

潮汐残渣流の生成機構と潮汐水理模型での再現性について

安田 秀一*・早川 典生**

1. まえがき

沿岸海域での潮流現象の中で、潮汐残渣流は物質輸送に極めて大きい影響を及ぼすことが知られている。しかし潮流の非線形効果によって生成される潮汐残渣流の発生維持のメカニズムは複雑で、水理模型や数値模型で定量的に再現させることは未だ困難なのが現状である。瀬戸内海の燧灘では 1971 年 8 月に第六管区海上保安本部によって潮流観測が行われ、25 時間平均の恒流図が報告されているが¹⁾、瀬戸内海水理模型（水平縮尺 1/2000、鉛直縮尺 1/160）のもの²⁾とは異なるパターンを示している（図-1）。樋口ら^{3),4)}の報告によると同地形の場合には与える諸条件によって潮汐残渣流の大きさは変わることはあってもパターンが変わることはない。水理模型での恒流と違って現地での恒流は必ずしも潮汐残渣流とはかぎらないが、水理模型と現地でのこのような相違は、潮汐残渣流の発生機構がこれまで取扱われてきた水平偏向地形タイプ（地形の水平的急変による剥離に起因）とは異なったものもありうることを示唆している。本研究では、新たに陸岸境界層も水平的な潮汐残渣流を生成することを理論解で示し、更に水理実験で樋口らのタイプの潮汐残渣流を粗度抵抗で制御することを試み、水理模型内での再現性についても考察しようとするものである。

2. 陸岸境界層による潮汐残渣流

陸岸境界層によって生成される潮汐残渣流を理論解で求めるために図-1のような矩形の湾を想定した。湾の水深 h は長さ L や幅 $2W$ よりも十分に小さく幅もまた長さよりは短いとし、湾内の潮流は湾口 ($x=0$) より均一に進入する単一の正弦波によって誘発されるものとする。これらの条件のもとで湾内の潮流を支配する方程式は次のように簡略化して表わすことができる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial \chi}{\partial x} + \nu_H \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$u\xi = -\frac{\partial \chi}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (2)$$

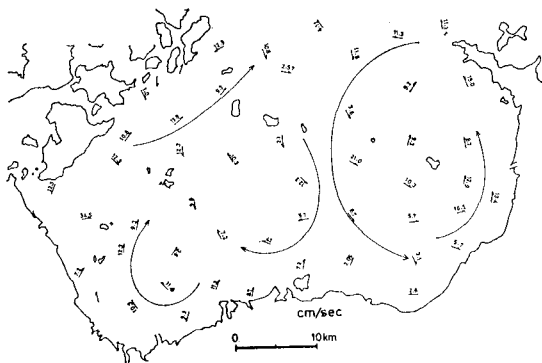


図-1 (a) 恒流ベクトル分布 (現地)

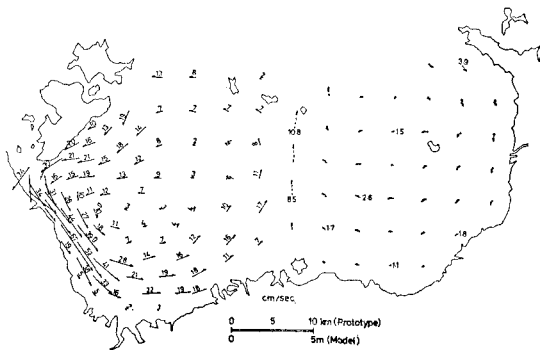


図-1 (b) 恒流ベクトル分布 (水理模型)

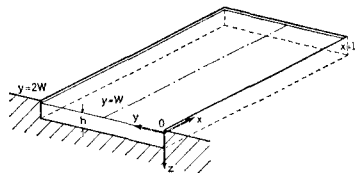


図-2 モデル湾

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで u , v は各 x , y 方向の鉛直平均流速, $\chi = g\eta + (u^2 + v^2)/2$, $\xi = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$, ν_H は水平渦動粘性係数である。なお潮流の水平的な非線形効果の発生には水平粘性係数が本質であるとしてここでは底面からの摩擦の

* 正会員 中国工業技術試験所内海水理研究室
** 正会員 Ph.D. 中国工業技術試験所内海水理研究室室長

項は省略した。ところで湾内の潮流はまず湾口から進入した潮汐波によってそれと同周期の基本振動潮流が生じ、それがさらに二次的な流れを発生させると考え、まず基本振動潮流を求めた。その際に、その x 方向分布は、振動流の形成する境界層の幅が湾の幅よりも十分に短かく、湾の固有振動周期も潮汐の周期より十分に短いという条件を付加し、その振幅は湾奥に向って直線的に減衰する形で近似した。 y 方向分布は (1) 式に基づいて次の方程式から求めた。

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = F(x) \cos \omega_1 t + \nu_H \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

それによると湾内の潮汐振動流は次のように示される。

$$u_1(x, y, t) = U_1 \left(1 - \frac{x}{L} \right) \cdot \{ \sin \omega_1 t - e^{-\beta_H y} \sin(\omega_1 t - \beta_H y) \} \quad \dots\dots\dots (5)$$

但し、潮汐の振幅を η_a とすると $U_1 = \omega \eta_a L / h$ 、 $\beta_H = (\omega / 2\nu_H)^{1/2}$ である。また湾は $y = W$ で対称であることからここでは解は $y = 0$ から $y = W$ までの半分を対照としており、境界条件は $y = 0$ ですべらないということと $y = W$ で渦度は 0 を仮定した。

次に (1)~(3) 式から基本振動流に関するものを差し引くと次のような定常流（潮汐残渣流）と倍潮流よりなる二次流（添字 2）を支配する方程式が得られる。

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} = -\frac{\partial \chi_2}{\partial x} + \nu_H \frac{\partial^2 u_2}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$u_1 \xi_1 = -\frac{\partial \chi_2}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial t} + h \left(\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial y} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで $u_1 \xi_1$ は基本振動流による定常成分と倍潮成分の生成項である。ところで定常成分については (8) 式から流線関数 ϕ_s を $u_s = \partial \phi_s / \partial y$ 、 $v_s = -\partial \phi_s / \partial x$ のように定義でき、(5)、(6) 式から定常成分である潮汐残渣流の ϕ_s についての渦度方程式が次のように書き表される。

$$\nu_H \frac{\partial^4 \phi_s}{\partial y^4} = -\frac{\partial(u_1 \xi_1)_s}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ξ_1 はここでは $-\partial u_1 / \partial y$ で近似でき (5) 式から (9) 式の右辺を計算できる。 ϕ_s についての境界条件を $\phi_s = \partial \phi_s / \partial y = 0 (y = 0)$ と $\phi_s = \partial^2 \phi_s / \partial y^2 = 0 (y = W)$ とおいて (9) 式を解くと次のような解を得る。

$$\begin{aligned} \phi_s = & \frac{2U_1^2}{\omega_1 L} \sqrt{\frac{2\nu_H}{\omega_1}} \left(1 - \frac{x}{L} \right) \left\{ -\frac{e^{-2\beta_H y}}{8} \right. \\ & - \frac{e^{-\beta_H y}}{2} (\sin \beta_H y + \cos \beta_H y) \\ & - \frac{2\beta_H W - 5}{16W^3} y^3 + \frac{6\beta_H W - 15}{16W^2} y^2 \\ & \left. - \frac{1}{4}\beta_H y + \frac{5}{8} + O(e^{-\beta_H W}) \right\} \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

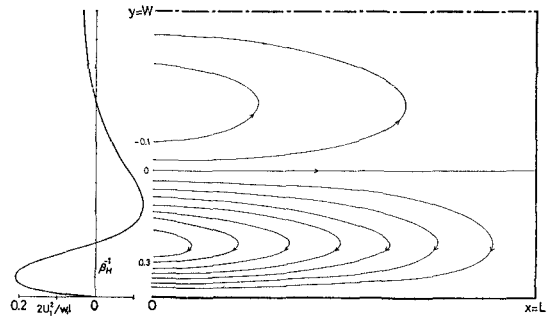


図-3 潮汐残渣流の流線と速度分布

これによって得られる $W = 10\beta_H^{-1}$ の場合の流線関数と速度分布を 図-3 に示す。この図からもわかるように陸岸境界層タイプの潮汐残渣流は振動成分のシアの強い陸岸境界層内を振幅の小さい湾奥から振幅の大きい湾口へ向うという特徴をもっている。

3. 水理実験での潮汐残渣流への粗度効果

既報²⁾で、水理模型内では剝離に伴う潮汐残渣流が観察され、小縮尺の水理模型では潮汐残渣流や潮流のシアが強く現われやすいことを報じた。しかし第六管区海上保安本部による釜瀬の潮流観測結果からは剝離に伴う潮汐残渣流が卓越しているように見られない (図-1)。そこで水理模型で現われやすい剝離タイプの潮汐残渣流を抑制する手段として粗度抵抗を取り上げ、その有効性を吟味するために樋口ら³⁾の実験と同じ地形境界での水理実験を行った。実験の平均水深は 8 cm で起潮装置で与えた潮汐の振幅は 0.8 cm、周期は 203 秒である。潮流の流速は湾内に密に浮べた径 33 mm のフィルムケースのふたを写真撮影しその移動を読み取り 102 の固定点における値を求めた。実験の粗度条件はモルタル仕上げのままの状態 (以下滑) と湾内に 5 cm 立方のブロック 200 個を均等に入れた場合 (以下粗) の 2 ケースである。

各点での流速値は調和解析により、潮汐残渣流ベクトル、その渦度、基本振動流 (起潮機と同周期) の 1 周期平均運動エネルギー、倍潮流の基本振動流に対する振幅の比について整理し、それぞれ 図-4 から 図-7 までに示す。(但しこれらは起潮開始後 5 周期以上経過して潮汐残渣流が周期的定常になった時の分布を表わしている) これらの図によると粗度抵抗がない場合は潮汐残渣流は湾内全体に卓越し、基本振動流は側壁の方へ片寄り、倍潮流も著しく強い。粗度抵抗の存在は流れの場を一様化させる効果をもち、上記の現象も効果的に抑制され、潮汐残渣流が形成する環流の中心も湾口へ近づいている。樋口ら³⁾は振動成分の非線形項の渦度の分布を求めてそれが残渣流の生成項であることを示しているが、図-6 のような振動成分の片寄りがこの非線形効果を生み出し

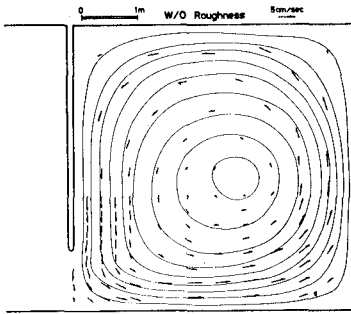


図-4 (a) 潮汐残渣流 (滑条件)

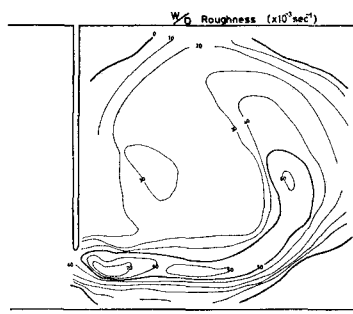


図-5 (a) 潮汐残渣流の温度分布 (滑条件)

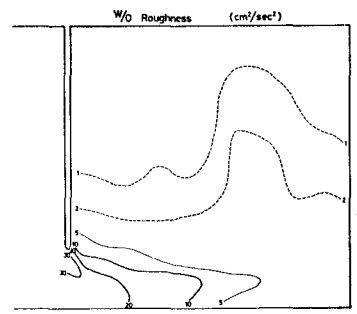


図-6 (a) 振動成分の運動エネルギー (滑条件)

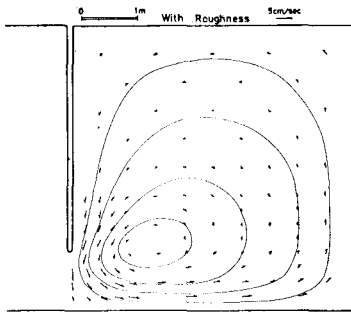


図-4 (b) 潮汐残渣流 (粗条件)

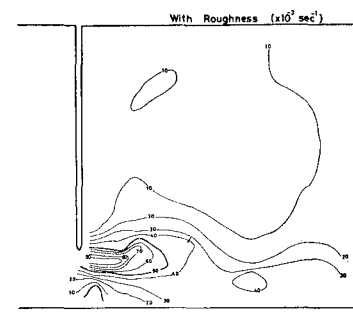


図-5 (b) 潮汐残渣流の温度分布 (粗条件)

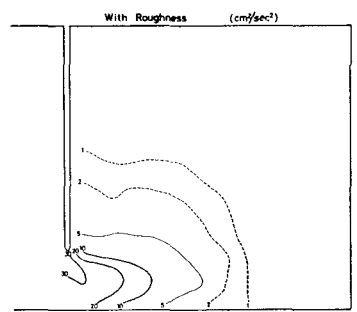


図-6 (b) 振動成分の運動エネルギー (粗条件)

ており、粗度条件での片寄りの程度の違いが図-4のような違いになって現れている。潮汐残渣流と倍潮流は(6)~(8)式に示したように基本振動流の二次的な流れとして対応するものであるが、図-7にはそれらの強さが粗度条件毎に対応している。

次にこの実験での潮汐残渣流の生成過程を記述する。まず起潮開始(低潮より)後初期はポテンシャル流のように流入するが上げ潮が強まると共に半島からの剝離による渦が生じ、その渦は次第に成長し上げ潮が終る高潮時に渦の径は最も大きくなる。上げ潮時の過程は2つの粗度条件でほとんど同様である。下げ潮は形成された渦のために半島の影の部分から始まり、海峡の半島寄りですく転流する。渦は下げ潮時に徐々に弱まり滑条件では下げ潮が終る低潮時でも維持されているが、粗条件では渦はほとんど消滅する。図-8

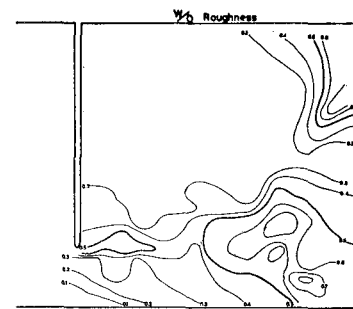


図-7 (a) 倍潮流と基本振動流の比 (滑条件)

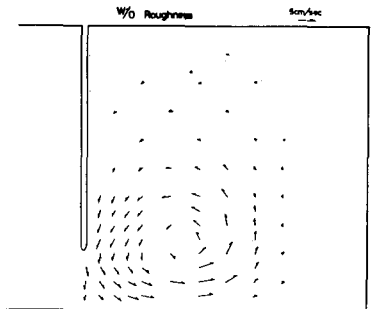


図-8 (a) 第1周期目の潮汐残渣流 (滑条件)

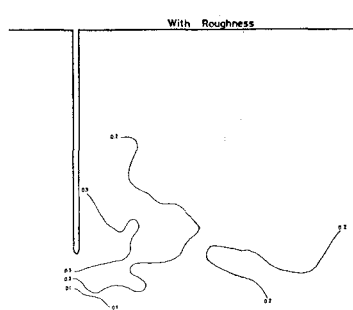


図-7 (b) 倍潮流と基本振動流の比 (粗条件)

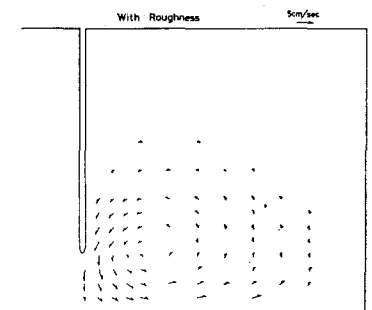


図-8 (b) 第1周期目の潮汐残渣流 (粗条件)

には最初の1周期間での潮汐残渣流を表す。粗条件では各周期が終る毎に渦は消滅するため図-8と図-4はほとんど同じパターンであるが、滑条件では周期が増す

毎に古い渦と新しい渦の合体が行われ次第に発達して図-4のような周期的定常状態が得られる。この状態では潮汐残渣流は振動成分よりも大きくなり、新たに湾口で

生成される渦はこの定常流に流されて湾内を循環する。

図-5 (a) の渦度の細長い分布は上げ潮時に湾口で形成された渦が定常流に沿って流される径路を表わしている。

ブロック粗度を入れたことによって流況はかなり変化した。が潮位については湾奥で 2~3% 減じた程度でこれは使用した水位計の誤差に近く、湾口から流出する体積輸送はほとんど変わっていないようである。粗度の数値的効果は幅 1 m の水路で Manning の粗度係数を求めて比較した。それによると粗度がない場合は $0.009 \sim 0.010 \text{ sec} \cdot \text{m}^{-1/3}$ で粗度がある場合は $0.022 \sim 0.023 \text{ sec} \cdot \text{m}^{-1/3}$ であった。

4. 燧灘での潮汐残渣流

図-1 に燧灘での現地と水理模型の恒流成分を表わしたが、水理模型の場合は来島海峡からの剝離に伴う潮汐残渣流が西部海域全体に観測され、さらにその補流として東部にも時計廻りの潮汐残渣流が誘発されている。現地の場合は東部では逆向きの反時計廻りの環流が見られ、西部も模型に比べてむしろ逆向きの傾向を示している。しかし来島海峡による小さな渦流が海峡のごく近くには存在しているようである。図-9 には潮流の M_2 成

分の振幅を示した。現地の場合は測点も少ないので大きな分布しか分らないが、前節の考察から、模型では西部を中心に剝離タイプの残渣流の卓越が認められ、現地では海峡のごく近辺を除いてこのタイプの潮汐残渣流は認め難い。そこで現地の M_2 成分の分布を見ると特に南岸で流速の勾配をもったシアア領域が広く存在するが、このシアアが以下に述べるように陸岸境界層タイプの潮汐残渣流を生成しているものと思われる。まず図-9 のような 2 本の測線を決め、その線上で読み取れる M_2 成分を図-10 のようにプロットした。左の 2 つが現地で右が水理模型の場合である。測線を y 軸とすると潮汐残渣流の流線関数の y 方向分布に関する渦度方程式は (9) 式に基づいて次のように表わせる。

$$\frac{d^2 \psi_s}{dy^2} = \frac{\left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial y}\right)_{SE} - \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial y}\right)_{SW}}{R \cdot \Delta l} \dots \dots \dots (11)$$

但し摩擦は簡単のために速度に比例する形で与えその係数を R とした。 E は東側、 W は西側の測線を表す。振動成分の速度分布 u_1 はそれぞれ図-10 で破線で表わした連続値として与え、(11) 式を解くための境界条件を陸岸の $y=0$ で $\psi_s=0$ 、 $y=\infty$ で ψ_s は有限値とするとその速度分布は図-10 の中央の実線のようにになる。こ

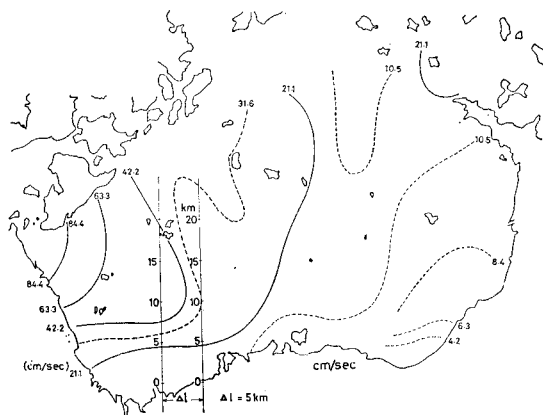


図-9 (a) M_2 潮成分の長軸の振幅分布 (現地)

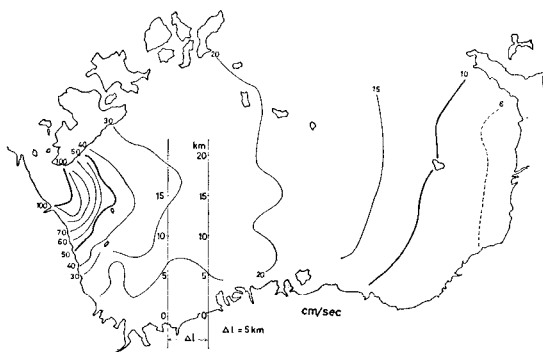


図-9 (b) M_2 潮成分の長軸の振幅分布 (水理模型)

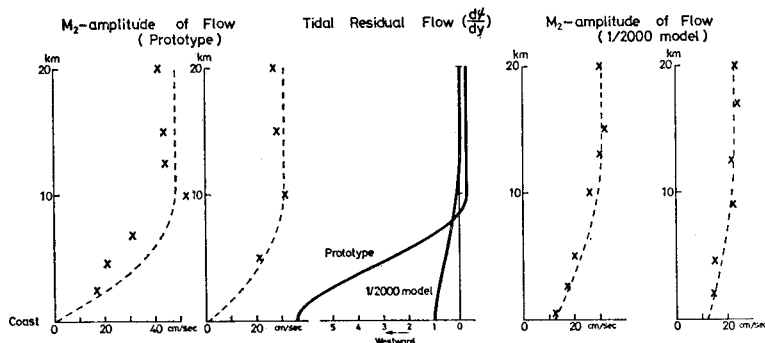


図-10 潮汐残渣流の発生説明図

れによると現地では模型に比べて1桁近く大きい陸岸境界層タイプの潮汐残渣流の生成力があり、図-1に示されている現地の西部の恒流の矢印もほぼ潮汐残渣流として説明できるのではないと思われる。東部の陸岸沿いについても現地の場合は潮流のシアの強い境界層域が明瞭に見られその中を振幅の小さい方から大きい方へ潮汐残渣流が生成されるのであろう。水理模型の場合は西部と同様に明瞭な境界層域は見られず(図-9)、その時計廻りの環流は西部の反時計廻りの環流の補流であると思われる。

5. 考察とまとめ

以上の解析を通して潮汐残渣流の成因には剝離によるものと陸岸の摩擦効果によるものが存在することを示し、前者は水理模型で現れやすく、現地では後者が発達しやすいことから、燧灘潮汐残渣流の現地と模型の相異を説明した。

剝離タイプの潮汐残渣流は上げ潮時に半島背後に生成された渦流が発達したものであるが、この渦流は一般的に Re 数が大きいほど大きく強いことが知られている。したがって水理模型では現地より Re 数が大きいと思われる、このことから相対的な乱れが模型では弱いことが推測できる。水理模型の灘部では現地より模型のほうのパワースペクトルのレベルが低い⁵⁾ という報告もこのこと

を裏付けている。既報²⁾でも縮尺の小さい模型ほど相対的な乱れが小さく実質的な渦動水平粘性係数が小さいのではないかということ述べたが、これらの事実は水理模型そのものがそのような傾向をもっていることを示している。

第3節の水理実験は粗度抵抗を有効に使うことにより水理模型における潮汐残渣流を修正できる可能性を示している。また燧灘現地の恒流分布は新たに観測結果も得ており、これらについてはいずれ次の機会に発表した。

本研究は環境庁一括計上の公害防止技術特別研究「瀬戸内海全域の汚濁予測に関する研究」の一環として行ったものである。また実験においては山崎宗広技官の御協力をいただいた。

参 考 文 献

- 1) 第六管区海上保安本部：燧灘の潮流，1973.
- 2) 安田秀一・樋口明生・早川典生：潮汐水理模型の縮率効果について，第24回海講論文集，pp. 577~581, 1977.
- 3) 樋口明生・柳 哲雄：潮汐残渣流の基礎的研究，第22回海講論文集，pp. 213~218, 1975.
- 4) 樋口明生・柳 哲雄：潮汐残渣流の基礎的研究(続)，第24回海講論文集，pp. 563~566, 1977.
- 5) 早川典生他9名：水理模型による瀬戸内海拡散現象の実験的研究，第24回海講論文集，pp. 496~499, 1977.