

閉鎖性水域における密度流現象に関する 3次元乱流モデルによる数値計算

赤堀良介¹・清水康行²

¹ 修(工) 富士通エフ・アイ・ピー株式会社 (〒135-8686 東京都江東区青海 2-45)

² 正会員 工博 北海道大学大学院工学研究科助教授 (〒060 札幌市北区北 13 条西 8 丁目)

成層化水域で観察される密度流現象は非常に複雑な流れを帯びており、その理解の方法として数値計算が重要な役割を担う。本研究では地形の影響を考慮するために、境界適合座標上における 3 次元数値計算モデルを構築し、実験との比較によるモデルの有効性の確認、および青潮を発生させる水理機構の要因である吹送密度流現象の再現計算を行った。実験との比較には成層化水域への密度フロントの進入を模した条件を計算対象とし、吹送密度流現象の再現には網走湖で青潮が観察された当時の状況をモデルとした実験室規模の水域を対象とした。その結果、本数値計算モデルが詳細かつ良好な再現性を有し、また吹送密度流における上層水の下層水連行に関する水理機構を把握することが可能であることが示された。

Key Words : 3D numerical calculation, stratified water system, wind driven density flow, density flow, CIP, LES

1. はじめに

水温や塩分濃度の差異により成層化した水域や、海域に流入する河川河口部のような密度の異なる流体の境界域では、その密度差に起因した特異な現象が観察される場合がある。例として網走湖(図-1)における状況が挙げられる。網走湖は北海道東部、網走川河口部に位置し、オホーツク海へと接続している二成層湖である。上層水は淡水であるが、湖水面と海水面との水位差が小さいために大潮時などに海水が逆流し、下層水は塩水化している。同時に、流入河川の水質悪化により下層の塩水はほぼ無酸素化しており、下層水域では魚類などが生育できない環境となっている。

この網走湖で深刻化している問題に青潮の発生がある。連続的な強風によって湖表面に吹送流が生じた場合、上層水は風下側に吹き寄せられ、水表面の水位が風下側において上昇する。このため、風下側では下層が上層により押し下げられ、成層境界面が湖全体で、風上で高く、風下で低い状態で傾斜を帯びることとなる。また上層は鉛直断面において循環的な流れを帯び、この流れによって下層の塩水が風上側へと連行される。青潮とは、これらの複合的な要因により、風上側の水表面に無酸素状態の下層水が巻き上げられる現象である。下層水は前述のように貧酸素化しているため、この現象により迅速な移動が出来ない小型魚類が窒息を起こして死滅することがあり、周辺の漁業等に影響を与えて社会問題化している。この問題の実測的な研究としては、池

永ら¹⁾による網走湖における成層界面の挙動に関する研究が挙げられる。

このような問題の対策や予測に当たっては、異なった密度の流体が混在する水域特有の水理機構を理解することが非常に重要となる。これは水域内における水質問題が、汚染水域の形成やその水表面への発露、水域外への排出に際して、水循環の水理的なシステムと不可分な関係にある為である。そのための方法の一つとして、計算機による数値計算がある。数値計算においては、現象の発生している空間内の詳細な逐次の情報が得られることから、実験や観測を補完することが期待される。これまでも成層化水域における水理学的問題への数値計算を用いた研究として、道奥ら²⁾による $k-\epsilon$ モデルでの半閉鎖水域の水理特性の研究、同じく道奥ら³⁾による貯水池内への密度フロントの流入に関する研究、細田ら⁴⁾による交換密度流の密度フロントの鉛直 2 次元流れの数値解析等が発表され、さらに網走湖を対象とした研究として、池永ら⁵⁾による多層のレベルモデルでの網走湖の密度界面の挙動の再現、清水ら⁶⁾による静水圧近似モデルを用いた塩水の流入および流出に関する研究が発表されている。

筆者らも過去に 2 次元⁷⁾および 3 次元⁸⁾の非圧縮流体の密度流数値計算モデルの構築を行い、実験との比較によって数値計算モデルの有効性を確認してきた。後者は前者の研究内容を 3 次元へと拡張させたものであったが、これは平面空間上に単純化された実験条件ではなく、より実現象に近似させた条件の計算を行おうとした

場合に、地形等の影響による3次元性を持った流れの考慮が必要とされた為である。しかしながら後者の研究では計算格子を直交座標上に構築しており、矩形断面の水槽を用いた実験との比較では良好な結果が得られたものの、複雑な形状をもつ水域への適用に関して境界条件などの設定が困難となる問題があった。

そこで本研究では、3次元非圧縮流体の数値計算モデルを直交座標系から新たに境界適合座標系⁹⁾上へと展開することを試み、モデルを用いた計算結果について考察を行った。境界適合座標上の3次元モデルを用いる理由であるが、これは本研究が最終的には現地での条件について適用可能なモデルの構築を目的としているためである。水理機構自体の解明に研究の主眼を置いた場合には、3次元性よりもむしろ2次元的な条件に単純化することで、より一般的な検討を行うことが可能と考えられるが、実際の水域における被害状況や観測例は、現象が何らかの3次元性を持っていることを示唆しており、予測・対策に数値計算モデルを直接的に利用していく際には、これらの影響をモデル内に取り込めることが望ましい。

研究は大きく分けて3つのパートに分けられる。その3つのパートとは、モデルの構築、成層化水域への密度フロントの流入計算と、実験との比較による妥当性の検証、そして本研究において主たる対象としている青潮現象発生時のメカニズムのモデルによる再現と解析である。

数値計算モデルには乱流モデルの一つであり非定常の流れを計算する場合に効果をもつLES¹⁰⁾を用いた。また基礎式の運動方程式中の移流項の計算にはCIP法¹¹⁾を用いることとした。CIP法は、移流項における格子間の物理量のプロファイルを3次式を用いて補完する方法であり、一般的な風上差分と比較して物理量の分布を精度よく捉えることが可能であるため、本論のような密度流の数値計算においては結果の高精度化に有効であると思われる。

モデルの検証のために行う計算と実験においては、成層化水域へと進入する密度フロントをその対象とした。図-2は網走湖における観測例であり、洪水時に水温の低い流入水がフロントを形成して湖に進入していく様子が観察されている。網走湖の場合、自然条件下においては洪水時の大量の淡水の流入に水質の改善が期待されるため、この現象を理解することが重要な意味を持つと考えられる。

青潮発生に関するメカニズムの数値計算による再現では、その計算対象として網走湖の形状をモデルとした実験室規模のスケールの水域を想定した。本研究における数値計算モデルでは水表面での水位が常に一定であると近似させているため、上層水の吹き寄せによる水

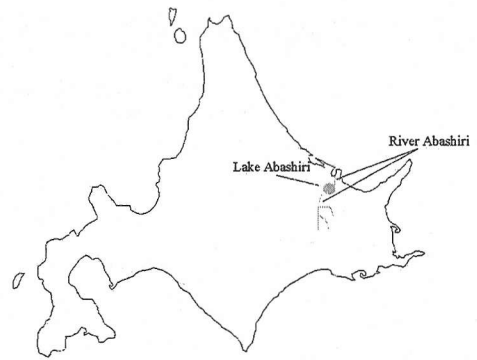


図-1 網走湖の位置

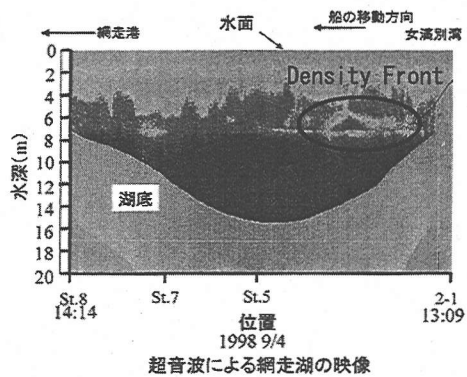


図-2 網走湖において観測された成層化水域への密度フロントの侵入

面勾配の影響まで含めた、青潮全体の水理機構の把握を行うことは困難であるが、主要な要因の一つである上層と下層での回転方向の異なる循環的な流れが、下層水の輸送にどのように関わっていくのかを検討することは可能であると考えられ、その点に主眼を置いて計算結果の考察を行った。

以上の研究結果から、新たな境界適合座標上における本数値計算モデルの有効性を確認し、さらに吹送密度流現象の地形の影響などを含めた3次元再現に成功した。実験との比較は定性的であり、定量的な正確性や、計算対象の規模が限定的であるなどの点にまだ問題は存在するものの、土木分野における密度流現象の3次元の数値解析、およびその実際的な対象への適用の基礎的な研究として、本研究と数値計算モデルが今後重要な役割を果たすことが期待される。

2. 基礎式

本研究では、地形勾配に沿って進行する密度フロントを数値計算の対象としている。そのため地形が複雑な

形状をとった場合にも境界条件の扱いが簡単になるようにするために、直交座標系ではなく境界適合座標をモデルに適用している。以下に、まず直交座標系におけるモデルの基礎式、今回用いた境界適合座標系の詳細と座標変換の方法、そして座標変換後に実際に計算に用いた基礎式を説明する。

図-3 は、直交座標系に対する境界適合座標を模式的に示したものである。直交座標系における、スマゴリンスキーモデルを用いた LES による三次元非圧縮流体の基礎式は、以下の連続の式 (1) と運動方程式 (2)、密度の移流・拡散の方程式 (3)、の 3 式である。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + H_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j} = -\frac{\partial h_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j} \right) \quad (3)$$

また運動方程式 (2) 内の各文字は、次のように与えられる。

$$P = \bar{p} + \frac{2}{3} q, \quad H_i = -\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu_e \bar{S}_{ij}) + g_i \quad (4)$$

$$\nu_e = \nu + \nu_t, \quad \nu_t = (C_s \Delta)^2 (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (5)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

$$h_j = -\alpha_t \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j}, \quad \alpha_t = \frac{\nu_t}{Pr_t}, \quad \alpha = \alpha_e + \alpha_t \quad (7)$$

ただし、計算格子は図-3 に示される x, y, z 軸で定義される直交座標上にとるものとし、 t は時間、 \bar{u}_i は流速、 x_i は座標軸、 g_i は各軸方向の重力加速度、 ν は動粘性係数、 α_e は分子拡散係数、 \bar{p} は圧力の平均量、 $q = \nu_t^2 / (C_k \Delta)^2$ 、 $C_k = 0.094$ 、 $\bar{\rho}$ は密度の平均量、 C_s はモデル定数 (本モデルでは 0.1 としている)、 Pr_t はプラントル数、 $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ である。

直交座標系 (x, y, z) と境界適合座標系 (ξ, η, ζ) の関係は、以下の式 (8)、(9) のように与えられる。

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_x & \eta_x & \zeta_x \\ \xi_y & \eta_y & \zeta_y \\ \xi_z & \eta_z & \zeta_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \\ \frac{\partial}{\partial \zeta} \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \\ \frac{\partial}{\partial \zeta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_\xi & y_\xi & z_\xi \\ x_\eta & y_\eta & z_\eta \\ x_\zeta & y_\zeta & z_\zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (9)$$

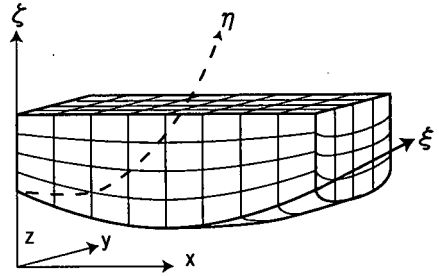


図-3 境界適合座標の模式図

ここで式 (9) の逆行列を取ると、式 (10) が得られる。

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} y_\eta z_\zeta - z_\eta y_\zeta & z_\xi y_\zeta - y_\xi z_\zeta & y_\xi z_\eta - z_\xi y_\eta \\ z_\eta x_\zeta - x_\eta z_\zeta & x_\xi z_\zeta - z_\xi x_\zeta & z_\xi x_\eta - x_\xi z_\eta \\ x_\eta y_\zeta - y_\eta x_\zeta & y_\xi x_\zeta - x_\xi y_\zeta & x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \\ \frac{\partial}{\partial \zeta} \end{pmatrix} \quad (10)$$

ただし J は以下の式 (11) により示される。

$$J = x_\xi y_\eta z_\zeta - z_\xi y_\eta x_\zeta + y_\xi z_\eta x_\zeta - x_\xi z_\eta y_\zeta + z_\xi x_\eta y_\zeta - y_\xi x_\eta z_\zeta \quad (11)$$

以上より式 (8) と式 (10) とを比較することで、式 (12) で示される関係式が得られる。

$$\begin{aligned} \xi_x &= \frac{1}{J} (y_\eta z_\zeta - z_\eta y_\zeta) \\ \eta_x &= \frac{1}{J} (z_\xi y_\zeta - y_\xi z_\zeta) \\ \zeta_x &= \frac{1}{J} (y_\xi z_\eta - z_\xi y_\eta) \\ \xi_y &= \frac{1}{J} (z_\eta x_\zeta - x_\eta z_\zeta) \\ \eta_y &= \frac{1}{J} (x_\xi z_\zeta - z_\xi x_\zeta) \\ \zeta_y &= \frac{1}{J} (z_\xi x_\eta - x_\xi z_\eta) \\ \xi_z &= \frac{1}{J} (x_\eta y_\zeta - y_\eta x_\zeta) \\ \eta_z &= \frac{1}{J} (y_\xi x_\zeta - x_\xi y_\zeta) \\ \zeta_z &= \frac{1}{J} (x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta) \end{aligned} \quad (12)$$

以上の関係式を用いて、基礎式 (1)、(2)、(3) の (x, y, z) による微分を、 (ξ, η, ζ) による微分に置きかえることで、座標変換を行うことができる。

本研究において、実際には境界適合座標を式 (13) のように定義する。以下の図-4、図-5 は、その定義を模式的に示したものである。これは大水深の海洋モデルにおいて用いられる σ 座標系とほぼ同様の座標系である。また時間 t については座標系の違いによって変化しないものとする。

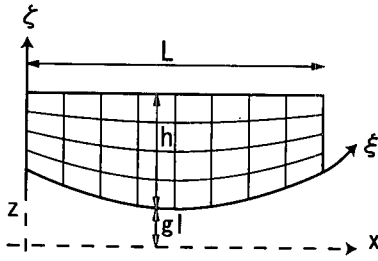


図-4 本研究における x-z 平面上の境界適合座標の定義

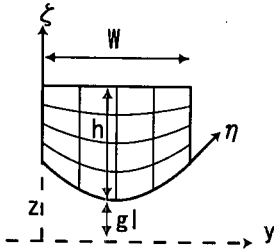


図-5 本研究における y-z 平面上の境界適合座標の定義

$$\xi = x/L, \quad \eta = y/W, \quad \zeta = \frac{z - gl}{h} \quad (13)$$

式(13)によって与えられる定義を前述の微分の関係式に代入することにより、各編微分は式(14)から式(26)のように与えられる。

$$\xi_x = 1/L, \quad \xi_y = 0, \quad \xi_z = 0 \quad (14)$$

$$\eta_x = 0, \quad \eta_y = 1/W, \quad \eta_z = 0 \quad (15)$$

$$\zeta_x = -\frac{1}{Lh}\Omega_\xi, \quad \zeta_y = -\frac{1}{Wh}\Omega_\eta, \quad \zeta_z = 1/h \quad (16)$$

$$\xi_{xx} = 0, \quad \xi_{yy} = 0, \quad \xi_{zz} = 0 \quad (17)$$

$$\eta_{xx} = 0, \quad \eta_{yy} = 0, \quad \eta_{zz} = 0 \quad (18)$$

$$\zeta_{xx} = -\frac{1}{L^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h} \Omega_\xi \right) \quad (19)$$

$$\zeta_{yy} = -\frac{1}{W^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h} \Omega_\eta \right) \quad (20)$$

$$\zeta_{zz} = 0 \quad (21)$$

$$\xi_{xy} = 0, \quad \xi_{yz} = 0, \quad \xi_{xz} = 0 \quad (22)$$

$$\eta_{xy} = 0, \quad \eta_{yz} = 0, \quad \eta_{xz} = 0 \quad (23)$$

$$\zeta_{xy} = -\frac{1}{LW} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h} \Omega_\eta \right) \quad (24)$$

$$\zeta_{yz} = \frac{1}{W} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h} \right) \quad (25)$$

$$\zeta_{xz} = \frac{1}{L} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h} \right) \quad (26)$$

ただし、

$$\Omega_\xi = \zeta \frac{\partial h}{\partial \xi} + \frac{\partial gl}{\partial \xi} \quad (27)$$

$$\Omega_\eta = \zeta \frac{\partial h}{\partial \eta} + \frac{\partial gl}{\partial \eta} \quad (28)$$

である。

以上の関係式を基礎式(1), (2), (3)に代入することで、新たに境界適合座標上の基礎式として、連続式(29)、 ξ 軸方向の運動方程式(30)、 η 軸方向の運動方程式(31)、 ζ 軸方向の運動方程式(32)、密度の移流・拡散式(33)が得られる。

$$W \frac{\partial}{\partial \xi} (hu) + L \frac{\partial}{\partial \eta} (hv) + LW \frac{\partial}{\partial \zeta} (w_1) = 0 \quad (29)$$

ただし、 $w_1 = w - \frac{1}{L} \Omega_\xi u - \frac{1}{W} \Omega_\eta v$ 。

$$\frac{\partial u}{\partial t} =$$

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial p'}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial p'}{\partial \zeta} \right) \\ & -\frac{u}{L} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{v}{W} \frac{\partial u}{\partial \eta} - (\zeta_x u + \zeta_y v + w/h) \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\ & + \frac{2\nu_e}{L^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{\nu_e}{W^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + [\nu_e (2\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)] \frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} \\ & + 4\nu_e \frac{\zeta_x}{L} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \zeta} + 2\nu_e \frac{\zeta_y}{W} \frac{\partial^2 u}{\partial \eta \partial \zeta} \\ & + \nu_e (2\zeta_{xx} + \zeta_{yy}) \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\ & + \nu_e \zeta_x \zeta_y \frac{\partial^2 v}{\partial \zeta^2} \\ & + \frac{\nu_e}{LW} \frac{\partial^2 v}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\nu_e}{L} \zeta_y \frac{\partial^2 v}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\nu_e}{W} \zeta_x \frac{\partial^2 v}{\partial \eta \partial \zeta} \\ & + \nu_e \zeta_{xy} \frac{\partial v}{\partial \zeta} \\ & + \frac{\nu_e}{h} \zeta_x \frac{\partial^2 w}{\partial \zeta^2} + \frac{\nu_e}{Lh} \frac{\partial^2 w}{\partial \xi \partial \zeta} + \nu_e \zeta_{xz} \frac{\partial w}{\partial \zeta} \\ & + 2 \frac{1}{L} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \nu_e}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial u}{\partial \xi} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{W} \left(\frac{1}{W} \frac{\partial \nu_e}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial u}{\partial \eta} \\
& + \left\{ 2\zeta_x \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \nu_e}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) + \zeta_y \left(\frac{1}{W} \frac{\partial \nu_e}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \right. \\
& + \left. \frac{1}{h} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \right\} \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\
& + \frac{1}{L} \left(\frac{1}{W} \frac{\partial \nu_e}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial v}{\partial \xi} \\
& + \zeta_x \left(\frac{1}{W} \frac{\partial \nu_e}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial v}{\partial \zeta} \\
& + \frac{1}{Lh} \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \frac{\partial w}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{1}{h} \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \frac{\partial w}{\partial \zeta}
\end{aligned} \tag{30}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial v}{\partial t} = & - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{1}{W} \frac{\partial p'}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial p'}{\partial \zeta} \right) \\
& - \frac{u}{L} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{v}{W} \frac{\partial v}{\partial \eta} - (\zeta_x u + \zeta_y v + w/h) \frac{\partial v}{\partial \zeta} \\
& + \frac{2\nu_e}{L^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} + 2 \frac{\nu_e}{W^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} + [\nu_e(\zeta_x^2 + 2\zeta_y^2 + \zeta_z^2)] \frac{\partial^2 v}{\partial \zeta^2} \\
& + 2\nu_e \frac{\zeta_x}{L} \frac{\partial^2 v}{\partial \xi \partial \zeta} + 4\nu_e \frac{\zeta_y}{W} \frac{\partial^2 v}{\partial \eta \partial \zeta} \\
& + \nu_e(\zeta_{xx} + 2\zeta_{yy}) \frac{\partial v}{\partial \zeta} \\
& + \nu_e \zeta_x \zeta_y \frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} \\
& + \frac{\nu_e}{LW} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\nu_e}{L} \zeta_y \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{\nu_e}{W} \zeta_x \frac{\partial^2 u}{\partial \eta \partial \zeta} \\
& + \nu_e \zeta_{xy} \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\
& + \frac{\nu_e}{h} \zeta_y \frac{\partial^2 w}{\partial \zeta^2} + \frac{\nu_e}{Wh} \frac{\partial^2 w}{\partial \eta \partial \zeta} + \nu_e \zeta_{yz} \frac{\partial w}{\partial \zeta} \\
& + \frac{1}{W} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \nu_e}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial u}{\partial \eta} \\
& + \zeta_y \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \nu_e}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\
& + \frac{1}{L} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \nu_e}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial v}{\partial \xi} \\
& + 2 \frac{1}{W} \left(\frac{1}{W} \frac{\partial \nu_e}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial v}{\partial \eta} \\
& + \left\{ \zeta_x \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \nu_e}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) + 2\zeta_y \left(\frac{1}{W} \frac{\partial \nu_e}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \right. \\
& + \left. \frac{1}{h} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \right\} \frac{\partial v}{\partial \zeta} \\
& + \frac{1}{Wh} \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \frac{\partial w}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{1}{h} \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \frac{\partial w}{\partial \zeta}
\end{aligned} \tag{31}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial w}{\partial t} = & - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial p'}{\partial \zeta} \right) - g \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{u}{L} \frac{\partial w}{\partial \xi} - \frac{v}{W} \frac{\partial w}{\partial \eta} - (\zeta_x u + \zeta_y v + w/h) \frac{\partial w}{\partial \zeta} \\
& + \frac{\nu_e}{L^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \xi^2} + \frac{\nu_e}{W^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} \\
& + [\nu_e(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + 2\zeta_z^2)] \frac{\partial^2 w}{\partial \zeta^2} \\
& + 2\nu_e \frac{\zeta_x}{L} \frac{\partial^2 w}{\partial \xi \partial \zeta} + 2\nu_e \frac{\zeta_y}{W} \frac{\partial^2 w}{\partial \eta \partial \zeta} \\
& + \nu_e(\zeta_{xx} + \zeta_{yy}) \frac{\partial w}{\partial \zeta} \\
& + \frac{\nu_e}{h} \zeta_x \frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} + \frac{\nu_e}{Lh} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \zeta} + \nu_e \zeta_{xz} \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\
& + \frac{\nu_e}{h} \zeta_y \frac{\partial^2 v}{\partial \zeta^2} + \frac{\nu_e}{Wh} \frac{\partial^2 v}{\partial \eta \partial \zeta} + \nu_e \zeta_{yz} \frac{\partial v}{\partial \zeta} \\
& + \frac{1}{h} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \nu_e}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\
& + \frac{1}{h} \left(\frac{1}{W} \frac{\partial \nu_e}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial v}{\partial \zeta} \\
& + \frac{1}{L} \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \nu_e}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial w}{\partial \xi} \\
& + \frac{1}{W} \left(\frac{1}{W} \frac{\partial \nu_e}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial w}{\partial \eta} \\
& + \left\{ \zeta_x \left(\frac{1}{L} \frac{\partial \nu_e}{\partial \xi} + \zeta_x \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) + \zeta_y \left(\frac{1}{W} \frac{\partial \nu_e}{\partial \eta} + \zeta_y \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right) \right. \\
& + \left. 2 \frac{1}{h^2} \frac{\partial \nu_e}{\partial \zeta} \right\} \frac{\partial w}{\partial \zeta}
\end{aligned} \tag{32}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} = & - \frac{u}{L} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} - \frac{v}{W} \frac{\partial \rho}{\partial \eta} - (\zeta_x u + \zeta_y v + w/h) \frac{\partial \rho}{\partial \zeta} \\
& + \left(\alpha + \frac{\nu_t}{P_r} \right) \frac{1}{L^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \xi^2} + \left(\alpha + \frac{\nu_t}{P_r} \right) \frac{1}{W^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \eta^2} \\
& + \left(\alpha + \frac{\nu_t}{P_r} \right) (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2) \frac{\partial^2 \rho}{\partial \zeta^2} \\
& + \left(\alpha + \frac{\nu_t}{P_r} \right) \frac{2}{L} \zeta_x \frac{\partial^2 \rho}{\partial \xi \partial \zeta} + \left(\alpha + \frac{\nu_t}{P_r} \right) \frac{2}{W} \zeta_y \frac{\partial^2 \rho}{\partial \eta \partial \zeta} \\
& + \left(\alpha + \frac{\nu_t}{P_r} \right) (\zeta_{xx} + \zeta_{yy}) \frac{\partial \rho}{\partial \zeta} \\
& + \frac{1}{L} \left(\frac{1}{P_r L} \frac{\partial \nu_t}{\partial \xi} + \frac{\zeta_x}{P_r} \frac{\partial \nu_t}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \\
& + \frac{1}{W} \left(\frac{1}{P_r W} \frac{\partial \nu_t}{\partial \eta} + \frac{\zeta_y}{P_r} \frac{\partial \nu_t}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial \rho}{\partial \eta} \\
& + \left\{ \zeta_x \left(\frac{1}{P_r L} \frac{\partial \nu_t}{\partial \xi} + \frac{\zeta_x}{P_r} \frac{\partial \nu_t}{\partial \zeta} \right) \right. \\
& + \zeta_y \left(\frac{1}{P_r W} \frac{\partial \nu_t}{\partial \eta} + \frac{\zeta_y}{P_r} \frac{\partial \nu_t}{\partial \zeta} \right) \\
& + \left. \zeta_z \frac{1}{P_r h} \frac{\partial \nu_t}{\partial \zeta} \right\} \frac{\partial \rho}{\partial \zeta}
\end{aligned} \tag{33}$$

基礎式中の係数は以下の式 (34), (35) によって与えられる。

$$\nu_e = \nu + \nu_t, \quad \nu_t = (C_s \Delta)^2 (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} 2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij} = & 2 \left[\left(\frac{1}{L} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{1}{Lh} \Omega_\xi \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right)^2 + \left(\frac{1}{W} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{1}{Wh} \Omega_\eta \frac{\partial v}{\partial \zeta} \right)^2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{1}{h} \frac{\partial w}{\partial \zeta} \right)^2 \right] \\ & + \left(\frac{1}{W} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{1}{Wh} \Omega_\eta \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{1}{L} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{1}{Lh} \Omega_\xi \right)^2 \\ & + \left(\frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{1}{L} \frac{\partial w}{\partial \xi} - \frac{1}{Lh} \Omega_\xi \frac{\partial w}{\partial \zeta} \right)^2 \\ & + \left(\frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial \zeta} + \frac{1}{W} \frac{\partial w}{\partial \eta} - \frac{1}{Wh} \Omega_\eta \frac{\partial w}{\partial \zeta} \right)^2 \quad (35) \end{aligned}$$

3. 計算手順

本論で提案されるモデルの特色の一つに CIP 法があげられる。その基本的な特色は、基礎式中の移流項計算において計算格子間の物理量の分布を 3 次方程式で補完する点、さらにその物理量の 1 階微分値も同様に移流していると考えることで計算に必要とされる格子点の数を少数に留め、かつ高精度な解を得る点にある。本論における計算に当たっては CIP 法を導入するために、運動方程式 (30)~(32) と密度の移流・拡散の方程式 (33) の計算に分離解法を用いている。

またブジネスク近似⁹⁾を導入することで密度の空間的な変化は浮力項にのみ作用すると考える事が出来るため、圧力項の解法を簡単な形とすることが可能となる。

ここで分離解法の手順について述べる。以下の流れ図の中で、 u_i は各流速、 ρ は密度、肩文字 $n, n+1$ は時間ステップ、 $\hat{u}_i, \tilde{u}_i, \hat{\rho}$ は、各ステップでの流速、密度の中間値を示している。

$$\begin{array}{ccccc} \text{(a)} & \text{(b)} & \text{(c)} & & \\ u^n & \rightarrow & \hat{u} & \rightarrow & \tilde{u} & \rightarrow & u^{n+1} \\ v^n & \rightarrow & \hat{v} & \rightarrow & \tilde{v} & \rightarrow & v^{n+1} \\ \rho^n & \rightarrow & \hat{\rho} & & & \rightarrow & \rho^{n+1} \end{array}$$

- (a) 非移流項-I (粘性項・拡散項)
- (b) 非移流項-II (圧力項・浮力項)
- (c) 移流項 → CIP 法

まず運動方程式 (30)~(32) および密度の移流・拡散式 (33) を差分化し、移流項とそれ以外の項に分離する。運動方程式 (30)~(32) についてはさらに二段階分離解法によって、同一の時間ステップでの流速を、圧力項と

粘性項とに分離して段階的に求める。この段階が上記の (a), (b) であり、この際圧力項の圧力 P の値は、連続式 (29) を満足させるように SOR 法を用いてポアソン方程式を計算することによって求められる。その後、移流項の解を CIP 法によって求め、次の時間ステップの流速と密度が得られる。これが (c) の段階である。これらの手順を繰り返す事により、逐次的に流速、密度を求めていく。

なお、境界条件は水平方向流速について自由水面としているが、水位変化は無視できるほど小さいと考え、水面における鉛直方向成分の流速を 0.0(m/sec) として一定水位としている。青潮の発生機構に関しては水面の水位変化が影響することが考えられるが、本研究では流れや地形の 3 次元的变化の影響をモデルに取り込むことを当面の主眼とし、水位変化も含めた自由水面モデルについては今後の課題としている。

また中山らの研究^{12),13)}より、気層と液層間に働くせん断力のため水面近傍では特有な乱れが生じており、実際にはその付近の流れに対し何らかのモデリングが必要である可能性が考えられるが、本研究においてはその影響は十分小さいとし、そのようなモデル化は行っていない。

初期の乱れに関しては、計算開始時に系全体が静止状態にあることを想定しているため、本モデルではその影響を考慮していない。

4. 初期条件 (密度流の進入)

本研究の実験および数値計算の初期条件を、図-6 に示す。

水槽は始め、傾斜部分の上端に鉛直に差込まれた取り外し可能な板で、左右に分割されており、それぞれの領域が異なる状態の水で満たされている。まず図において仕切り板の左側にあたる部分は、上層が密度 1000.0(kg/m³)、下層が密度 1016.0(kg/m³) で成層化しており、また仕切りの右側部分、すなわち傾斜上のステージ部分は、成層化を形作る左側のそれぞれの層の中間域にあたる密度 1010.0(kg/m³) の水で満たされている (今後はこの部分に満たされている水を中間域密度の塩水と呼ぶ)。

実験においては、これらの密度差は塩分濃度の違いによって形作られ、特に塩水部分は異なる濃度を持つ 2 つの領域それぞれを別の色で着色することで、流れの可視化を試みた。

数値計算において各係数は、 $\nu = 0.000001$ (m²/sec)、 $\alpha_e = 0.000002$ (m²/sec)、 $C_s = 0.1$ 、 $Pr_t = 0.5$ と与えられる。計算格子は、 ξ 軸方向に 200、 η 軸方向に 20、 ζ 軸方向に 25 とする。

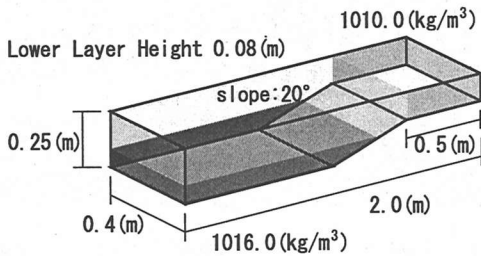


図-6 初期条件

ここで時刻 $t=0.0(\text{sec})$ と同時に仕切り板が取り外されるとする。これにより左右の両領域にある水が自由に移動・交換できるようになり、その結果、傾斜上の平面部分に設置された中間域密度の塩水がフロントを形成しつつ左側の成層領域に進入し、各層の間を進行していくのではないかと考えられる。このような本研究の計算対象と同様の密度フロントの流入に関する近年の実験的研究として、羽田野ら¹⁴⁾による開放交換流の研究が挙げられる。

5. 計算結果（密度流の進入）

本モデルによる前述の条件による計算結果を、以下に可視化して示し、実験との比較を行う。

図-7は、実験を水路側面横断方向からデジタルビデオにより撮影し、コンピューターに取り込み静止画像化したものである。密度分布を可視化するため、右側のステージ上の領域 ($1010.0(\text{kg}/\text{m}^3)$) をメチレンブルーによって着色し、左側の成層化した領域の下層 ($1016.0(\text{kg}/\text{m}^3)$) を赤色の水性インクによって着色してある。そのため白黒の画像で見た場合、もっとも塩分濃度の高い部分が淡色に、中間域密度の塩水が濃い色で表現されている。また図-8は計算結果における水路中央部の密度分布を、グレースケールの濃淡により示したものであり、淡水部分が黒色、その他は色の濃い部分ほど密度の高い部分を表している。

本論では、筆者らの2次元非圧縮流体密度流数値計算モデル⁷⁾を用いた研究と同様、図-7、図-8において画像の濃淡によって示される密度フロントの形状や形成の過程、内部界面の挙動を比較することで、モデルの妥当性を検討することとする。本来はPIV法などの実験によって内部の流速や密度分布を正確に計測した上で比較することが理想的ではあるが、本研究では数値計算モデルの開発に主眼を置いており、可視化された計算結果と実験結果をもとに定性的な比較を行うに留めた。

計算開始時刻を $t=0.0(\text{sec})$ とし、左右両境界に接する仕切りが取り外されたと考える。ステージ上に満たされ

た中間域密度の塩水は、実験、計算ともに時刻 $t=0.0(\text{sec})$ から直ちにフロントを形成し、左側の成層化水域に向かって斜面に沿って進入していく。この際に、計算結果の時刻 $t=4.0(\text{sec})$ の状況(図-8)を見ると、フロント後方直後と、斜面と水平なステージとの切り変わり部分との2箇所に大きく渦が発達していることが分かる。実験においてはその様子(図-7)はやや不明瞭であるが、ほぼ同様の傾向を有していることが観察できる。これは中間域密度の塩水と、淡水部分との境界に働くせん断力によるものと考えられる。

実験結果、計算結果ともに時刻 $t=6.0(\text{sec})$ から時刻 $t=18.0(\text{sec})$ にかけて、フロントが成層化水域の境界域に進入していく様子が観察される。特に計算結果の示すフロント部分(図-8)は、その上側だけでなく下側にも渦が発生・発達していくことが確認でき、上層の淡水とのせん断力だけでなく、最も密度の大きい下層の塩水との間にも大きなせん断力を受けていると考えられる。実験結果(図-7)においては上記の傾向はそれほど明瞭に観察できないものの、中間域密度の塩水と成層化水域の下層の塩水との境界の形状がフロント後方などで不安定になっていることなどから、同様の現象が起こっていると考えられる。

時刻 $t=30.0(\text{sec})$ 前後で密度フロントは水路左端に達し、中間域密度の塩水は一旦水路左側部分に留まり、下層の塩水との境界面を押し下げる。その後右側方向に向かって中間密度域の塩水が移動していくが、明確なフロントは形成されない。この間の経緯に関しては実験(図-7)、計算(図-8)を比較してもよく一致しており、モデルの再現性が確認できる。また計算の開始当初の図と、フロントの左端到達以降の図を比較すると、始めは明確に形成されていた異なる密度間の境界面に、フロントの進行と左端での崩壊によって強い乱れがもたらされていることが分かる。

以上の実験結果と計算結果の定性的な比較において、本数値計算モデルが良好な再現性を有している事が確認できた。このことから、本モデルの有効性が示されたと考えられる。

また図-9は計算結果を3次的に水路左斜め上方向から図に表したものである。

奥側の垂直面は図-8と同様に密度のコンター図を示し、図中で暗灰色に見える水平な等位面は密度 $1013.0(\text{kg}/\text{m}^3)$ を示している。また白い粒子は中間密度域の塩水中に置かれたトレーサーであり、その動きは中間密度域の塩水と同調したものであると考えることができる。

これらの図によっても、密度フロントの形成の過程や、成層化域の境界面を押し下げている様子が確認できる。またフロント進行に伴い、奥行き方向にほぼ同一に形態

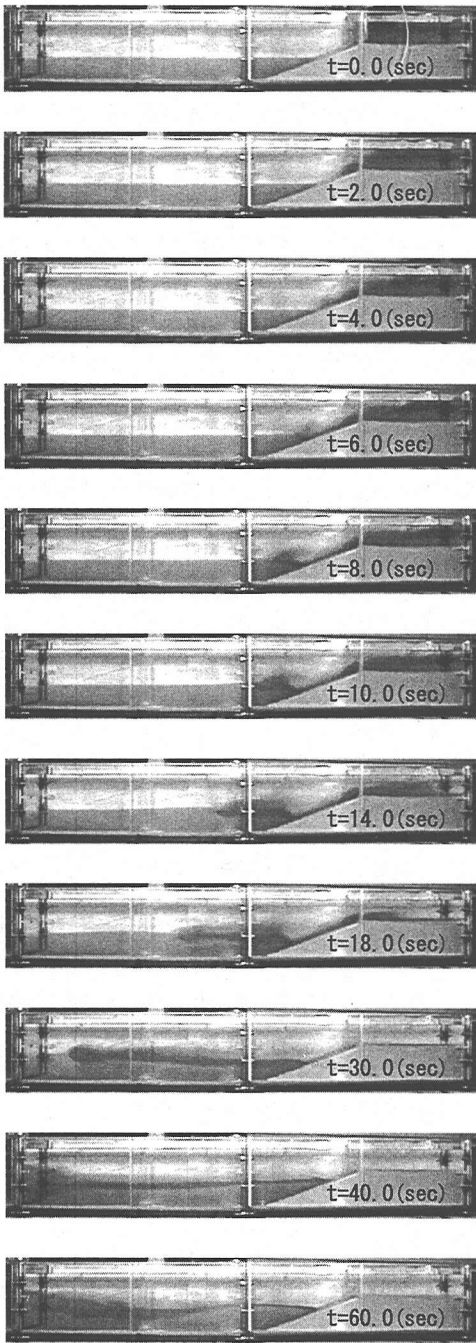


図-7 実験における水路側面横断方向からデジタルビデオにより撮影された画像

を保っていたトレーサーが、それぞれの密度境界域でのせん断力による乱れのために、徐々にさまざまな方向に混合し合い、3次元性を帯びていく様子も確認できる。

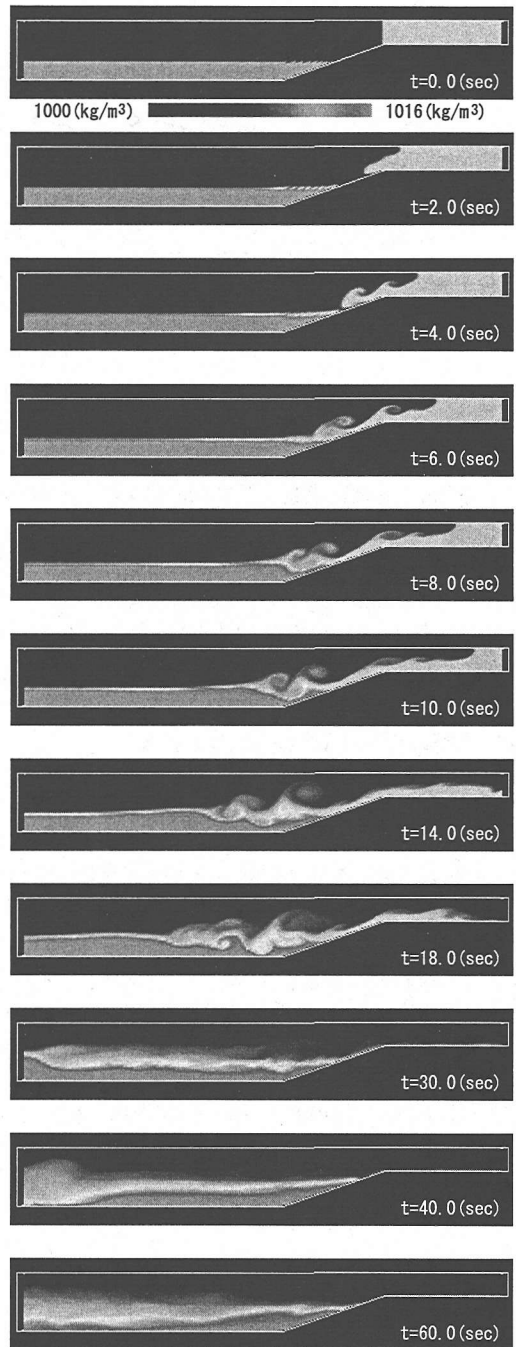


図-8 計算結果における水路中央の密度分布をグレースケールの濃淡により示した画像

6. 吹送密度流の実例（網走湖における青潮）

前章における実験と数値計算との比較により、本研究での境界適合座標上における CIP 法を用いた 3 次元 LES 乱流モデルの有効性が確認された。そこでそのモデルを用いて、本研究での大きな目的の一つである、数

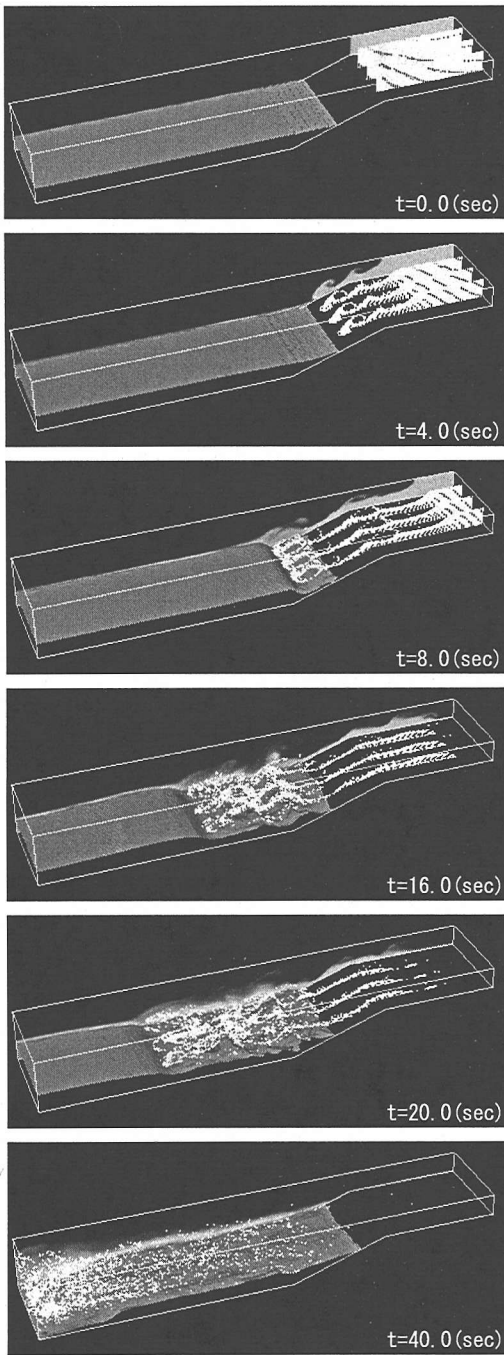


図-9 計算結果における密度等値面 ($1013.0(\text{kg}/\text{m}^3)$) およびトレーサー

値計算による吹送密度流現象の再現と理解を試みることにする。

吹送密度流が引き起こす現象の一つに青潮がある。図-10は青潮発生の機構を模式化したものである。温度成層や塩分濃度によって成層化された湖の上空に強風が

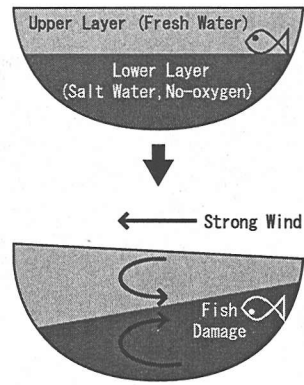


図-10 青潮の模式図

吹きつづけると、上層水は風下側に吹き寄せられ、水表面の水位が風下側において上昇する。このため、風下側では下層が上層により押し下げられ、成層境界面が湖全体で、風上で高く、風下で低い状態で傾斜を帯びることとなる。また上層は鉛直断面において循環的な流れを帯び、この流れによって下層の塩水が風上側へと連行される。結果としてこれらの複合的な要因により、風上側の水表面に無酸素状態の下層水が巻き上げられることとなる。この際に表面に達した下層水が青白く見える場合があることから、この現象は青潮と呼ばれている。

網走湖の場合、上層は淡水、下層はオホーツク海から大潮の時に流入する海水によって塩水となっているが、上流から流入する有機物による富栄養化のために、下層水がほぼ無酸素化している。そのため、青潮による下層水の湧昇は、自ら迅速に移動できない小型魚介類の窒息による死滅を引き起こし、漁業などに影響を与えている。

図-11は94年8月6日に網走湖で実際に観測された吹送密度流の様子である。計算の条件に用いた青潮発生時の状況とは異なるが、風上側での塩淡水境界面の水位上昇が確認できる。

ここで本研究における吹送密度流現象の計算対象について説明を加える。本研究では実際の網走湖の形状、スケールを計算対象とはせず、その形状をモデルとした実験室規模のスケールでの水域を想定し、計算対象としている。石塚ら¹⁵⁾は静水圧近似を行った鉛直準3次元モデルであるPOM(Princeton Ocean Model)を用いて、大阪湾および東京湾を対象とした現地スケールでの成層化水域の流動計算を行っているが、本研究における非静水圧近似の3次元モデルでは、計算機資源の制約から実際の網走湖を計算対象とすることは現在のところ現実的ではない。これが計算対象を実験室規模とした理由である。

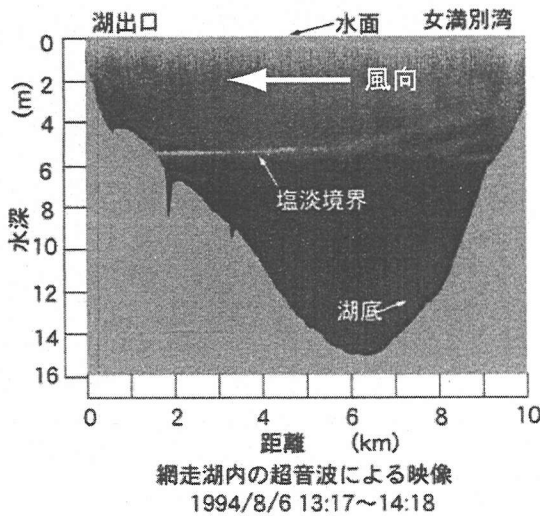


図-11 網走湖において観測された吹送密度流による塩淡水界面の水位上昇

7. 吹送密度流計算のための基礎式

吹送密度流の計算にあたって用いるモデルは、第2章で述べたものと同様であるが、計算格子の立方性が得られないことによる条件の変化や、水表面でのせん断力の考慮のために、一部に以下の変更を加えている。

式(36)は第2章における式(5)と同じものであり、第2章では $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ と定義されている。本計算の対象のような浅い形状をした水域の計算を行う場合には、計算機資源の制約上その計算格子も扁平なものとなし得ない。そのため、このままの定義で Δ を与えて計算を行った場合、 z 軸方向の粘性・拡散が過大に評価され、鉛直方向の密度の拡散が急速に進行してしまうこととなった。

そこで、今回の計算ではあくまでも試験的にではあるが、 Δ の値を水平方向の微分項では式(37)、鉛直方向の微分項では式(38)によって定義し直すことで、この問題に対処している。

また式(37)、(38)による新たな定義を導入するにあたって、簡単のために z の微分を式(39)、(40)、(41)として与えた。これらは第2章での式(16)、(19)~(21)、(24)~(26)に対応する。

$$\nu_e = \nu + \nu_t, \quad \nu_t = (C_s \Delta)^2 (2S_{ij} S_{ij})^{1/2} \quad (36)$$

$$\Delta = (\Delta x \Delta y)^{1/2} \quad (37)$$

$$\Delta = \Delta z \quad (38)$$

$$\zeta_x = 0, \quad \zeta_y = 0, \quad \zeta_z = 1/h \quad (39)$$

$$\zeta_{xx} = 0, \quad \zeta_{yy} = 0, \quad \zeta_{zz} = 0 \quad (40)$$

$$\zeta_{xy} = 0, \quad \zeta_{yz} = 0, \quad \zeta_{xz} = 0 \quad (41)$$

さらに水面における風によるせん断力を考慮するために、摩擦速度 u_* から得られる流速を、水面を挟んでスタッカート配置された計算領域外の格子に外挿している。この摩擦速度 u_* に関しては次章でさらに詳しく述べる。

8. 初期条件 (吹送密度流)

式(42)は Wedderburn 数の定義である。Wedderburn 数とは、吹送密度流に対する成層化水域の安定性を示す無次元パラメータである。ここで、 $\Delta \rho$ は上層と下層との密度差を示し、 g は重力加速度、 h_1 は上層の水深、 u_* は摩擦速度、そして L は湖の長さを表している。

1997年5月4日に網走湖で青潮が観測されたが、このとき観測された各値を式(42)に代入すると We は式(43)のように与えられる。ただし u_* は式(44)、(45)から得られ、このとき U_{10} (上空10(m)での風速)は1700(cm/sec)、 ρ_a は空気密度 (1.247(kg/m³))、 ρ_w は水の密度 (1000(kg/m³))、 u_{*air} は空気の摩擦速度である。

計算のための初期条件は、この Wedderburn 数 (上述した条件から得られた値では、 $We = 1.197$) を満足させるように設定する。

$$We = \frac{2\Delta \rho g h_1^2}{\rho_w u_*^2 L} \quad (42)$$

$$We = 1.197 = \frac{2 * 16 * 9.8 * 5^2}{1000 * 0.024401^2 * 11000} \quad (43)$$

$$u_{*air} = 3.57 * 10^{-3} * U_{10}^{1.327} \quad (44)$$

$$u_*^2 = \rho_a u_{*air}^2 / \rho_w \quad (45)$$

網走湖の長軸方向長さは約11(km)、水深は最深部で約16(m)、上層の淡水層の水深は6(m)から7(m)である。長軸方向に非常に長く、またその長さに対して水深が非常に浅いといえる。

そのため、実際の網走湖そのものをグリッドの正方性を保ちながら計算対象とすることは計算機資源による制限から不可能であり、かつ本研究においては流れの定

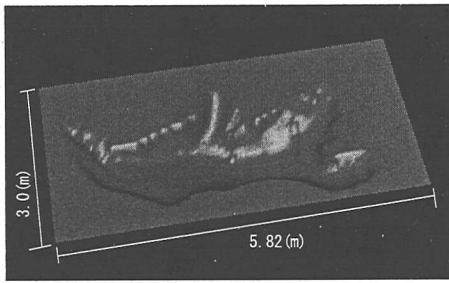


図-12 計算対象の湖底形状の俯瞰図

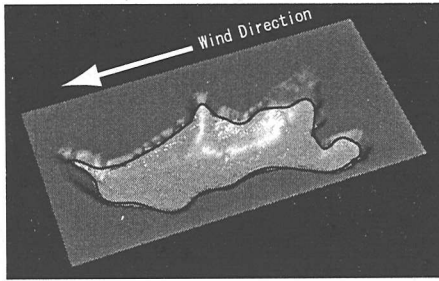


図-13 水域の内部密度境界面と吹送方向 (実線で囲まれた淡色部分が境界面を示す)

性的傾向を捉えることに主眼を置くため、計算対象として新たに実験室規模の水域を想定した。

図-12 は計算対象の形状を俯瞰図として示した図である。この水域は網走湖の形状を元としているが、前述した理由から実際の湖において水深が 3(m) 以浅となる部分を見捨て、かつ水平方向の長さに対する水深の比率を 50 倍している形状となっている。実際には、長軸方向の長さ 5.82(m) (計算されない領域も含む)、短軸方向長さ 3.0(m)、水深は 0.24(m) となる実験室規模の水域を想定して計算を行っている。

図-13 は計算対象である水域内部の密度境界面と、水域上空を吹く風の吹送方向を示している。密度境界面は黒い線で囲まれた部分であり、水域の上層水深は 0.09(m) である。この水深より深い部分は密度 $1004.0(\text{kg}/\text{m}^3)$ の塩水を示しており、逆に浅い部分は密度 $1000.0(\text{kg}/\text{m}^3)$ の淡水層を示している。

風は時刻 $t=0.0(\text{sec})$ から $t=300.0(\text{sec})$ まで、水域上空を図中右側から左側へと吹き、この条件はその時間帯における水表面での摩擦速度を $u_* = 0.01098(\text{m}/\text{sec})$ と与えることで境界条件にとり入れる。

また図-12 以降の計算結果を表した図については、視認性のために縦横の表示比率を実際の計算領域とは変え、鉛直方向距離を 3 倍して図示している。

9. 計算結果 (吹送密度流)

図-14 と図-15 は計算領域中心部分における流速 u

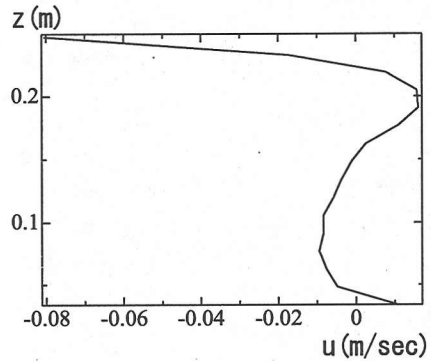


図-14 計算領域中央部の定常状態 ($t=200(\text{sec})$) における流速 u の鉛直方向分布

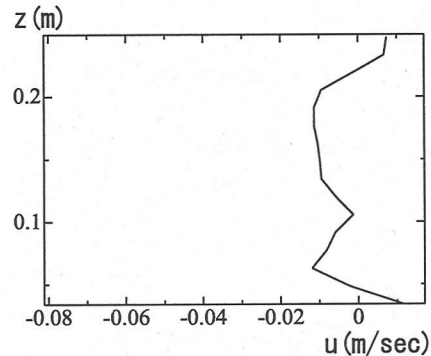


図-15 計算領域中央部の送風停止後 ($t=400(\text{sec})$) の流速 u の鉛直方向分布

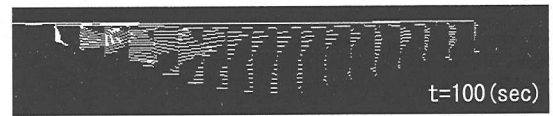


図-16 計算領域中央部の流速の傾向を示すベクトル

の鉛直方向の分布を示したものである。横軸に右側方向を正とした流速をとり、縦軸には底面からの鉛直方向の距離を示している。それぞれ図-14 は時刻 $t=200(\text{sec})$ の図で、定常状態における流速の分布を示し、図-15 は時刻 $t=400(\text{sec})$ の図で、送風停止から約 100(sec) ほど後の流速分布を示している。図-14 を見ると、底面付近を除いた場合、水表面から鉛直距離 0.2(m) にかけてと鉛直距離 0.2(m) から 0.1(m) にかけての 2 箇所流速が逆転している様子が示されている。また図-15 では吹送流の影響が無くなり全体に緩やかな流れとなっているが、図-14 と比較した場合、流速の分布がほぼ逆転している様子が見られる。

図-16 は定常状態 ($t=100(\text{sec})$) に達した状態での、水域中央部における鉛直断面上の流速を 7 倍してベクトルで示したものである。ただし、前述したように表示の際に鉛直方向距離が 3 倍に強調された図に対してのべ

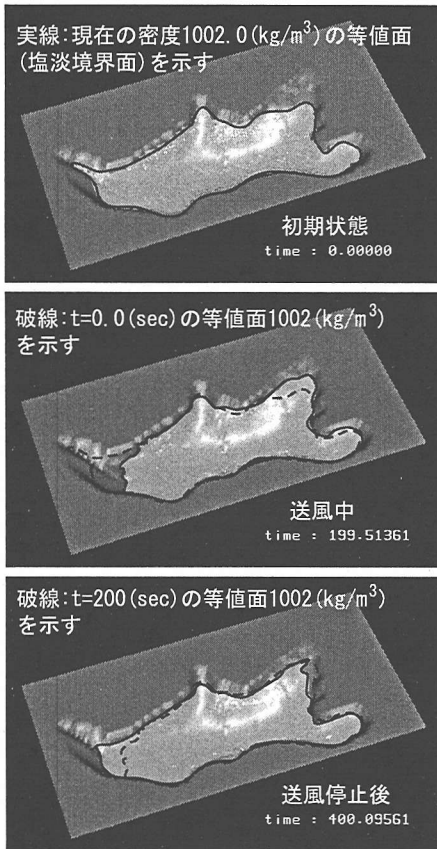


図-17 密度 1002.0(kg/m³) における等値面

クトルであり、実際の各点での流速とは差異が生じていると考えられるため、あくまでも流速の傾向を示したものととして掲載した。この図によると水面付近の流速が卓越しており、流れの方向は風下に向かっていているが、表面よりわずかに深い場所ではすでに流速が逆転していることが確認できる。またさらに深い場所では再び流速の方向が逆転し、風下へと向かっている。

以上の検討から、吹送時間中においては、実際に水域内部で上下層で回転方向の異なる対流が発生していると考えられる。

図-17 は密度 1002.0(kg/m³) における等値面を、ほぼ一定の間隔(約 200(sec)) で示したものである。初期状態 (t=0.0(sec)) ではこの等値面より上側が密度 1000.0(kg/m³) の淡水層、下側が密度 1004.0(kg/m³) の塩水層であると考えられることができる。図は上から、初期状態 (t=0.0(sec))、送風中 (t=200(sec))、そして送風停止後 (t=400(sec)) を示している。

送風開始から 100(sec) 程度で、水域内部の流れは定常に達する。時刻 t=0.0(sec) の図と比較して、送風状態における時刻約 200(sec) における等値面が、画像上右側の方向に移動していることが分かる。送風方向は

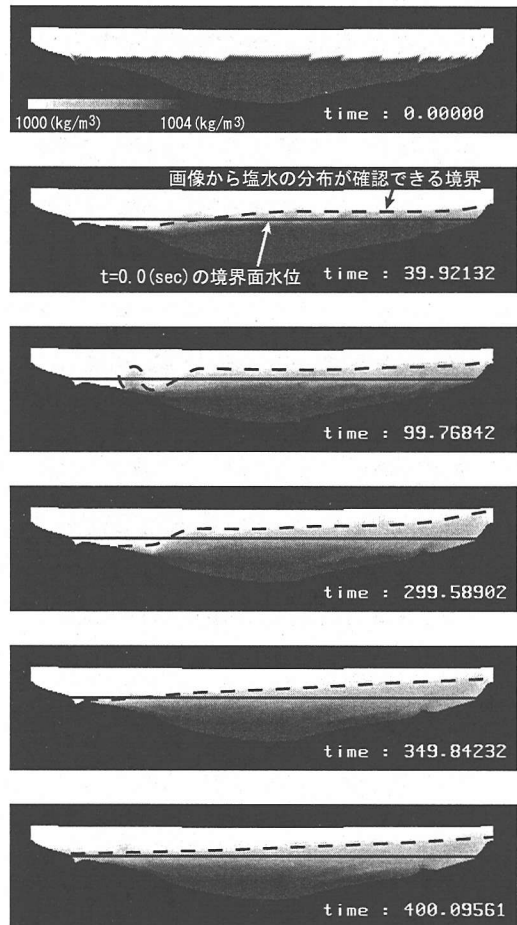


図-18 中央部鉛直断面の密度分布

右側から左側へ向かう方向であるから、このことは境界面の水位の風上側での上昇、風下側での低下を示している。風によるせん断応力が上層に対流を生じさせ、下層がその流れに連行されることで移動をしていくためであると考えられる。

時刻 t=300(sec) で送風は停止する。送風停止から 100(sec) ほど経過した時刻 t=400(sec) での図を見ると、風によるせん断力が消滅したために上層の対流が停止し、風上側へと連行される駆動力を失った下層水が、ほぼ初期状態の位置まで戻ってきていることが確認できる。

図-18 はξ軸方向に沿った、計算領域中央の鉛直断面における密度分布を濃淡図で示し、時刻ごとに並べたものである。図中の実線は計算開始当初の密度境界面の水位を示し、破線はグレースケールによる濃淡から、塩水が分布していると考えられる境界を示している。

この図から上層の吹送流が下層水を連行していく様子や、送風停止後に下層水が逆に戻っていく様子だけでなく、風上側において境界域の密度の拡散がより進行し

ていることが確認できる。図-18の時刻 $t=100(\text{sec})$ から $t=300(\text{sec})$ にかけての定常状態を示す画像と図-11を比較すると、風下での境界面水位の低下が計算では急な傾きを示すが、風上側での塩水の分布の様子はよく似た形状となっている。また時刻約 $t=100(\text{sec})$ の画像に見られる風下側境界での膨らみは、動画による観察から、定常時に間隔をおいて発生することが確認された。

10. まとめ

本研究ではより複雑な形状の領域における密度流現象を計算するため、境界適合座標上における3次元数値計算モデルを構築し、自然環境下で観察される興味ある現象を対象として模式化した条件の下で実際に数値計算を行い、その結果について考察を行った。

構築されたモデルは、成層化水域へと侵入する密度フロントの再現計算を行い実験と比較することでその妥当性を確認した。その際に成層化の境界面を進入していくフロントの上下に生ずる渦の形状を明確に捕らえるなど、現象の詳細な把握が可能であることが示唆された。

また、青潮発生の根本的な要因である吹送密度流の理解のために行った数値計算では、上層の循環による下層水の連行を、地形から受ける3次元的な流れの影響の下に再現することが可能であった。

以上より、本研究が地形条件などの複雑な影響下にある密度流現象への数値計算を用いた基礎的研究の例として、構築されたモデルを含め、今後の研究に有効な知見を得たと考えられる。

謝辞：本研究に際し、中央大学理工学部、山田正教授より網走湖を対象とした貴重な観測データを提供して頂いた。また文献の参照に際して、東京工業大学工学部、戸田祐嗣助手に協力を頂いた。ここに記して深甚の謝意を表す。

参考文献

- 1) 池永 均, 向山公人, 大島伸介, 内島邦秀, 山田 正: 汽水湖成層界面の挙動と吹送循環流の形成に関する研究, 土木学会論文集, No. 614/II-46, pp.77-96, 1999.
- 2) 道奥康治, 辻本剛三, 宮本仁志: 半閉鎖水域における風成密度流の水質交換特性, 水工学論文集, 第39巻, pp.805-810, 1995.
- 3) 道奥康治, 藤川佳宏, 不二秀人: 貯水池内に流入する浮力水塊の挙動解析, 水工学論文集, 第40巻, pp.561-566, 1996.
- 4) 細田 尚, 西澤賢太郎, 福住 晃, 大久保賢治, 村本嘉雄: 交換密度流に生じる内部波に関する数値解析的研究, 水工学論文集, 第40巻, pp.525-530, 1996.
- 5) 池永 均, 山田 正, 内島邦秀, 向山公人, 平野道夫, 井出康朗: 網走湖における吹送流の発生と成層界面の挙動に関する研究, 水工学論文集, 第41巻, pp.481-488, 1997.
- 6) 清水康行, 藤田睦博, 平野道夫, 山田 正: 網走湖および網走川における塩分密度流の計算, 水文・水資源学会誌, Vol.10, No.1, pp.45-55, 1997.
- 7) 赤堀良介, 清水康行, 中山 卓: 鉛直方向に密度境界面を持つ流体の混合に関する数値計算, 水工学論文集, 第43巻, pp.521-526, 1999.
- 8) 赤堀良介, 清水康行, 中山 卓: 3次元乱流モデルによる密度流の進入と内部セイシュに関する数値計算, 水工学論文集, 第44巻, pp.569-574, 2000.
- 9) 河村 洋, 土方邦夫 編: 熱と流れのシミュレーション, 丸善株式会社, pp.47-48, 1995.
- 10) 数値流体力学編集委員会 編: 乱流解析, 東京大学出版会, pp.67-118, 1995.
- 11) Yabe, T. and Aoki, T.: A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation I. One-dimensional solver, Comp. Phys. Comm., Vol.66, pp.219-232, 1991.
- 12) 中山忠暢, 裨津家久: 風波の乱流構造について, 土木学会論文集, No. 642/II-50, pp.45-56, 2000.
- 13) 中山忠暢, 裨津家久: 水・空気2層流の乱流構造について, 土木学会論文集, No. 670/II-54, pp.1-12, 2001.
- 14) 羽田野袈袈義, 矢野晶人, 松本治彦, 朝位孝二: 傾斜サーマルの初期流動に関する実験的研究, 土木学会論文集, No. 670/II-54, pp.63-72, 2001.
- 15) 石塚正秀, 白井正興, 中辻啓二: 成層化した閉鎖性水域の流動計算へのPOM(Princeton Ocean Model)の適用について, 水工学論文集, 第42巻, pp.607-612, 1998.

(2000. 9. 6 受付)

3-D NUMERICAL CALCULATION OF DENSITY FLOW IN CLOSED WATER SYSTEMS

Ryosuke AKAHORI and Yasuyuki SHIMIZU

In the stratified closed water systems, the unique phenomena caused by the density differences are observed. Numerical simulation is useful tool for investigating such phenomena. In this paper, a three-dimensional numerical model which is based on the Body Fitted Coordinates is constructed for the purpose of calculating incompressible density current under the influence of complicated ground shape. The model is cross-checked by the results of an experiment of density front migration in a stratified closed water system. Then the model simulates wind driven density flow which causes aosis phenomenon. As a result, availability of our model is confirmed and the simulation result of wind driven density flow gives important information.