIVの場合には、II及びIIIの場合よりも初期の位置からの変位が大きい。これらの振幅や位相差の空間分布は複雑な地形や粘性(底摩擦を含む)などによって発生するので、幅

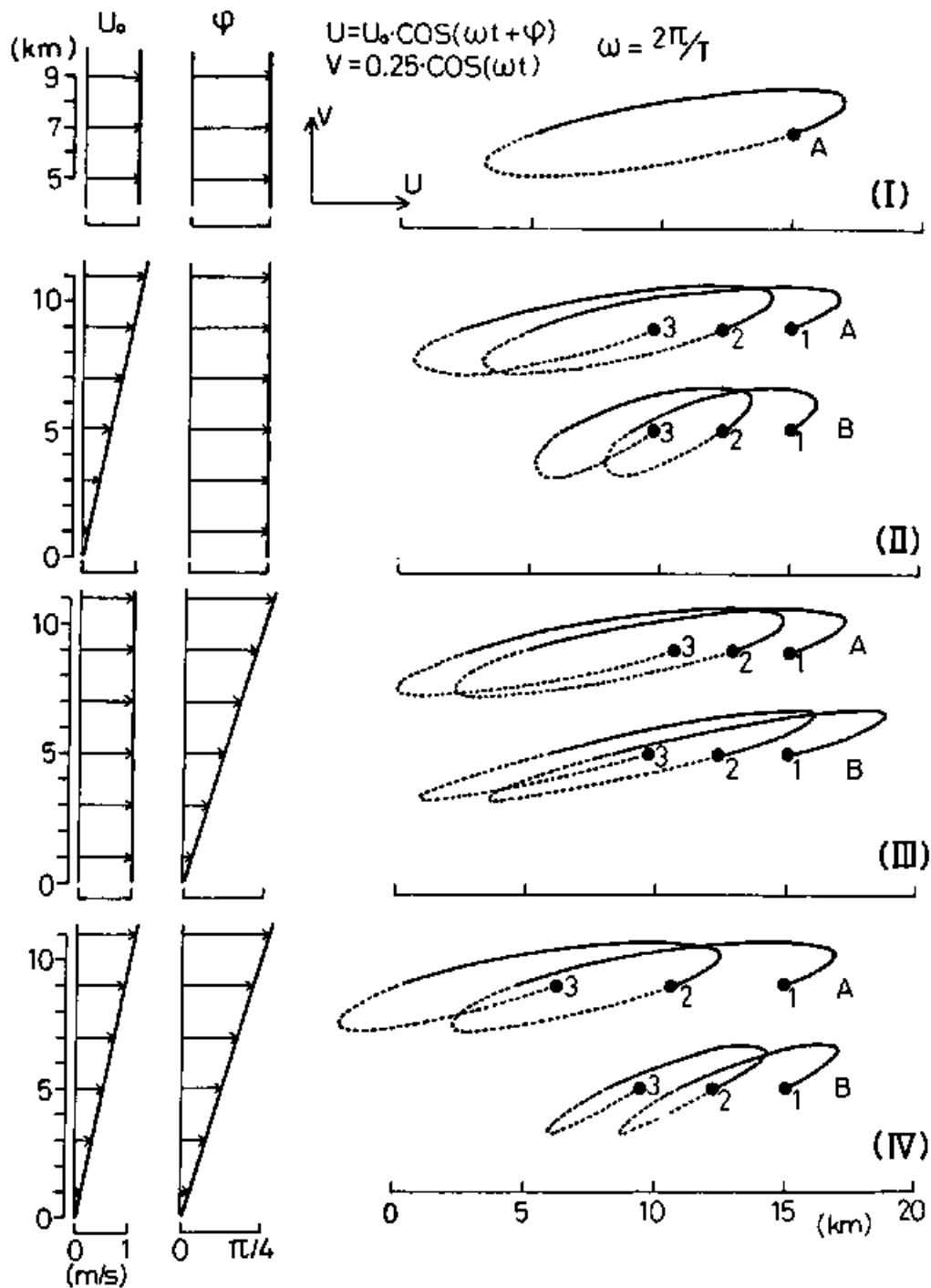


Fig. 4. The horizontal distributions of the amplitude and the phase lag of an artificial velocity field (the left side), and the trajectories of two marked particles (A and B) during two tidal cycles (the right side)

の深い海峡やその周辺では一般に湾中央部より大きな振幅が存在し、かつ位相差の空間分布も激しい。従って、海峡部周辺の粒子は湾中央部の粒子よりも1周期間のドリフトは(かなり)大きくなり、その結果として海峡を通して海水の交換することが十分期待される。

### 3-2. 単純模型海における海水交換

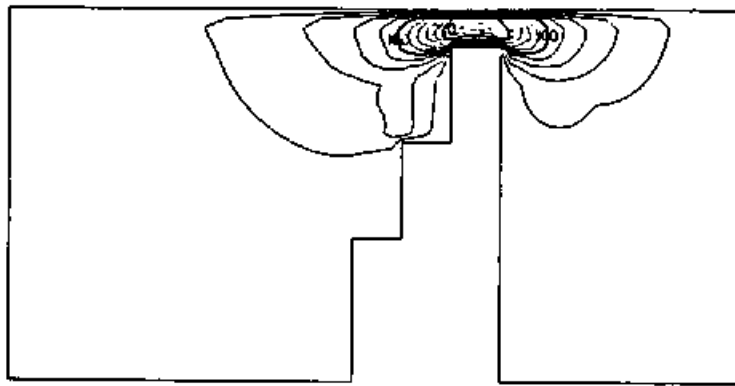
3-1節に示した考えによって、海峡を通しての海水交換が生じるのかどうか、もし生じるとすればどの程度の量の海水が交換するのかという点を定量的に把握するために、2節で述べた単純模型海を使って具体的な解析を試みた。

まず初めに、粒子のラグランジュ運動の計算に使われる(1)及び(2)式から得られた単純模型海(Fig. 1)における潮流場の特徴について述べる。Fig. 5及び6に粒子のストークス・ドリフトの発生に重要なかわりをもつ $M_2$ 潮流の $u, v$ 成分の振幅と位相差の空間分布をそれぞれ示す。これらの空間分布の特徴は、湾中央部に比べ海峡部周辺において非常に大きな空間変化を示していることである。振幅に関して言うならば、例えば海峡部においては $u$ 成分のそれは $2.5 \text{ m/s}$ をこえているが、海峡から湾中央へむかって $14 \sim 15 \text{ km}$ 隔たった所では $0.5 \text{ m/s}$ 弱である。位相差に関して言うならば、例えば $v$ 成分のそれは海峡の両端の間で約6時間のずれが存在しているが、湾中央部ではせいぜい1時間程度である。

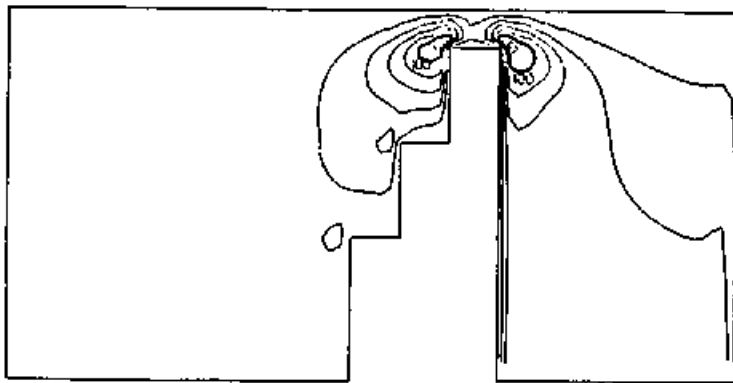
海峡部周辺には、周期的な $M_2$ 潮流の非線型相互作用によって潮汐残差流が発生することは良く知られており、その発生機構については既にTee (1976)らにおいて明らかにされている。本潮流計算によって得られた潮汐残差流のベクトル図をFig. 7に示す。図から明らかのように、海峡部の両端に直径 $10 \text{ km}$ 程度の顕著な環流が生じている。内湾側における環流は反時計回りであるが、外湾側のそれは時計回りである。この残差環流の最大流速は約 $0.6 \text{ m/s}$ であるが、それにくらべて海峡内における残差流は非常に小さい。このことは、潮汐残差流の海水交換に果たす点から見れば注目すべき1つの特徴である。

以上の流動場に多数の標識粒子を放ち、(6)式によって1潮汐周期の間粒子を追跡する。その際、粒子移動の計算の初期時刻としてどの潮時を選ぶかという問題がある。この研究で



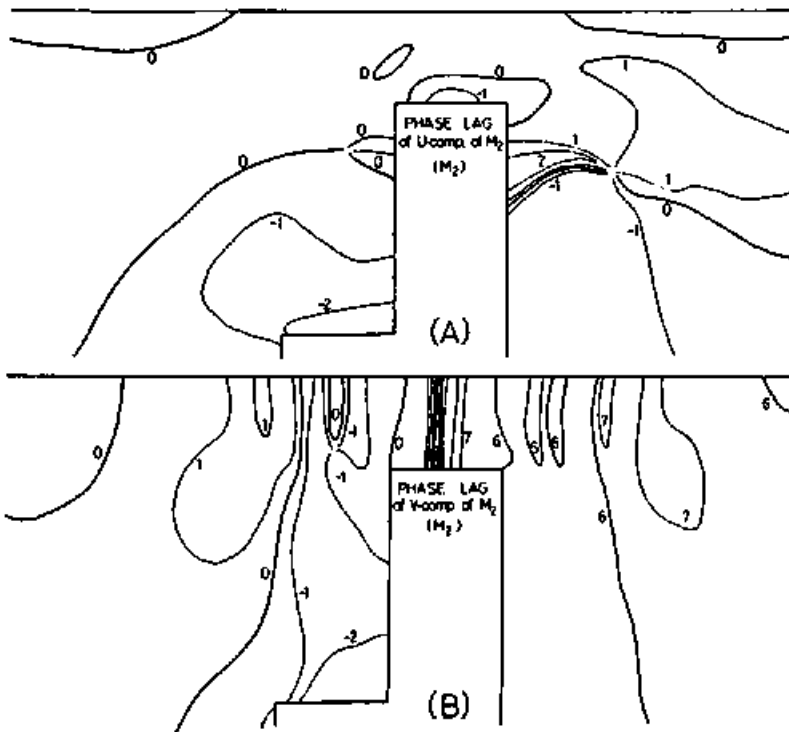


(A)

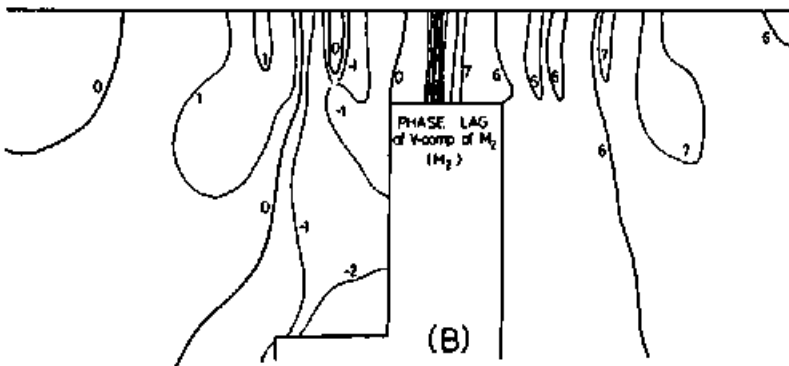


(B)

Fig. 5. The calculated  $M_2$  co-amplitude lines (cm/s):  
(A) u component and (B) v component.



(A)



(B)

Fig. 6. The calculated  $M_2$  co-phase lines (lunar hours):  
(A) u component and (B) v component

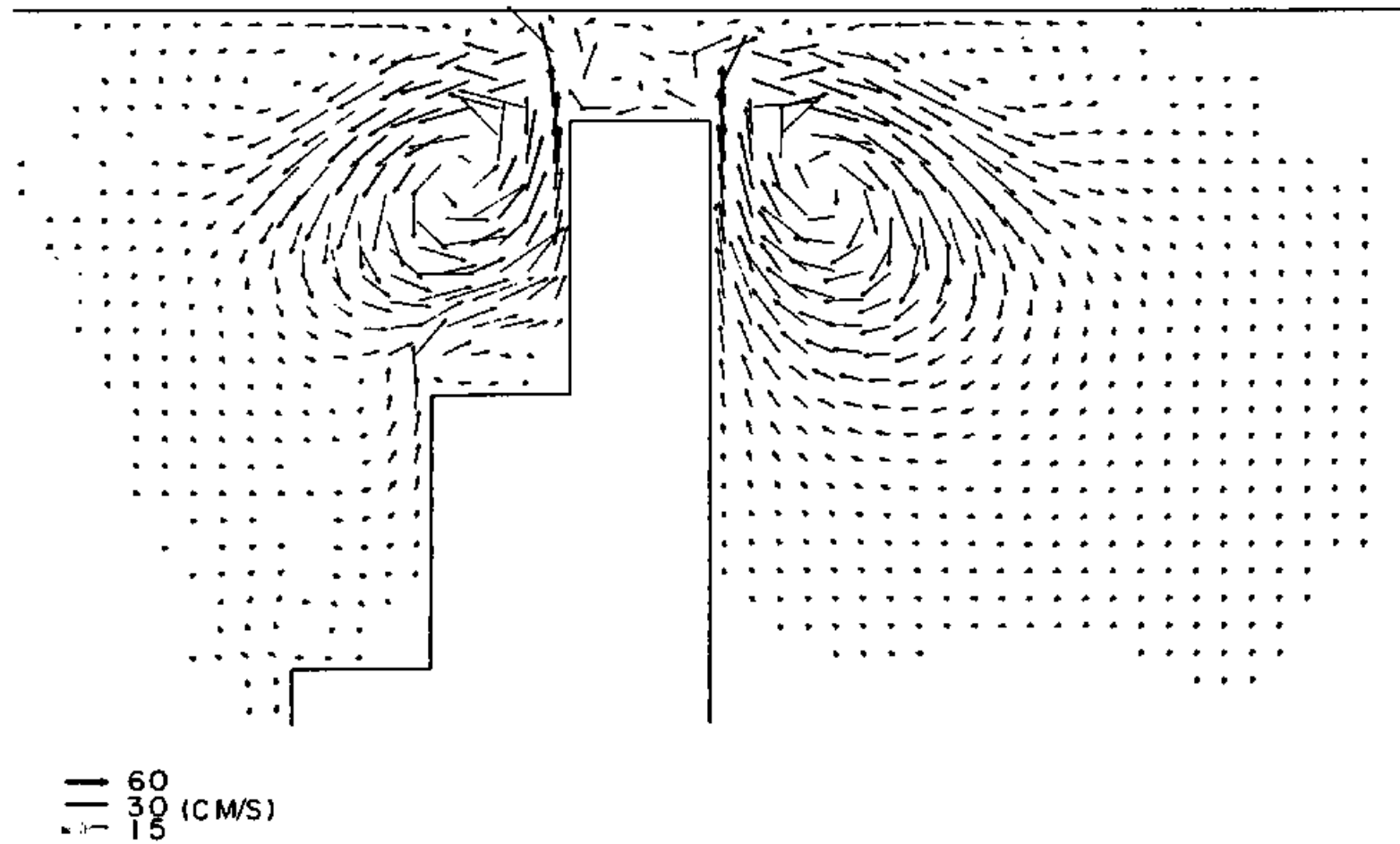


Fig. 7 The pattern of the tidally-induced Eulerian residual current

は Imasato et al. (1980) [参考文献2] の研究にもとづき、海峡部周辺の粒子が1周期の間に両方の湾の流動場を経験するように、初期時刻として海峡中央における上げ潮最強流時を選んだ。

海峡を越しての海水交換に果たす往復流としての  $M_2$  潮流や潮流残差流及びそれらの結合効果の役割をみるために、流動場が (I)  $M_2$  潮流だけからなる場合、(II)  $M_2$  潮流及び潮流残差流の両方からなる場合、及び (III) 潮流残差流だけの場合の3ケースについてそれぞれ粒子のラグランジュ運動を追跡する(以上においてはいずれも考慮されていない)。Fig. 8 は以上の3ケースにおける海水交換の過程を示している。A 図は内湾水(黒塗りの部分)及び外湾水の初期の分布を示している。B及びC 図は (I) 及び (II) の場合における海水の交換過程を1.5時間毎に1周期間にわたって示している。 $M_2$  潮流にともなって内湾水や外湾水が海峡を通過して移動することが、これらの図によく示されている。外湾水が最も多量に内湾へ移動するのはほぼ1時間後におこっており、また内湾水の外湾への移動は9時間後におこっている。D 図は (III) の場合、即ち潮流残差流だけによる1周期後の海水交換の状態を示している。B 図から、(I) の場合にかなり多量の海水が海峡を通過して交換していることがわかる。このことは、従来、振動成分である往復流としての  $M_2$  潮流だけでは十分な海水交換は生じないだろうといわれてきたが、そうではなく、 $M_2$  潮流自身が大きな海水交換をおこす働きをもっていることを示している。つまり、周期的に変化する潮流は、海峡を通過して早く粒子を2つの残差流間で往復させる、いわゆる“運び屋(キャリア)”としてE 図の役割を演じているのではない。(III) の場合(C 図)には、(I) の場合より更に大きな海水交換が生じている。これは海峡部周辺に存在する残差環流が粒子を一方方向にずらす、いわゆる“シフター”としての役割を果たし、交換を加速しているからである。(III) の場合には、Fig. 7 に見られるように海峡内部における潮流残差流は小さいので、当然ではあるが海峡を越しての海水交換量は (I) と (II) の場合にくらべて非常に小さい。

(I) 及び (II) の場合に示されたような多量の内湾水及び外湾水の交換が生じた原因の第一は、既に予備解析において示したように潮流場の振幅と位相差の空間変化にある。Fig. 5 や 6 に示されているように現在の場合  $M_2$  潮流の振幅や位相差は海峡部周辺においてその変化が激しく、従ってこのような領域を通過する粒子が1周期後に大きなドリフトを持つことになっているのであるが、これは Fig. 9 に示された粒子の1周期間の軌跡がよく説明している。Fig. 9 において、海峡から遠く離れたE 図に放たれた粒子は流経も1周期後のドリフトも小さいことがわかる。一方、海峡部周辺に放たれた粒子は流経も

(A)

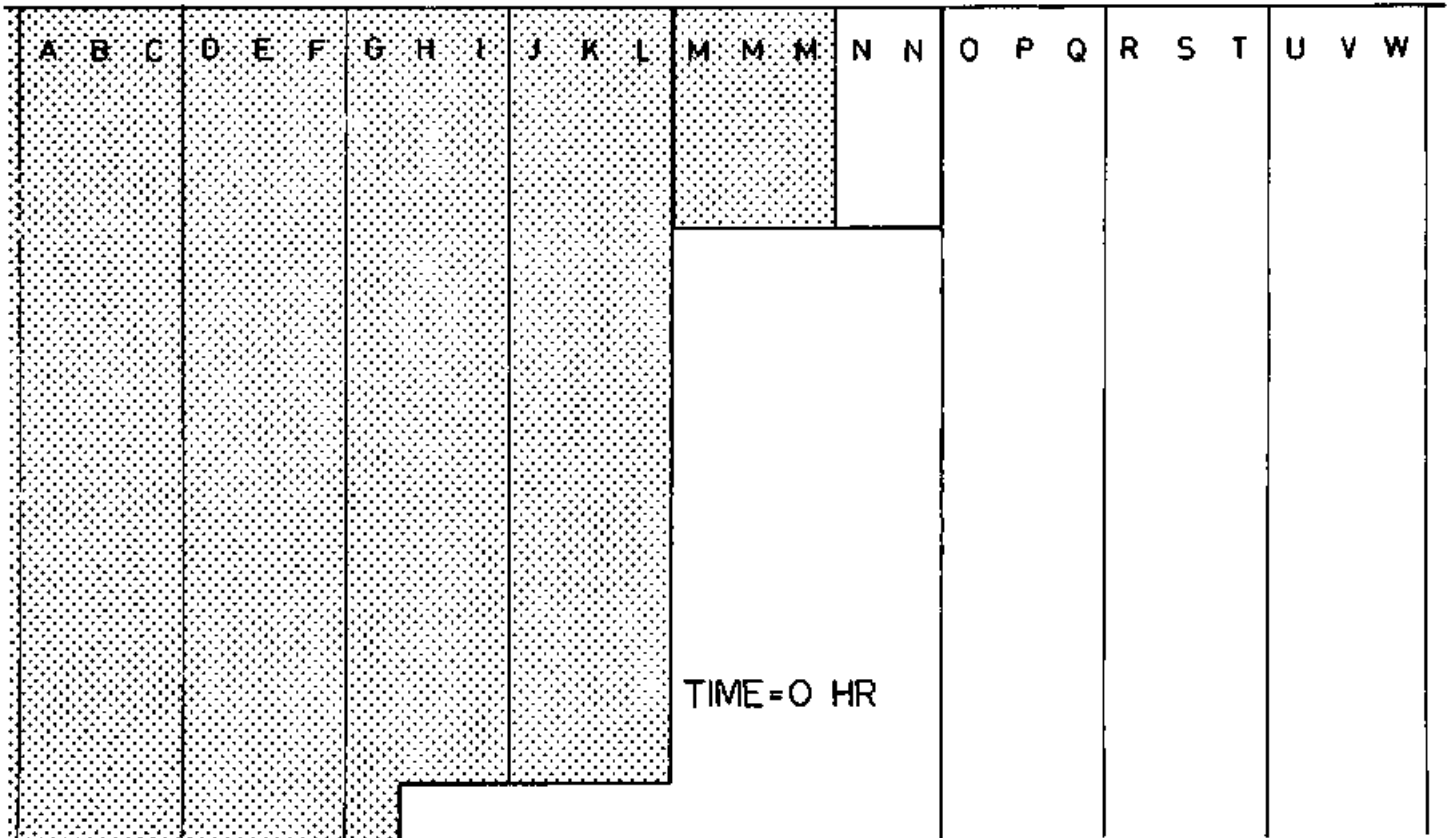
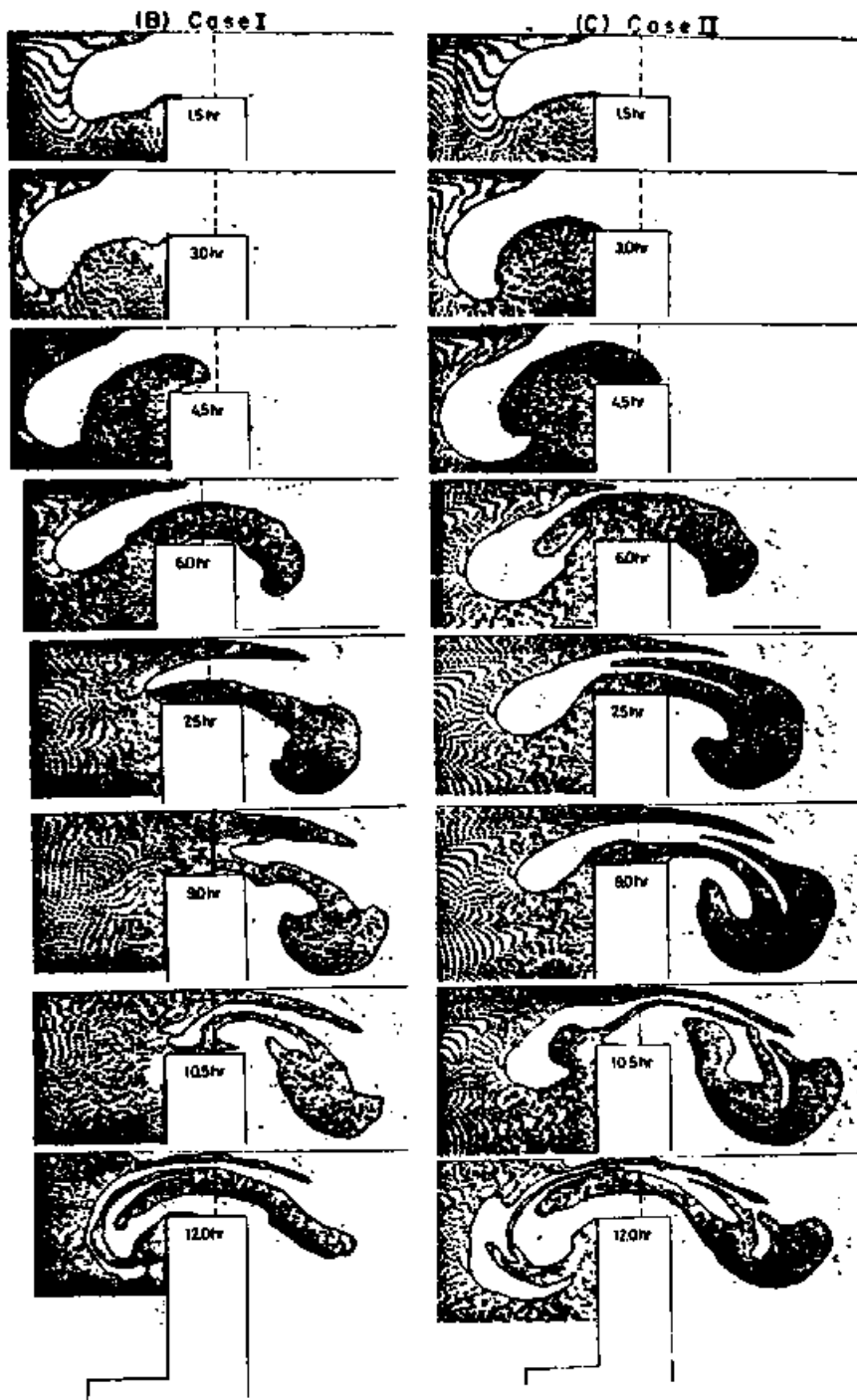


Fig 8A. The initial state of the inner (shading) and outer waters.



Figs. 8B and 8C.

The states of water exchange at every 1.5 lunar hours in cases I and II, respectively. (shading denotes the inner water.)

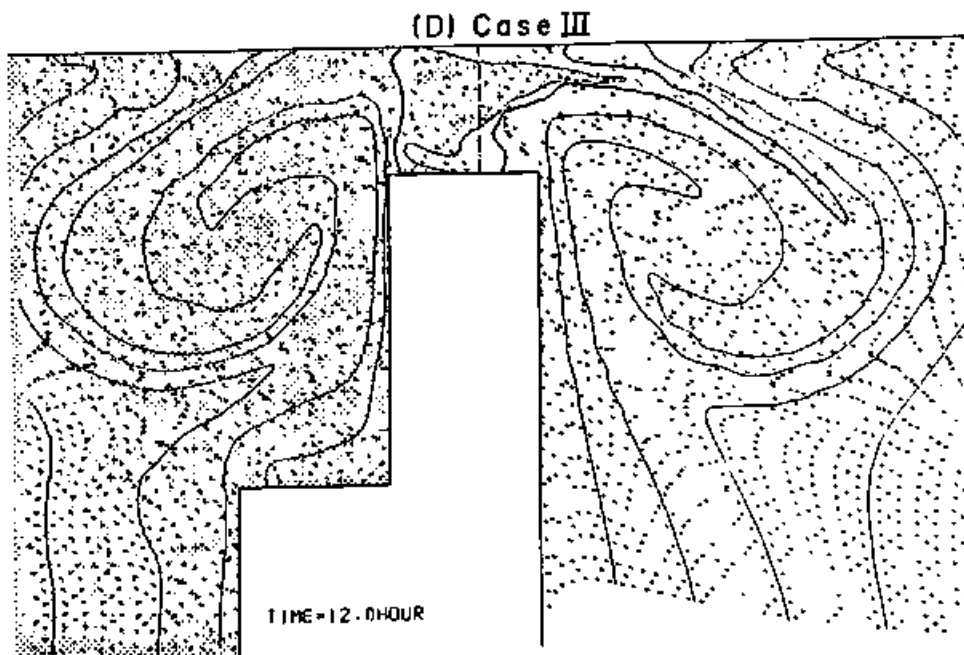


Fig. 8D. The state of water exchange after a cycle of the  $M_2$  tide in case III. (shading denotes the inner water.)

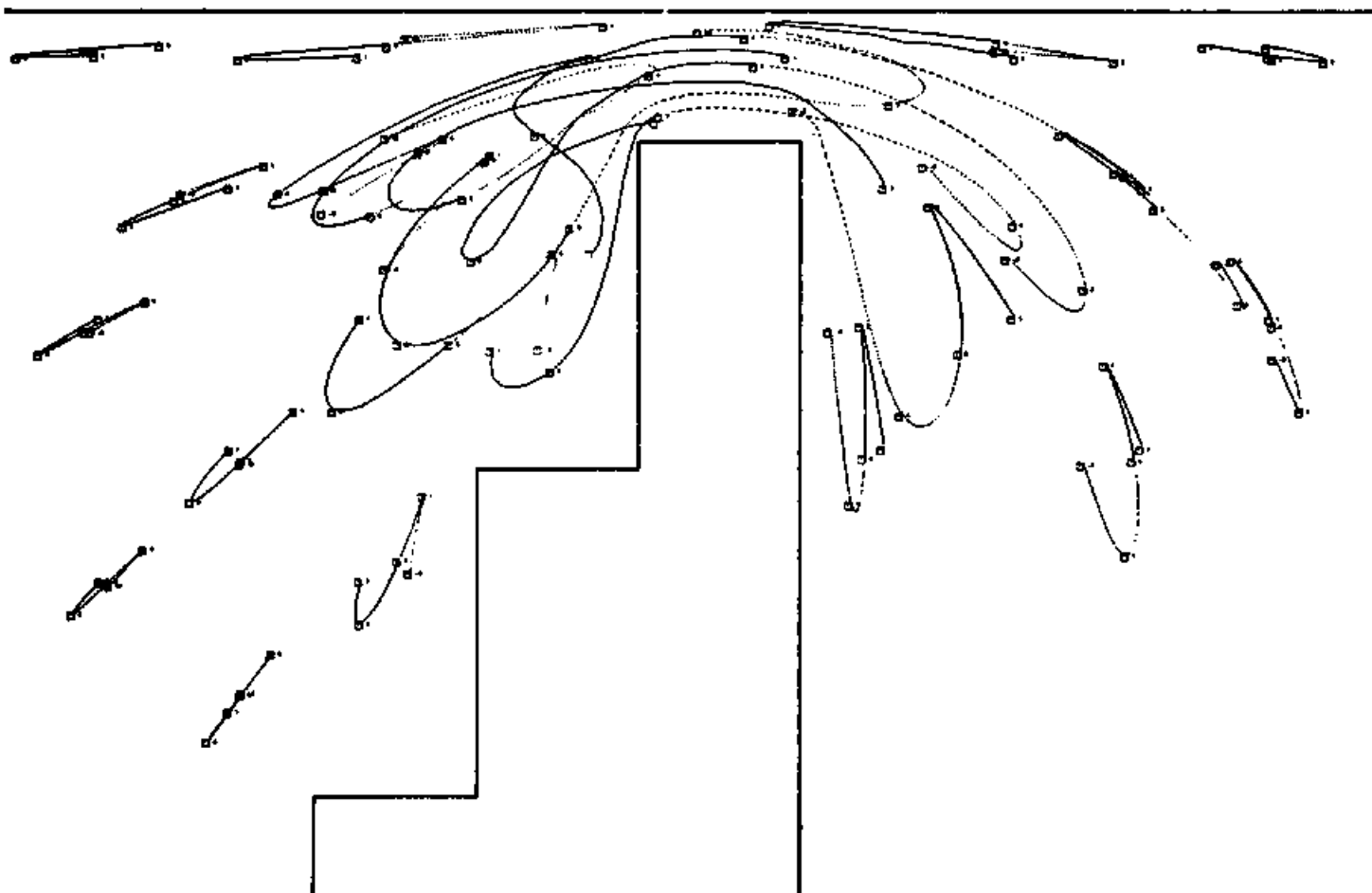


Fig. 9 The trajectories of several representative particles in the vicinity of the strait over a cycle. The solid and broken lines show the former and the latter half of the trajectories, respectively. The squares show the positions of the particles at 3 lunar hours.

またドリフトも大きく、いくつかの粒子は海峡を通過した後、1周期後に元の湾に戻っていない。即ち初期に内湾にあった粒子(内湾粒子と呼ぶ)は外湾に、また外湾にあった粒子(外湾粒子と呼ぶ)は内湾に移動していることがわかる。このことは(I)の場合においても同様である。従って、潮流によるストークス・ドリフトによって1周期後に元の湾に戻り得ない粒子が多量に存在することから、大きな海水交換がやはり生じている。

原因の第二は、 $M_2$ 潮流と潮汐残差流との結合効果にある。(I)と(II)の場合における交換量の比較を行なってみると、1周期後の交換量は(II)の場合には(I)の場合の約2倍となっている(Table 1参照)。(II)の場合にはほとんど海水交換が生じないことを考えると、この結果は明らかに、第一の原因として既に検討を加えた $M_2$ 潮流の振幅及び位相差の急激な変化と、海峡部周辺の残差環流との結合効果、つまり潮流の遷移によって元の粒子の位置を残差環流が環流に沿ってずらすという2つの結合効果によっておこっている。

以上を要約すると、海峡部周辺の海水粒子は海峡部周辺における潮流の振幅及び位相差の急激な空間変化と海峡付近の残差環流によって大きなストークス・ドリフト(広義、脚注6参照)を得、そのために1周期に元に戻らず、このことにより海峡付近の内湾水と外湾水の交換が発生する。

---

\* ストークス・ドリフトは本来周期的な振動成分によって発生するが、ここでは、この周期成分としての $M_2$ 潮流と潮汐残差流の両者から生じる粒子のドリフトを便宜上 広義のストークス・ドリフトと呼ぶ。

## 4 交換率

海峡を通過しての海水交換の大きさを交換率というパラメーターによって評価しよう。その際、ここでは一つの自然な考え方として、海峡を通り内湾へ流入してきた外湾水の最大容積 ( $V_{max}$ )のうち、どれだけが1周期後にも内湾に残っているのか(その容積を  $V_{RES}$  とする)という割合で交換率  $R$  を次のように定義する。

$$R = V_{RES} / V_{max} \quad (10)$$

(10)式における  $V_{RES}$  は、海峡横断面を通過しての1周期間における海水の正味の輸送量(これは0である)を示しているのではなく、Fig. 10に示されるように1周期後において内湾に残存する外湾水の量を示していることに注意する必要がある。 $V_{max}$  及び  $V_{RES}$  の算定は、本研究においては多数の標識粒子のラグランジュ運動にもとづいて求められた内湾水及び外湾水の分布から、内湾における外湾水の広がりを求めることよって行なわれる。すなわち、Fig. 8B及び8Cの上から3枚目の図から  $V_{max}$  が、一番下の図から  $V_{RES}$  が求められる。

このようにして行なわれるラグランジュ的手法による交換率の評価は、これまでの海峡断面での場合フラックスから交換率を求める際になされてきた仮定、例えば「混合容積」というあいまいな仮定を何ら必要としないだけでなく、これまでのフラックス法では原理的に不可能であった均一な濃度からなる海水の交換——この場合フラックス法による評価ではたとえ海水が交換していても交換率は常にゼロとなる——に対しても交換率を正しく評価できるという利点をもっている。

さて、(10)式から得られた単純横空海における(I)及び(II)の場合の  $V_{max}$ 、 $V_{RES}$  及び交換率  $R$  の各値をTable 1に示す。(II)の場合についてはFig. 8Dからも容易にわかるように交換量そのものが(I)及び(II)の各場合に比べて無視できる大至Iなので、以上の議論から除外する。Table 1におかれ、(I)の場合の交換率は約40%であり、(II)の場合は約87%である。このことは、交換率の面から、周期的な  $M_2$  潮流だけでもかなり多量の海水が交換するという、これまで考えられてこなかった事実を立証的に示している。また、これまでの研究では代表的な交換率の値は10~30%とみなされてきたが、それぞれ



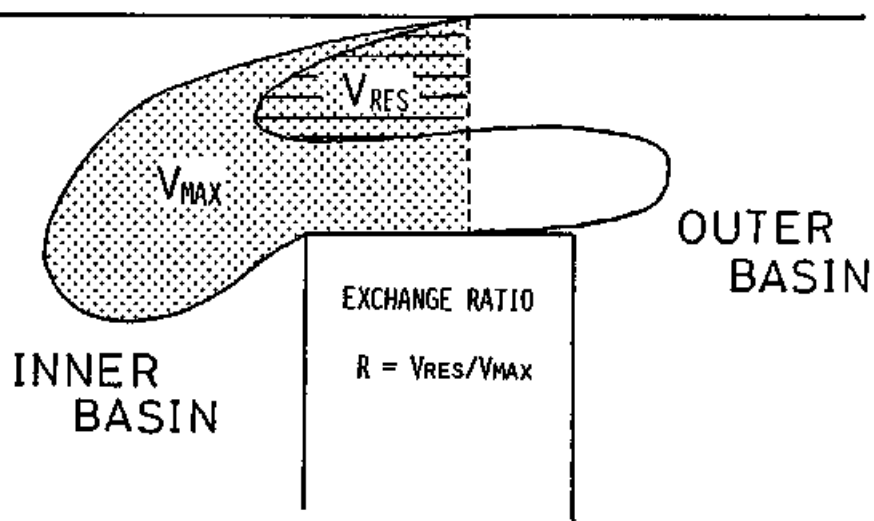


Fig. 10 Schematic view of  $V_{MAX}$  and  $V_{RES}$ .

	WATER VOLUME		EXCHANGE RATIO
	$V_{MAX}$ (3 HR.)	$V_{RES}$ (12 HR.)	
TIDAL CURRENT	$213 \times 10^7 (M^3)$	$84.1 \times 10^7 (M^3)$	39.5 (%)
TIDAL CURRENT + TIDALLY INDUCED RESIDUAL CURRENT	$214 \times 10^7 (M^3)$	$186 \times 10^7 (M^3)$	86.9 (%)

Table 1. The calculated values of the exchange ratio

の方法で定義された交換率の対応関係にまつかしい問題があるので遷移することはエケねほならないもの、従来考えられてきた以上に多くの海水が海峽を通して交換するのではなかと考えられる。

以上の考察で示されたように、海水粒子のラグランジ運動そのものを解析することによって、海水がどのような機構のもとで海峽を通り抜け、交換するのかということがはじめて明らかにされた。このことは、陸岸から放出された物質を含む沿岸水が海域の流動構造にどのように支配されるから海峽や湾を経て外洋へと輸送されるのかという沿岸海洋学の1つの大きな研究課題の解明へ向けその端緒が開かれたことを意味しており、同時に本研究で示されたラグランジ手法が、その総合的解明へ向けての有力なアプローチを与えるものであることを示していると言えよう。

## 5. 内湾水と外湾水との混合

これまで振動流としての潮流がもつ振幅や位相差の空間変化に起因した海水交換が重要であることを明らかにしたが、潮流(M.成分)にくらばスケールのほろさら小さい乱れについては考慮しこなかった。言うまでもなく、現実の海に存在する乱れは潮水の局所的混合、つまり周囲の海水との混合にとって本質的に不可欠な要素であり、乱れによって海水は周囲の海水と混合する(Dyer, 1973)。従って、内湾水と外湾水は3節に示したような潮流の作用によって海峡を通して交換し、その交換によって内湾側に取り残された外湾水と周囲の内湾水は互いに混合することとなる。同様に、外湾側に取り残された内湾水とその周囲の外湾水もまた互いに混合する。このような混合こそが、これまでの海水交換理論が依拠してきた基本的な考え方であった。そこで、乱れをともなう潮流場中での粒子のラグランジュ運動を解析することによって、乱れが内湾水と外湾水との交換に対してどのような影響を与えているのか、また交換において内湾や外湾に取り残された海水と周囲の海水との混合過程にどのような役割を果たしているのかといった点について考察を進める。この混合過程の研究は、いわゆる湾固有水塊の形成の問題の一部でもある。

### 5-1. 乱れを考慮した粒子運動の計算及び結果

乱れをともなした潮流場における粒子のラグランジュ速度は、(5)式より求められるラグランジュ速度に二次元正規分布をした乱数を各粒子毎に発生させて求めた乱流速度を加えることにより与えられる。即ち、 $n$ 番目の標識粒子が時刻 $t_m \sim t_{m+1} (= t_m + \Delta t)$ のステップにもつ乱流速度を $U'_n(t_m)$ とすると、時刻 $t_{m+1}$ における粒子の位置 $X_n(t_{m+1})$ は次式から求められる。

$$X_n(t_{m+1}) = X_n(t_m) + U'_n(t_m) \cdot \Delta t + \left( \int_{t_m}^{t_{m+1}} [U\{X_n(t_m), t\} + \int_{t_m}^t U\{X_n(t_m), t'\} dt' \cdot \nabla_H U\{X_n(t_m), t\}] dt \right) \quad (11)$$

(11)式における $U\{X_n(t_m), t\}$ は、潮汐残差流を含んだ流動場における $t_m$ 時の粒子の位置 $X_n(t_m)$ での時刻 $t$ の時のオイラー流速であり 2-2節の乱れのない場合と同様にして求められる(Appendix I)。

粒子の時々刻々の乱流速度の発生に関する数値シミュレーションには、これまでモンテカルロ法にもとづいた数種類の酔歩モデルが知られている (Sullivan, 1971; Hall, 1975 など)。本研究においては、出来るだけ良い近似のもとで粒子運動を数値的に求める為、これまでに行なってきた粒子運動と同様3分あるいはそれ以下の時間間隔で計算を行なう。従って、乱れとしての物理的性質 (規則性をとらぬ) を失わず、かつ各粒子毎にそのような小時間間隔毎の乱れの発生を可能とするシミュレーションモデルが要求されるのであるが、これまでの乱れの数値モデルの中ではマルコフ・チェーンモデルがこの要求に最も通していることが指摘されている (Hall, 1975)。このモデルは、また一連の (時間的に) 乱流速度を大変容易に発生できるという利点をあわせもっている。

マルコフ・チェーンモデルは粒子の乱流速度がマルコフ過程を満足するという前提にもとづいて Hall により理論的に開発されたものであり、その後和田と角湯 (1976) はこのモデルが現実の沿岸海域 (瀬戸内海) における乱れの場を良く再現しうることを確かめている。そこで、本研究ではこのマルコフ・チェーンモデルによって粒子の乱れを発生させる。現実の内海域における乱れは地形の複雑さとも関連して一様でも等方でもないと考えられるが、ここでは、まず、乱れと潮流による海水の断片的混合の基本的構造を把握することを考え、乱れは等方かつ一様だと仮定する。乱れの強さについては、Wada and Kadaya (1975) が瀬戸内海における乱流観測の結果から、強い潮流が存在する海峡部周辺では乱流拡散係数にして  $10^5 \sim 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$  に相当する強さをもった乱れが、また比較的潮流が弱い湾中央部では  $10^4 \sim 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$  の乱流拡散係数に相当する乱れが存在することを報告しているので、この研究においては海域全体にわたってそれぞれ一様に  $10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$  及び  $10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$  の拡散係数に相当する強さを持つ乱れが存在する状態を考える。このようにすれば、これら両者のいかなる内海域における代表的な乱れが海水の混合や交換に及ぼす基本的な役割を把握できようであろうと考えられる。乱流速度の代表的な相関時間、つまり渦の代表的な寿命時間を表わす積分時間スケールとしては、前述した和田と角湯 (1976) の研究を参照にして 1 時間とする。これらにもとづいて行なわれる乱れの発生法 (マルコフ・チェーンモデル) に関しては Appendix II に詳述した。

ところで、乱れのない場合には、3-2節で述べたように粒子は互いに連続して移動するので、内湾水と外湾水の境界は原理的に明確に区別でき、海水の交換量もその境界線をもとにして正確

に求めることができるのに対し、乱れのある場合には乱れにともなう粒子運動のランダムさから海水の局所的な混合が生じるので、内湾水と外湾水の境界は Fig. 8 の場合のように一本の曲線によって示すことはできない。それ故、乱れのある場合には 1 格子内における内湾粒子数と外湾粒子数との比から、1 格子内の内湾水と外湾水の容積を計算して交換量を求める(6 節参照)。このようにして正確に交換量を求めるには 1 格子内に配置される粒子数が多ければ多い程良いのであすが、計算機の容量を考慮して、ここでは 3-2 節の約 2 倍にあたる 16 個の粒子を初期に各格子内に配置する (Fig. 11)。また時間間隔  $\Delta t$  としては、和田と角嶋 (1976) の研究により  $\Delta t$  を 3 分以内にとればほぼマルコフ過程を満足することが示されているので、2-2 節で述べた乱れのない場合と同様に  $\Delta t$  を 3 分に選ぶことにする。粒子運動の計算は、3-2 節の乱れのない場合における計算と同様に海峡中央部における上げ潮最強流時より開始する。として 1 潮汐周期よりも長い 3 潮汐周期にわたって粒子の挙動を追跡するが、それは乱れの場合がここで与えているような一般的な乱れの場合であっても、複雑な潮流場のため乱れの粒子の分散への関与の仕方は時間的に変化する可能性があるためである。従って乱れのない場合の粒子運動も乱れのある場合の結果との比較を容易にするために改めて乱れのある場合と同様に 1 格子内に 16 個の粒子を放ち 3 周期間計算する(計算法は 2-2 節と同じである。

Fig. 12 に、(I) 乱れのない場合、(II) 拡散係数にして  $10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$  に相当する乱れが存在する場合、及び(III) 拡散係数にして  $10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$  に相当する乱れが存在する場合の 3 ケースにおける内湾水と外湾水を代表する粒子の分布の時間的推移が示されている。1 周期目は 3 時間毎に、2 周期目及び 3 周期目はそれぞれ各周期の 3 時間後と 12 時間後について示されている。Fig. 12 において内湾粒子は記号(■)で外湾粒子は記号(○)で表示されている。各場合とも時間がたつにつれ内湾へ移動する外湾粒子数が増え、従って外湾へ移動する内湾粒子数が増加している。また各周期後に内湾へ移動した外湾水全体が占めている範囲は最初の周期ではほとんどかわらないが、2 周期目及び 3 周期目においては乱れのある(II)や(III)の場合には乱れのない(I)の場合より広がっている。これらの特徴は内湾水についても同様である。

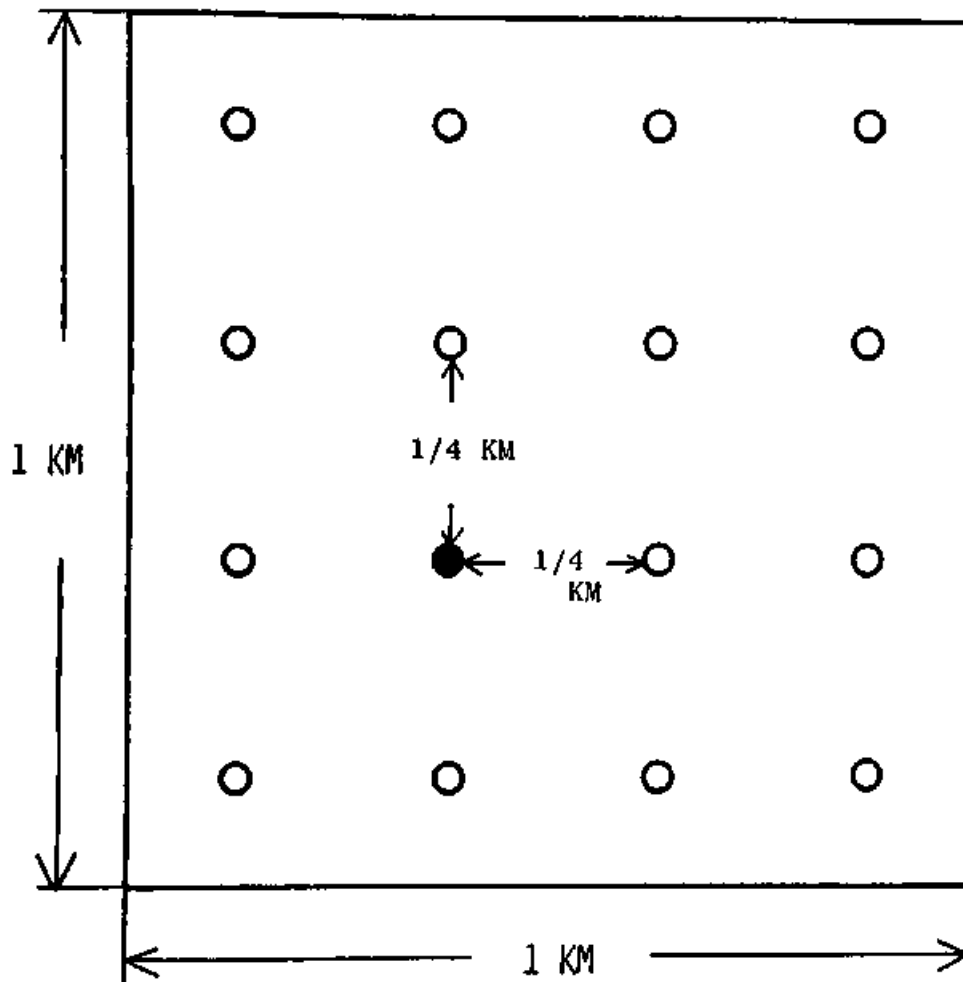


Fig. 11. The initial arrangement of labeled particles (16 particles) in a grid box. The particle denoted by a black circle is selected as the the specified particle (described in the section 5-4)

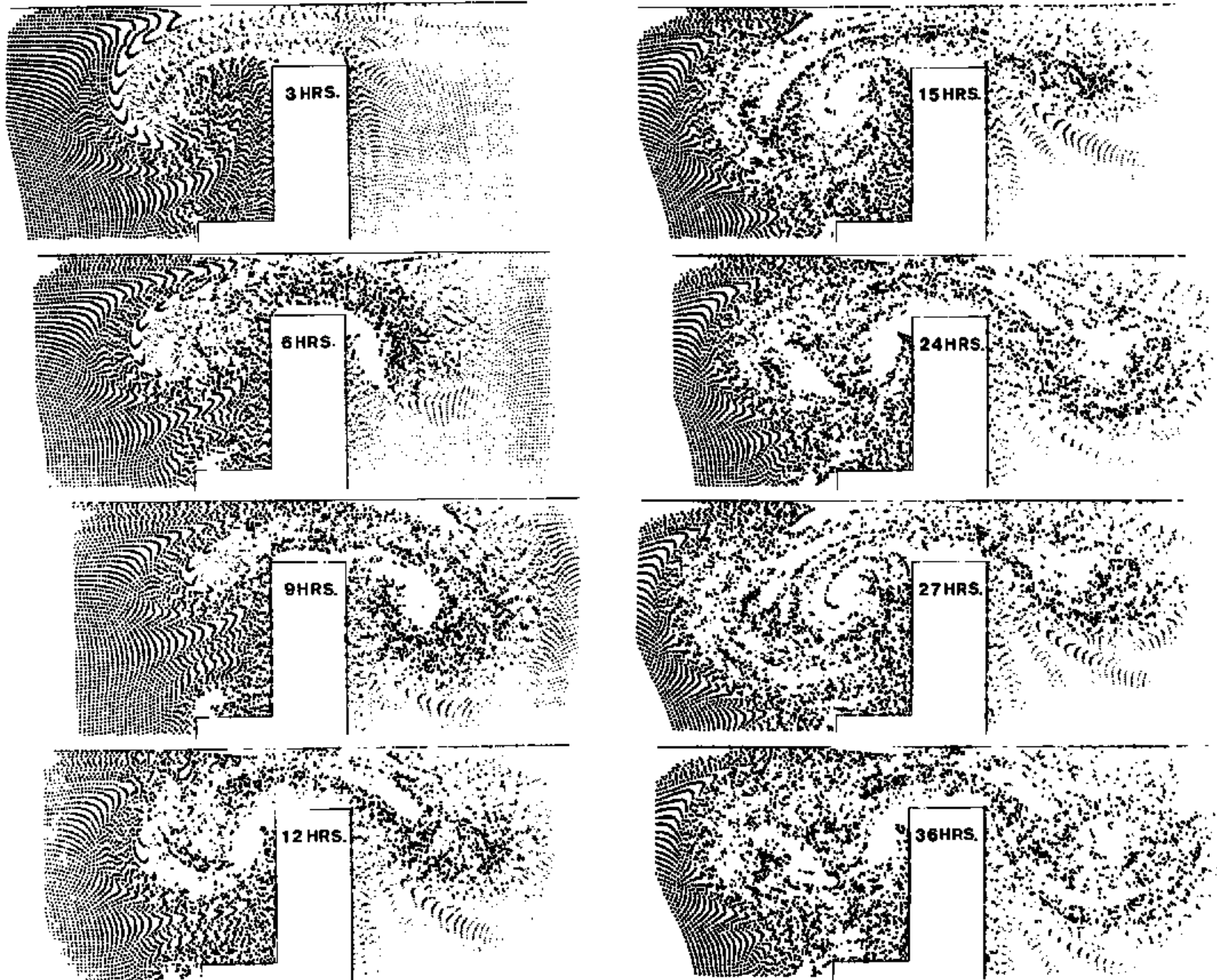


Fig. 12A. The time-change of the calculated distributions of labeled particles in case I. The black squares represent the inner water particles, and the open circles represent the outer water particles. Dot-dashed lines show the initial boundary of the inner and outer waters.

CASE

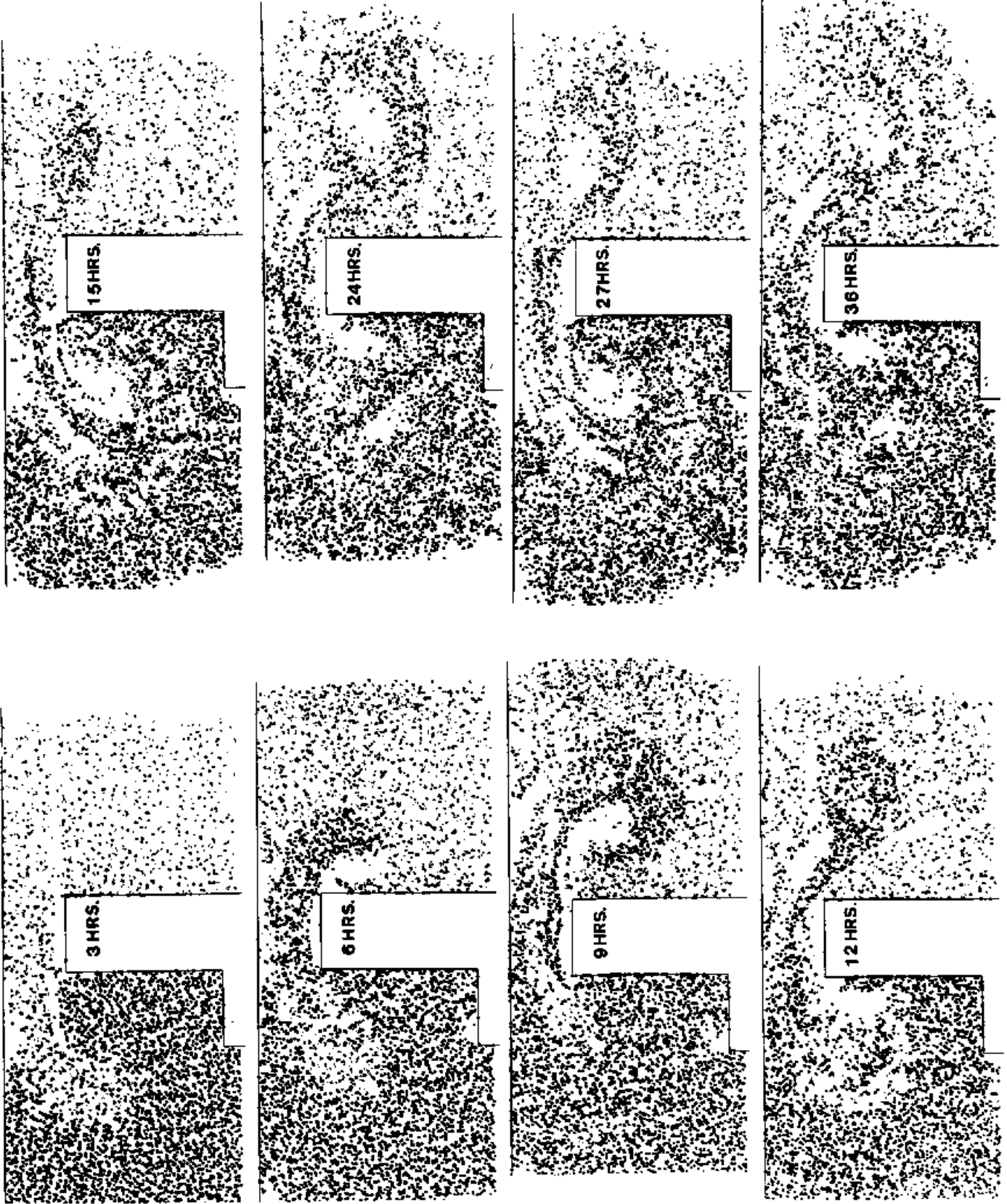


Fig. 12B. The time-change of the calculated distributions of labeled particles in case II, expressed in the same manner as in case I.



# CASE

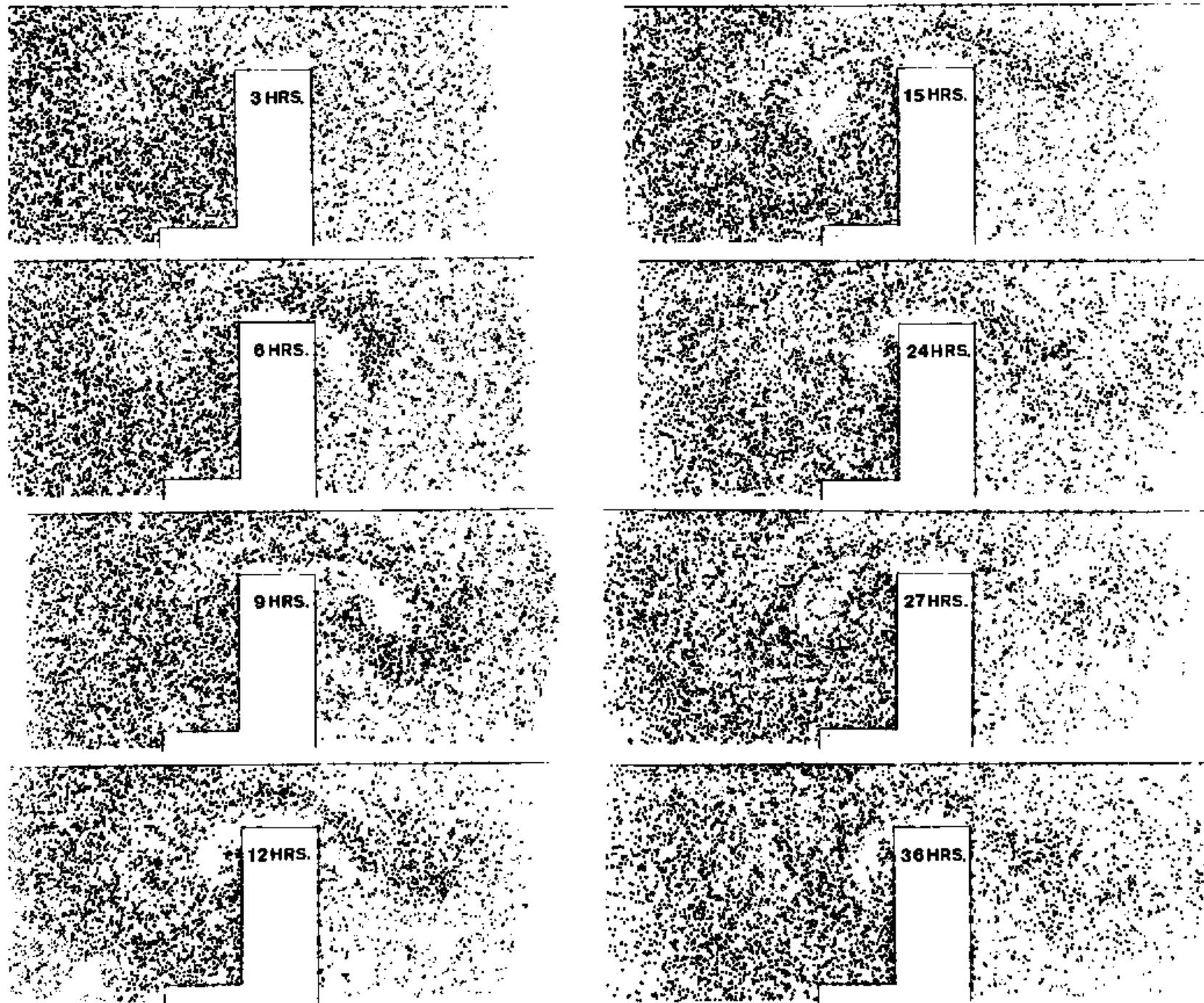


Fig. 12C. The time-change of the calculated distributions of labeled particles in case III, expressed in the same manner as case I.

(C)

## 5-2. 潮流場中での海水の局所的混合

Fig. 12の3周期後における内湾水と外湾水の分布図に代表してみられるように、(Ⅳ)や(Ⅲ)の乱れのある場合における内湾粒子と外湾粒子は、時間の経過とともに海峡部周辺で(Ⅰ)の乱れのない場合にくらべて互いに非常に錯そうして存在するようになり、内湾水と外湾水とがよく混じりあっているようにみえる。

交換によって内湾(外湾)に取り残された外湾水(内湾水)とその周辺の内湾水(外湾水)との混じり合っていく過程をより容易に理解するために、まずこの内湾水と外湾水との混合をひまみに可変因である周囲の海水との局所的混合の物理的特徴について考察する。ここでいう海水の局所的混合は、ラランジュ的にとらえられる量である。即ち、ある一定量の海水を構成する粒子群が移動するにつれて、周囲の海水とどの程度混じっているのかをとらえなければならぬ。そのために以下のような混合率を定義する。ある特定の粒子を中心にもち、しかもその特定粒子とともに移動する1辺2kmの正方形(ここでは検査領域と呼ぶ)を考え、その検査領域内の局所的な混合率 $M_R$ を(12)式で定義する。

$$M_R(t) = N_I(t)/N_A(t) \quad (12)$$

(12)式において、 $N_I(t)$ は初期( $t=0$ )には検査領域外にあるが時刻 $t$ においては検査領域内に存在する粒子数を表わしており、また $N_A(t)$ は時刻 $t$ に検査領域内に存在する特定粒子を除いた総粒子数を表わしている。特定粒子としては計算開始時( $t=0$ )においてFig. 11に示されるグリッドボックス(grid box)の中央付近に位置する粒子(黒丸)を選び、その特定粒子毎に検査領域を設定する。検査領域の1辺を2kmにしたのは、(12)式の計算を良い近似のもとで行なうのに十分な粒子数(例えば現在の場合約50個)を確保する必要があるためである。

Fig. 13に(Ⅰ)、(Ⅱ)及び(Ⅲ)の場合における1周期後の混合率 $M_R$ の分布を示す。ただし、混合率は特定粒子の初期の位置にプロットしてある。乱れを考慮していない(Ⅰ)の場合には混合の機構によって不可欠な乱れが存在しない。混合している時の物理的的必要十分条件は、隣接した粒子間の初期の相対的配置がこれら粒子の運動にともない不規則性を帯びてくること、つまり非可逆的に系のエントロピーが増大すること(Sommerfeld, 1962)であり、この条件は乱れが乱れば満足される(Dyer, 1973)。従って、(12)式によって定義された混合率 $M_R$ が局所的混合の程度を正しく表わ

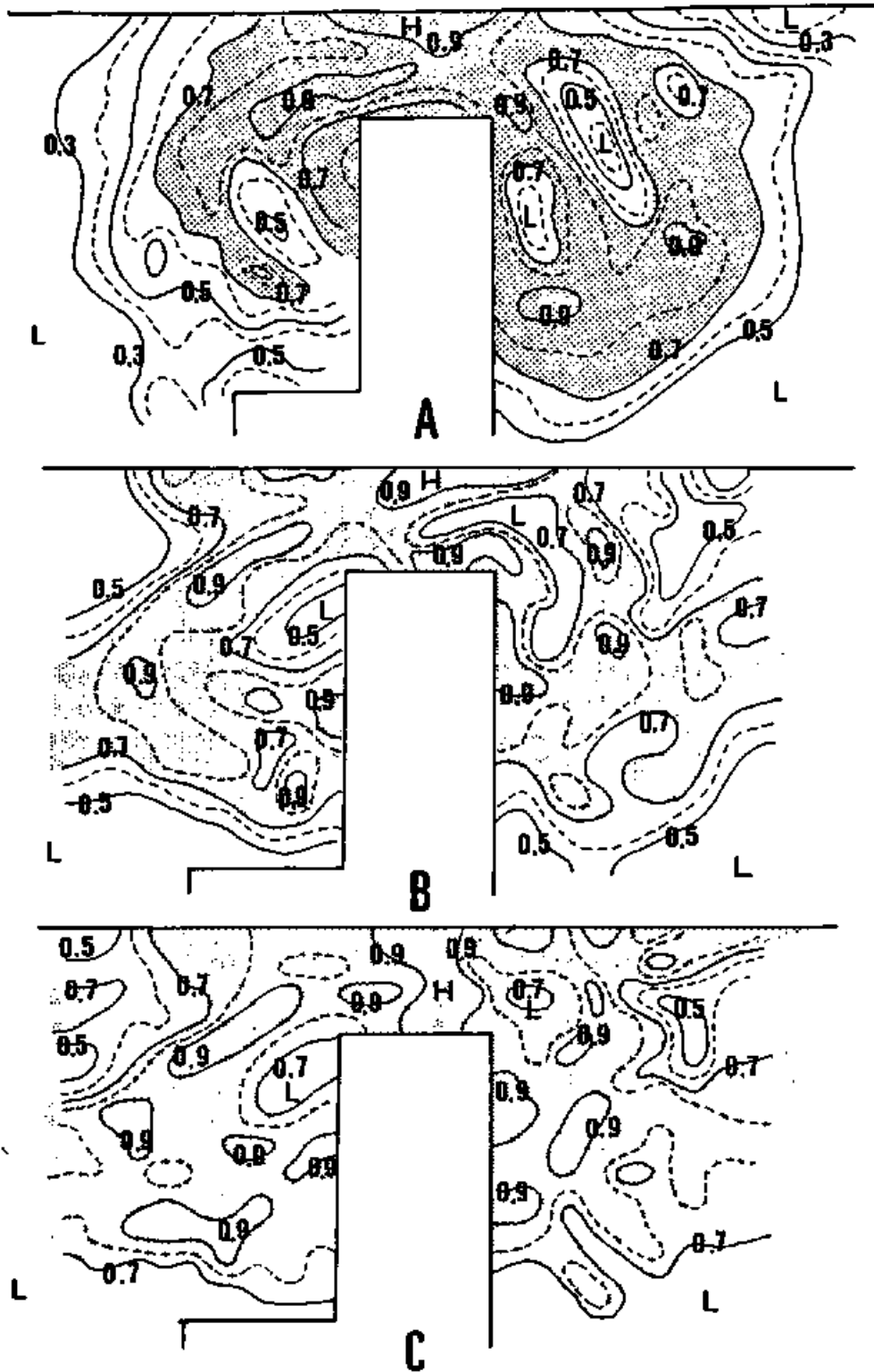


Fig. 13. The distributions of the calculated  $M_R$  after a cycle of the  $M_2$  tide: (A) case I, (B) case II and (C) case III. The values of  $M_R$  are plotted at the initial positions of the specified particles. Shading parts show the areas where the values of  $M_R$  are over 0.7

すには乱れが重要であり、乱れがなければ  $M_R$  をただちに混合率と呼ぶのは適当でない。その場合は次の  $F_u$  に考えねばならない。乱れの無い場合において潮流場を移動する水柱は海峡部周辺で大きく変形されるが、この水柱の変形は移流拡散における拡散物質の歪みに対応するものであり、その変形の大きさに応じて乱れによって励起された混合の大きさが左右される。従って、(I) の場合の  $M_R$  はもし乱れがあれば流動場の変形の強さによってどの程度の大きさの混合が生じ得るのか、いわば流動場の変形が混合に転化しうる能力、即ち「混合能」を意味するものと理解すべきである。このことは Fig. 14 に明瞭に示されている。Fig. 14 は、乱れの無い (I) の場合において検査領域が移動しながら経験する流動場の空間的不均一量、即ち伸ひ変形率 ( $\alpha$ )、すれ変形率 ( $\beta$ )、及び拡散 ( $\gamma$ ) とその検査領域内の  $M_R$  との 1 周期間の対応関係を示している (回転は変形には寄与しないので考えない)。この図から、ある時刻  $t$  における (I) の場合の  $M_R$  は、その時刻までの伸ひ変形率とすれ変形率の時間積分の絶対値の和 ( $|\int_0^t \alpha dt| + |\int_0^t \beta dt|$ ) によってほぼ決定されていることがわかる。

Fig. 13 から、3 ケースとも海峡部周辺において  $M_R$  の値は最も大きく、そこでは 0.9 に達する値がみられる。海峡部周辺から湾中央部にかけては  $M_R$  は徐々に減少している。このような共通した特徴をもつ中で、乱れのある場合 (B 図及び C 図) の  $M_R$  の分布と乱れの無い場合 (A 図) の  $M_R$  の分布を比較すると、前者の乱れのある場合においては大きな  $M_R$  の値、例えば 0.7 以上の値が後者の乱れの無い場合よりも広範囲にわたって海峡部周辺に分布していることがわかる。これらのことから次のような混合過程を考えることが出来る。海峡から離れた単純な流動場からなる海域では、局所的混合は乱れのみによって生じその強さは比較的小さい。しかしながら、海峡部周辺においては流動場の特性の急激な空間変化によって水柱が大きく変形されるために、初めは速く離れていた海水が互いに接近するようになる (大きな混合能の発生) ので、乱れがあればたとえその乱れが弱くても乱れによって励起された混合は水柱の大きな変形によって増強され、その結果大きな局所的混合が生じるであろう。

Fig. 15 と Fig. 16 は以上の考えを明瞭に示している。まず Fig. 15 は、(I) の場合の  $M_R$  と (II) の場合の  $M_R$  との関係を示しているが、プロットされた点はほとんど全て  $45^\circ$  の傾きをもつ直線をこえた領域に分布しているから、乱れによって混合が大きく増強されていることがわかる。また Fig. 16 は、乱れの無い (I) の

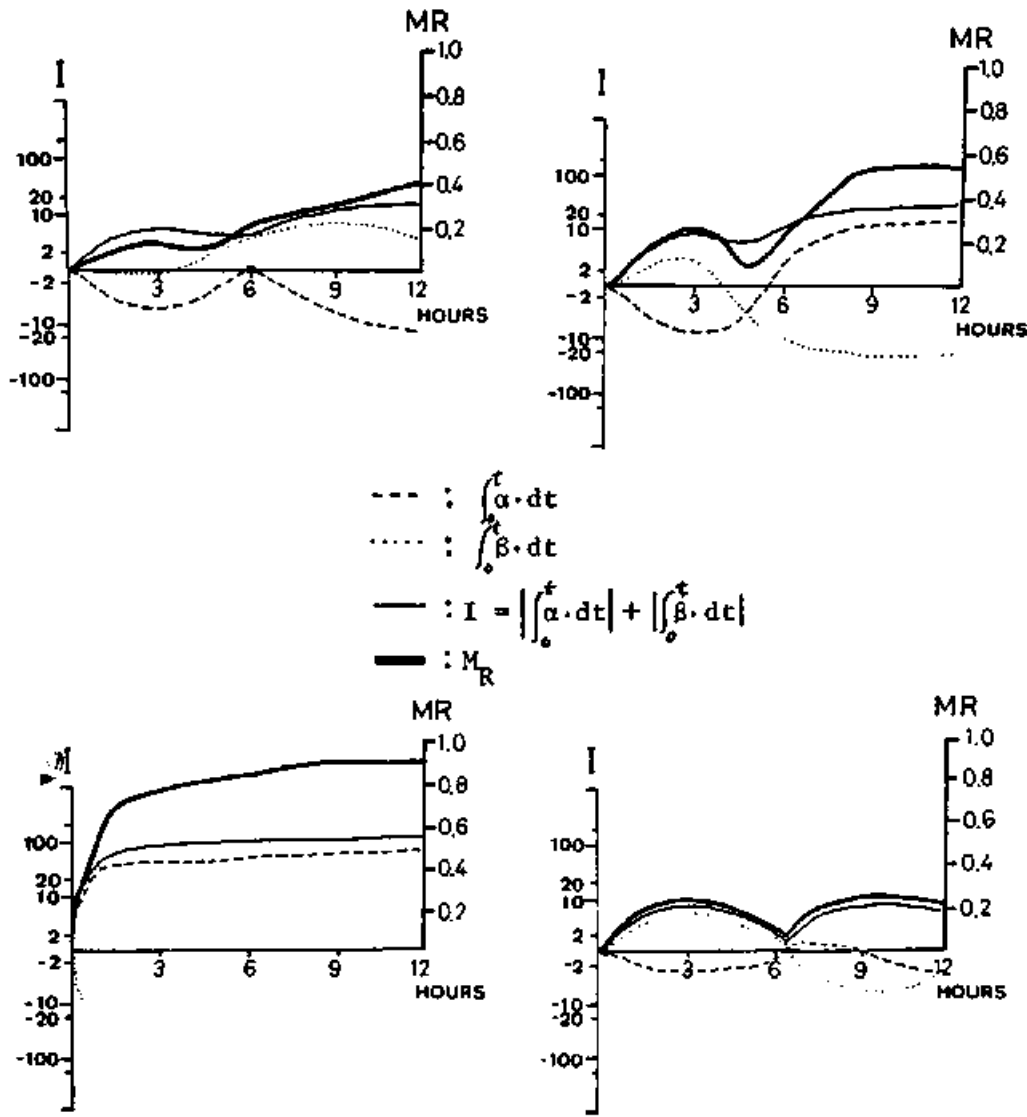


Fig. 14 The time-changes of  $\alpha$ (stretch),  $\beta$ (shear),  $I$  and  $M_R$  in case I during one tidal cycle.

$\gamma$ (divergence) is neglected because it is much smaller than  $\alpha$  and  $\beta$ .

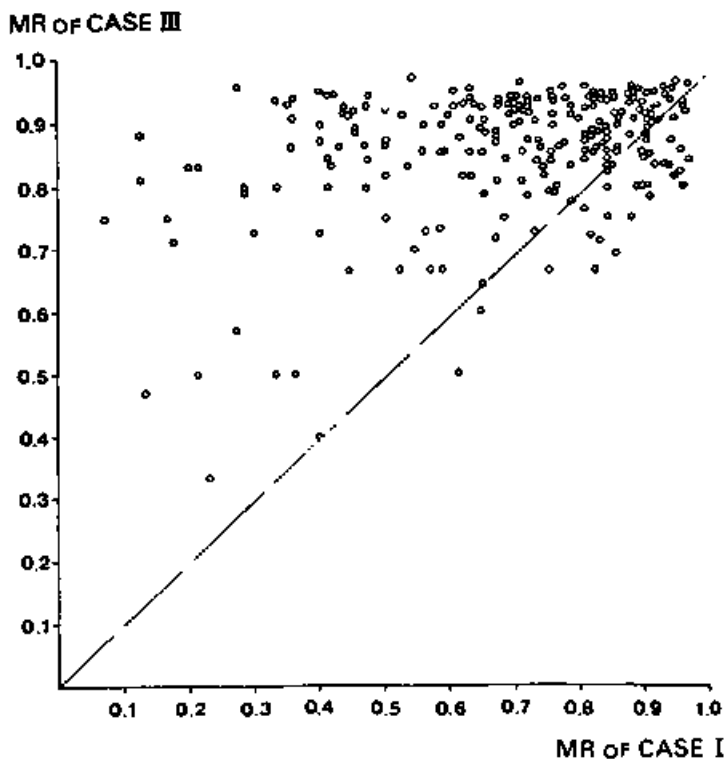


Fig. 15. The comparison of  $M_R$  in case III with that in case I after a cycle of the  $M_2$  tide. The dashed line is at 45 degrees.

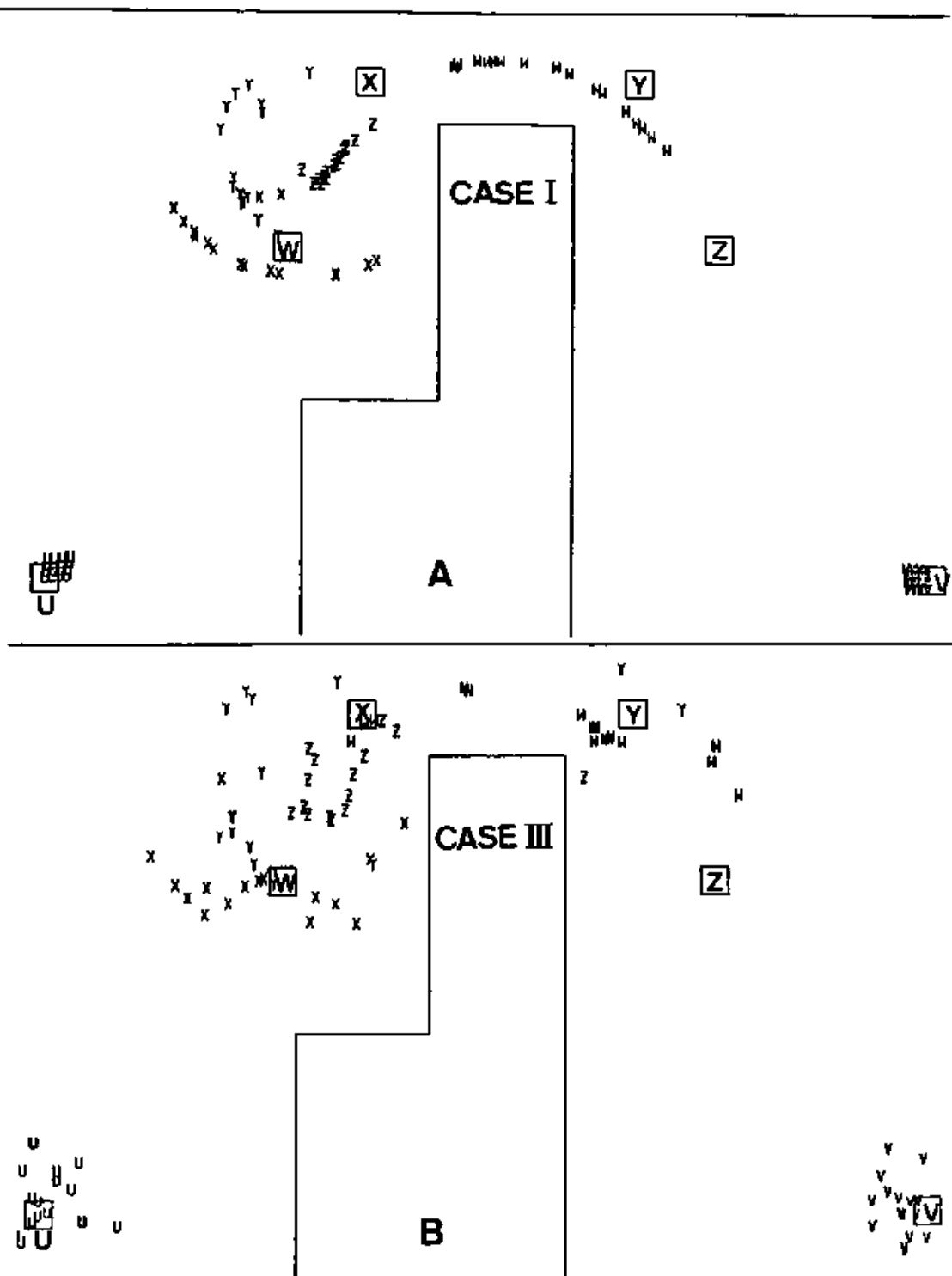


Fig. 16. The positions (small letters) of several water particles released initially in grid boxes (corresponding capital letters in squares) in cases I and III after one tidal cycle. The squares represent the initial shapes of water columns containing 16 particles, and the small letters represent deformation of the water columns (case I) or the scattering of water particles included initially in the squares (case III)

の場合(A図)と乱れのある(Ⅲ)の場合(B図)に、初期にともに同じ格子内に放たれた16個の粒子群の1周期後の位置が2つの場合でどのように異なるのかを示している。海峡から離れた単純な流動場をもち、海域に放たれた粒子群の1周期後の位置は両場合とも初期の位置から余り離れていないし、粒子群の拡がりもともに比較的小さいことから、局所的混合は弱いことがわかる。一方、海峡部周辺に放たれた粒子群は(Ⅱ)及び(Ⅳ)の場合とも1周期後にそれぞれ元の位置からかなり離れた所へ移動しているが、乱れのある(Ⅲ)の場合には粒子群は乱れのない(Ⅰ)の場合に比べ相当広い範囲にわたってランダムに散乱している。このことはとりもなおさず(Ⅲ)の場合には海峡部周辺の海水はかなり広範囲の海水と混ざることの意味しており、従ってまた大きな局所的混合が生じていることを意味している。

Fig. 16に見られるような粒子群の散乱がどのようにして生じているのかを個々の粒子運動から考えよう。Fig. 17に各場合におけるいくつかの代表的な粒子の1周期目の軌跡を示す。(Ⅱ)や(Ⅳ)の乱れのある場合の粒子の軌跡についてみると、海峡から離れた潮流の振幅や位相差の空間変化が小さい単純な流動場に放たれた粒子の軌跡はほとんど異なるだけである(前者は後者の軌跡上を少しだけ変動している)。一方、潮流の振幅や位相差の空間変化が激しい海峡部周辺に放たれた粒子の軌跡は、乱れのない場合に同一地点に放たれた粒子の軌跡とかなりの相違を見せている。この状況を更に詳しくみると、例えば Fig. 17の④の内湾粒子は乱れのない場合には1周期後も内湾に存在しているのに対し、乱れのある(Ⅲ)の場合には外湾へ移動してしまっており、またほとんどの粒子は1周期後にほぼ2km以上離れた所へ移動している。乱れのある場合とない場合において同一地点に放たれた粒子の1周期後の相対的変位が(Ⅲ)の $10^5$  (cm<sup>2</sup>/s)の拡散係数に相当する乱れのみによって生じているとみなすと、それは高々1km程度(Appendix IIのA-6式から算出)であるから、乱れのある場合とない場合の粒子の軌跡の相違は急激な流動場の空間変化をもつような潮流と乱れとの結合効果によって生じていると理解される。例えば、議論を簡単にするために、一様なシアを持つ周期的な流動場( $u = ky \sin \omega t$ ,  $v = 0$ )においてこのことを考えると、同一地点に放たれた乱れをもつ粒子とまたない粒子とのnステップ後( $t = n \cdot \omega t$ )の相対的変位は  $\Delta X_n = \left[ \sum_{p=0}^{n-1} k \cdot \omega t^2 \cdot \frac{p}{p_0} v_p' \sin(\omega g \omega t) + \sum_{p=0}^{n-1} u_p' \omega t, \sum_{p=0}^{n-1} v_p' \omega t \right]$  (但し  $u_p', v_p'$  は  $t = p \cdot \omega t$  での乱れを示す)となり、シアと乱れとの非線型効果によって等比級数的に大きくなる。従って、海峡部周辺の粒子は乱れがあれば乱れのない場合のストークスドリフトとは相対的に大きく異なったドリフトをもつことに

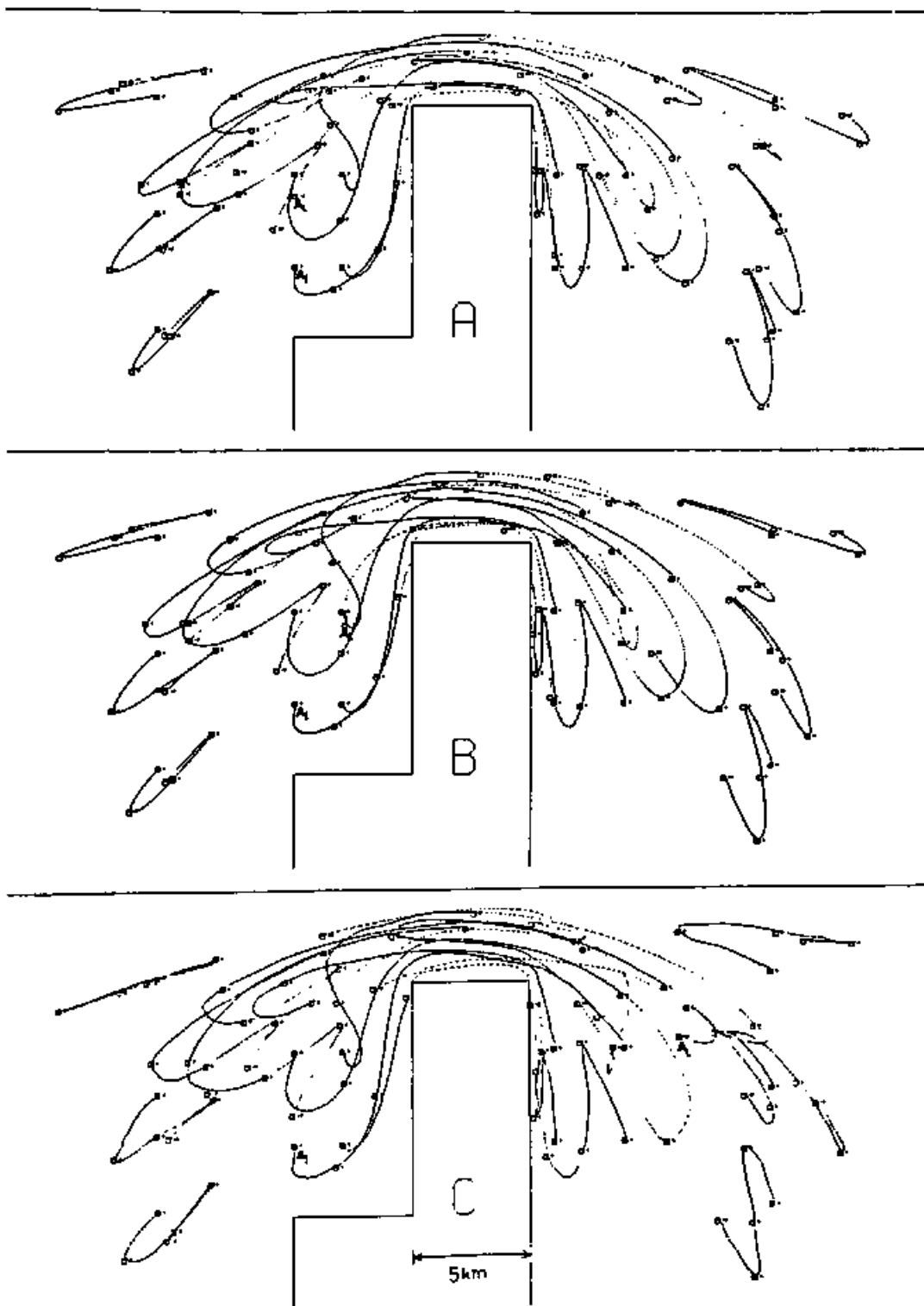


Fig 17 The trajectories of some representative particles during the first tidal cycle: (A) case I, (B) case II and (C) case III The small black squares represent the initial positions of the particles



なる。しかも乱れのある場合の粒子のドリフトは、乱れの本性から考えて粒子の速のほぼ半分はストークス・ドリフトよりも増幅され、残り半分は減少されるであろう。これらの関係は発生させられている乱れが今の場合空間的にある一定の相関をもっているとはいえ、乱れのある場合に互いに隣接して放たれた粒子間の相対的運動についても成立する。従って、海峡部周辺の粒子群には乱れによってドリフトがストークス・ドリフトより大きくなる粒子と逆に小さくなる粒子とが同居しており、そのために Fig. 16 に示されたような1周期後における粒子群のランダムな大きな散乱が海峡部周辺で生じるので強い局所的混合が発生している。言うならば、海峡部周辺ではストークス・ドリフトと乱れとの結合効果によって局所的混合が下まき増強されていると言える。

### 5-3. 内湾水と外湾水との混合

前節で考察された海水の局所的混合機構をもとにしたから、初期に海峡において互いに分離された内湾水と外湾水とが時間が下つにつれどのように混合していくのかを考えよう。言うまでもなく、海水そのものが混合すること、内湾水と外湾水とが混合することとは同じではない。海水の局所的混合がどんなに強くても、内湾水と外湾水とが互いに周辺に存在しなければこれら両海水の混合はあこらない。従って内湾水と外湾水との混合が進展するためには、両海水の接触面積が増加しかつ局所的混合が増強されることが必要である。内湾水と外湾水との接触の機会、これら両海水がはじめ海峡において区分されているので、基本的には潮流による海峡を通しての海水交換によって増大する。

そこで、海峡を通しての海水交換と海水の局所的混合とが具体的にどのようにかわりながら内湾水と外湾水とが混合していくのかという物理過程を (II) の場合における内湾粒子と外湾粒子の動きから調べてみる。 Fig. 12 の C 図に示されているように、1周期目のあわりに内・外湾へ移動している粒子は A 図の乱れのなり場合と同様単純なパッチ状をなしていることから、1周期目においては同一種類の海水は互いに混合しているものの内湾水と外湾水との混合はほとんど生じていない。しかしながら、これらの粒子が内・外湾へ移動することによって、内湾水と外湾水との接触面積は最初の状態にくらべて極めて大きくなっていることに注意しなければならない。1周期目のあわり、即ち2周期目のはじめに外湾へ移動した内湾粒子が周辺に存在する外湾粒子とともにその後どのような動きをするのか、その特徴について考える。 Fig. 18 に示される R<sub>1</sub> という領域

は、2周期目のはじめに外湾へ移動している内湾粒子の存在する水域(外湾側)である。Fig. 18の $R_2$ という領域は、2周期目のはじめに内湾へ移動している外湾粒子が初期( $t=0$ )に外湾に存在していた水域である。2周期目のはじめに $R_2$ の範囲内に存在する海水は当然2周期目のおわりには内湾へ移動する。Fig. 18からわかるように $R_1$ と $R_2$ には重なりがあるので、2周期目のはじめに外湾へ移動している内湾粒子( $R_1$ )のうち $R_2$ と重なった部分に存在する内湾粒子は、 $R_2$ の他の部分に存在する外湾粒子とともに幅の狭い海峡を通り抜け2周期目のおわりには内湾へ戻る。その際、前節で述べた海峡部周辺での強い局所的混合によって、これらの内湾粒子と外湾粒子は2周期目のおわりには互によく混じりあう。ここで重要なことは、海峡部周辺に放たれた粒子群の1周期後の散乱(Fig. 16)は数kmに及ぶことから、強い局所的混合によって $R_2$ 内に存在する内湾粒子と外湾粒子が全体として2周期目のおわりによく混じりあうようになるのであって、これら両海水が相接触している周辺のみで乱れによってこりこり混じりあうのではない。 $R_2$ と重なった部分以外の $R_1$ に移動した内湾粒子もまた海峡部周辺に存在するので、2周期目のおわりには周囲の外湾粒子とよく混じりあう。2周期目のはじめに内湾へ移動している外湾粒子とその周辺に存在する内湾粒子との関係も以上と同様である。この2周期目の内湾水と外湾水の混合過程は3周期目においても同じであるが、3周期目には内湾水と外湾水との接触面積が2周期目のはじめより増加しているので両海水の混合はより促進される。

このようにして生じた内湾水と外湾水との混合の状況を示したのがFig. 19である。Fig. 19は3周期目のおわりに各格子内に存在する総粒子( $N_A$ 個)のうち外湾粒子( $N_B$ 個)の占める割合、つまり各格子内における外湾粒子の存在比 $N_R (=N_B/N_A)$ の分布を示している。この存在比 $N_R$ は、値が0.5に近い程(I)の乱れのない場合には漸次による海水交換によって生じる内湾水と外湾水との接触の程度が、また(II)や(III)の乱れのある場合にはこれら両海水の混合の程度が、それぞれ進んでいることを示している。Fig. 19において、(I)の場合も(II)や(III)の乱れのある場合と同様海峡部周辺で0.5前後の値が多くみられるものの、(II)や(III)の場合と比較してみると(I)の場合には海峡部周辺においても1に近い値が $\Gamma$ に $\Gamma$ で見られる。それに対して(II)や(III)の場合には海峡部周辺にそのような大きな値はほとんどなく、しかも(II)の場合に顕著にみられるように、 $N_R$ の空間変化が(I)の場合に比べてゆるやかである。これらのことから、海峡部周辺では海水交換による内湾水と外湾水との接触にともなって局所的混合が有効に働き、広い範囲にわたって両海水が混合していることがわかる。

要約すると、内湾水と外湾水は海峡部周辺での増強された局所的混合と漸次による海水交換という力学的な作用との結合によって海峡部周辺の広い範囲にわたってよく混合する。

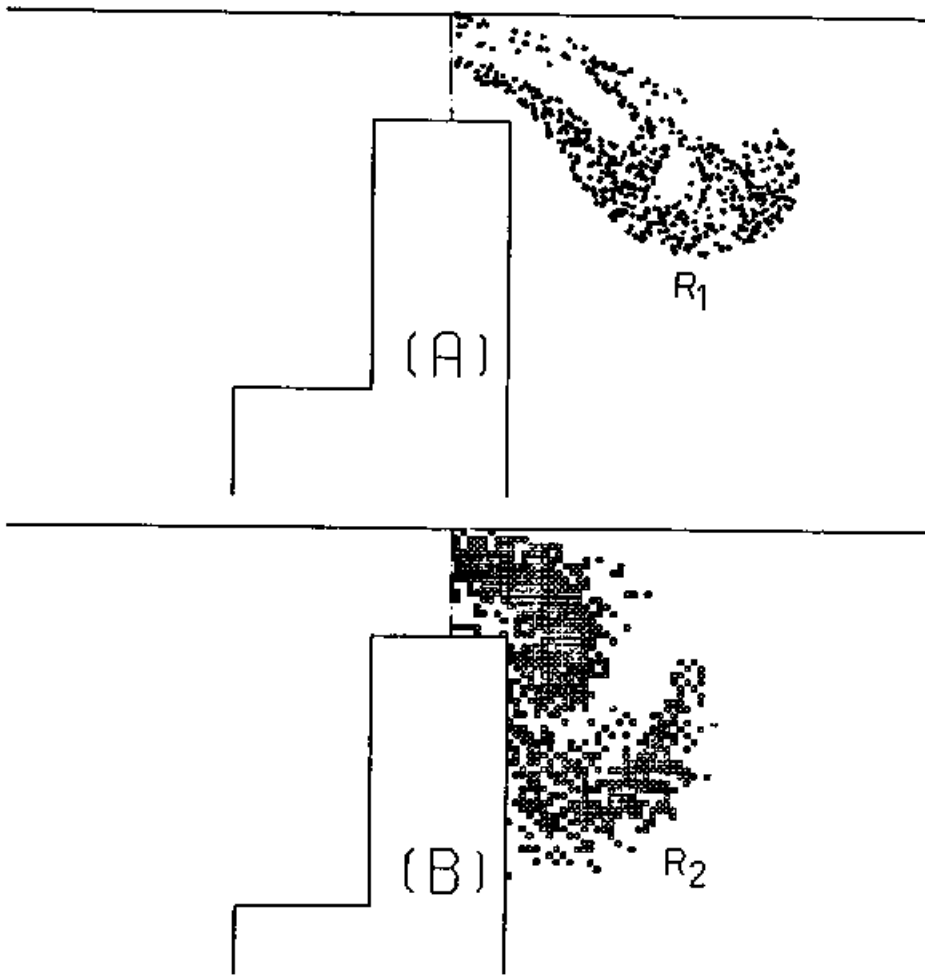


Fig. 18. (A) The final positions ( $t=T$ ) of the inner water particles drawn out to the outer basin at the end of the first tidal cycle, and (B) the initial positions ( $t=0$ ) of the outer water particles intruding into the inner basin at the end of the first tidal cycle.

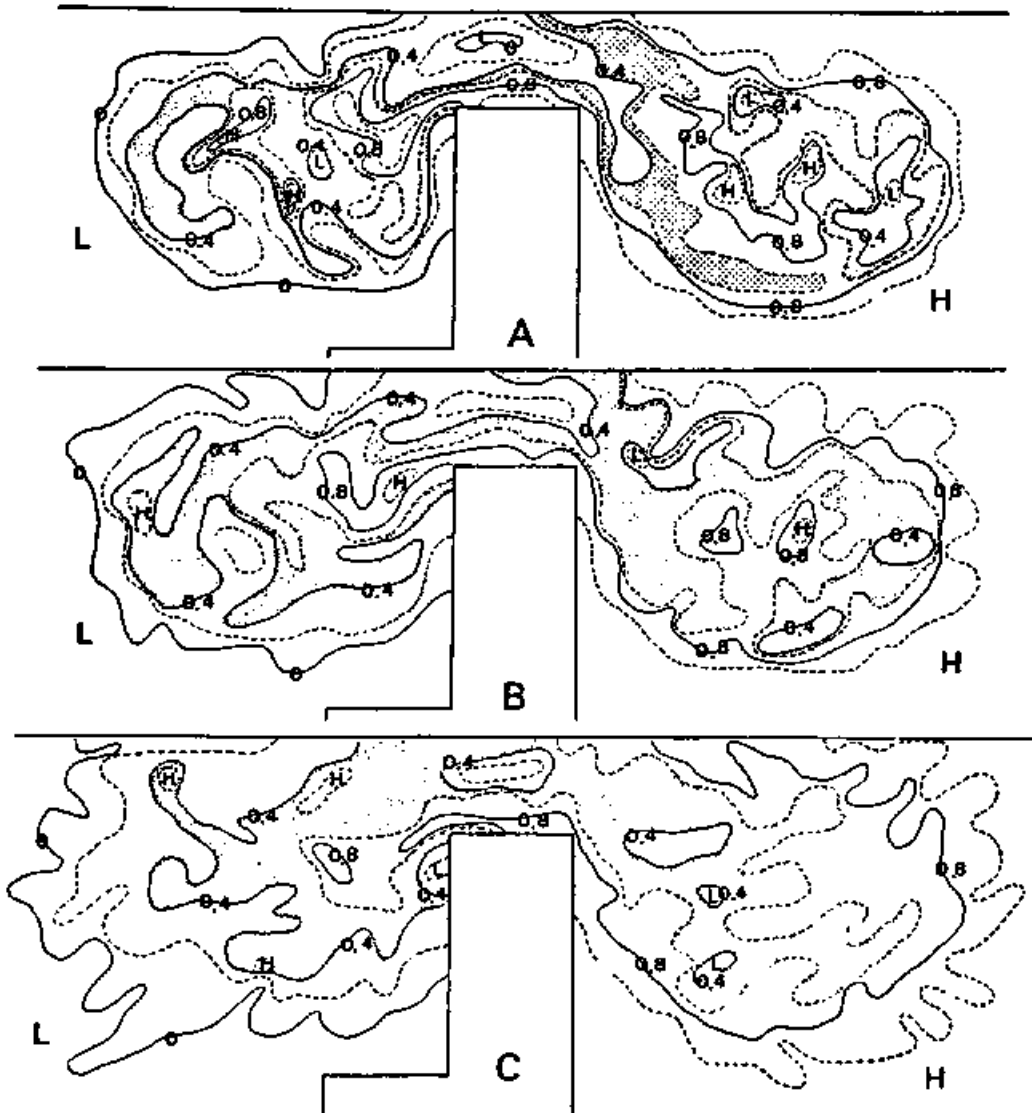


Fig. 19. The distributions of the calculated  $N_R$  after 3 tidal cycles: (A) case I, (B) case II and (C) case III. Shading denotes the areas where the values of  $N_R$  are from 0.4 to 0.6.

## 6. 海水交換に及ぼす乱れの効果

5節で述べた乱れを考慮した粒子のラグランジュ運動の解析結果にもとづいて、海峡を通過しての内湾水と外湾水の交換に及ぼす乱れの効果について考えよう。その為、まず(10)式から(I), (II)及び(III)の各場合における交換率 $R$ を求める。(10)式は1周期目における交換率を算定する式なので、2及び3周期目(一般に $n$ 周期目とする)における交換率を求める時には、(10)式の $V_{max}$ は $n$ 周期目までの間に内湾へ流入した外湾水の最大容積を、また $V_{RES}$ は $n$ 周期後に内湾へ移動している外湾水の容積を表わすと定義しなおす。従って、 $n$ 周期目の交換率 $R$ は $n$ 周期間における交換率を示しているとも考えられる。(I)の乱れのない場合は、内湾水と外湾水との境界線は複雑であるけれども本来連続的な体の曲線として表現できるのであるが、(II)や(III)の乱れのある場合は局所的混合が存在するので内湾水と外湾水は互いに混合し、(I)で考えたような連続した体の曲線を描いて両者の境界を識別することは不可能である。そこで、(I)の場合も含め、改めましてケースとも同一の方法、つまり各格子内の内湾粒子数と外湾粒子数との比からその格子内の内湾水及び外湾水の容積を算定して $V_{max}$ 及び $V_{RES}$ を求める。

以上の手続きによって得られた $V_{max}^n$ ,  $V_{RES}^n$ 及び $R^n$ ( $n$ は周期)をTable 2に示す。この表から理解されることは、1つには各場合とも $V_{max}^n$ 及び $V_{RES}^n$ が漸増周期を経るにつれ増加していくことである。Fig. 12からわかるように、2周期目のはじめには1周期目に内湾へ移動した外湾水( $V_{RES}^1$ )が内湾側の海峡付近に存在している。この量と同量の内湾水が2周期目のはじめに外湾に存在しているが、Fig. 18に示されているようにこの外湾に存在する全ての内湾水( $V_{RES}^1$ )が2周期目に再び内湾へ戻ってくるのではなく、その一部( $d \cdot V_{RES}^1$ )が戻ってくるだけである。従って、2周期目に内湾に存在する外湾水の最大量 $V_{max}^2$ はほぼ $V_{max}^1 + (1-d) \cdot V_{RES}^1$ であって、これは $V_{max}^1$ より大きい。 $V_{max}$ が大きくなるということは1周期目にはより多くの外湾水がより広く内湾へ流入していることを意味するので、同じ流動場であるなら1周期後に内湾に存在する外湾水の量も大きくなる。即ち、 $V_{RES}^2 > V_{RES}^1$ である。以上のことは3周期目においても同様なので、時間とともに $V_{max}^n$ ,  $V_{RES}^n$ のいずれもが増加する。しかしながら、交換率 $R^n$ そのものは各場合とも3周期間という時間スケールにおいては時間とともにほとんど変化していない。

乱れのある場合とない場合との交換率に有意な差があるかどうかをみても、それ程差はない。即ち、Table 2に示されているように乱れのある(II)や(III)の場合と乱れのない(I)の場合における $V_{max}^n$ ,  $V_{RES}^n$ 及び

		CASE I	CASE II	CASE III
1ST TIDAL CYCLE	$V_{MAX}$ ( $\times 10^7 M^3$ )	214	210	211
	$V_{RES}$ ( $\times 10^7 M^3$ )	186	185	180
	R (%)	86.9	88.1	85.3
2ND TIDAL CYCLE	$V_{MAX}$ ( $\times 10^7 M^3$ )	288	292	295
	$V_{RES}$ ( $\times 10^7 M^3$ )	198	200	201
	R (%)	68.8	68.4	68.1
3RD TIDAL CYCLE	$V_{MAX}$ ( $\times 10^7 M^3$ )	316	328	325
	$V_{RES}$ ( $\times 10^7 M^3$ )	235	248	247
	R (%)	74.4	75.6	76.0

Table 2 The calculated values of  $V_{MAX}$ ,  $V_{RES}$  and R during 3 tidal cycles.

交換率 $R^n$ の値を比較してみると、若干(Ⅳ)の場合の3周期後におけるこれらの値が他の場合より増加しているものの、各場合の $V_{max}^n$ 、 $V_{res}^n$ 及び $R^n$ には、それ程差異を認められず、むしろ一致していると言える。一見奇妙に思われるこの事実は、乱れそのもののランダム性にもとづくものと考えられる。つまり乱れのない場合に1周期後に内湾側へ移動していた外湾粒子が、乱れがあるために1周期後に元の外湾側へ戻ってしまう確率と、逆に乱れがない場合に元の外湾側へ戻っていた外湾粒子が乱れがあるために内湾側に取り残われてしまう確率とがほぼ同じであるために、乱れのある場合となしの場合における $V_{max}^n$ 、 $V_{res}^n$ 及び $R^n$ が同程度の値になっているものと考えられる。

以上のように交換量は乱れがある場合となしの場合においてほとんど変化しないという注目すべき事実が、乱れを考慮した粒子のラランジュ運動を解析することによって本研究において初めて明らかにされたのであるが、交換に関与する海水粒子の存在範囲は乱れがあることにより変化を受ける。Fig. 20に、(Ⅰ)の乱れのない場合と(Ⅳ)の乱れのある場合において、それぞれ $n$ 周期( $n=1, 2, 3$ )後に内湾(あるいは外湾)へ移動する外湾粒子(あるいは内湾粒子)の元の位置(出発点 $t=0$ , 四角印)と移動した位置( $n$ 周期後の位置, 丸印)を示す。Fig. 20から一見して、乱れのある場合に $n$ 周期後に内湾あるいは外湾へ移動する海水粒子の存在する範囲は、乱れのない場合に比べ周期が経つにつれより広がっていることがわかる。(Ⅲ)の3周期後におけるこれらの粒子の存在範囲は、単に乱れのみによる海水の拡散では(Ⅳ)の場合でも高く1.5km程度乱れのない場合より広がるだけなのに、(Ⅰ)の場合のそれより海峡から湾に向かって3km程度広がっている。それ故、乱れがある場合には乱れのない場合に比べて海峡から遠く離れた海水が海峡を通して交換し、またその交換した海水はより広範囲に分布することがわかる。この相違は単に乱れのみによる海水の拡散によって生じているのではなく、5-2節において既に示したようにストークスドリフトと乱れとの結合効果によって生じている。

従って、乱れは海水の交換量そのものには結果としてほとんど影響を及ぼさず、しかしながら、潮流と乱れとの非線型結合によって、言うならばストークスドリフトと乱れとの結合効果によって、海峡を挟んで互いに遠く離れた海水が交換するようになる。そして海峡を通り抜けて交換された海水は海峡から遠く離れた湾内の広い範囲に分布し、そこで湾固有水塊になじんで行くことになる。このように、海峡部周辺に顕著にあらわれるストークスドリフトと乱れとの結合効果というものが、沿岸海域における物質循環にとってきわめて重要な役割を果たすことを示唆している。

A  
AFTER 1 TIDAL CYCLE

AFTER 2 TIDAL CYCLES

AFTER 3 TIDAL CYCLES

CASE I

5km

Fig. 20. The initial positions ( $t=0$ , denoted by squares) and the final positions ( $t=nT$ , denoted by circles) of the inner water particles drawn out to the outer basin after  $n$ -tidal cycles in case I (the left side), and those of the outer water particles intruding into the inner basin after  $n$ -tidal cycles in case I (the right side).

B  
AFTER 1 TIDAL CYCLE

AFTER 2 TIDAL CYCLES

AFTER 3 TIDAL CYCLES

CASE III

5km

Fig. 20B. The initial ( $t=0$ ) and the final ( $t=nT$ ) positions of the inner water particles drawn out to the outer basin after  $n$ -tidal cycles in case III (the left side), and those of the outer water particles intruding into the inner basin after  $n$ -tidal cycles in case III (the right side).



## 17. 潮流による海水の分散について

Taylor (1953), Bowden (1965), Okubo (1967) 等によって発展させられてきたエアー拡散の理論は、流動場のエアーと流れに直交する方向の乱流拡散との相乗効果によって物質がより有効に拡散する、つまり流れ方向の乱流拡散係数よりも大きな有効拡散係数がもたらされるといふものである。従来、このエアー拡散は平均流（例えば時間平均された流れ）による以外に最も多く物質を輸送する（拡がる）ものと考えられるところから、分散とみなされ、その有効拡散係数は分散係数を示すものと評価されてきた。最近では、分散という言葉を一に広義に解釈して、移流の作用も含めとまかく物質が拡がっていさえすればそのことを分散とみなし、その物質の拡がりの程度を分散係数として評価しようとする考え方も出ている。ここでは、分散とは後者の広い意味での物質の拡がり指すものとみなす。

さて、Fig. 7に示されるように海峡内部では恒流（または平均流）としての潮汐残差流は小さいにもかかわらず、Fig. 8やFig. 12から容易にわかるように内湾水及び外湾水が海峡を通過して $n$ 周期（ $n=1,2,3$ ）後にはそれぞれ外湾あるいは内湾へ移動しているから、海水の“分散”が生じていることがわかる。ここで重要なことは、(I)の場合にみられるように乱れがなくても海峡を通過して海水が交差することによって、かなり大きい海水の分散が生じていることである。この大きな海水の分散は、3節で明らかに示したように海峡部周辺における潮流場の振幅や位相差の急激な空間変化の為、大きなストークス・ドリフトが発生することから生じているのであって、いわゆる狭い意味でのエアー拡散機構、即ちエアーによる拡散の増強ではなく、粒子のドリフトによる分散である。このように潮流だけでも大きな分散が生じるということは、従来必ずしもよく知られていなかったことである。乱れのある(II)の場合には更にストークス・ドリフトと乱れとの結合効果によって海水の分散が増強されている。そこで(II)と(III)の場合において、初期に各格子内に放たれた16個の粒子に関する重心のまわりの1周期後の統計的分散を求め、(A-6)式(Appendix II)から分散係数を計算する。この分散係数は海水の局所的な分散の大きさを示している。Fig. 21に得られた結果を示す。分散係数は初期の重心の位置、つまり各格子の中央にプロットされている。(I)と(III)の場合とも海峡部周辺で約 $8 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ にも達する大きな分散係数が存在し、またその多くの所で $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 以上の分散係数が見つけられる。これらの値は、粒子を追跡する際に与えた乱れの強さ、即ち乱流拡散係数にして $10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ より1オーダー以上も大きい。また乱れのある(II)の場合には、乱れのない(I)の場合に比べ例えば $5 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ 以上の大きな分散係数の値がより広範囲にわたって存在する。これはストークス・ドリフトと乱れとの結合効果の為である。

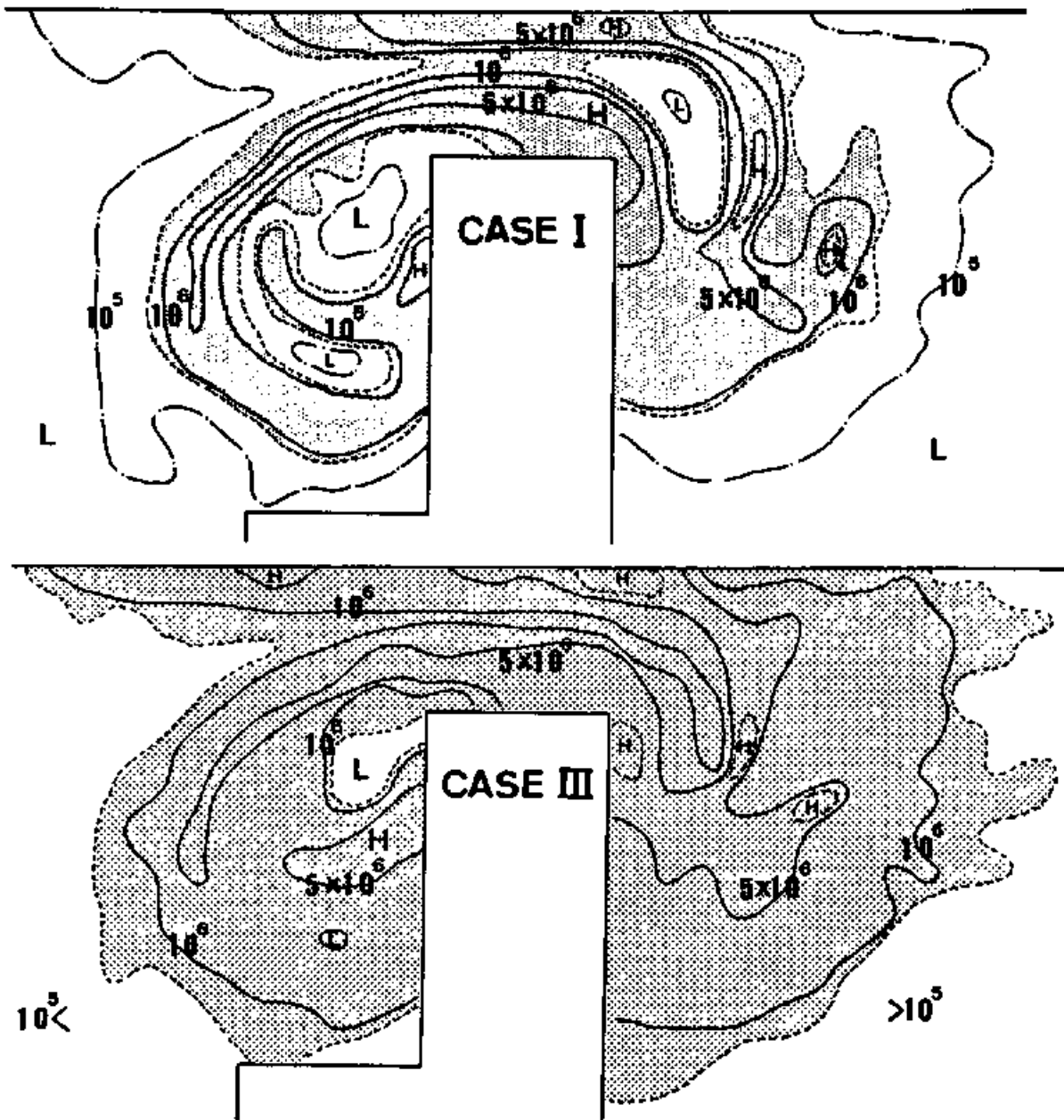


Fig. 21. The distributions of the calculated dispersion coefficients in cases I and III after one tidal cycle. Shading denotes the areas where the dispersion coefficients are over  $10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . Dotted lines represent co-lines of  $8 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ .

以上、乱れを考慮した粒子のラランジュ運動の解析から、1つの結論として海峡を通じて交換される海水の量そのものは乱れがあってもほとんどかわらないが交換される海水は乱れの無い場合とは違ったものとなり、しかも海峡から離れた海水、つまり湾内部の海水にまで交換の及ぶことが示された。このことは沿岸海域の物質循環にとって非常に重要な意味をもっている。即ち、交換する海水が異なるば交換する海水粒子に含まれる物質も一般には異なる。それ故、海水の交換量が同じであっても、乱れがあれば海峡を通じた物質のフラックスは乱れの無い場合とことなつたものになる。このことは、今の場合、乱れがあれば湾内部の海水が交換するようになることから、海峡を挟んで隣接する湾固有水塊間の物質循環が促進されることを意味する。ストークス・ドリフトと乱れとの結合効果が海峡を通じた物質輸送に及ぼす影響を大域的な1つの分散係数で評価するために、海水交換によって1周期後に内湾あるいは外湾へ取り残された海水粒子の散らばりが海峡中央部からの点源拡散によって生じたものとみなして大域的な分散係数を求めてみると、乱れのある(Ⅲ)の場合では  $4 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$  となる。乱れの無い(Ⅰ)の場合では  $2 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$  となる。従って、この場合では乱れがあると大域的な分散係数は2倍に増大されている。ストークス・ドリフトと乱れとの結合効果は、また海水の局所的混合を増強するので、結局乱れがあることにより固有水塊間での海水の同化は質量とともに進捗するであろう。また、透木と宇野木(1970)は瀬戸内海の年平均塩分分布から  $10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$  という拡散係数を得ているが、この研究で示したドリフトによる分散効果は将来彼らの得た値を基礎づけるであろうと考えられる。

乱れという要因を海水粒子のラランジュ運動にとりいれることによって、そしてまた各粒子に物質量を表わすメジャーを与えることによって、異なる水塊を形成する海水がどこでどのように混合しながら同化していくのか、その際どの海域の物質がどこへどれだけ輸送されるのかという、固有水塊間の相互作用も含めた物質循環の本格的な研究が可能となろう。

## 8. まとめ

オラー・ラウランジュ法を適用して、海峡を通じた海水の交換及び混合の機構についての検討を試みた。まず、海水交換の本質をとらえるために、潮流による海水粒子のドリフトという決定論的立場から考察を加え、以下の結論を得た。

- (i) 海峡を通じた海水交換は、海峡部周辺の潮流の振幅及び位相差の急激な空間変化によって大きなストークス・ドリフトが発生し、そのために粒子が1周期後に元の位置に戻らないことから生じている。従来考えられてきた海峡より流入してきた海水と湾内水との混合によって交換がおこなわれているのではない。
- (ii) 得られた交換率の値は、流動場が周期的な $M_2$ 潮流だけの場合は約40%であり、更に潮汐残差流を加えた場合は約87%である。これまでの交換率(ほぼ10~30%)との対応関係に問題が残るものの従来考えられてきた以上に海水が交換すると考えられる。また、 $M_2$ 潮流だけでなく流入海水の40%が交換することから、振動流である $M_2$ 潮流自身が大きな海水交換機能をもっていることがわかる。

次に、交換した海水が周囲の海水とどのようになじむのが、そしてまた海水の混合にとって不可欠な乱れが海峡を通じた海水交換にどのような影響を与えるのかを考察するために、乱れを考慮したラウランジュ解析を行い、以下の結論を得た。

- (iii) 海峡部周辺においては、潮流の急激な空間変化と乱れとの結合効果によって、言うならば「ストークス・ドリフトと乱れとの結合効果によって、周囲の海水との局所的混合は大きく増強される。この増強された局所的混合と潮流による海水交換とによって、初期に海峡において隔てられた内湾水と外湾水とが海峡部周辺の広い範囲にわたってよく混合する。
- (iv) 乱れは、海峡を通じた海水交換量そのものには結果としてほとんど影響を与えないが、交換する海水の範囲をひろげ、また交換した海水を広い範囲に分布させる。この交換に関与する海水の存在範囲の拡大は、乱れの効果に更にストークス・ドリフトの効果が加わって増大されたものである。従って、ストークス・ドリフトと乱れとの結合効果によって、交換した海水は比較的容易に湾内の水塊に同化していくことが十分考えられる。

以上のごとく、潮流による海峡を通じた海水の交換及び混合の機構について、そしてまたそれらの定量的な評価について新たな研究を行なったが、この研究はあくまでも海峡部周辺及び海峡からあまり遠く離れていな

い海域の海水に関するものであって、内湾や外湾などの湾全体に及ぶ海水を対象としたものではない。湾内全体に及ぶ海水の交換あるいは循環というものを考える場合には、湾内固有水塊の形成にとって重要な吹送流や密度流による海水循環とこの研究で取り扱った潮流による海峡部周辺の海水交換とを結合させて考察していく必要がある。その際、密度流や吹送流にともなう鉛直流が湾固有水塊の形成や海水の循環に重要な役割を果たしていると考えられるので、三次元モデルを使って研究を進めていく必要がある。

この研究においては、海水の滞留時間に関して考察を加えなかったが、この問題は湾全体に及ぶ海水の循環のラランジ的な機構を理解する上に重要なさかきりをもつ問題であり、また環境保全の上からその解明が急がれている。沿岸海洋学の中にあつて当面する問題の1つである。言うまでもなく、海水の滞留という物理現象は本来ラランジ的に把握されるべきものであるから、この研究で行なつた不行一ラランジ法にもとづく数値的な手法が海水の滞留という問題を研究する上に大変有効であると思われる。

現実の海峡において海水交換のメカニズムを正しく評価するにはラランジ的な観測が重要である。ラランジ的な観測は不行一的な観測に比べ数段難しく、これまで行なれなかつた(兼流ハカキなどを使った観測はあるが個々の軌跡を把握することは困難である)。しかしながら、最近急速に海洋観測技術が進歩してきており、レーダーアイや人工衛星などを使って時々刻々の海水の動きを把握しようとする観測が試みられ、明るい見通しがもてるようになってきている。今後は、レーダー・アイなどを用いた観測面からの研究を進め、これほどの不行一的手法による交換率とラランジ的な手法によって得られる交換率との対応関係をつけると共に、観測と数値実験の両面から現実の海水挙動を明らかにしていくことが重要であろう。

## 謝辞

本研究を遂行するにあたり、指導・教励していただきました京都大学理学部 国司秀明教授 ならびに、今里哲久講師の両先生に心から感謝の意を表します。特に今里先生には惜しみなく有益な議論をいただいたことには御礼申し上げます。また、各様の数値的手法について有益な示唆をいただいたことには御礼申し上げます。また、電力中央研究所の如田明博士に感謝致します。同時に、心快く議論していただきました西勝世助手ならびに今脇資郎助手をはじめ、海洋物理学研究室の皆様にも感謝致します。なお、本研究の数値計算は京都大学大型計算機センターのM-190およびM-200によって行なわれました。あわせて感謝します。

# Appendix I

ある標識粒子が時刻 $t_{m-1}$ 時に $X(t_{m-1})$ (Fig. 22の黒丸)の位置にあったとしよう。その時、位置 $X(t_{m-1})$ における $X$ 成分の流速 $u$ 、及び $\frac{\partial u}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial u}{\partial y}$ はその周辺の格子点上において計算されているオイラー流速 $U_{i,j}$ ,  $U_{i+1,j}$ ,  $U_{i,j+1}$ 及び $U_{i+1,j+1}$ を使い、重み付き補間(距離に反比例する内挿)をほどこすことにより求められる。位置 $X(t_{m-1})$ における $Y$ 成分の流速 $v$ 及び $\frac{\partial v}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial v}{\partial y}$ も同様にして周辺の格子点上において計算されている $V_{i,j}$ ,  $V_{i+1,j}$ ,  $V_{i,j+1}$ 及び $V_{i+1,j+1}$ を用いて求められる。微小時間 $\Delta t$ 後(時刻 $t_m = t_{m-1} + \Delta t$ )のその標識粒子の位置 $X(t_m)$ は、これらを用いて(6)式より計算される(Fig. 22の白丸)。このようにして、更に次の $\Delta t$ 後の位置 $X(t_{m+1})$ もFig. 22のオイラー流速 $U_{i,j}$ ,  $U_{i+1,j}$ ,  $U_{i+2,j}$ ,  $U_{i+2,j+1}$ ,  $V_{i,j}$ ,  $V_{i+1,j}$ ,  $V_{i+2,j}$ 及び $V_{i+2,j+1}$ を用いて計算する。以上に述べた $\Delta t$ 間における粒子移動の計算においては、もし粒子が1格子間距離、即ち1Km以上移動すれば、 $\Delta t$ よりも小さい時間間隔(例えば $\frac{1}{2}\Delta t$ )を用い、(6)式の $\Delta t$ 間の時間積分を再計算する。また、粒子が岸から1Km以内の所へ移動した場合は、粒子が $\Delta t$ 間で粒子と岸との距離(直線距離)以上進んだならば、上と同様に、 $\Delta t$ よりも小さい時間間隔を用いて再計算する。このようにすれば、粒子が陸に上陸したり、あるいは海岸をとびこえたりすることを防ぐことができる。

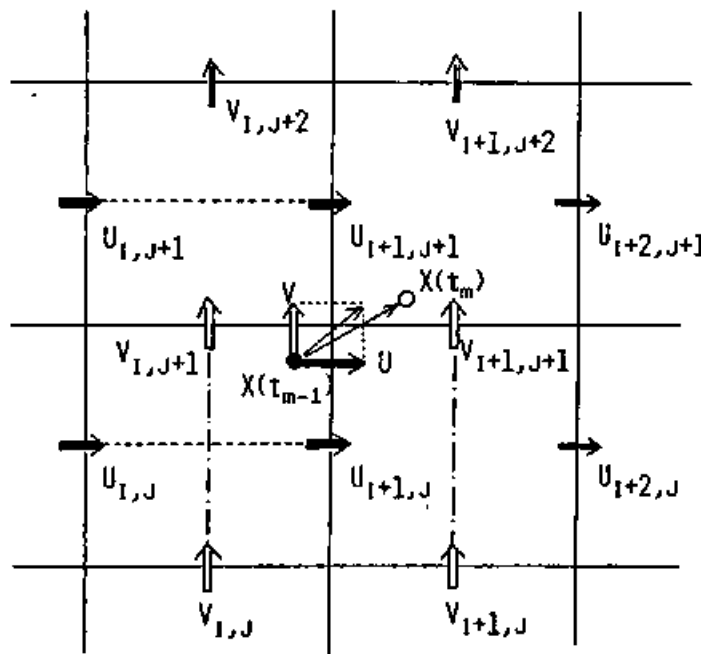


Fig. 22. Schematic diagram of the calculation of the particle motion.

## Appendix II

時刻  $t_m \sim t_{m+1}$  のステップ間において、ある粒子が持つ等方な乱流速度を  $u'(t_m) = (u, v)$  としよう。  $u'$  と  $v'$  の発生方法は全く同じなので、以下  $u'$  についてのみ議論する。

乱流速度がマルコフ過程を満足するならば、次のステップ (時刻  $t_m \sim t_{m+1}$ ) 間の乱流速度  $u'(t_{m+1})$  は次式から求められる (Hall, 1974)。

$$u'(t_{m+1}) = \rho u'(t_m) + \delta(t_m) \quad (A-1)$$

ここで、 $\rho$  は定数、 $\delta(t_m)$  は平均値 0、標準偏差  $\sigma$  なる正規分布をした乱数であり、 $u'$  とは独立である。

$n \cdot \Delta t$  間の相関係数  $R(n\Delta t)$  は  $R(n\Delta t) = \rho^n$  となるので、積分時間スケール  $T_L (= \int_0^\infty R(s) ds)$  が時間間隔  $\Delta t$  より十分大きいならば ( $\Delta t \ll T_L$ )、定数  $\rho$  は以下のように近似される。

$$\rho \simeq \exp(-\Delta t / T_L) \quad (A-2)$$

また、 $\delta$  の標準偏差  $\sigma$  は (A-1) 式の両辺の分散を求めることにより、 $\rho$  を使って以下のように与えられる。

$$\sigma = \sigma_u \sqrt{1 - \rho^2} \quad (A-3)$$

ここで、 $\sigma_u$  は等方な乱流速度の標準偏差を示している。従って、 $\rho$  と  $\sigma_u$  がわかると (A-1) 式より一連の乱流速度が求まる。

さて、正規分布をした乱数  $\delta(t_m)$  は数値的に発生させられた多数の一樣乱数を使って求めるのであるが、これに関してはこれまでに種々の方法が考えられている (例えば 津田, 1969)。現在の場合、多数の粒子について、しかも 3 次元周期間という長時間にわたって乱れを発生させる必要があるため、簡便な中心極限定理による方法 (但し一樣乱数は混合合同法により発生させる) を使い、 $\delta(t_m)$  を得た。

乱流速度の標準偏差  $\sigma_u$  は、乱流拡散係数を使って以下のように求めることができる。粒子群の分散  $\bar{Y}^2$  は、積分時間スケール  $T_L$  より大きな時間 ( $t \gg T_L$ ) においては、次式を満足する。

$$\begin{aligned} \bar{Y}^2 &= 2\sigma_u^2 \iint R(s;t) ds dt \\ &\simeq 2\sigma_u^2 T_L \cdot t \end{aligned} \quad (A-4)$$

(A-4)式より、乱流拡散係数 $K$  (又は分散係数)は、次のように表わしえる。

$$K = \frac{1}{2} \frac{d\bar{Y}^2}{dt} = \sigma_u T_L \quad (A-5)$$

従って、拡散係数 $K$ 及び積分時間スケール $T_L$ が与えられると、(A-5)式から $\sigma_u$ が求められる。また、粒子群の分散 $\bar{Y}^2$ は (A-5)式を使って 次のように表わしえる。

$$\bar{Y}^2 = 2Kt \quad (A-6)$$

それ故、分散 $\bar{Y}^2$ の大きさがわかれば、それに対応する分散係数 $K$ を (A-6)式から評価できる。



References:

- Bowden, K. F. (1965): Horizontal mixing in the sea due to a shearing current. *J. Fluid Mech.*, 21, 83-95.
- Dyer, K. R. (1973): *Estuaries: A physical introduction*. John Wiley & Sons Ltd., London, 140pp.
- Flather, R. A. and N. S. Heaps (1975): Tidal computations for Morecambe Bay *Geophys. J. Roy Astr Soc.*, 42, 489-517
- 藤森研一, 梅宮隆昌, 内田豊彦, 園山哲夫 (1976): 伊勢湾水理模型実験と現地調査第2報—伊勢湾の海水交流について—。第23回海岸工学講演会論文集, 518-523.
- Hall, C. D. (1975): The simulation of particle motion in the atmosphere by a numerical random-walk model *Quart. J. Roy Met. Soc.*, 101, 235-244
- Hansen, W (1956): Theorie zur Errechnung des Wasserstandes und der Stromungen in Randmeeren nebst Anwendungen. *Tellus*, 8, 287-300.
- 速水鏡一郎, 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.
- 樋口明生, 武岡英隆, 北川吉男 (1976): 瀬戸内海における海水交流の実験的研究(Ⅱ)。京都大学防災研究所年報第19号B, 411-421.
- Imasato, N., T Awaji and H. Kunishi (1980): Tidal exchange through Naruto, Akashi and Kitan Straits. *J. Oceanogr. Soc Japan*, 36, 151-162.
- 川村雅彦, 清水若輔, 小山治行, 中島秀夫, 前川力 (1975): 豊後水道の潮流と拡散係数。海と空, 50, 43-58.
- Leendertse, J. J. (1971): A water-quality simulation model for well-mixed estuaries and coastal seas. *Rand corporation (Vol 2)*, 156pp.
- Longuet-Higgins, M. S. (1969): On the transport of mass by time-varying ocean currents. *Deep-Sea Res.*, 1, 431-447
- 中田英昭, 平野敏行 (1976): 瀬戸内海における海水の交流・交換について。水産海洋研究会報, 第29号 7-14.

- Okubo, A. (1967): The effect of shear in an oscillatory current on horizontal diffusion from an instantaneous source. *Int. J. Oceanol. Limnol.*, 1, 194-204
- Parker, D. S., D. P. Norris and A. W. Nelson (1972): Tidal exchange at Golden Gate. *ASCE J. Sanitary Eng. Div.*, 98, 305-323.
- Sommerferd, A. (1962): 熱力学及び統計力学 (理論物理学講座V). 講談社, 408pp.
- Stokes, G. G. (1847): On the theory of oscillatory waves. *Trans. Cambridge Phil. Soc.*, 8, 441-455.
- Sullivan, P. J. (1971): Longitudinal dispersion within a two-dimensional turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.*, 49, 551-576.
- Taylor, G. I. (1953): Dispersion of solute matter in solvent flowing slowly through a tube. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, 219 A, 446-468.
- Tee, K. T. (1976): Tide-induced residual current, a 2-D nonlinear numerical tidal model. *J. Mar. Res.*, 34, 603-628.
- 津田孝夫 (1969): モンテカルロ法とシミュレーション. 培風館, 177pp.
- Wada, A. and M. Kadoyu (1975): The flow condition and the diffusion characteristics in the Seto Inland Sea. *Coastal Eng. Japan*, 18, 143-154.
- 和田明, 角場正剛 (1976): 瀬戸内海における水粒子運動の数値シミュレーション. 第20回水理工学講演会論文集, 191-196.