CIP-Soroban法による河道幅を考慮した汽水域二次元数値モデルの開発

CIP-SOROBAN METHOD FOR TWO-DIMENSIONAL ESTUARY FLOW WITH A RIVER WIDTH AND FREE WATER SURFACE

中村恭志[1]・小島崇[2]・石川忠晴[3]
Takashi NAKAMURA, Takashi KOJIMA and Tadaharu ISHIKAWA

[1]正会員　博(理)　東京工業大学大学院講師　総合理工学研究科（〒226-8502　横浜市緑区長津田町4259番G5-3）
[2]学生会員　東京工業大学大学院修士課程（〒226-8502　横浜市緑区長津田町4259番G5-3）
[3]フェロー　工博　東京工業大学大学院教授　総合理工学研究科（〒226-8502　横浜市緑区長津田町4259番G5-3）

A new two-dimensional numerical solver for a water flow in an estuary with a free water surface and arbitrary curved riverbed is proposed. In the proposed method, a three-dimensional k-ε turbulent flow model is averaged in a direction crossing a river and derived two-dimensional equations are solved by applying a CIP-Soroban method. By using the Soroban mesh system, while the physical condition on the surfaces of water body such as “dynamic condition” and “kinematical condition” are easily introduced, computational resolution can be improved effectively by gathering of computational grid points around an arbitral computational area in that the physical value such as salinity changes drastically. The proposed numerical model is applied to a reach of Tone River downstream from an estuary barrage and verification of the proposed method through comparisons with a series of field observation result.

Key Words : *CIP-Soroban method, numerical simulation, estuary flow with free water surface.*

1．序論

河川と海洋が接合する汽水域における水流動解析では，潮位による自由水面の変動や河床面の空間的な変化がしばしば重要となる．特に水面変動では，数cm程度の微小な変動が河川における大局的な流動を引き起こす要因となり，数値解析を行う場合には水塊のこれら境界面の微小な変動を，限られた粗い計算格子で正確に取り扱う手法が必須となる．このような汽水域の数値解析で課される「移動境界問題」を扱う方法として様々な数値計算手法が提案され続けている[1,2]．

筆者らも先の研究において，高精度移流解法であるConstrained Interpolation Profile (CIP)法[3]と自由な格子配置を可能とするSoroban格子法[4]を組合わせた，汽水域自由水面流れの数値解析モデル(CIP-Soroban法)を提案している[5]．先の研究では，丁度「算盤」の「珠」のように計算格子点を鉛直方向に自由に移動させることにより，Arbitrary Lagrange-Euler(ALE)法[1]などの数値解法に見受けられる数値拡散や格子生成の煩雑化を避けることが可能であることを示した．しかしながら，非粘性純粋２次元流動を例題としてその有効性を示したのみで，実際の汽水域での流動解析時に必須となる塩分や河道地形などを考慮した数値モデルの提案には至っていなかった．

そこで本研究では，汽水域流動解析へのCIP-Soroban法の適用に向け，先に提案した数値モデルに基づき，塩分や河道幅を考慮した２次元数値解析モデルの開発を行うこととした．また，物理量変動の急峻な領域に動的且つ選択的に格子点を集中できるSoroban格子法の利点を生かして，汽水域流動解析で現れる塩分成層界面の解像度向上を図ることとし，開発したモデルの有効性について利根川下流域の現地観測結果との比較により検討を行うこととした．

2．基礎方程式

基礎方程式は，三次元の連続式，運動方程式，塩分の輸送方程式，水面の移流方程式，及び k-ε乱流方程式からなる．これら三次元方程式を河道横断方向に積分すると，河道幅$B(x,z)$と側岸におけるフラックスを考慮した，鉛直二次元の基礎方程式が以下のように導かれる[6,7]．

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u_{surf}\frac{\partial h}{\partial x} = w_{surf} \tag{1}$$

$$\frac{\partial uB}{\partial x} + \frac{\partial wB}{\partial z} = 0 \tag{2}$$

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_{eff} B\frac{\partial u}{\partial z}\right) + \frac{S}{B}\tau_x \tag{3}$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial w}{\partial x}\right) + \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_{eff} B\frac{\partial w}{\partial z}\right) - g + \frac{S}{B}\tau_z \tag{4}$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial \rho}{\partial x}\right) + \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_t} B\frac{\partial \rho}{\partial z}\right) \tag{5}$$

$$\frac{Dk}{Dt} = P_r + G_r - \varepsilon + \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial k}{\partial x}\right) + \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k} B\frac{\partial k}{\partial z}\right) + \frac{S}{B}F_k \tag{6}$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\varepsilon}{k}\left(C_1 P_r - C_2\varepsilon\right) + \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right) + \frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} B\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right) + \frac{S}{B}F_\varepsilon \tag{7}$$

$$P_r = \nu_t\left[2\left\{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2\right\} + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)^2\right], \qquad G_r = \frac{\nu_{eff}}{\sigma_t}\frac{g}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial z}$$

$$\nu_{eff} = \nu_{mol} + \nu_t = \nu_{mol} + C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon}, \qquad \nu_L = 0.01\left(D_x\right)^{4/3}$$

ここで，x：河道下流向きの座標，z：鉛直上向きの座標，$u(t, x, z)$, $w(t, x, z)$：x及びz方向流速，$k(t, x, z)$, $\varepsilon(t, x, z)$：乱流エネルギー及び散逸率，ν_{mol}：水の動粘性係数，ν_t：鉛直方向の渦粘性係数，ν_L：水平方向の渦粘性係数，$p(t, x, z)$：圧力であり，$\rho(t, x, z)$は塩分により増減する水密度である．水面高さ$h(t, x)$はxの一価関数で与えられると仮定し，u_{surf}およびw_{surf}は水面における流速$u_{surf} = u(t, x, h(t, x))$, $w_{surf} = w(t, x, h(t, x))$である．本モデルでは水面変形が比較的少ない河川部を対象としており，hが2価以上となる場合には適用できない．ν_Lはリチャードソンの4/3乗則に基づきD_x=500mとして設定する．式(6)及び(7)では k-εモデルの標準値[8] C_1=1.44, C_2=1.92, C_μ=0.09, σ_k=1.0, σ_ε=1.3と福島の研究[9]を参考にしたσ_t=0.8を採用した．τ_x, τ_z, F_k及びF_εは夫々側岸部からの応力及びフラックスであり，τ_x, τ_z：x及びz方向に働く（潤辺）剪断応力，F_k, F_ε：乱流フラックス，S：x-z平面上の単位面積当たりの側岸面積である．本研究では鈴木らの研究と同様にτ_x, τ_z, F_k及びF_εを与えることとした[6]． 式(2)は三次元の連続条件式から導出されるもので，河川横断方向に流速一様とした場合のx及びz方向の質量フラックスF_u=uB，F_w=wBを用いて$\partial F_x/\partial x + \partial F_w/\partial z = 0$と書き直すことができることから明らかな様に，河道幅を考慮した質量保存式に対応するものである．

基礎方程式(1)～(7)は以下に示す水面及び河床面上における「内部境界条件」とともに解かれる．

(a)動力学的条件（水面上）： $p(t, x, h(t, x)) = 0$ (8)

(b)運動学的条件（河床面上）：

$$u_n \equiv -\frac{\partial b}{\partial x}u(t, x, b(x)) + w(t, x, b(x)) = 0 \tag{9}$$

ここで，$b(x)$は河床面の高さであり，河道幅が$B(x,b(x))$=0となるz座標を表している．**図-1**に本論文で扱う計算領域と変数の定義を示す．元来，領域RIは固体，領域RIIは水，領域$RIII$は大気であるが，CIP-Soroban法に基づく解法[5]ではすべての領域が水で満たされているとし，非圧縮性の仮定のもと計算を行う．

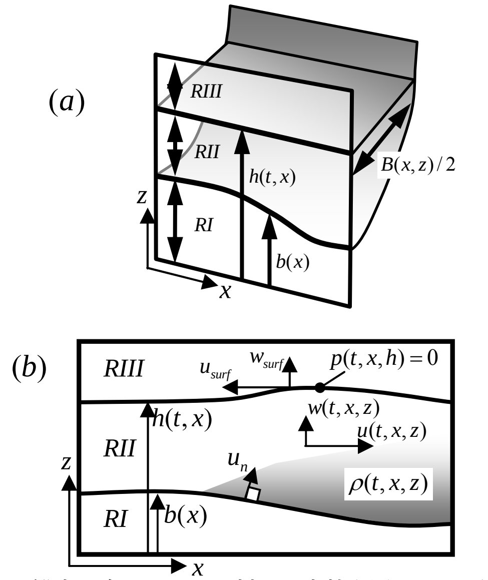

図-1 鉛直二次元モデルに対する変数配置．(a)x-z平面と河道幅Bとの関係，(b) x-z平面における変数配置

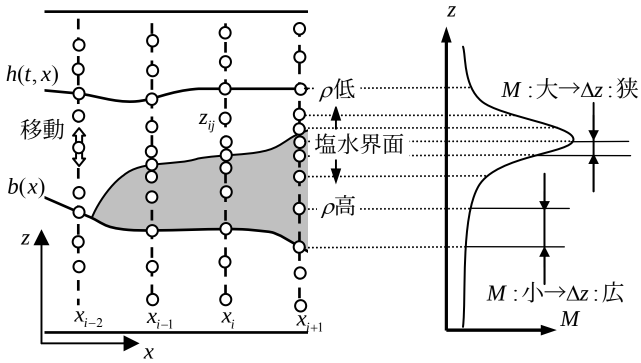

図-2 鉛直二次元モデルにおけるSoroban格子．格子軸を破線で，各軸上を移動する格子点を白丸で示す．各軸上の鉛直位置の決定には水密度勾配を用いたモニター関数Mを使用し，Mの大きさに反比例して鉛直格子幅を決定する．

3．Soroban格子

二次元空間におけるSoroban格子の概念図を**図-2**に示す．計算領域中には“そろばん”の軸に相当する格子軸をz方向に平行に複数本設置し，各格子軸上には“そろばん”の珠に相当する計算格子点を設置する．本論文では簡単のため格子軸の間隔は等間隔とし，各軸上の格子点数も一定とした．一方，各軸上に配置される格子点は各計算ステップにおいて軸上を移動させることにより，水面位置の変化に応じた鉛直方向の再配置が行われる．その際には，式(8)及び(9)の「内部境界条件」を導入するため$h(t, x)$及び$b(x)$上には格子点が一つずつ配置され，水塊内部(領域RII)においては塩分成層の界面付近に格子が集中するよう再配置が行われる．格子の集中配置方法は詳細を文献4に譲るが，本論文ではモニター関数を

$M(x,z)=\{1+A_{soro}(\partial\rho/\partial z)^2\}^{1/2}$と設定した．$A_{soro}$は格子の集中度を規定するパラメータであり，本論文ではA_{soro}=10とした．$M(x,z)$は水密度ρの鉛直方向の変化が大きい領域，即ち塩分変化が急峻な塩分成層界面付近で大きな値を持つ関数であり，各格子軸上で格子点間距離を$1/M$に比例するよう決定することで，塩分成層界面付近に格子点を集中的に配置することが可能となる．なお，領域*RI*と*RIII*には各々2点のみ配置するようにし，本来の解析対象である水塊（領域*RII*）以外での格子点の浪費を避けている．

４．計算手法

(1) 計算手順

時間分割の考え方に基づき，基礎方程式(1)～(7)を以下の複数の計算相に分割し，順次計算を行うことにより時間発展を計算する．

(1st step) 移流相

$$\frac{\partial h}{\partial t}+u_{surf}\frac{\partial h}{\partial x}=w_{surf} \tag{10}$$

$$\frac{Du}{Dt}=0,\ \frac{Dw}{Dt}=0,\ \frac{D\rho}{Dt}=0,\ \frac{Dk}{Dt}=0,\ \frac{D\varepsilon}{Dt}=0 \tag{11}$$

(2nd step) Soroban格子の再配置

(3rd step) 非移流相

$$\frac{\partial u}{\partial t}=\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_{eff} B\frac{\partial u}{\partial z}\right)+\frac{S}{B}\tau_x \tag{12}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}=\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial w}{\partial x}\right)+\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_{eff} B\frac{\partial w}{\partial z}\right)-g+\frac{S}{B}\tau_z \tag{13}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}=\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial \rho}{\partial x}\right)+\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_t} B\frac{\partial \rho}{\partial z}\right) \tag{14}$$

$$\frac{\partial k}{\partial t}=P_r+G_r-\varepsilon+\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial k}{\partial x}\right)+\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k} B\frac{\partial k}{\partial z}\right)+\frac{S}{B}F_k \tag{15}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}=\frac{\varepsilon}{k}(C_1P_r-C_2\varepsilon)+\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_L B\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right)+\frac{1}{B}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} B\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right)+\frac{S}{B}F_\varepsilon \tag{16}$$

(4th step) 圧力修正相

$$\frac{\partial uB}{\partial x}+\frac{\partial wB}{\partial z}=0 \tag{17}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x},\qquad \frac{\partial w}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} \tag{18}$$

移流相の計算により水面hと密度ρの分布が変化する為，移流相計算後，Soroban格子上の格子点の再配置を行う．変数配置は文献5と同様に集中配置を使用している．

(2) 移流相の計算

移流相の計算式には河道幅Bは含まれないため，文献5と同様に行うことができる．即ち，u, w, p, ρ, k及びεに対してはSoroban格子に二次元CIP法を直接適用し，水面hは従来の一次元CIP法を適用することにより空間三次精度での移流計算が行われる[4,5]．

(3) 非移流相の計算

移流相の計算の結果を用いて計算を行う．Soroban格子上で線形補間をx, z各方向に繰り返し適用することで得られる差分式を用いて，式中の空間差分を格子点上での値で離散化して時間発展を計算する[5]．時間方向に関しては，拡散項は陰解法，それ以外の項は陽解法とした．

(4) 圧力修正相の計算

移流及び非移流相の計算の結果，仮の流速値であるu_{ij}^*,w_{ij}^*が計算される．圧力修正相では，これらの値を用いて式(18)を解くことにより，次時刻における流速u_{ij}^{n+1},w_{ij}^{n+1}を求める．

$$u_{ij}^{n+1}=u_{ij}^*-\alpha_{ij}\left(\partial p/\partial x\right)_{ij}^{n+1},\ w_{ij}^{n+1}=w_{ij}^*-\alpha_{ij}\left(\partial p/\partial z\right)_{ij}^{n+1} \tag{19}$$

ここで$\alpha_{ij}=\Delta t/\rho_{ij}$である．圧力$p_{ij}^{n+1}$は式(19)を非圧縮性の式(17)に代入することにより導出されるPoisson方程式

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{B_{ij}}{\rho_{ij}^{n+1}}\frac{\partial p_{ij}^{n+1}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{B_{ij}}{\rho_{ij}^{n+1}}\frac{\partial p_{ij}^{n+1}}{\partial z}\right)=\frac{1}{\Delta t}\left(\frac{\partial B_{ij}u_{ij}^*}{\partial x}+\frac{\partial B_{ij}w_{ij}^*}{\partial z}\right) \tag{20}$$

を解くことにより決定する．微分中に係数Bが現れている他は，式(20)は河道幅と塩分を考慮しない場合の文献5の式(19)と同じものであり，文献5と同様にSoroban格子上で空間微分を離散化することにより，圧力p_{ij}^{n+1}に対する離散化式を得ることができる．離散化された式(20)を「内部境界条件」式(8)及び(9)と連立して解くことにより，「内部境界条件」を満足しつつ「非圧縮性」を満足するように圧力p_{ij}^{n+1}が決定される[5]．

(5) 河床面下に対する扱い

本研究で扱う基礎方程式は三次元方程式を河道横断方向に平均化したものであり，圧力修正相におけるPoisson方程式(20)は河道幅Bを顕わに含み，河道幅B=0となる領域*RI*での計算をそのまま行うことはできない．そこで，領域*RI*において式(20)に代わる圧力方程式を以下のように導いた．微分を展開し式(19)を用いて整理すると，以下の様に式(20)を書き代えることができる．

$$B_{ij}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\rho_{ij}^{n+1}}\frac{\partial p_{ij}^{n+1}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\rho_{ij}^{n+1}}\frac{\partial p_{ij}^{n+1}}{\partial z}\right)-\frac{1}{\Delta t}\left(\frac{\partial u_{ij}^*}{\partial x}+\frac{\partial w_{ij}^*}{\partial z}\right)\right]$$
$$+\frac{1}{\Delta t}\left(\mathbf{u}_s\cdot\mathbf{n}_s\right)=0 \tag{21}$$

ここで，$\mathbf{u}_s$は流速ベクトル$\mathbf{u}_s=(u_{ij}^{n+1},\ w_{ij}^{n+1})$であり，$\mathbf{n}_s$は側岸面に対する法線ベクトルを表している．結局，式(20)は二つの条件式(22)及び(23)を，河道幅Bを重みとして加え合わせたものに他ならないことが分かる．

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\rho_{ij}^{n+1}}\frac{\partial p_{ij}^{n+1}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\rho_{ij}^{n+1}}\frac{\partial p_{ij}^{n+1}}{\partial z}\right)=\frac{1}{\Delta t}\left(\frac{\partial u_{ij}^*}{\partial x}+\frac{\partial w_{ij}^*}{\partial z}\right) \tag{22}$$

$$\mathbf{u}_s\cdot\mathbf{n}_s=0 \tag{23}$$

このうち，式(22)は式(20)においてB=1とした式に一致し，

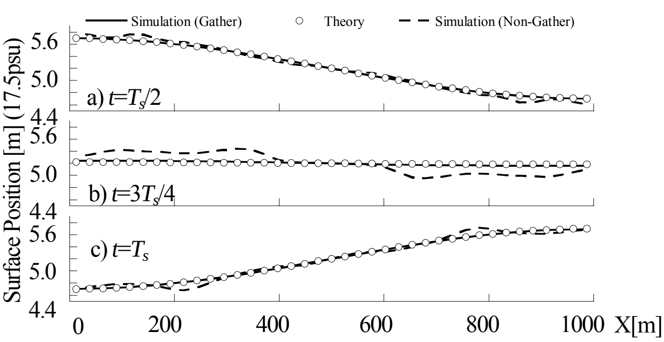

図-3 内部セイシュの計算結果．塩分濃度17.5[psu]の界面の縦断方向への分布を示す（実線：塩分界面に格子を集中した場合の計算結果，破線：塩分界面に格子を集中配置しない場合の計算結果，白丸：線形理論解）．

河道幅の変化を考慮しない非圧縮性の条件式となっている．一方，式(23)は側岸面に対して法線方向の流速成分が無い，即ち，側岸面からの涌き出しが存在しないことを意味する条件式となっている．

領域*RI*においては河床面が存在しないのであるから，これら二つの条件式のうち非圧縮性の条件式(22)のみを考慮し，圧力を決定すれば良いはずである．即ち，領域*RI*の計算では，河道幅をB=1として式(20)を解くことにする．同じくBを顕に含むρ非移流相の計算についても同様に考えることができ，領域*RI*についてB=1とした上で他の領域*RII*及び*RIII*と同じ計算式を解くことになる．

５． 計算結果

(1) 格子集中配置による塩分界面解像度向上の検証

塩分分布の急峻な領域へSoroban格子により格子を集中配置することの有効性について，容器内での塩水内部セイシュを例題として検証を行う．計算領域として$0<x<1000$mの両端に壁面を持ち，横断方向へ一定幅$B(x,z)$=1mを持つ容器を考える．初期条件として$b(x)$=0m，$h(0, x)$=10mとし，$z<5+0.5\cos(\pi x/1000)$を35psu，それ以外の領域を0psuの塩分分布を与える．格子配置の有効性のみを検証するため，乱流に関する計算は行わず，側岸部からの応力及びフラックスは無いとして計算を行った．計算格子軸31本をx方向に等間隔に配置し，各格子軸上には45点の格子点を配置した．

図-3には塩分濃度17.5psuの塩水界面のx方向分布の時間発展を示す．図中実線に示す計算結果の他，線形理論により予想される内部セイシュ界面位置（周期T_s=2557sec）を白丸で，A_{soro}=0として塩水界面に格子を集中させず計算した結果を破線で示す．格子を集中させた計算結果は線形理論と良好な一致を示す一方で，格子を塩水界面に集中させない場合には，数値拡散のため塩水界面の空間勾配を適切に表現できず，セイシュ挙動が正確には計算できていないことが分かる．**図-4**には塩分鉛直分布のうち塩分界面付近のみを拡大したものを，格

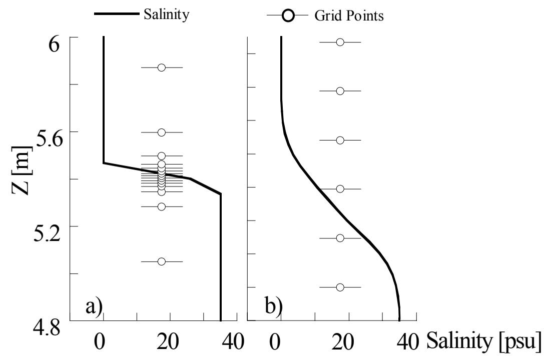

図-4 内部セイシュの計算結果． a)塩分界面に格子を集中した場合，b)集中しない場合について，t=3Ts/4, x=200[m]における塩分界面付近の鉛直分布を拡大して示す．実線は塩分濃度を，横棒付白丸は格子軸上の格子点の位置を示す．塩分界面付近のみを拡大して抜き出し図示している．図a),b)中に含まれる格子点の数は異なるが，計算に用いた各格子軸上の格子点数は同一である．

子の位置とともに示す．格子を集中させる場合とさせない場合共に同じ格子点数を用いている．格子を集中させない場合には鉛直方向の格子幅が25cm程度の等間隔であるため，数値拡散により塩分躍層が1m程度にまで広がってしまっている．その一方で，格子を集中させる場合には界面付近の格子間隔を最小で1cm程度まで集中させることができており，数値拡散による塩分躍層の厚みを10cm程度にまで改善することができており，格子の集中配置により物理量分布の解像度を劇的に向上させうる事が確認できる．水塊部分の体積$V(t)=\int_x|h(t,x)-b(x)|dx$の保存誤差は計算終了まで最大$1.33\times10^{-4}$以下であり，流体の連続条件式が良好に満たされている．

(2)利根川下流域再現計算による検証

1997年8月1日～9月1日及び2001年8月1日～10日の二期間について再現計算を行い，各期間における利根川下流域の現地観測結果[6)]と比較し開発したモデルの有効性について検討を行った．計算領域は，上流端を河口堰（河口から18.5km）とし，下流端は河口よりも10 km沖合いに設定した．河動地形$B(x, z)$は500mごとの各断面における鉛直分布を国土交通省の利根川測量結果（1996年）を基に数値化して与えた．また，海部では，河道幅Bは河口からの距離を半径とした円周の1/2の長さとし，河床面高さ$b(x)$は一様にYP-10mとして河口付近のみ滑らかに接続した[6)]．初期条件として1997年7月22日における塩分の縦断観測結果を与え，助走計算として10日間遡った7月22日正午より計算を開始した．

Soroban格子は，格子軸の水平方向間隔をΔx=500mとし，各格子軸上には51点の計算格子点を配置した．時間刻みΔtは全ての格子点上でCFL数が0.3を下回る様各時刻において設定したが，概ね$\Delta t\approx$60secであった．

上流端では河口堰からの放流量時系列を上流端断面積で除し，断面一様に平均流速を与えた．また，下流端では銚子漁港の実測潮位を水面高さhを境界条件として与えた．水密度ρは上流端において淡水（0psu），下流端

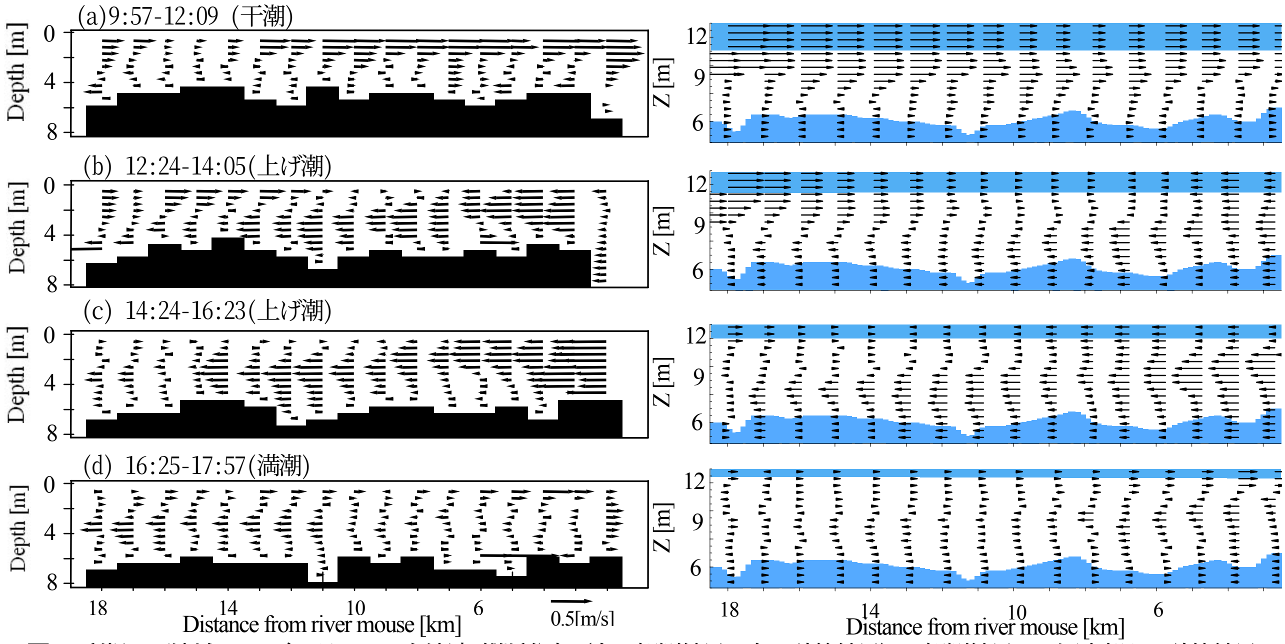

図-5 利根川下流域の1997年8月18日の主流速u縦断分布（左：観測結果，右：計算結果）．観測結果では河床部を，計算結果では水面以上の領域を色抜きしてある．

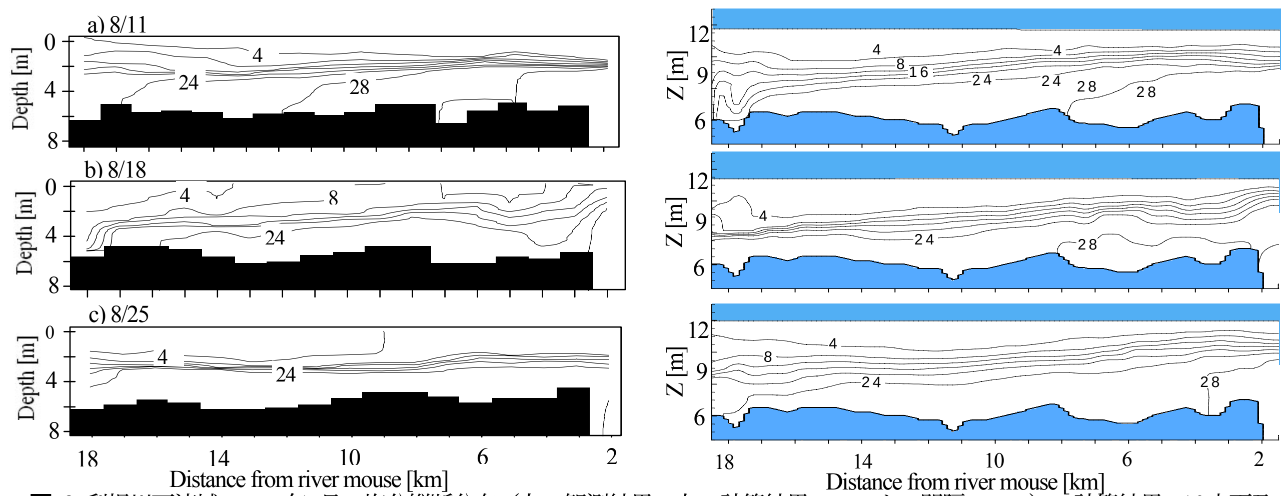

図-6 利根川下流域の1997年8月の塩分縦断分布（左：観測結果，右：計算結果，コンター間隔：4psu）．計算結果では水面及び河床面以下は色抜きし，水塊（領域*RII*）に付いてのみ示す．

において海水（34psu）に相当する密度を鉛直方向一様に各々与えた．なお，拡散計算においては，水面上及び河床面上を横切る輸送は考慮しないこととし$\partial\rho/\partial z = \partial k/\partial z = \partial\varepsilon/\partial z = \partial u/\partial z = \partial w/\partial z = 0$を境界条件として課した．

1997年の期間では塩分及び主流速uの縦断観測を行っている．**図-5**に主流速uの計算結果と縦断観測結果（8月18日実施）を示す．本数値モデルでは水面上及び河床面下でも流速を計算するため，計算結果では水面及び河床面以下の流速についても参考に図示している．計算結果では観測結果に比べ流速が全体的に多少小さくなっているが，全体的な順流・逆流のパターンは観測結果と比較的良く一致していると言える．

図-6には塩分分布の計算結果と縦断観測結果を示す．堰からの放流が実際には横断方向に非一様に行われていることから，堰付近における分布が観測結果と若干異なっているが，それ以外では高濃度塩水塊の堰直下への侵入の様子や塩水成層の空間的な分布について概ね良好に再現されていると考えられる．

2001年の観測では河口から14.5km地点において，流速及び水質鉛直分布の連続観測を行っている．**図-7**には同地点における各深度における主流速uの時間変化と8月1日～10日の平均流速の鉛直分布の観測結果との比較を示す．各深度における流速の時間変化は，絶対値や潮位変化による流れ方向の反転時期など観測結果と良好な一致を示している．平均流速も塩水成層内部に相当する河床面から3m程度では観測結果より若干低い値となっているが，概ね観測結果と良く一致しており，河床面粗度などの若干の修正で改善されると考えられる．**図-8**には塩分の鉛直分布と観測結果の比較を示す．図に示す期間は流量100m^3/sec程度の放流が開始され，干潮(10.5h)から満潮(17.4h)に転ずる上げ潮の期間である．放流が進むとともに，水表面付近での塩分値が低めに計算され低塩分水層の厚みも薄くなる結果となっている．これは，本モデ

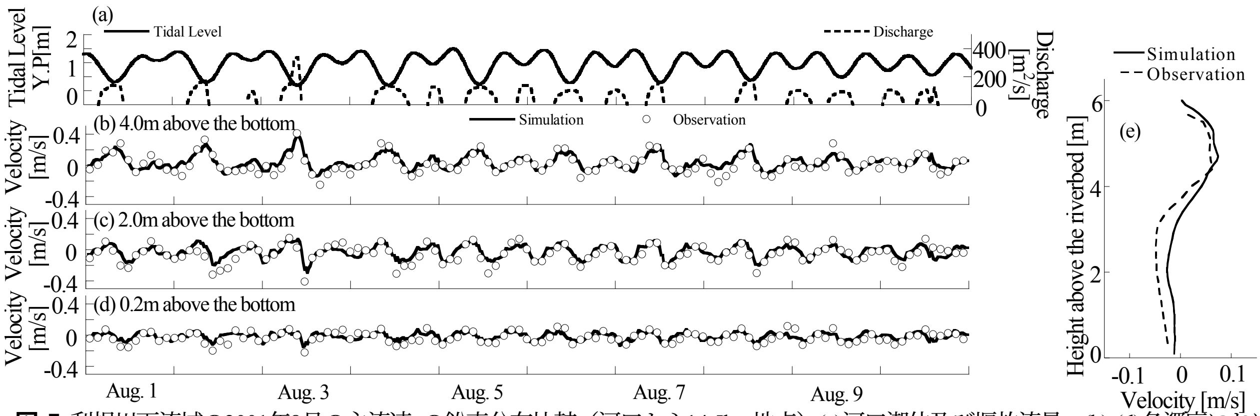

図-7 利根川下流域の2001年8月の主流速uの鉛直分布比較（河口から14.5km地点）(a)河口潮位及び堰放流量，(b)-(d)各深度における主流側uの時間発展（実線：計算結果，白丸：観測結果），(e)2001年8月1日～2001年8月10日における主流速uの時間平均値の鉛直分布（実線：計算結果，破線：観測結果）.

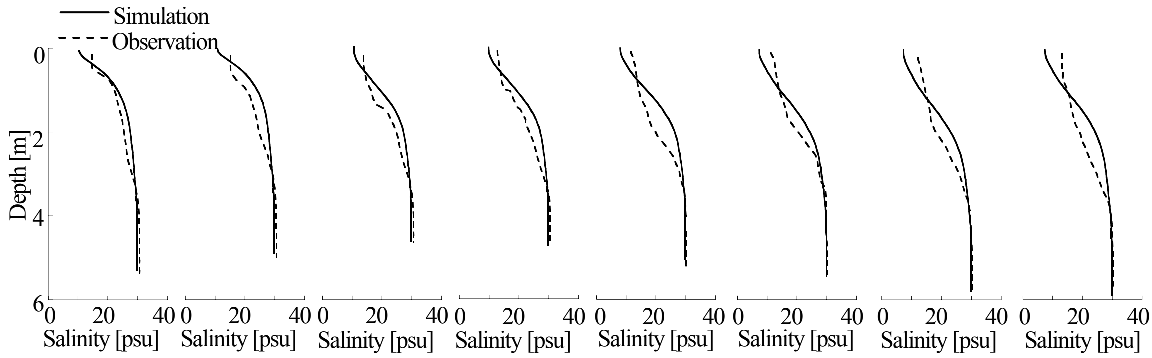

図-8 利根川下流域の2001年8月4日の塩分の鉛直分布比較（河口から14.5km地点，実線：計算結果，破線：観測結果）.

ルでは風や日照などによる水表面付近での混合・成層作用を考慮していないことが原因の一つとして考えられる．しかしながら，計算結果は概ね観測結果と良く一致しており，放流された低塩分水の水表面付近での成層とそれによる塩水成層厚の変化が本モデルにより良好に再現可能であることが確認できる．

5． 結論

汽水域流動解析への適用に向け，CIP-Soroban法に基づく塩分や河道幅を考慮した自由水面流れの２次元数値解析モデルを開発した．河道幅を一定とした内部セイシュの解析に適用し，塩分の鉛直分布の変動が急峻な領域に格子点を集中させることで，塩分成層界面の解像度を飛躍的に向上しうることを確認した．ついで，利根川の河口堰から下流の領域について適用することにより，現地観測結果との比較から提案したモデルが流速及び塩分流動を良好に再現しうることを確認し，提案したモデルが河道幅を考慮した実際の感潮汽水域における密度流現象の解析に有効であることを確認した．

謝辞：本研究の実施にあたり東京工業大学矢部孝教授に有益なご示唆とご教授を賜りました．記して感謝いたします．

参考文献

1) Hirt, C. W., Amsden, A.A. and Cook, J.K.: An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for flow speed, *J. Comput. Phys.*, Vol.14, pp.227-253, 1974.
2) 工藤健太郎，石川忠晴，中村恭志：境界条件を計算領域内部に設定する流体運動計算手法の開発，水工学論文集，第48巻，pp.691-696, 2004.
3) Yabe, T., Xiao, F. and Utsumi, T.:The constrained interpolation profile method for multiphase analysis, *J. Comput. Phys.*, Vol.169, pp.556-593, 2001.
4) Yabe,T., Mizoe, H., Takizawa, K., Moriki, H., Im, H. and Ogata, Y.:Higher-order schemes with CIP method and adaptive Soroban grid towards mesh-free scheme, *J. Comput. Phys.*, Vol.194, pp.57-77, 2004.
5) 中村恭志，石川忠晴，矢部孝，滝沢研二：Soroban格子法に基づく浅水２次元自由水面流れの計算手法の開発，水工学論文集，第49巻，pp.685-690, 2005.
6) 鈴木伴征，石川忠晴，銭新，工藤健太郎，大作和弘：利根川河口堰下流部における貧酸素水塊の発生と流動，水環境学会誌，第23巻，pp.624-637，2000.
7) Ishikawa, T., Suzuki, T., Qian, X.: Hydraulic study of the onset of hypoxia in the Tone River estuary, *J. Environmental Eng.*, Vol.130, pp.551-561, 2004.
8) 荒川忠一：数値流体工学，東京大学出版会，1994.
9) 福嶋祐介：乱流モデルによる傾斜壁面密度噴流の解析，土木工学論文集，Vol.399，pp.65-74，1988.

(2005.9.30**受付)**