

潮流の再現性に関する研究

橋 本 宏*・宇 多 高 明**

1. はじめに

一般に潮流流の卓越する場において半島や突堤などが存在すると、その周囲には地形性の渦が発生し、周囲の地形や混合過程は特長あるパターンを示す。このような地形性渦の発達と消滅の過程は極めて興味深い問題である。堀川・玉井・田中¹⁾は実験的にこれらの現象を調べ、その特性を明らかにするとともに、渦による分散のモデルを提案した。

一方、この地形性渦の存在は潮汐残渣流を発生させると考えられるが、樋口・柳²⁾はこのような流れについて実験的に調べ、また現地観測を行って実際にこのような流れが生ずることを明らかにした。

ところで、以上の基本的問題を調べる場合に数値シミュレーションによる方法³⁾も考えられる。数値計算は現在益々盛んに利用されており、FEM の応用なども図られている。しかし数値モデルは係数値や境界条件、格子間隔、計算時間間隔の決め方などに問題があり、しかも境界値問題としてこれらの条件が決れば一つの解が得られるものの、その信頼性に問題が残されることが多い。また、潮汐残渣流についてはそれが二次のオーダーのものであるため、一次の流速の再現性が図られねば充分な予測は不可能である。

上記の理由からここではまず最初に突堤モデルを用いて地形性渦を実験的に発生させ、その周囲の流れの特性を明らかにし、次にこれらの実験値に対応させて数値計算を行い、数値計算手法による潮流の再現性について検討した。

2. 実験方法

実験は図-1に示す長さ9 m、幅8 mの平面水槽を用いて行った。周期流を発生させるには、正弦波信号発生装置の信号をサーボ増幅して流量制御弁の開度（流量に比例）を正弦波状に変化させる方法を用いた。

地形性の渦を発生させる構造物としては構造が最も簡単で数値計算との比較が容易な突堤を選択し、突堤長は実物で約540 mとした。また水深は20 m、周期は半日周期を考慮して720分とした。実験では歪模型を考え、

水平方向の縮尺を1/360、鉛直縮尺を1/100とした。

これらの値を用いて模型の条件としては、水深が20 cm、突堤長1.5 m、周期20 minと決めた。ただし突堤には厚さ15 cmのブロックを用いた。また代表流速としては5 cm/sec程度とした。また粗度については、粒径が各々30, 10, 5 mmの砂利を千鳥状に配置したものと、モルタル床($k_s \approx 1$ mm)を用いた。

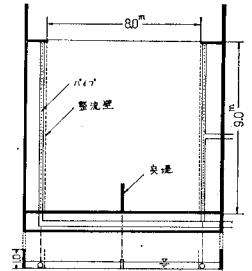


図-1 実験装置

流れは一樣流速を与える必要があるが、このためには trial and error の方法で条件を定めた。すなわち、流速の大きい所ではパイプに等間隔で開いた穴をゴム栓で塞ぎ、また整流壁のステラシートの厚さを変えて流れを調節した。

測定は、流況、拡散係数、水位について行った。まず流況測定はフィルムケースを利用して中立フロートを作成し、これを約8 mの測定台上から5秒おきに写真撮影して求めた。拡散係数はフローレッセンを投入し、その拡がり状態を写真撮影して求めた。水位はサイホンを利用した水位計で測定した。

3. 解析方法

実験に対応させた計算として差分法(ADI)を用いた数値計算を行った。数値計算の基本式は下記の通りである。ただしここでは計算法についてはふれないことにする。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{2M}{H} \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{N}{H} \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{M}{H} \frac{\partial N}{\partial y} = -g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} + L\rho^2 M - \gamma_i^2 U \sqrt{U^2 + V^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{M}{H} \frac{\partial N}{\partial x} + \frac{N}{H} \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{2N}{H} \frac{\partial N}{\partial y} = -g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} + L\rho^2 N - \gamma_i^2 V \sqrt{U^2 + V^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

* 正会員 建設省土木研究所海岸研究室長

** 正会員 工修 建設省土木研究所海岸研究室

ここに, M, N は x, y 方向の流量, η は水位, L は渦動粘性係数, γ_b^2 は底面摩擦係数, h は水深である. また H は $H=h+\eta$ で表わされる.

更に, 潮汐残渣流をオイラー流に定義³⁾し計算した. 流速を $u_R=(U_R, V_R)$ とおけば, 式(4)が成立する.

$$u_R = \frac{1}{T} \int_0^T u dt \quad \dots\dots\dots (4)$$

4. 定常流の再現性

最初に流れに対する粗度の効果を調べるために定常流の実験を行った. 図-2と図-3は粗度変化による流況変化の代表例を示すものである. 図-2では $\gamma_b^2 \approx 0.0027$ であり, 図-3はこの約3倍の粗度である. ただし, これらの粗度は対数則にしたがって決めたものである. 図-2では流体の慣性力が卓越し, 楕円型の循環流が明瞭に見られる. 一方, 図-3では後流渦は極めて弱くなり, 死水域としての傾向が強くなっている.

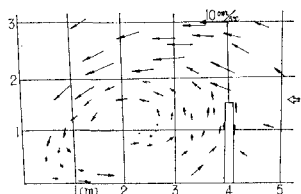


図-2 流況図 ($k_s \approx 1$ mm, $\gamma_b^2 \approx 0.0027$)

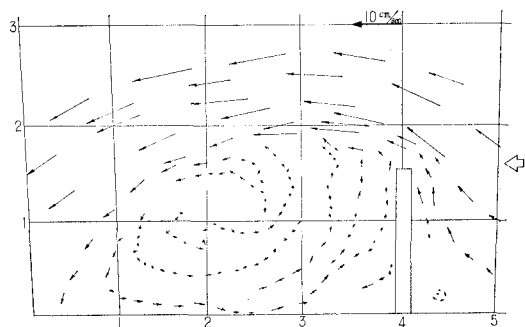


図-3 流況図 ($k_s \approx 30$ mm, $\gamma_b^2 \approx 0.0087$)

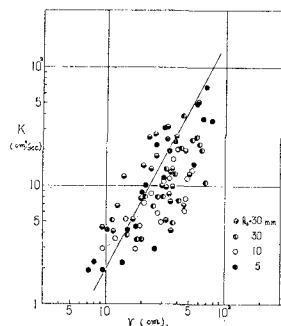


図-4 拡散係数と等価半径

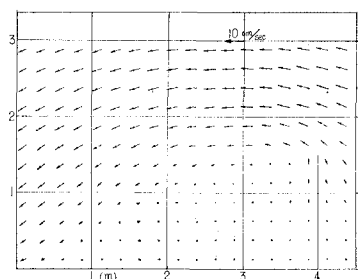


図-5 流況図 ($\gamma_b^2 \approx 0.0027$)

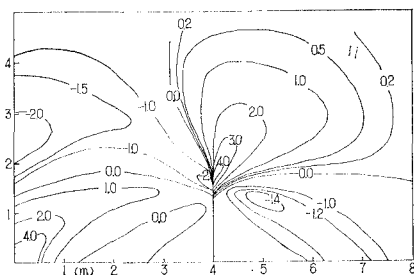


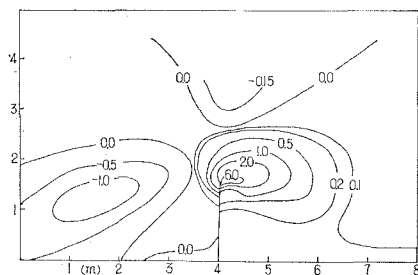
図-6 運動方程式の各項の値 $\left(\frac{2M}{H} \frac{\partial M}{\partial x} \right)$

ところで, これらの流速分布の数値計算による再現性を調べるためには渦動粘性係数を求めなければならない. このためフローレッセンを投入して拡散係数を求めたのが図-4である. 図-4は拡散係数を等価半径との関係において図示している. 図中 $k_s=30$ mm の場合が2種類あるが, ●印は10 cm 格子の格子点にのみ砂利を配置したものであり, ○印のものは 10×10 cm の面内に砂利を敷きつめ, これを千鳥状に配置した. 他の粒径のものは後者と同じ配置を用いた. 図-4によれば, 拡散係数は粗度の変化にあまり依存せず, パラツキはあるものの, 全体的には樋口・杉本⁴⁾らが指摘しているのと同様に2乗則に従っている.

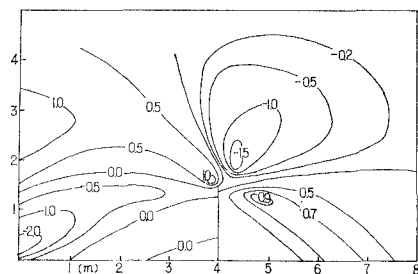
数値計算は格子間隔を25 cm として行った. したがってこれよりも小さな径の渦の効果は渦動粘性係数の中に含まれると考えられる. このため図-4において $r=25$ cm とおけば, $K \approx 10$ cm²/sec となる. 拡散係数と渦動粘性係数が等しいと仮定すれば, $L \approx 10$ cm²/sec とおくことができる. この係数値を用い, 両境界において一定流量を与えて流況を計算した一例が図-5である. ただし計算時間間隔は1 sec とした. この図は図-2の流速分布に対応する. この両者を比較すると, 基本的なパターンに関して流れの再現性はあまり良好ではない. 相違する主な点としては次の諸点が考えられる.

- ①後流渦の中心が計算値の方が突堤に近くなっている.
- ②後流渦の形態が実験では円みを帯びているが, 図-5では死水域に近く, パターンとしてはむしろ図-3の流速分布に近い.
- ③後流部分の流速が計算値は小さい.

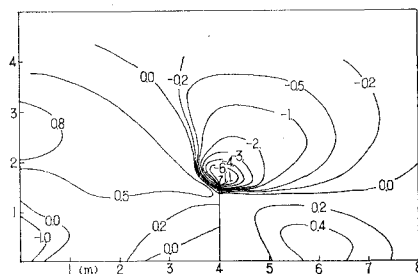
これらの基本的な相違が起きた原因には, 摩擦係数, 渦動粘性係数の取り方, 非線型項とその差分形式, 格子・計算時間間隔, あるいは境界条件の与え方などが考えられる. この点を更に明らかにするために運動方程式の各項の値の平面分布を描いたものが図-6から図-9である. これらの図のうち, 図-6から図-8は非線型項を示し, 図-9は水面勾配項を示している. ただし図中の数値の単位は cm²/sec² であり, また拡散項および底面摩擦項はこれらの図の値よりも1オーダー小さいため



図—7 運動方程式の各項の値 $\left(\frac{N}{H} \frac{\partial M}{\partial y} \right)$



図—8 運動方程式の各項の値 $\left(\frac{M}{H} \frac{\partial M}{\partial y} \right)$



図—9 運動方程式の各項の値 $\left(g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)$

省略した。

これらの図より流れを主に支配しているのは非線型項と水面勾配項であることがわかる。このような突堤モデルでは拡散項は二次のオーダーであることは明らかであるが、この点を更に明確にするため渦動粘性係数を $L=0, 5, 100 \text{ cm}^2/\text{sec}$ と変えて計算を行った。渦動粘性係数の大きい $L=100 \text{ cm}^2/\text{sec}$ の場合には後流域の反流部は極めて小さくなり、また流速も減少する。一方、 $L=0 \text{ cm}^2/\text{sec}$ のときは図—5の流速分布とほとんど一致した。このため実験値と計算値の相違する原因として渦動粘性係数の値に問題があるという可能性は低い。

次に境界条件の与え方については、下流側の境界で境界面に沿う流速を強制的に与えるなどの検討を行ったが境界近傍を除き、全体的な流速のパターンについては変化は生じなかった。

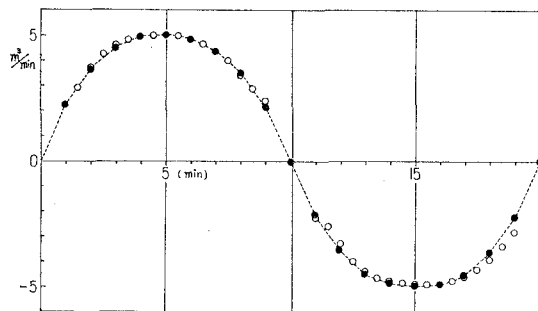
更に摩擦係数については $\tau_b^2=0.0027$ 以外に $0.0043, 0.0055, 0.0087$ において計算を行ったところ、反流部の最大流速は $\tau_b^2=0.0027$ の場合の 1.00 cm/sec より、各々 $0.98, 0.97, 0.93$ と変化する程度で全体的な流れのパターンは変らなかった。

最後に計算時間間隔 (Δt) に関しては、 $\Delta t=2 \text{ sec}$ として計算したが、約 1000 秒後の流速の収束値でみる限り、 $\Delta t=1 \text{ sec}$ の場合との差は高々 1% であった。また格子間隔 (Δs) は解に相当の影響を持つ可能性もあるが、合理的な計算時間との関係からすれば Δs を限りなく小さくすることは不可能であり、むしろ適当な Δs での計算の可能性を追求する必要がある。

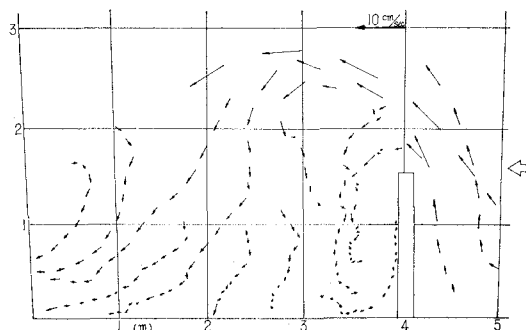
以上の点から判断すると、定常流において実験値と計算値が相違する基本的問題は、この現象は非線型性が強いいため、非線型項のとり方とその差分近似に問題があるためではないかと考えられる。しかしながら、非線型項とその差分式について他の形式を用いた計算は、より詳細なメッシュを持った計算とともに十分に検討することはできなかった。

5. 非定常流の再現性

潮流としては図—10示すように 20 分周期で流量を周期的に変化させた。ただし図中白丸は測定値であり、黒丸は計算に用いた値を示している。またこの流量は総流量であり、各点の流量は幅 9 m で割る必要がある。この場合の流況が図—11より図—16である。ただし、



図—10 流量の変化



図—11 流況図 ($\theta=3\pi/10$)

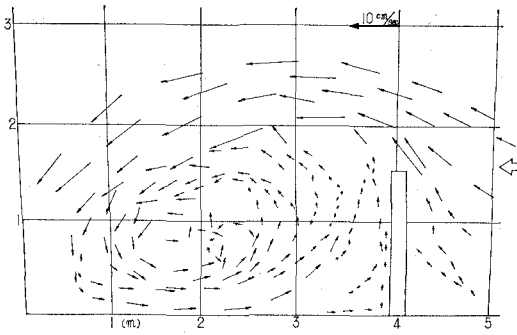


図-12 流況図 ($\theta=\pi/2$)

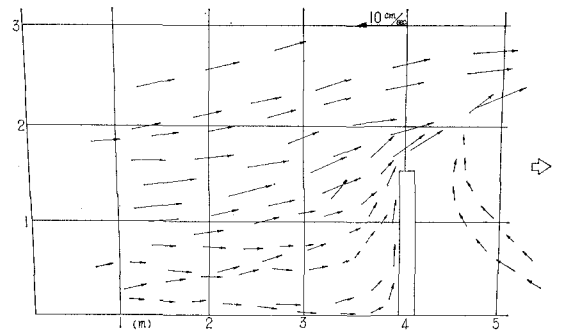


図-16 流況図 ($\theta=3\pi/2$)

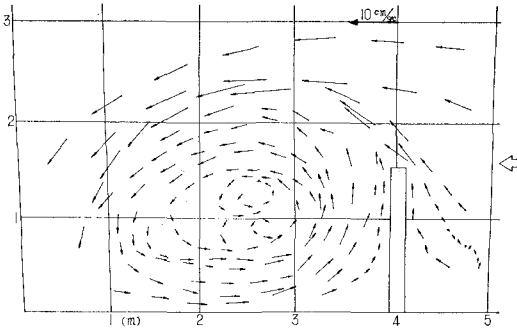


図-13 流況図 ($\theta=7\pi/10$)

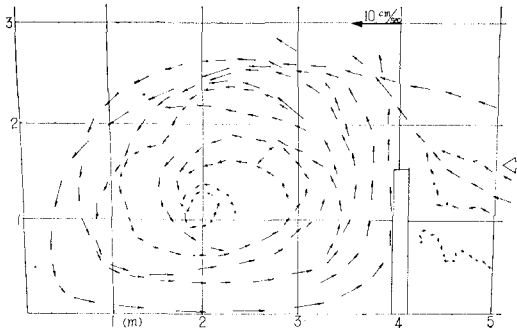


図-14 流況図 ($\theta=9\pi/10$)

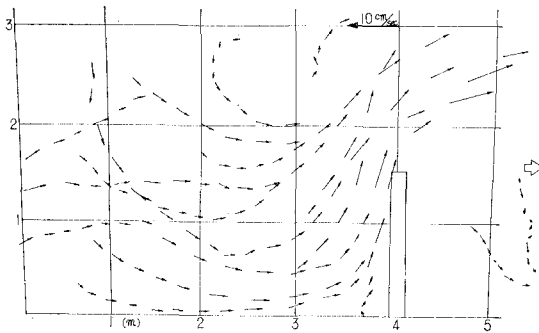


図-15 流況図 ($\theta=11\pi/10$)

この場合の粗度はモルタル床を用いている。またこれらの流況図は2分間のフロートの動きから決定したもので

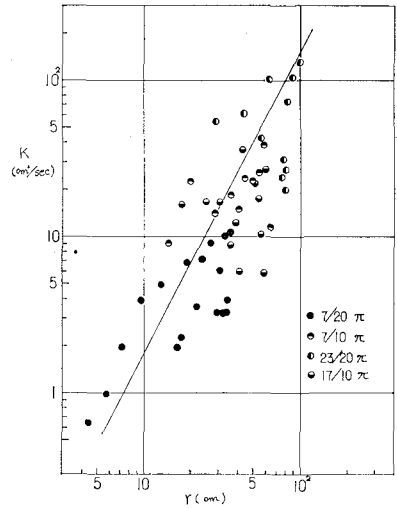
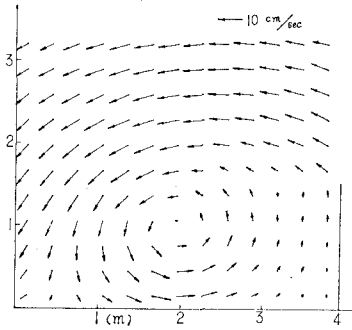
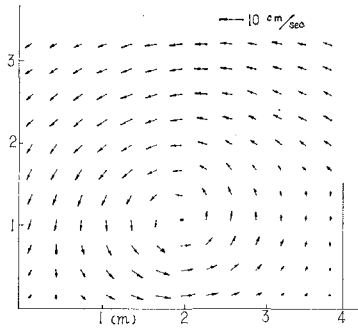
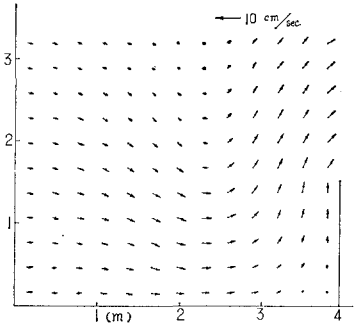


図-17 拡散係数と等価半径

ある。

図によれば、突堤の先端において後流渦が発生し、その後その渦は成長し、 $\theta=7\pi/10$ 付近で最も強い循環を持つに至るが、流速の減少と共にこの後流渦はスケールを増し、渦自身の揚力によって上方へ移動する。やがて流れは逆転し、渦は消滅する。このような非定常流の特長ある流速の時間的変化は、振動流中において砂漣の前後に発生する渦と良く類似していることは興味深い。またこれらの図より、突堤の左側の壁面近くでは流れは常に突堤方向に流れることから、突堤の先端方向へ流れる潮汐残渣流が発生することがわかる。

次にこれらの流況に対応させた計算を行うために、定常流の場合と同様にフローレンセンを投入して拡散係数を求めたものが図-17である。この場合も全体的には2乗則にしたがう。ただし図中の位相角に関しては図-10~16を参照すれば、 $0 \leq \theta \leq \pi$ では投入点は反流域にあり、 $\pi \leq \theta \leq 2\pi$ では順流域にある。平均的に見れば、逆流・加速時で拡散係数は $5 \sim 10 \text{ cm}^2/\text{sec}$ で最も小さく、減速時には $10 \sim 20 \text{ cm}^2/\text{sec}$ と2倍程度になる。一方、順流・加速時には $50 \sim 100 \text{ cm}^2/\text{sec}$ に達し、また減速時

図—18 流況図 ($\theta=\pi/2$)図—19 流況図 ($\theta=9\pi/10$)図—20 流況図 ($\theta=11\pi/10$)

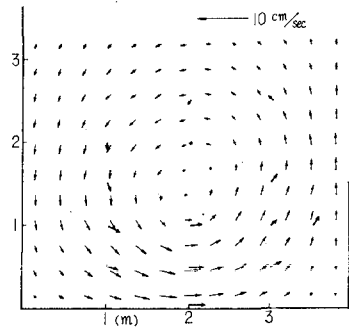
には $10\sim 20\text{ cm}^2/\text{sec}$ 程度になっており、流速の変化と共に周期的に変化している。

拡散係数の時間的変化が存在するもののその関数型は明確ではないので、計算では渦動粘性係数としては代表的な値を与えることとした。計算は $\Delta s=30\text{ cm}$ としているため、図—17 で $r=30\text{ cm}$ とおいて代表的な拡散係数を求めると、約 $20\text{ cm}^2/\text{sec}$ となる。拡散係数が渦動粘性係数と等しいとすれば、 $L=20\text{ cm}^2/\text{sec}$ となる。この値を用い、また $\gamma_0^2=0.0027$ 、 $\Delta t=1\text{ sec}$ として計算した流況が図—18 から図—20 である。実験と計算の対応した位相における流況を比較すると、実験値は2分間のフロートの動きから決定されたものであり、一方計算は断面平均流速を与えていることを考慮すれば、全体的な流れのパターンや後流渦の発達と消滅の過程はかなり良く再現されていると言えよう。ただし計算では後流渦の最強流速は $\theta=\pi/2$ で生ずるが、実験ではむしろ $\theta=7\pi/10$ において生じる傾向があり、多少の位相差が存在する可能性もある。

以上のように非定常流の再現性が定常流よりも良い理由としては時間変化項が大きくなったため、非線型項の効果が相対的に弱まったことによると考えられる。

さて、計算では $\Delta t=1\text{ sec}$ としたが、これは Courant-Friedrichs-Lewy の条件と比較すると約5倍大きい値である。通常 Implicit 法による計算は無条件に安定で Δt の選択は解の精度によると言われるが、この点を調べるために、 $\Delta t=2, 3, 4\text{ sec}$ として計算を行った。この結果、 $\Delta t=4\text{ sec}$ では計算は発散した。また $2, 3\text{ sec}$ の場合は、順流時は $\Delta t=1\text{ sec}$ の値とほとんど一致したが、後流渦の最大流速を与える位相が $\pi/2$ より $3\pi/5, 4\pi/5$ と変化した。したがって後流渦の再現性を問う場合は計算時間間隔の選択が重要な問題となることがわかる。

最後に潮汐残流流を示すのが図—21 である。ただし実験値(太い矢印)は代表点でのみ求めている。実験と計算はかなり良い一致をみている。潮流によって突堤の先端へ向かう流れが発生しているが、このような流れによって突堤の周囲には特長的な地形変化が生ずる可能性



図—21 潮汐残流流 (実験と計算値の比較)

がある。

6. あとがき

潮流の数値計算による再現性を調べるために模型実験を行うと共に、これに対応した数値計算を行い両者の比較を行った。この結果非定常流については計算時間間隔を適切に選択すれば、突堤の周囲にできる後流渦の発達と消滅の過程や、更に潮汐残流流についてもかなり良く再現されることを明らかにした。

一方、定常流に関しては計算による再現性は必ずしも良くなかった。この原因は非線型項のとり方とその差分形式に問題があったためであろうと考えられる。

参考文献

- 1) 堀川清司・玉井信行・田中寛好: 潮汐流の影響を受ける拡散現象の基礎的研究, 第20回海講論文集, pp. 209~213, 1973.
- 2) 樋口明生・柳 哲雄: 潮汐残流流の基礎的研究, 第22回海講論文集, pp. 213~218, 1975.
- 3) Tee, K. T.; Tide-induced residual current, a 2-D nonlinear numerical tidal model, J. Mar. Res., Vol. 34(4), pp. 603~628, 1976.
- 4) 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 (II), 京都大学防災研究所年報, 第11号 B, 昭 43. 3, pp. 447~461.