

JAERI-Data/Code
99-049



JP0050138



沿岸海域における
3次元海流モデルの開発

1999年12月

小林卓也

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1999

編集兼発行 日本原子力研究所

沿岸海域における3次元海流モデルの開発

日本原子力研究所環境科学研究部

小林 卓也

(1999年11月24日受理)

日本の沿岸海域に放出される放射性物質等の移行挙動現象を明らかにするために、プリンストン大学の開発した海水の流動場を定量的に把握・予測する3次元海流モデルPOMを導入し、試計算を行うとともに、日本域でのシミュレーションのための改良を行った。本報告書ではモデル方程式、数値解法、モデルの改良等について記述するとともに、計算を実施する際に必要となるデータベース及び可視化システムについても言及した。また、試計算は下北地区を対象に行い、境界条件が及ぼす計算結果への影響を明らかにした。

Development of Three Dimensional Ocean Current Model for Coastal Region

Takuya KOBAYASHI

Department of Environmental Sciences
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received November 24, 1999)

In order to study the migration behavior of radionuclides released into a coastal region around Japan, Princeton Ocean Model (POM) was introduced. This three-dimensional ocean current model was modified to be applied for oceanic simulations around Japan. This report describes the governing equations, numerical methods and model improvements. In addition, database system which is utilized for calculations and visualization system for graphical outputs are also described.

Model simulation was carried out at off the area of Shimokita, Aomori-ken, Japan to investigate the effects of the boundary conditions on simulated results.

Keywords: Coastal Region, Numerical Model, Visualization, Shimokita, Ocean Current, Radionuclides, Migration

目 次

1. はじめに	1
2. 3次元海流モデル	2
2.1 数値モデルの概要	2
2.2 基礎方程式	2
2.3 σ 座標系	3
2.4 モード分離法	7
2.5 境界条件	8
3. 数値解法	12
3.1 内部・外部モードの相互作用	12
3.2 格子配置	12
3.3 内部モードの数値解法	13
4. モデルの改良	17
4.1 境界条件	17
4.1.1 海底地形のスージング	17
4.1.2 河川流入条件	17
4.1.3 開境界条件	17
4.2 水温・塩分場の移流項	18
4.2.1 水平移流及び拡散項の定式化及び差分スキーム	18
4.2.2 差分スキームの変更	20
5. データ処理システム	27
5.1 データベース生成システム	27
5.1.1 地形処理コンポーネント	27
5.1.2 メッシュデータ生成コンポーネント	27
5.1.3 メッシュデータ編集コンポーネント	28
5.2 可視化システム	29
5.2.1 出力データの整備	29
5.2.2 可視化ファイル	30
6. 試計算	36
6.1 計算条件	36
6.2 結果および考察	37
7. まとめ	46
謝辞	46
参考文献	47

1. はじめに

陸上の原子力施設から海域へ放出される放射性物質は、最初に陸地と接する沿岸海域へ流入する。沿岸海域は水深が浅く、複雑な海岸と海底地形を持つために、外洋と異なる海水運動が観測される。例えば、陸域からは河川流入により淡水が大量に供給されるために密度流が発生し、海表面では風の効果による吹送流が発生し、同時に大気との熱交換が行われる。さらに、沖合からは黒潮・親潮などの海流から分岐した流れや反流の影響を強く受け、また内湾域では太陽や月の起潮力によって発生する潮流による影響が顕著である。これらの様々な要因から構成される流れによって最終的に放射性物質は外洋へと移行する。そのため、海洋中に放出される放射性物質の拡散を把握するためには流動場の予測が重要になるが、沿岸海域は海水の容量が小さいために流動場の変化は上記流動現象により複雑になり、海水流動を観測のみから予測することは難しい。

そこで本研究では、数値シミュレーションにより外洋に面した沿岸海域における海水流動を把握・予測するため、流体力学モデルに基づく3次元海水流動モデルの開発を行った。対象とする領域は数十～数百 km 程度であり、海底地形が複雑に変化するような沿岸海域の特徴を満たすために、Blumberg & Mellor¹⁾によって開発された海底地形変化を滑らかに表現できるシグマ座標系を用いた Princeton Ocean Model を基に改良を加えた。モデルを構成する基本方程式群は、連続の方程式、運動方程式、水温・塩分の方程式、状態方程式、乱流エネルギー・乱流スケール輸送方程式の保存方程式であり、これらを数値的に解くことで、海水流動や拡散係数、温度分布等の時間変化を3次元的に予測できる。

本報告書は、3次元海水流動モデルの支配方程式、数値解法、そしてモデル構築に必要なデータベース及び可視化システムについて説明し、次にモデルを用いた沿岸海域の流動場に関する数値シミュレーション結果をまとめるものである。

2. 3次元海流モデル

2. 1 数値モデルの概要

Princeton Ocean Model (以下 POM) は、マルチ・レベル・プリミティブ方程式をベースにした高解像度の鉛直成分の混合効果及び大気境界条件と海流境界条件を取り扱える海流モデルであり、本研究では研究対象海域に適用するために POM を基に改良を加えた。POM は以下の特徴を持っている。

- (i) Mellor and Yamada のレベル 2.5 乱流クロージャモデル²⁾を用いた鉛直方向の混合効果の考慮が可能
- (ii) σ -座標系の使用
- (iii) 自由表面の取り扱いが可能
- (iv) 直交曲線座標に基づいた水平面 (x-y 面) 座標系 (直角座標への変換可能)
- (v) Arakawa-C グリッド³⁾を用いたスタaggerドメッシュによる空間差分の採用
- (vi) 水平方向の時間微分に陽解法を、鉛直方向の時間微分に陰解法を採用することにより、高解像度の鉛直方向の計算が可能
- (vii) 時間ステップにスプリットタイムステップを用いており、効率的な計算が可能
- (viii) 時間レベルの変数に Asselin フィルターを用いたスムージング処理の採用
- (ix) 完全な熱力学的処理ルーチンの組み込み

2. 2 基礎方程式

流体が局所デカルト座標 (x^*, y^*, z^*) において密度場 $\rho(x^*, y^*, z^*, t^*)$ と速度場 (u, v, w) を持つとき、以下の質量保存式が成立する。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho u}{\partial x^*} + \frac{\partial \rho v}{\partial y^*} + \frac{\partial \rho w}{\partial z^*} = 0 \quad (2.1)$$

ρ : 海水の密度 (kg/m^3)

u, v, w : それぞれ x^*, y^*, z^* 方向の流速 (m/s)

そして、海水の運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x^*} + \frac{\partial \rho v u}{\partial y^*} + \frac{\partial \rho w u}{\partial z^*} = f \rho v - \frac{\partial P}{\partial x^*} + \frac{\partial}{\partial z^*} \left[-\rho \overline{w' u'} \right] + F_x^* \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho u v}{\partial x^*} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y^*} + \frac{\partial \rho w v}{\partial z^*} = -f \rho u - \frac{\partial P}{\partial y^*} + \frac{\partial}{\partial z^*} \left[-\rho \overline{w' v'} \right] + F_y^* \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho u w}{\partial x^*} + \frac{\partial \rho v w}{\partial y^*} + \frac{\partial \rho w^2}{\partial z^*} = -\rho g - \frac{\partial P}{\partial z^*} + \frac{\partial}{\partial z^*} [-\rho \overline{w'w'}] + F_z^* \quad (2.4)$$

f : コリオリパラメーター (1/s)

P : 圧力 (N/m²)

g : 重力加速度 (m/s²)

F_x^* , F_y^* , F_z^* : 水平粘性項

x^* - y^* 面の運動量保存式(2.2)と(2.3)の左辺は運動量の変化量を表し、右辺の第1項はコリオリ力項、第2項は圧力勾配項、第3項は鉛直粘性項、第4項は水平粘性項を示す。また、 z^* 方向に静水圧近似を用いると式(2.4)は以下のように表せる。

$$\rho g = -\frac{\partial P}{\partial z^*} \quad (2.5)$$

水温の拡散方程式は以下の式で表せる。

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho u T}{\partial x^*} + \frac{\partial \rho v T}{\partial y^*} + \frac{\partial \rho w T}{\partial z^*} = \frac{\partial}{\partial z^*} [-\rho \overline{w'T'}] + F_T \quad (2.6)$$

T : ポテンシャル温度 (K)

F_T : 水平拡散項

塩分濃度の拡散方程式は以下の式で表せる。

$$\frac{\partial \rho S}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho u S}{\partial x^*} + \frac{\partial \rho v S}{\partial y^*} + \frac{\partial \rho w S}{\partial z^*} = \frac{\partial}{\partial z^*} [-\rho \overline{w'S'}] + F_S \quad (2.7)$$

S : 塩分(psu)

F_S : 水平拡散項

海水の塩分は、海水の電気伝導度を測定して求めるのが一般的である。海水中に含まれる溶存物質の全量を比電導度によって決定された無次元の塩分を実用塩分と呼ぶ。一般に塩分といえば実用塩分 (*Practical Salinity Unit*) を指す。

2. 3 σ 座標系

ここでは前節で述べたデカルト座標系の基礎方程式を図2.1に示す σ 座標系⁴⁾で表現するための導出方法について述べる。デカルト座標系 (x^* , y^* , z^* , t^*) と σ 座標系 (x , y , σ , t)は次の関係を持つとする。

$$\begin{aligned}
 x^* &= x, \\
 y^* &= y, \\
 z^* &= \eta(x, y, t) + \sigma D(x, y, t), \\
 t^* &= t
 \end{aligned}
 \tag{2.8}$$

ここに、 $\eta(x, y, t)$ は水位、 $D(x, y, t)$ は水位と水深 $H(x, y)$ の和を表す。

$$D(x, y, t) = \eta(x, y, t) + H(x, y) \tag{2.9}$$

デカルト座標系の (x^*, y^*, z^*, t^*) から σ 座標系の (x, y, σ, t) への座標変換により、任意関数中の偏微分に関して次の関係が得られる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial \alpha^*} = \frac{\partial \alpha}{\partial x^*} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \alpha} + \frac{\partial \alpha}{\partial y^*} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \alpha} + \frac{\partial \alpha}{\partial z^*} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \alpha} + \frac{\partial \alpha}{\partial t^*} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \alpha} \tag{2.10}$$

ここに、 α は x, y, σ, t のいずれかを表す。式(2.7)より、

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial x}{\partial x^*} &= 1, \quad \frac{\partial y}{\partial y^*} = 1, \quad \frac{\partial t}{\partial t^*} = 1, \\
 \frac{\partial \sigma}{\partial t^*} &= -\frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sigma \frac{\partial D}{\partial t} \right), \\
 \frac{\partial \sigma}{\partial x^*} &= -\frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right), \\
 \frac{\partial \sigma}{\partial y^*} &= -\frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right), \\
 \frac{\partial \sigma}{\partial z^*} &= \frac{1}{D}
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

の関係を持っている。デカルト座標系の基礎方程式に、非圧縮性条件、ブシネスク近似（密度が変化する効果を鉛直方向の運動方程式の浮力項にのみ取り入れる）を適用すると、圧力勾配項を除いて密度の時間変化項を削除でき、空間変化項にある密度を参照値 $\rho_0 (= \text{constant})$ として偏微分の外に出せる。式(2.9)と(2.10)の新旧座標系の関係式を用いて質量保存式(2.1)を σ 座標系で表すと、以下のようになる。

$$\frac{\partial uD}{\partial x} + \frac{\partial vD}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \tag{2.12}$$

ここで、 ω は σ 座標に変換された新しい鉛直流速であり、ある σ 面における曲面上の法線方向の速

度を表している。

$$\omega = w - \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sigma \frac{\partial D}{\partial t} \right) - u \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) - v \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \quad (2.13)$$

運動方程式も同様に σ 座標系で表すと、以下のようにになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial uD}{\partial t} + \frac{\partial u^2 D}{\partial x} + \frac{\partial vuD}{\partial y} + \frac{\partial \omega u}{\partial \sigma} &= f_v D - Dg \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ &- \frac{D^2 g}{\rho_0} \int_{\sigma}^0 \left[\frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\sigma'}{D} \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma'} \right] d\sigma' + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_M}{D} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right] + F_x \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial vD}{\partial t} + \frac{\partial uvD}{\partial x} + \frac{\partial v^2 D}{\partial y} + \frac{\partial \omega v}{\partial \sigma} &= -f_u D - Dg \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ &- \frac{D^2 g}{\rho_0} \int_{\sigma}^0 \left[\frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{\sigma'}{D} \frac{\partial D}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma'} \right] d\sigma' + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_M}{D} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right] + F_y \end{aligned} \quad (2.15)$$

K_M : 鉛直渦動粘性係数(m²/s)

F_x 、 F_y : 水平粘性項

ここで、

$$F_x \equiv \frac{\partial}{\partial x} (D\tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y} (D\tau_{xy}) \quad , \quad F_y \equiv \frac{\partial}{\partial x} (D\tau_{yx}) + \frac{\partial}{\partial y} (D\tau_{yy}) \quad (2.16)$$

$$\tau_{xx} = 2A_M \frac{\partial u}{\partial x} \quad , \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = A_M \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad , \quad \tau_{yy} = 2A_M \frac{\partial v}{\partial y} \quad (2.17)$$

A_M : 水平渦動粘性係数(m²/s)

水温、塩分の拡散方程式はそれぞれ以下のようにになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial TD}{\partial t} + \frac{\partial uTD}{\partial x} + \frac{\partial vTD}{\partial y} + \frac{\partial \omega T}{\partial \sigma} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \cdot A_H \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D \cdot A_H \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{K_H}{D} \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial SD}{\partial t} + \frac{\partial uSD}{\partial x} + \frac{\partial vSD}{\partial y} + \frac{\partial \omega S}{\partial \sigma} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \cdot A_H \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D \cdot A_H \frac{\partial S}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{K_H}{D} \frac{\partial S}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \quad (2.19)$$

A_H : 水平渦拡散係数(m²/s)

K_H : 鉛直渦拡散係数(m^2/s)

水平渦動粘性係数、水平渦拡散係数は対象とする現象のスケールに応じてその値を変化させる必要があり、ここでは Smagorinsky の式によって連立方程式の解として与えられる。

$$A_M = C \Delta x \Delta y \cdot \left\{ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right\}^{1/2} \quad (2.20)$$

ここで、係数 C は 0.10 から 0.20 の範囲で用いる。

鉛直渦動粘性係数、鉛直渦拡散係数に関しても、対象とする現象のスケールに応じてその値を変化させる必要があり、流体中の密度が成層状態のときは密度勾配が運動量及び水温・塩分濃度などの鉛直方向の乱流輸送を抑制するため、状況に応じた変数で与える必要がある。そこで鉛直渦動粘性係数、鉛直渦拡散係数を Mellor and Yamada のレベル 2.5 乱流クロージャーモデルによってそれぞれ以下の形で与える。

$$K_M = qlS_M, \quad K_H = qlS_H \quad (2.21)$$

q : 乱流エネルギー(m/s)

l : 乱流長さスケール(m)

ここで、 S_M, S_H は成層化関数であり、リチャードソン数 G_H を用いると、

$$S_H [1 - (3A_2 B_2 + 18A_1 A_2) G_H] = A_2 [1 - 6A_1 / B_1] \quad (2.22)$$

$$S_M [1 - 9A_1 A_2 G_H] - S_H [(18A_1^2 + 9A_1 A_2) G_H] = A_1 [1 - 3C_1 - 6A_1 / B_1] \quad (2.23)$$

となる。ここで、

$$G_H = -\frac{l^2}{q^2} \frac{g}{\rho_0} \left[\frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial p}{\partial z} \right] \quad (2.24)$$

である。ここで、 $(A_1, A_2, B_1, B_2, C_1) = (0.92, 16.6, 0.74, 10.1, 0.08)$ であり、 c_s^2 は音速の 2 乗であり、 $\partial p / \partial z = -\rho_0 g$ である。

乱流エネルギー輸送方程式、乱流スケール輸送方程式はそれぞれ以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2 D}{\partial t} + \frac{\partial u q^2 D}{\partial x} + \frac{\partial v q^2 D}{\partial y} + \frac{\partial \omega q^2}{\partial \sigma} = \\ \frac{2K_M}{D} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right] + \frac{2g}{\rho_0} K_H \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \sigma} - \frac{2Dq^3}{B_1 l} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(DA_H \frac{\partial q^2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(DA_H \frac{\partial q^2}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{K_q}{D} \frac{\partial q^2}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial q^2 l D}{\partial t} + \frac{\partial u q^2 l D}{\partial x} + \frac{\partial v q^2 l D}{\partial y} + \frac{\partial \omega q^2 l}{\partial \sigma} = \\
& + E_1 l \left[\frac{K_M}{D} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right] + E_3 \frac{g}{\rho_0} K_H \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \sigma} \right] \tilde{W} \\
& + \frac{\partial}{\partial x} \left(D A_H \frac{\partial q^2 l}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D A_H \frac{\partial q^2 l}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{K_q}{D} \frac{\partial q^2 l}{\partial \sigma} \right)
\end{aligned} \tag{2.26}$$

ここで、

$$\tilde{W} = 1 + E_2 (l / kL) \tag{2.27}$$

$$L^{-1} = (\eta - z)^{-1} + (H - z)^{-1} \tag{2.28}$$

である。

2. 4 モード分離法

POM では計算効率向上のため、クーラン条件の厳しい水位と 2 次元流速の外部モードと、傾圧流れに関する内部モードとに分離し、外部モードは小さな計算時間間隔で、内部モードは大きな計算時間間隔で計算するモード分離法を用いている。今までに記述された 3 次元内部モードの方程式群で得られた流速、外力等の結果を用いて以下のように 2 次元外部モードにおける主要変数の鉛直方向の平均値を算出する。

$$\bar{u} = \int_{-1}^0 u d\sigma, \bar{v} = \int_{-1}^0 v d\sigma \tag{2.29}$$

ここで、 u と v は内部モードでの局所水平流速、 \bar{u} と \bar{v} は外部モードでの水平流速を示す。自由表面と海底地形面の境界条件及び式(2.29)を 3 次元の基礎方程式(2.12)、(2.14)、(2.15)に代入すると以下の 2 次元の質量保存式及び運動方程式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u} D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} D}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \tag{2.30}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{u} D}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}^2 D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u} \bar{v} D}{\partial y} &= f \bar{v} D - g D \frac{\partial \eta}{\partial x} + \tilde{F}_x + G_x \\
- \frac{g D^2}{\rho_0} \int_{-1}^0 \int_{\sigma}^0 \left[\frac{\partial \rho'}{\partial x} - \frac{\sigma'}{D} \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma'} \right] d\sigma' d\sigma &- \langle wu \rangle \Big|_{\sigma=0} + \langle wu \rangle \Big|_{\sigma=-1}
\end{aligned} \tag{2.31}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}D}{\partial t} + \frac{\partial \bar{uv}D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2 D}{\partial y} = -f\bar{u}D - gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \tilde{F}_y + G_y \\ - \frac{gD^2}{\rho_0} \int_{-1}^0 \int_{\sigma}^0 \left[\frac{\partial \rho'}{\partial y} - \frac{\sigma'}{D} \frac{\partial D}{\partial y} \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma'} \right] d\sigma' d\sigma - \langle wv \rangle|_{\sigma=0} + \langle wv \rangle|_{\sigma=-1} \end{aligned} \quad (2.32)$$

ここで、 G_x と G_y は変量の分散項であり、次の式で表す。

$$G_x = \bar{F}_x - \tilde{F}_x + \frac{\partial \bar{u}^2 D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{uv}D}{\partial y} - \frac{\partial \bar{u}^2 D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{uv}D}{\partial y} \quad (2.33)$$

$$G_y = \bar{F}_y - \tilde{F}_y + \frac{\partial \bar{uv}D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2 D}{\partial y} - \frac{\partial \bar{uv}D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2 D}{\partial y} \quad (2.34)$$

また、

$$\tilde{F}_x = \frac{\partial}{\partial x} \left[2D \overline{A_M} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[D \overline{A_M} \left\{ \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right\} \right] \quad (2.35)$$

$$\tilde{F}_y = \frac{\partial}{\partial x} \left[D \cdot \overline{A_M} \left\{ \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right\} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[D \cdot 2\overline{A_M} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right] \quad (2.36)$$

$$\bar{F}_x = \int_{-1}^0 \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(2DA_M \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ DA_M \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \right] d\sigma \quad (2.37)$$

$$\bar{F}_y = \int_{-1}^0 \left[\frac{\partial}{\partial x} \left\{ DA_M \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left(2DA_M \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] d\sigma \quad (2.38)$$

である。

2. 5 境界条件

海底面 $\sigma=-1$ における海底摩擦及び鉛直流速 ω に関する境界条件は

$$\frac{K_M}{D} \left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}, \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) = C_z(u, v) \sqrt{u^2 + v^2} \quad (2.39)$$

$$\omega = 0 \quad (2.40)$$

ここで、

$$C_z = \text{MAX} \left[\frac{k^2}{[\ln\{(1 + \sigma_{kb-1})H/Z_0\}]^2}, 0.0025 \right] \quad (2.41)$$

となる。ここで、 $k=0.4$ (von Karman 定数)、 Z_0 :粗度パラメータである。海底の状態が不明な場合は、 $(1 + \sigma_{kb-1})H/Z_0$ を充分大きくとると上式は通常の粘性係数を与える。

水面 $\sigma=0$ における風応力及び鉛直流速 ω に関する境界条件は

$$\frac{K_M}{D} \left[\frac{\partial u}{\partial \sigma}, \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right] = -(\langle wu \rangle, \langle wv \rangle) \quad (2.42)$$

$$\omega = 0 \quad (2.43)$$

となる。ここで、式(2.42)の右辺は風応力の入力値である。

同様に、海底面における水温及び塩分拡散式に関する境界条件は

$$\frac{K_H}{D} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma}, \frac{\partial S}{\partial \sigma} \right) = 0 \quad (2.44)$$

となる。海水面における水温及び塩分拡散式に関する境界条件は

$$\frac{K_H}{D} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma}, \frac{\partial S}{\partial \sigma} \right) = -(\langle \omega \theta \rangle, \langle \omega s \rangle) \quad (2.45)$$

となる。ここで、 θ は輻射熱の基準温度、 s は海水面における塩分を示す。

また、乱流エネルギー輸送方程式、乱流スケール輸送方程式に関する海底面における境界条件

$$(q^2, q^2 l) = (B_1^{2/3} u_\tau^b, 0) \quad (2.46)$$

となる。海水面における境界条件は

$$(q^2, q^2 l) = (B_1^{2/3} u_\tau^s, 0) \quad (2.47)$$

となる。ここで、 B_1 は乱流クロージャー定数であり、 u_τ^b 、 u_τ^s はそれぞれ海底、海水面における摩擦速度である。

沿岸に隣接した水平方向の境界条件に関しては、陸境界に対する法線方向の流速は 0 であり、接線方向流速の水平摩擦項も 0 である。 σ 座標系の場合、後者の条件は沿岸に隣接するセルの水深がきわめて浅いため、海底摩擦の効果が支配的となるためにさほど重要ではない。

開境界条件に関しては、現在までに様々な条件に対し多くの手法が提案されているが不確実性が残る。また、2 次元外部モードと 3 次元内部モードの両方に対して考慮する必要がある。外部モードの境界条件の設定について、外部モードの質量保存式に基づいて東境界での境界条件の設

定を例に説明する。ここで質量保存式(2.30)を再掲する。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}D}{\partial y} = 0 \quad (2.30)$$

\bar{u} を流れの東西方向成分とし、 \bar{v} を南北成分とする。まず、境界の接線方向の流れを 0 とするのは一般的な方法である。上式では左辺第 3 項が消去される。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}D}{\partial x} = 0 \quad (2.48)$$

次に、解析領域において水位または流れの変動が潮汐よりも海流の影響が大きい場合、上式は次のようになる。

$$\frac{\partial \bar{u}D}{\partial x} = 0 \Rightarrow (H + \eta) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + U \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (2.49)$$

水位を境界条件として与える場合、固定水位境界条件を

$$\eta(i, j) \Big|_{i=m} = \eta_E \quad (2.50)$$

として境界水位を与える。ここでは解析座標のグリッド(i, j)で表す。添え字 E は東境界を示す。

流速を境界条件として与える場合、開境界に対し法線方向の流速 \bar{u}_n は以下の式で与えられる。

$$D\bar{u}_n = \bar{u}_E \quad (2.51)$$

放射条件を用いて流速境界条件を与える場合、開境界に対し法線方向の流速 \bar{u}_n は以下の式で与えられる。

$$H\bar{u}_n - \sqrt{gH} \cdot \eta = BC \quad (2.52)$$

ここで、BC は式(2.50)の左辺の初期値である。

内部モードは固定境界、放射境界、周期境界の 3 種類の境界条件を設定することが可能であるが、内部波が境界を通過することが考えられる。よって、一般的に内部モードの流速境界条件は放射境界を用いている。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c_i \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.53)$$

$$c_i = \sqrt{H/H_{\max}} \quad (2.54)$$

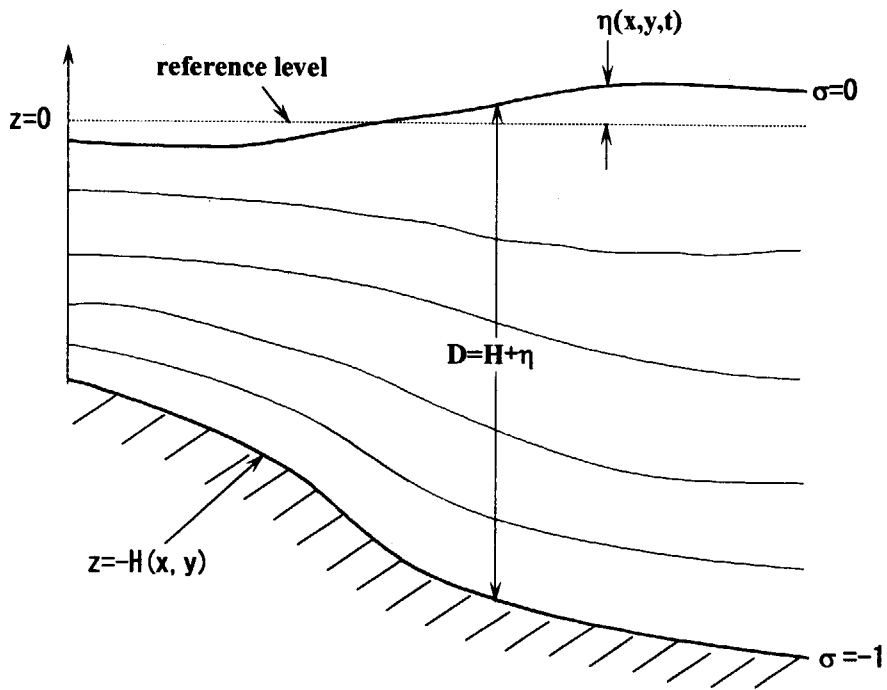


图 2.1 σ 座標系

3. 数値解法

3. 1 内部・外部モードの相互作用

本モデルでは、図 3.1 に示すように外部モードと内部モードをリンクしている。図からわかるように、外部モードのタイムステップは内部モードのタイムステップより細かくなっている。これは、海水面及び海底面における流れの変動が、海水面と海底面に挟まれている内部流れの変動より激しいからである。数値安定性を保つために CFL 条件を満たすように各タイムステップを決定する必要がある。外部モードタイムステップ Δt_E と内部モードタイムステップ Δt_I を次のように決定する。

$$\Delta t_E \leq \frac{1}{C_E} \cdot \left| \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right|^{-1/2} \quad (3.1)$$

$$\Delta t_I \leq \frac{1}{C_I} \cdot \left| \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right|^{-1/2} \quad (3.2)$$

ここで、

$$C_E = 2\sqrt{gH} + U_{\max}, \quad C_I = 2C_T + U_{\max} \quad (3.3)$$

である。 C_T は、内部重力波の最大値を表し、通常では 2m/s 程度である。なお U_{\max} は移流速度の最大値を表している。典型的な沿岸海域では、 C_I より C_E の条件が厳しいため、式(3.1)で得られた値の約 90% を Δt_E とし、 $\Delta t_I / \Delta t_E$ の比を 50~80 の範囲で Δt_I を求める。

3. 2 格子配置

変数の空間的配置には Arakawa-C グリッドによるスタガードメッシュを用いている。水平方向の格子点は x 方向、 y 方向ともに等間隔になるようにした。鉛直方向については基準水面を 0 とし、 kb の層から構成され、下向きを正とする。3次元空間の格子点は (i, j, k) によって表され、各変数に下付添え字として示す。外部モード計算に用いる 2次元格子配置を図 3.2 に、内部モード計算に用いる 3次元格子配置を図 3.3 に示す。鉛直方向の層厚は以下の通りである。

$$DZ_k = Z_k - Z_{k+1} \quad (3.4)$$

$$DZZ_k = ZZ_k - ZZ_{k+1} \quad (3.5)$$

3. 3 内部モードの数値解法

POM では、基礎方程式の時間差分について、式中の移流項及び水平拡散項には陽解法を、鉛直拡散項には計算安定性を考慮して陰解法を用いる。例えば、3次元内部モードの運動方程式を以下のように記述する。

$$\frac{\partial D\phi}{\partial t} = -ADV(\phi) + DIF(\phi) + \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[K_H \frac{\partial}{\partial \sigma} \phi \right] + F_\phi \quad (3.6)$$

ここで、 ϕ は流速の任意の変数 u, v を表し、 $ADV(\phi)$ 、 $DIF(\phi)$ はそれぞれ移流項、水平粘性項をまとめたものである。この式の空間的な差分を2段階に分けて行う。

時間 $n+1$ における変数 ϕ^{n+1} を求める場合、時間ステップ n 及び $n-1$ での値を用いて移流項と水平粘性項を以下のように表し、中間値 $\phi^{n+1/2}$ を求める。

$$\frac{D^{n+1}\phi^{n+1/2} - D^{n+1}\phi^{n-1/2}}{2\Delta t} = -ADV(\phi^n) + DIF(\phi^{n-1/2}) \quad (3.7)$$

この結果を用いて、鉛直拡散項を求める式は以下ようになる。

$$\frac{D^{n+1}\phi^{n+1} - D^{n+1}\phi^{n+1/2}}{2\Delta t} = \frac{1}{D^{n+1}} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[K_H \frac{\partial}{\partial \sigma} \phi^{n+1/2} \right] + F_\phi \quad (3.8)$$

これにより ϕ^{n+1} が計算できる。以上の方法により、計算時間ステップを制限する CFL 条件を緩和することが可能となる。また、2次元外部モードで求めた水位 η と、ここで求めた流速 u, v を質量保存式(2.12)へ代入し、鉛直流速 w を求める。

鉛直拡散項は陰解法を用いて解く。時間の標記を省略すると、以下のように書き表せる。

$$\frac{Du - Du'}{2\Delta t} = \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[K_H \frac{\partial}{\partial \sigma} u \right] = \frac{1}{D} \frac{1}{DZ_k} \left\{ \left[K_H \frac{\partial}{\partial \sigma} u \right]_{k-1} - \left[K_H \frac{\partial}{\partial \sigma} u \right]_k \right\} \quad (3.9)$$

従って、差分方程式は以下のように表される。

$$u_k - u'_k = \frac{2\Delta t}{(D_{i,j})^2} \frac{1}{DZ_k} \left[K_H \frac{1}{DZZ_{k-1}} (u_{k-1} - u_k) - K_H \frac{1}{DZZ_k} (u_k - u_{k+1}) \right] \quad (3.10)$$

u に関して整理すると、

$$-u_{k+1} \cdot A_k + u_k (A_k + C_k - 1) - u_{k-1} \cdot C_k = -u'_k \quad (3.11)$$

ここに、

$$A_k = -\frac{2\Delta t \cdot K_H}{(D_{i,j})^2 \cdot DZ_k \cdot DZZ_k},$$

$$C_k = -\frac{2\Delta t \cdot K_H}{(D_{i,j})^2 \cdot DZ_k \cdot DZZ_{k-1}}$$
(3.12)

ここで、式(3.11)の u_k の解は次のような形になると仮定すれば、

$$u_k = E_k \cdot u_{k+1} + G_k$$
(3.13)

u_{k-1} も同様に

$$u_{k-1} = E_{k-1} \cdot u_k + G_{k-1}$$
(3.14)

となる。そして、式(3.13)、(3.14)を式(3.11)に代入し整理すると、

$$u_k = \frac{A_k}{[A_k + C_k(1 - E_{k-1}) - 1]} u_{k+1} + \frac{C_k G_{k-1} - u'_k}{[A_k + C_k(1 - E_{k-1}) - 1]}$$
(3.15)

が得られる。式(3.15)を式(3.13)と比較すると、 E_k と G_k は次のように表せる。

$$E_k = \frac{A_k}{A_k + C_k(1 - E_{k-1}) - 1},$$

$$G_k = \frac{C_k G_{k-1} - u'_k}{A_k + C_k(1 - E_{k-1}) - 1}$$
(3.16)

ここで、水面($k=1$)の境界条件式(2.41a,b)及び、

$$A_1 = -\frac{2\Delta t \cdot K_H}{(D_{i,j})^2 \cdot DZ_1 \cdot DZZ_1},$$

$$C_1 = 0$$
(3.17)

により E_1 と G_1 は次のようになる。

$$E_1 = \frac{A_1}{A_1 - 1},$$

$$G_1 = \frac{-2\Delta t \cdot \langle wu|_{\sigma=0} \rangle / (D_{i,j} \cdot DZ_1) - u'_k}{A_1 - 1}$$
(3.18)

一方、海底面($k=kb-1$)の境界条件式(2.38a)及び $A_{kb-1}=0$ により、

$$u_{kb-1} = \frac{C_{kb-1} G_{kb-2} - u'_{kb-1}}{2\Delta t \cdot C_z \sqrt{(u_{kb-1}^{n-1})^2 + (v_{kb-1}^{n-1})^2} / (D_{i,j} \cdot DZ_{kb-1}) + C_{kb-1}(1 - E_{kb-1}) - 1}$$
(3.19)

が得られる。この u_{kb-1} を式(3.13)に代入して u_{kb-2} が求められ、このように後退代入により u_k を解くことができる。

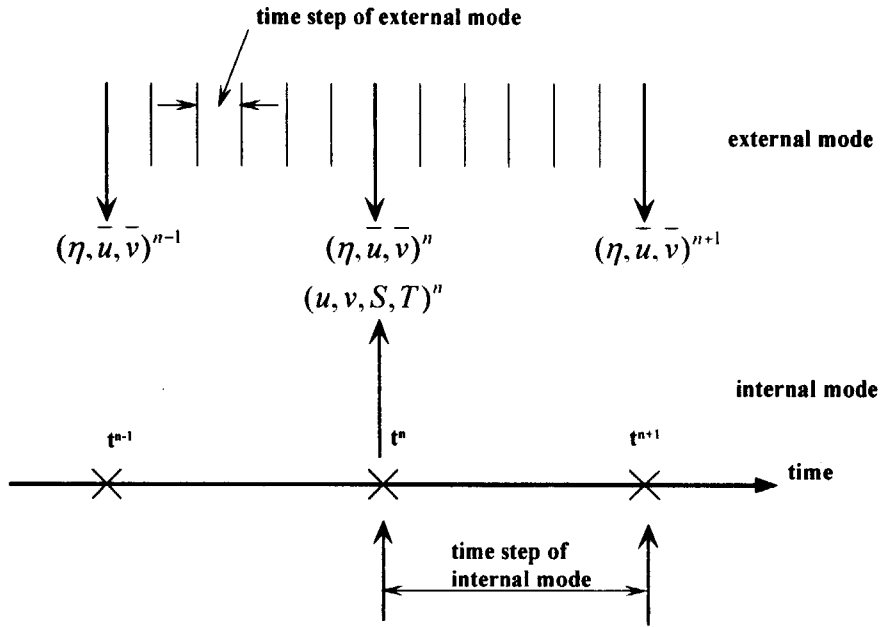


図 3.1 モードスプリット法

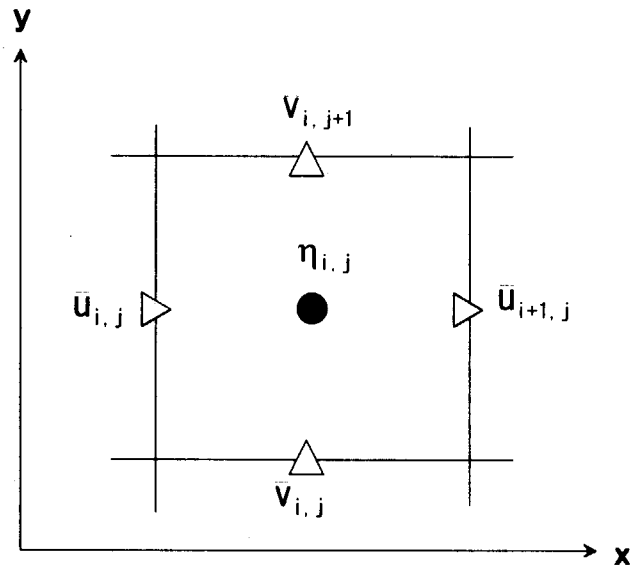
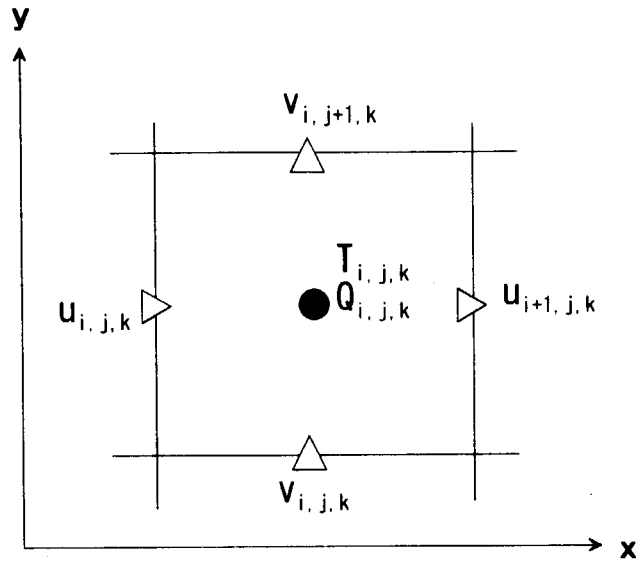
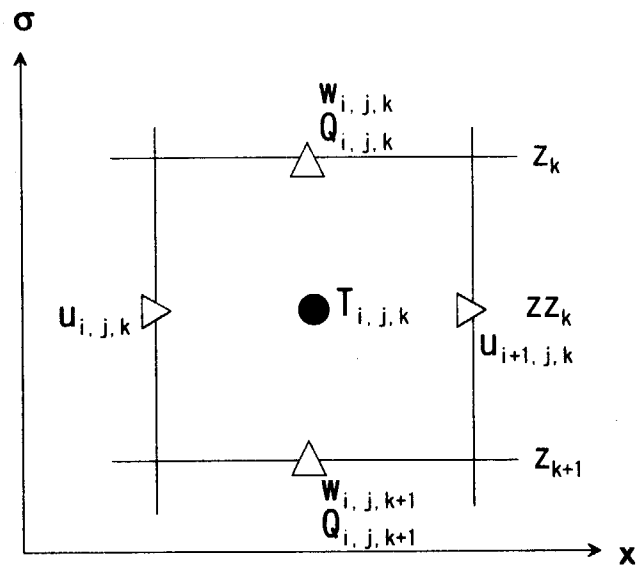


図3.2 外部モードの格子配置



(a) 第 k 層における水平格子配置



(b) x - σ 面の格子配置

図 3.3 内部モードの格子配置 (Tは T,S を、Qは K_M, K_H を表す)

4. モデルの改良

4. 1 境界条件

4. 1. 1 海底地形のスージング

海底地形変化の激しい沿岸域の 3 次元解析では、運動量のバランスが保ちにくく、運動方程式で求められた流速場も崩れやすくなり、現実とは異なる速度場が計算結果として得られ、計算精度を低下させたり、計算を発散させてしまうケースがしばしば見受けられる。後述の六ヶ所沖をモデルサイトとした検証計算でも上記の問題に直面して計算が継続不能になった。そこで、複雑な海底地形を緩和する手段を検討した。

まず、基本条件として以下のことを考えた。

(a) スージング処理を実施しても、海底地形の特色が保たれること

海底地形は海流の流向または流速に影響を及ぼすため、極端なスージングは計算に影響を及ぼす。

(b) スージングのロジックは簡単であること

現行モデルへ容易に組み込むことができ、かつ計算メモリをあまり消費しないこと。

(c) 自由容積が保たれること

全体容積の保存は基礎式の保存にも繋がっており、バランスが崩れると、計算精度が落ちる。

結果として、隣接する両グリッド (i, j) と $(i+1, j)$ の水深差を両グリッドの水深和で除したものを水深変化率と定義し、隣接グリッドの水深変化率が最大許容変化率を越えた場合、余剰水深を 2 等分して、その値を水深の深いグリッドに対して差し引き、水深の浅いグリッドに対して付け足す方法を x 方向の左端から右端まで左右一往復した後に y 方向の下端から上端まで上下一往復するように処理する。そして、理想的な海底地形を得るまで決められた回数で繰り返し計算を行う。

4. 1. 2 河川流入条件

POM には河川流入の効果が考慮されていないため、新たに河川流入条件を設置した。河川水が流出する地点において、規定放流量を水位に換算して 2 次元外部モードの運動方程式で与え、河川の流量による流速への寄与を算出することとした。また、塩分濃度と水温の境界条件に流出地点における瞬時混合を仮定した条件で河川の効果を模擬した。

4. 1. 3 開境界条件

沿岸域、外洋を問わず、海洋のモデリングでは水平方向の境界として陸地との境界である閉境

界と、対象領域の沖合と接する開境界が存在する。開境界条件は、内湾などのように潮流が支配する海域では開境界から所定の潮位変動を与えれば目的とする流れを発生させることが可能であるが、海流が支配するような外洋に面した海域における開境界条件の設定に関しては、様々な手法が提案されているものの不確実性が残ることは既に第2章で述べた。

そこで、現行モデルで設定している開境界条件に加え、境界の外部から内部へ水塊が流入する場合は境界における観測値または仮想した流速を固定して与え、逆に内部から外部へ流出する場合は放射条件で取り除く設定を設置した。これは大気モデルで一般的に用いられている手法である。

4. 2 水温・塩分場の移流項

現行モデルの拡張作業で、河川モデルを有した計算において河川近傍の海洋底層部に異常な水温・塩分濃度分布が発見された。この異常な分布現象を取り除くためにモデルの河口と海の混合水深等の幾何的な見直し、河川水の注入タイミングの変更等を変化させて解析を試みた。その結果、いずれの試計算でも塩分または水温の異常分布を解消することは不可能であった。様々な試行の結果、この異常分布がモデルの移流項の差分式に依存することが判明し、移流項の差分式の特徴について考察した。

4. 2. 1 水平移流及び拡散項の定式化及び差分スキーム

本モデルは、塩分・水温の拡散式を二段階解法で塩分濃度及び水温を求めている。二段階解法とは移流項及び水平拡散項を陽的 (explicit) に差分化して中間的な近似解を求め、中間的な解を用いて鉛直拡散項を陰的 (implicit) に差分化して最終的な近似解を求める。ここでは二段階解法の第一段階の水平移流項および水平拡散項の定式化について述べる。

水温の拡散方程式(2.18)の差分式を整理すると次式になる。

$$\frac{D^{n+1}\tilde{T} - D^{n-1}T^{n-1}}{2\Delta t} = -\text{Adv}(T^n) + \text{Dif}(T^{n-1}) \quad (4.1)$$

上式の右辺にある $\text{Adv}(T^n)$ は水平移流項であり、次式のようにになる。なお、ここでは上付き添え字 “n-1”、“n” そして “n+1” がそれぞれ2ステップ前、1ステップ前、カレント時間ステップを表している。

$$\text{Adv}(T^n) = \frac{\partial DuT^n}{\partial x} + \frac{\partial DvT^n}{\partial y} + \frac{\partial \omega T^n}{\partial \sigma} \quad (4.2)$$

3次元空間にあるポイント $T_{i,j,k}$ を中心として、x軸に dx 区間、y軸に dy 区間、 σ 軸に $d\sigma$ 区間で囲まれた体積空間 V (以下コントロールボリューム) を考えれば、式(4.2)はコントロールボリュームにおける流れ場 (u,v,w) による y - σ 面、 σ -x 面、 x -y 面を出入りする移動変化量である。

式 (4.2) の両辺に dx と dy を掛けて整理する。

$$\begin{aligned} dx \cdot dy \cdot \text{Adv}(T^n) &= \partial_x (DuT^n \cdot dy) + \partial_y (DvT^n \cdot dx) + \frac{\partial \omega T^n}{\partial \sigma} \cdot dx \cdot dy \\ &= \partial_x (\text{xflux_adv}) + \partial_y (\text{yflux_adv}) + (\text{zflux_net}) \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここに、 $\partial_x(\text{xflux_adv})$ はx軸に沿った(xflux_adv)の変化量を、 $\partial_y(\text{yflux_adv})$ はy軸に沿った(yflux_adv)の変化量を、zflux_netは σ 軸の正味変化量を表している。POMではArakawa-Cグリッドを使用しており、Tがコントロールボリュームの中心に位置しているとすれば、速度場(u,v,w)がそれぞれ体積空間Vの表面のy- σ 面、x- σ 面とx-y面の中心に位置することになり、体積空間Vの表面を出入りするフラックスを計算するパラメータD(動的水深)、Tまたはdx、dyが算術平均で表される。よって、式(4.3)のxflux_adv、yflux_advとzflux_netそれぞれが以下の中心差分で構成される。

$$\text{xflux_adv} = \frac{(D_{i,j} + D_{i-1,j})}{2} \cdot \frac{(T_{i,j,k} + T_{i-1,j,k})}{2} \cdot u_{i,j,k} \cdot \frac{(dy_{i,j} + dy_{i-1,j})}{2} \quad (4.4)$$

$$\text{yflux_adv} = \frac{(D_{i,j} + D_{i,j-1})}{2} \cdot \frac{(T_{i,j,k} + T_{i,j-1,k})}{2} \cdot v_{i,j,k} \cdot \frac{(dy_{i,j} + dy_{i,j-1})}{2} \quad (4.5)$$

$$\text{zflux_net} = \left[\frac{1}{2} \cdot (T_{i,j,k} + T_{i,j,k-1}) \cdot \omega_{i,j,k} - \frac{1}{2} \cdot (T_{i,j,k} + T_{i,j,k+1}) \cdot \omega_{i,j,k+1} \right] \cdot \frac{(dx_{i,j} \cdot dy_{i,j})}{dz_k} \quad (4.6)$$

一方、水平拡散項 $\text{Dif}(T^{n-1})$ に関しては、次式のように表される。

$$\text{Dif}(T^{n-1}) = \frac{\partial}{\partial x} \left(H \cdot A_H \frac{\partial T^{n-1}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(H \cdot A_H \frac{\partial T^{n-1}}{\partial y} \right) \quad (4.7)$$

ここで、計算アルゴリズムの簡略化のために動的水深Dの変わりに水深Hを用いている。水平移流項と同様に式(4.7)の両辺にdxとdyを掛けて整理すれば、以下ようになる。

$$dx \cdot dy \cdot \text{Dif}(T^{n-1}) = \partial_x (\text{xflux_dif}) + \partial_y (\text{yflux_dif}) \quad (4.8)$$

ここに、 $\partial_x(\text{xflux_dif})$ はx軸に沿った(xflux_dif)の拡散変化量を、 $\partial_y(\text{yflux_dif})$ はy軸に沿った(yflux_dif)の拡散変化量を示し、移流項の変量と同様に近似される。

$$\text{xflux_dif} = \frac{(H_{i,j} + H_{i-1,j})}{2} \cdot (A_{H_{i,j}} \cdot \text{DUM}_{i,j}) \cdot \frac{(T_{i,j,k} - T_{i-1,j,k})}{0.5 \cdot (dx_{i,j} + dx_{i-1,j})} \cdot \frac{(dy_{i,j} + dy_{i-1,j})}{2} \quad (4.9)$$

$$\text{yflux_dif} = \frac{(H_{i,j} + H_{i,j-1})}{2} \cdot (A_{H_{i,j}} \cdot \text{DVM}_{i,j}) \cdot \frac{(T_{i,j,k} - T_{i,j-1,k})}{0.5 \cdot (dy_{i,j} + dy_{i,j-1})} \cdot \frac{(dx_{i,j} + dx_{i,j-1})}{2} \quad (4.10)$$

ここで、 A_H は水平動粘性係数、DUM、DVMはそれぞれx方向、y方向における陸地とのマスキングを処理する変数を表している。

これまでの移流項および水平拡散項の差分を次のようにまとめて新たな変数 FF に格納すると、POM の空間的な差分スキームが作成される。

$$\begin{aligned}
 -\text{Adv}(T^n) + \text{Dif}(T^{n-1}) &= -(\text{xflux_adv}_{i+1,j} - \text{xflux_adv}_{i,j} + \text{yflux_adv}_{i,j+1} - \text{yflux_adv}_{i,j} \\
 &+ \text{net_zflux}) / (dx \cdot dy) \\
 &+ (\text{xflux_dif}_{i+1,j} - \text{xflux_dif}_{i,j} + \text{yflux_dif}_{i,j+1} - \text{yflux_dif}_{i,j}) / (dx \cdot dy) \quad (4.11) \\
 &= -(\text{xflux}_{i+1,j} - \text{xflux}_{i,j} + \text{yflux}_{i,j+1} - \text{yflux}_{i,j} + \text{net_zflux}) / (dx \cdot dy) \\
 &= -FF_{i,j,k} / (dx \cdot dy)
 \end{aligned}$$

次に、式(4.1)の左辺の動的水深 D を水深 H、カレント時間ステップ水位 ETF、2 ステップ前の水位 ETB、2 ステップ前の水温 TB を用いると下式のような中心差分になる。

$$\frac{D^{n+1}\tilde{T} - D^{n-1}T^{n-1}}{2\Delta t} = \frac{(H_{i,j} + \text{ETF}_{i,j}) \cdot \tilde{T} - (H_{i,j} + \text{ETB}_{i,j}) \cdot \text{TB}_{i,j,k}}{2\Delta t} \quad (4.12)$$

式(4.1)に式(4.8)と式(4.9)を代入し、T の中間的な近似解が以下のように求められる。

$$\tilde{T} = \frac{-FF \cdot 2\Delta t + (dx \cdot dy)(H_{i,j} + \text{ETB}_{i,j}) \cdot \text{TB}_{i,j,k}}{(dx \cdot dy)(H_{i,j} + \text{ETF}_{i,j})} \quad (4.13)$$

以上の定式化および差分スキームの展開について考えると、水平拡散項のような 2 次偏微分項の差分は、上記のような中心差分は海洋のモデリングで一般的に用いられる手法であり特に問題は無い。また、移流項の中心差分は、テーラー展開の上では 2 次精度を持つが、境界またはソースポイントに急勾配の変化が与えられた場合、物理的に反した数値不安定が発生する可能性がある。

4. 2. 2 差分スキームの変更

数値計算における不安定の原因は 2 つある。一つは基礎方程式自身の過敏性によるもので、もう一つは数値計算の差分スキームに関係するものである。前者は基礎方程式自身のことなので、ここでは取り扱わず、後者について考察する。

まず、次の 1 次元の移流方程式を用いて各差分手法を検討する。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (4.14)$$

ここに、ある物理量 ϕ が図 4.1 に示すように時間方向に n-1、n、n+1 とし進むとし、空間方向に i-1、i、i+1 とする。同図に白抜きの丸印は既知とし、白丸は未知値とする。そこで、ある場所 i におけるカレント時刻 n+1 の物理量 ϕ^{n+1} を求める場合、一般に数値的な近似解法として上式を差分して解を得る。これを差分する手法は多数あるが、ここでは時間的に陽的な差分（オイラー前進差分）に関する手法のみを考察する。その理由は、現行のモデルでは鉛直拡散項を除いてす

べての項をオイラー前進差分、または中心差分で扱っているからである。

空間的に主要な差分スキームは、2次精度の中心差分とドナーセルスキームおよび1次精度の前進差分および風上差分がある。その中で、前進差分は CFL 条件（クーラン数 <1 ）が厳しく他の手法より小さな時間ステップを要するため、ここでは評価対象から除外することにした。以下に残りの3手法を用いてベンチマークを実施する。

(i) 陽的な中心差分法（時間的に前進差分、空間的に中心差分）

$$(\phi_i^{n+1} - \phi_i^n) + u \frac{\Delta t}{2\Delta x} (\phi_{i+1}^n - \phi_{i-1}^n) = 0 \quad (4.15)$$

(ii) 陽的な風上差分法（時間的に前進差分、空間的に風上差分）

$$(\phi_i^{n+1} - \phi_i^n) + u \frac{\Delta t}{\Delta x} (\phi_i^n - \phi_{i-1}^n) = 0 \quad (4.16)$$

(iii) ドナーセル法（時間的に前進差分、空間的に重み付き差分）

$$(\phi_i^{n+1} - \phi_i^n) + u \frac{\Delta t}{2\Delta x} \{(1-\beta)(\phi_{i+1}^n - \phi_i^n) + (1+\beta)(\phi_i^n - \phi_{i-1}^n)\} = 0 \quad (4.17)$$

上記の諸手法を用いて図 4.2 に示す体系を検証解析の対象として数値実験を実施した。この数値実験の物理的な解釈は、ある物理量の初期分布がフラットとなる解析領域に単位長さ空間に左境界よりステップ状のソースを与えて、左境界より一定の速度を与えてその物理量を運ぶことになる。ここでは摩擦等による物理量の輸送を阻害する外因が皆無とする。よって、ソースである物理量は単位時間を経過しても初期分布の形のまま右へと移動する。

(i) 陽的な中心差分法の解析結果

図 4.3 に陽的な中心差分法による解析結果の一例を示す。時間の変化に伴い解が微小な振動を発生し、4 単位時間を経過すると完全に発散する結果になった。なお、この解法ではクーラン数 C は 0.005 以下でなければ安定解が得られない。

(ii) 陽的な風上差分法の解析結果

図 4.4 に陽的な風上差分法による解析結果の一例を示す。この手法では、解は数値拡散によって少し丸められているが安定解が得られた。

(iii) 陽的なドナー差分法の解析結果

図 4.5 に陽的なドナー差分法による解析結果の一例を示す。この差分も(i)と同様な解析条件では安定解を求めづらく、急勾配の変化には対応できない。しかし、時間的に半陰解法の手法をとれば、図 4.6 に示すような安定かつ精度の良い解を得ることができる。

1次精度の風上差分は数値拡散が大きく、従って安定性は高いが精度は低いことと、2次精度の中心差分は、相対的に精度は高いが高周波成分を分解できる程度に解像度（格子の分割）を高くしなければ計算が不安定になりやすい。

佐々木⁵⁾は水深変化の大きい隣り合う格子で流れが水深の低い格子から水深の高い格子へと流れ込む場合では、1次精度の風上差分が両格子の界面流束を過大評価する、と指摘しており、水

深変化の大きい解析体系には風上差分より中心差分か、または若干上流側に重みを付けたドナーセル差分スキームを推奨している。

上記の考察により、解析体系によって各々の移流項の差分手法が解析結果に影響を及ぼすことが分かった。これに基づき、拡散式の移流項を一定な手法に固定せず、ユーザーが解析体系に応じて差分手法を換えられる下記に示すような改良型ドナーセルスキームで差分化するように数値モデルを改良することとした。

$$(\phi_i^{n+1} - \phi_i^n) + u \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left\{ \left(1 - \beta \cdot \frac{u}{|u|} \right) (\phi_{i+1}^n - \phi_i^n) + \left(1 + \beta \cdot \frac{u}{|u|} \right) (\phi_i^n - \phi_{i-1}^n) \right\} = 0 \quad (4.18)$$

この改良で、 β の値の設定により中心差分 ($\beta=0$)、風上差分 ($\beta=1$) およびドナーセル ($0 < \beta < 1$) を選ぶことが可能となる。

この改良型ドナーセルスキームを用いて試計算を実施した結果、河川等の外部からの注入ソースが無く、隣り合うセルにおける水深差が大きい場合は、2次精度の中心差分またはドナーセルスキームを使用し、逆に河川等の外部からの注入ソースがあり、水深差が小さい場合は、風上差分を使用することで精度の高い計算が可能となることがわかった。また、河川等の外部からの注入ソースがあり、水位差が大きい場合は、初期値とそのソースとの差を見て、2次精度の中心差分、ドナーセルスキーム、または風上差分を適時選択する必要がある。

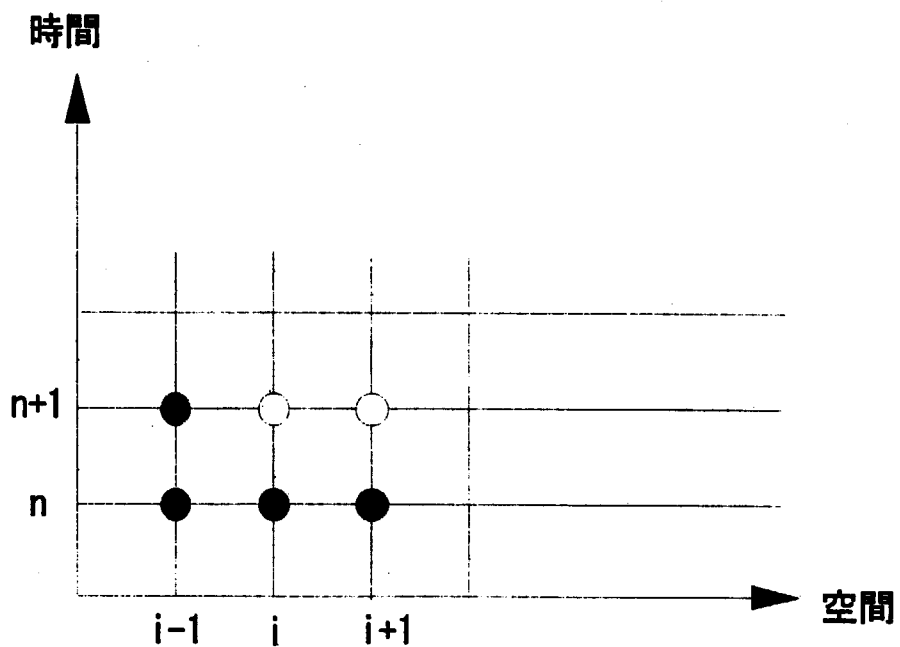


図 4.1 1次元移流現象の空間と時間の概念図

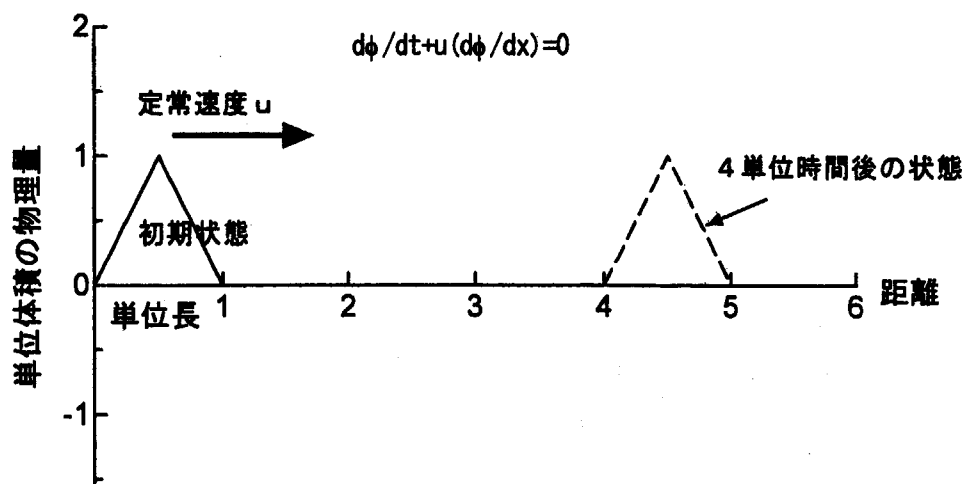


図 4.2 1次元移流現象のベンチマーク用仮想物理現象

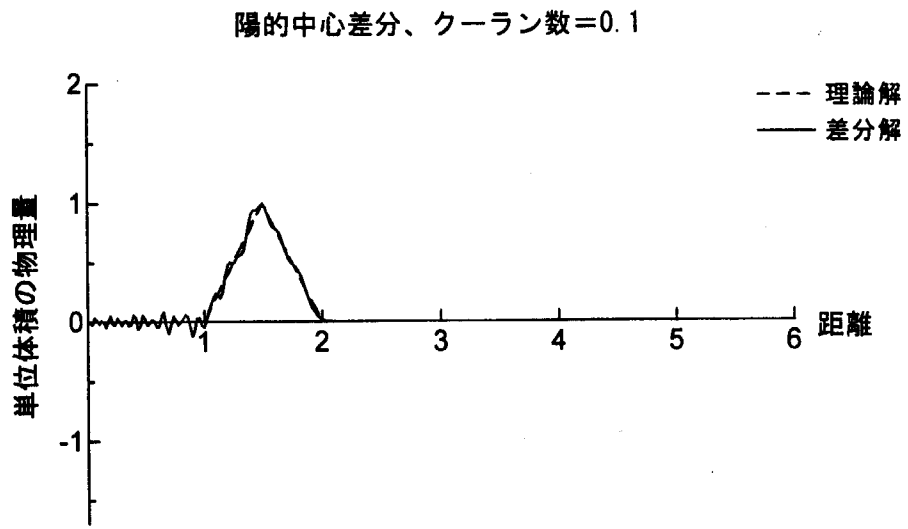


図 4.3(a) 中心差分の解析結果 (1 単位時間経過後の状態)

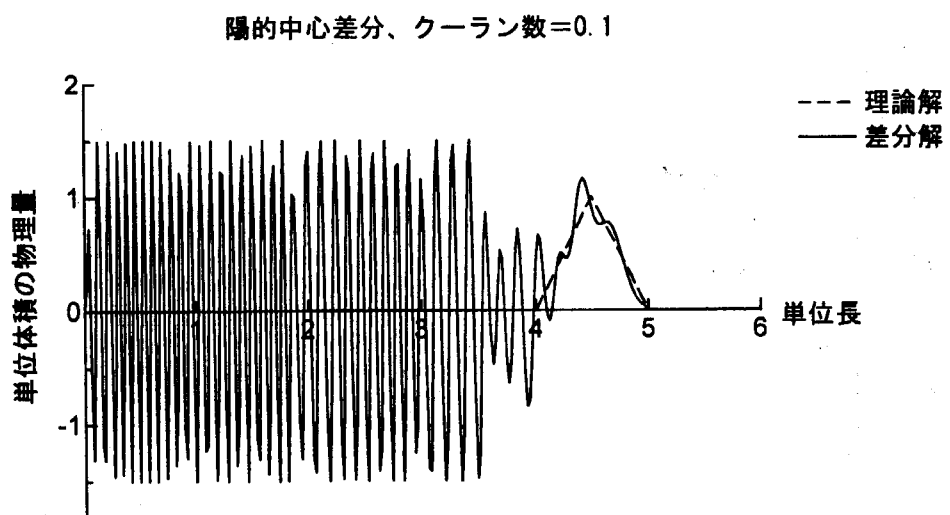


図 4.3(b) 中心差分の解析結果 (4 単位時間経過後の状態)

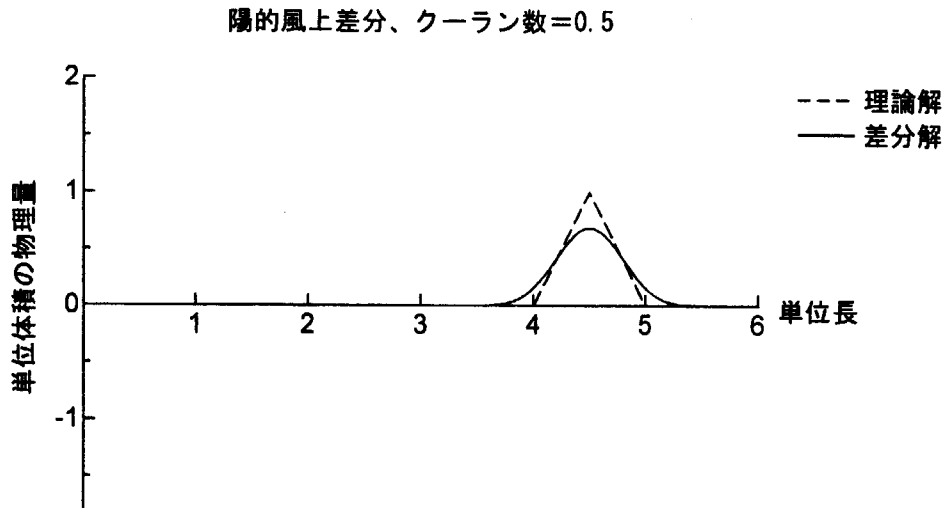


図 4.4 風上差分の解析結果 (4 単位時間経過後の状態)

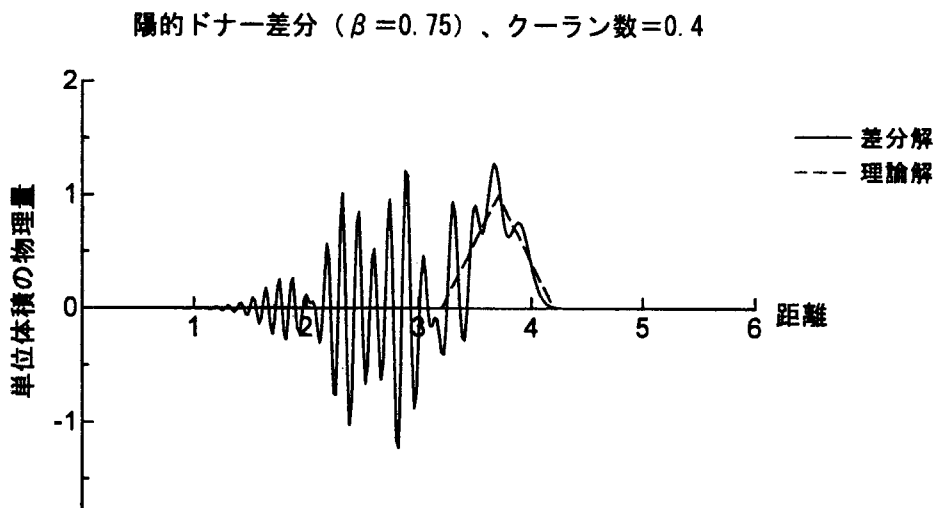


図 4.5 陽的なドナーセルスキームの解析結果 (4 単位時間経過後の状態)

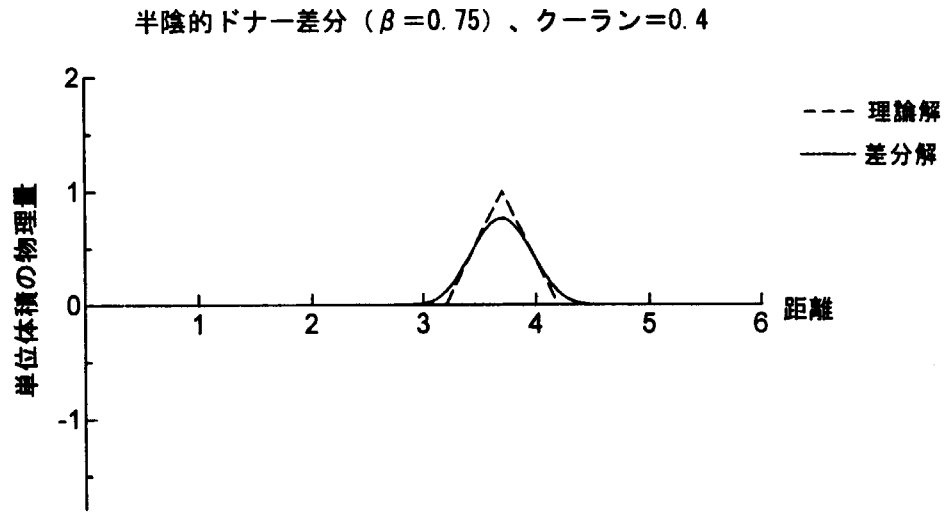


図 4.6 半陰的なドナーセルスキームの解析結果 (4 単位時間経過後の状態)

5. データ処理システム

5. 1 データベース生成システム

本モデルでは入力データの一つとして水深データを用いる。そこで海上保安庁水路部日本海洋データセンターが提供する水深データ及び国土地理院の数値情報データを用いて、日本周辺海域における任意の解析領域の水深データ及び海岸線データを抽出するメッシュデータ生成ソフトを作成した。

5. 1. 1 地形処理コンポーネント

本システムは、汎用性のあるデータ処理システムを構築することを目標としている。そのため、地形データに必要となる日本周辺の海岸線情報および海底地形についてデータベースを作成する必要がある。そこで、公開データを中心に利用可能なデータの調査・収集から作業を始めた。調査の結果、国土地理院発行の数値地図 2,5000（行政界・海岸線）、海上保安庁水路部日本海洋データセンター（JODC）の3次メッシュ水深データを使用することにした。

上記のデータより、東経 123 度北緯 24 度－東経 148 度北緯 47 度に囲まれる海岸線データ、水深データを抽出し、本システムで使用するグラフィックソフト MATLAB 用のバイナリデータを作成し、データベースに組み込む。これらのデータはレコードフォーマットで収納されているため、データベースの作成にあたり、事前の処理が必要である。

始めに、表 5.1 および表 5.2 に示す国土地理院のレコードフォーマットの中から海岸線データのみを抽出して断片化しているデータを2次メッシュ単位で繋ぐためのプログラムを作成した。

次に、表 5.3 に示す JODC の3次メッシュ水深データフォーマット中の3次メッシュコードおよび水深平均値を読み出して MATLAB 用のバイナリデータに変換するプログラムを作成した。

これらのプログラムを MATLAB に組み込み、MATLAB 用の GUI を作成した。図 5.1 は緯経度ベースのデータベース作成インターフェイスであり、GUI 画面上のラジオボタンの選択により2次メッシュコードベースのデータベース作成インターフェイスへの切り替えが可能である。

5. 1. 2 メッシュデータ生成コンポーネント

本コンポーネントは、ユーザーが入力した水深データ（経度、緯度、水深並びのシーケンシャルデータまたは x 座標、y 座標、水深並びのシーケンシャルデータ）を用いて、海流解析に必要な水深メッシュデータ（x 方向座標、y 方向座標、水深）を作成してアスキー形式のファイルに出力するものである。本コンポーネントの処理フローを図 5.2 に示す。

まず、コンポーネントを使用するためには、水深データ及び海岸線データを用意する。これら

のデータは、ユーザー側から供給するか、本システムのデータベースより抽出するかのオプションがある。そして、次のステップに従い初期のメッシュデータを作成する。

- ステップ1：GUIより解析対象領域を指定する。ここでは、基準点、基準点より東境界、西境界、南境界、北境界の距離で範囲を決める。
- ステップ2：指定された領域内に入る海岸線を指定された領域の枠と交差するポイントで海岸線をポリゴンの形に閉じる。この作業は、陸地のマスキングに必要となる。
- ステップ3：メッシュの解像度を決定し、メッシュを生成する。
- ステップ4：前ステップで生成されたメッシュをベースに、供給された水深データからメッシュポイント上の水深を二次線形内挿で算出する。
- ステップ5：上記の線形内挿では陸地部分のところに浅い水深を与えてしまう可能性があるためステップ2で作成した海岸線ポリゴンを利用して陸地のマスキングを行う。
- ステップ6：初期メッシュデータをMATLABのバイナリデータフォーマットで出力する。

開発段階において上記の手順で作成されたメッシュデータは、現実の地形と比較し若干の誤差が含まれる可能性があることが確認された。そのためここで作成したメッシュデータを編集し保存するためにメッシュ編集コンポーネントを追加した。

5. 1. 3 メッシュデータ編集コンポーネント

本コンポーネントは、ユーザーがメッシュ生成コンポーネントで作成した初期のメッシュデータを読み込んで画面にメッシュイメージを表示し、画面に表示された初期水深データを確認しながら、海流解析モデルに用いるメッシュデータをテキスト形式のファイルに保存する。本コンポーネントは、以下のステップに沿って最終的な水深データを出力する。

- ステップ1：前コンポーネントで作成した直角座標に基づいた初期水深データ及び海岸線データファイルを読み込む。
- ステップ2：メッシュを編集する。
- ステップ3：最終的なメッシュデータを、テキスト形式のファイルに出力し、海流解析モデルのコンパイルに必要な解析ドメインのCOMMON文を出力する。

本コンポーネントの作成において、上記の3ステップの編集作業に対応するように、以下の機能を持つGUI画面をデザインした。

- ・3次元海流解析モデルの鉛直層分割数の設定
- ・任意メッシュでの水深を表示
- ・任意メッシュに任意水深を設定
- ・出力機能

5. 2 可視化システム

海流モデルの計算結果を可視化するために、計算機種に依存しないnetCDF (Network Common Data Format) データ形式及び汎用グラフィックソフトであるMATLABを使用し、3次元海流モデルの可視化環境を開発した。

可視化環境の開発に関して開発環境のハードウェアを、3次元海流モデルを計算するEWSと計算結果を表示するPCを前提にして作業を進めた。図5.3に本作業で考案した可視化環境のハードウェア及びソフトウェアの構成図を示す。以下にこれらの開発状況について述べる。

5. 2. 1 出力データの整備

3次元海流モデルの計算結果を直接MATLABで使用するために出力データの整備を行う必要がある。ここでは、米国University Corporation for Atmospheric Researchが開発し、公開しているnetCDFパッケージを使用する。netCDF形式データは、多種計算機種への適応性及びデータ自身の自己記述 (self description) 等の特徴を持つ。これを用いれば、EWSの計算結果を直接PCで利用できる。ここでは、3次元海流モデルの計算結果のデータ整備手法を述べる。

(a) netCDFライブラリの作成

ここでは、netCDFパッケージを入手し、可視化するためのEWS用及びPC用のnetCDFライブラリを作成した経緯について述べる。

i) インターネット経由で以下のサイトよりnetCDFパッケージを入手

<http://www.unidata.ucar.edu/packages/netcdf>

ii) EWSで使用するnetCDFライブラリの作成

DEC- α マシンの上でANSI Cに互換性のあるc89コンパイラ及びDEC FORTRANコンパイラを用いて各種ライブラリ、ユーティリティ及びヘッダファイルを作成した。

iii) PCで使用するnetCDFライブラリの作成

PC上でマイクロソフトVisual C++及びDigital Visual FORTRANのコンパイラを用いて各種ライブラリ、ユーティリティ及びヘッダファイルを作成した。

(b) netCDFライブラリと3次元海流モデルをリンクするオブジェクトの作成

3次元海流モデルの計算結果として得られる流速ベクトル、水位、水温、塩分濃度、風応力、水平及び鉛直拡散係数のデータをnetCDF形式に出力するために、計算結果をnetCDF形式データに変換するサブルーチンを作成し、3次元海流モデルに組み込んだ。

5. 2. 2 可視化ファイル

MATLABを用いた対話式の可視化用ファイル (Matlab Script file) の作成を行う。これはGUIを作成することによって実施できる。描画するデータは、3次元海流モデルの入力に用いる地形データ、地形メッシュ生成後のメッシュ分割データ、計算結果として得られる流速ベクトル、水位、水温、塩分濃度のデータであり、水平・鉛直方向の任意の2次元断面を描画できるものとする。

前記の目的を満たすために、作成予定のグラフィックツールの基本機能を以下のように整理した。

- ・ 水平面での所定変数の分布状態を表示できる機能
- ・ 鉛直断面での所定変数の分布状態を表示できる機能
- ・ 検査領域を拡大・縮小する機能を搭載できる機能
- ・ 水平ベクトルを分布図の上にオーバーラップできる機能
- ・ 等高線を表示できる機能
- ・ 任意深度を指定できる機能
- ・ 任意出力時間を指定できる機能
- ・ 画面出力をワープロまたは他のグラフィックソフトへ取り込める機能

表 5.1 国土地理院数値地図のラインレコード

項 目		開始	終了	仕様	内 容		
レコードタイプ		1	2	A2	「L△」が記録されている		
レイヤコード		3	4	I2	「△1」：行政界		
データ項目コード		5	6	I2	都府県界：1 北海道の支庁界：2 郡市及び特別区界：3 町村及び指定都市の区界：4 海岸線：5 図郭線：9		
ライン一連番号		7	11	I5	当レイヤ内でのラインコード		
ライン種別コード		12	17	I6	既設線：0 仮設線（陸部）：1 仮設線（水部）：2 図郭線：9		
ノード番号及び接続情報	始 点	ノード	18	22	I5	ライン始点のノード番号	
		接続情報	23	23	I1	図郭内のノード：0 図郭線上で他のメッシュのラインと接続するノード：1 図郭線上で他のメッシュのラインと接続しないノード：2	
	終 点	ノード	24	28	I5	ライン終点のノード番号	
		接続情報	29	29	I1	始点の接続情報と同様	
	面コード	左 側	行政コード	30	34	I5	ラインの左面の行政コード
			エリア番号	35	39	I5	ラインの左面のエリア一連番号
右 側		行政コード	40	44	I5	ラインの右面の行政コード	
		エリア番号	45	49	I5	ラインの右面のエリア一連番号	
座標点数		50	55	I6	当ラインを構成する座標点数		
ライン属性数		56	57	I2	当ラインの属性の数		
ライン内属性数		58	60	I3	当ラインのライン内属性の数		
余白		61	72	12X			
復帰・改行		73	74				

表 5.2 国土地理院数値地図の座標値レコード

項目		開始	終了	仕様	内容
座標点 (1)	X	1	5	15	正規化 X 座標
	Y	6	10	15	正規化 Y 座標
座標点 (2)	X	11	15	15	正規化 X 座標
	Y	16	20	15	正規化 Y 座標
座標点 (3)	X	21	25	15	正規化 X 座標
	Y	26	30	15	正規化 Y 座標
座標点 (4)	X	31	35	15	正規化 X 座標
	Y	36	40	15	正規化 Y 座標
座標点 (5)	X	41	45	15	正規化 X 座標
	Y	46	50	15	正規化 Y 座標
座標点 (6)	X	51	55	15	正規化 X 座標
	Y	56	60	15	正規化 Y 座標
座標点 (7)	X	61	65	15	正規化 X 座標
	Y	66	70	15	正規化 Y 座標
余白		71	72	2X	
復帰・改行		73	74		

表 5.3 JODC 3次メッシュデータフォーマット

フィールド	項目	項目内容
01-08	3次メッシュコード	JIS X 0410:1976「地域メッシュコード」中の基準地域メッシュコード
09-16	平均値	メッシュ中の水深の平均値単位は m 1/10 位まで表示
17-24	最大水深値	
25-32	最小水深値	
33-40	メッシュ内データ数	メッシュ中の水深データ数
41-50	標準偏差	メッシュ中の水深データの標準偏差 1/1000 位まで表示

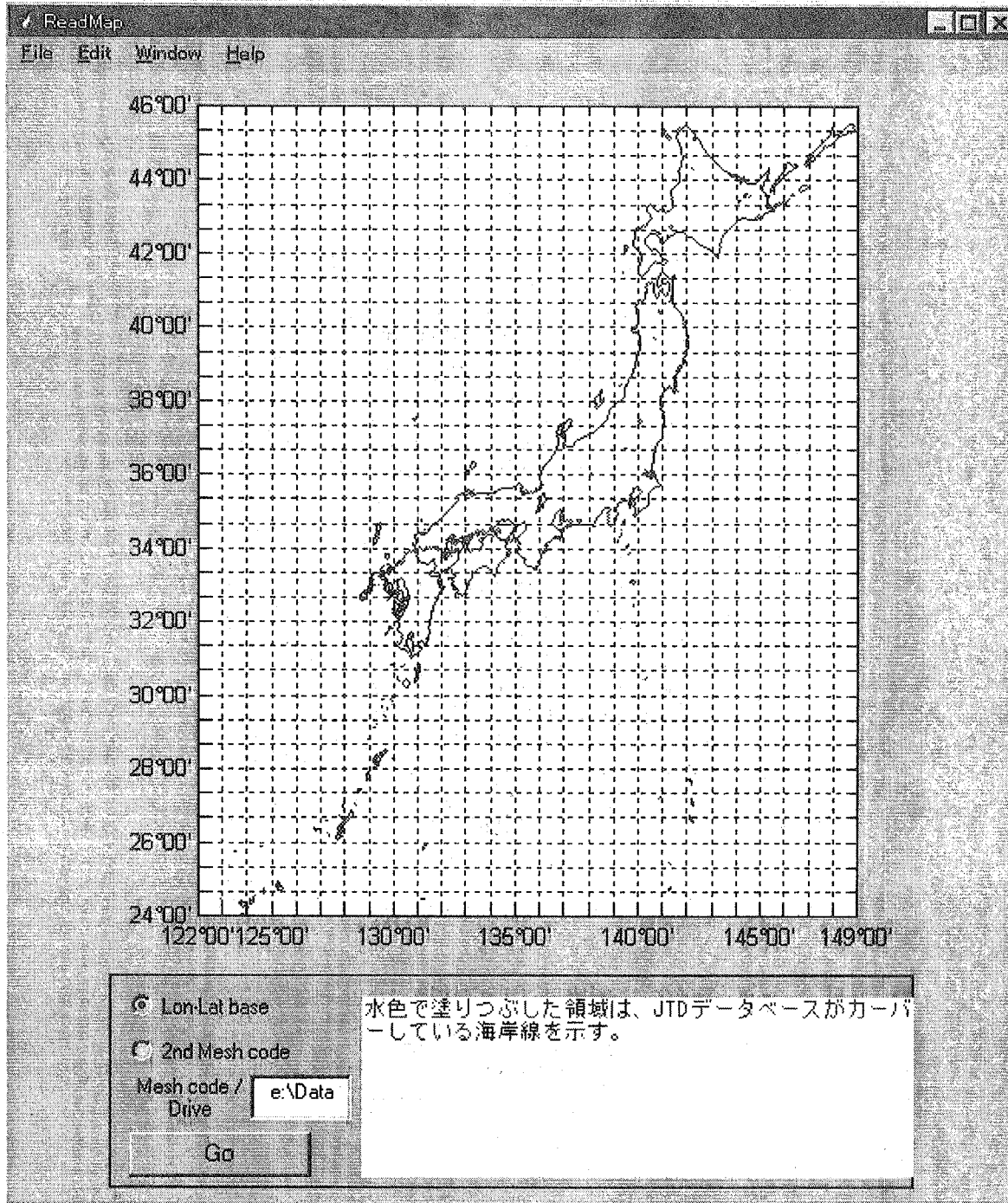


図 5.1 緯経度ベースの地形処理コンポーネントの GUI 画面

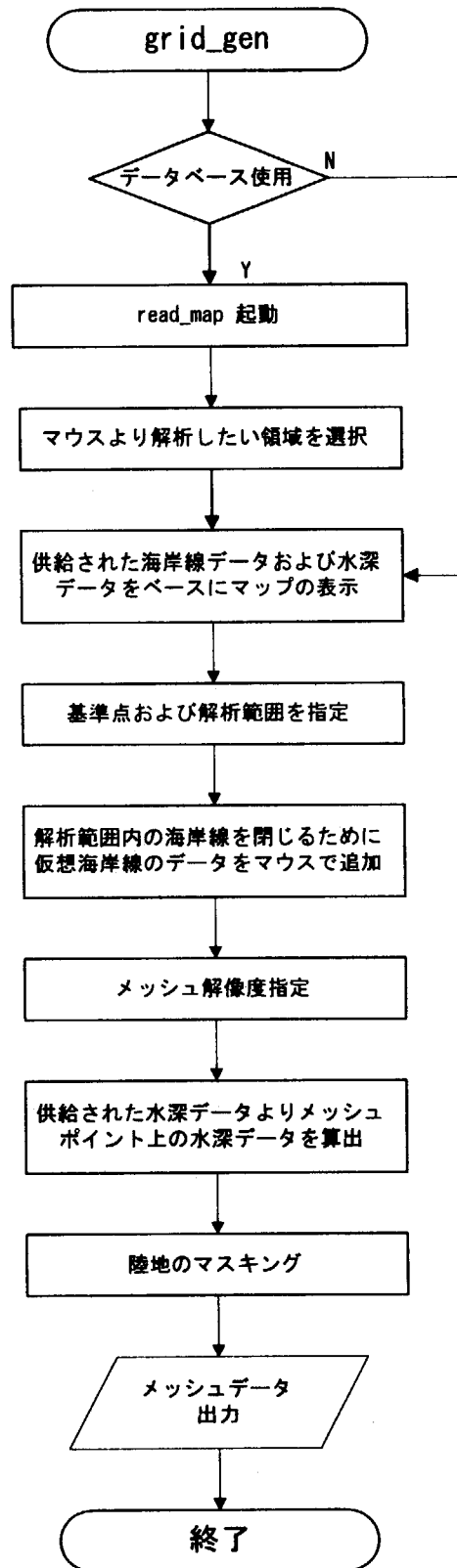


図 5.2 メッシュデータ生成コンポーネントの処理フロー

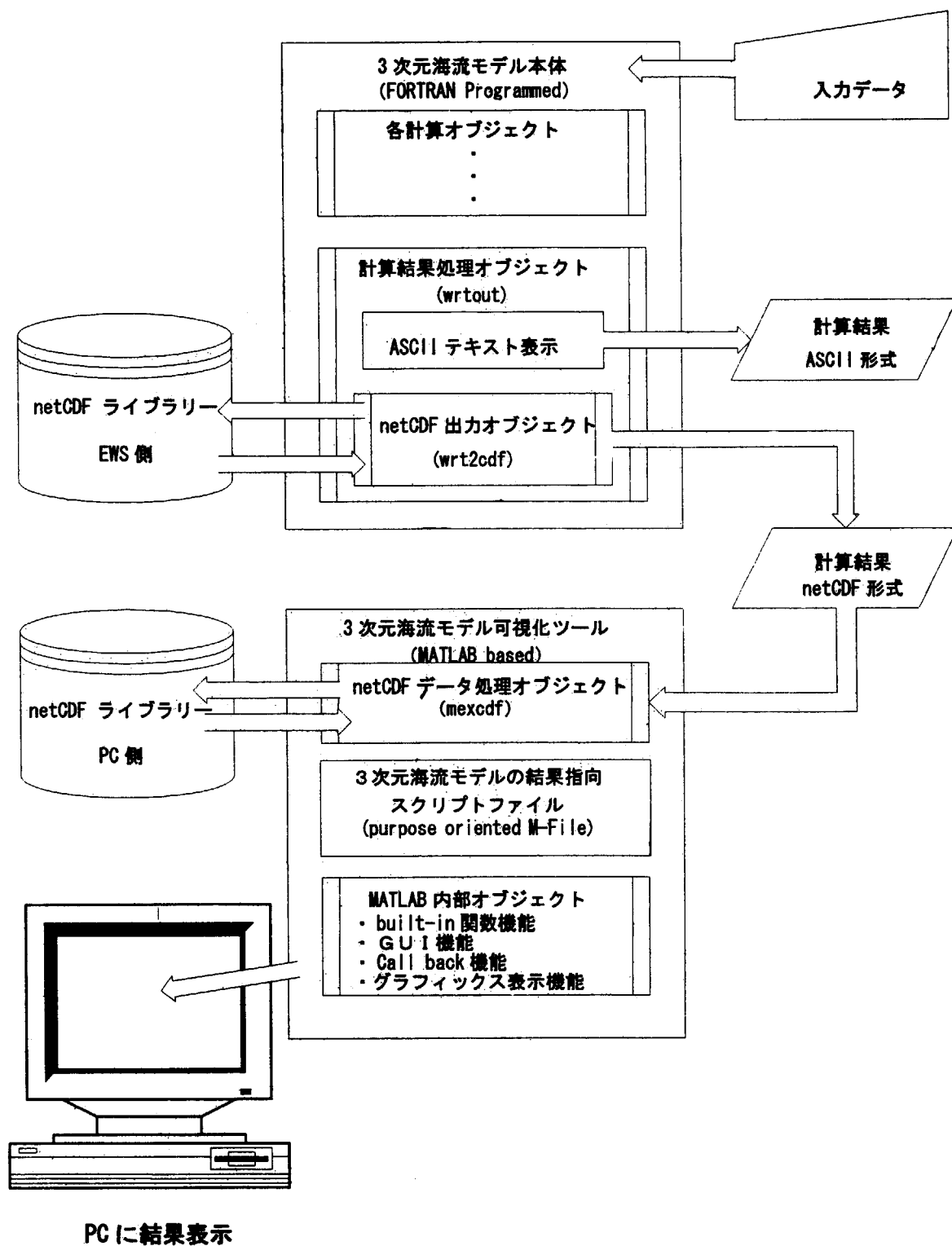


図 5.3 3次元海流モデルの計算結果表示機能の環境構成

6. 試計算

3次元海水流動モデルを用いた試計算として、沿岸海域の流動場に関する数値シミュレーションを実施し、境界条件が及ぼす計算結果への影響を検討した。

6. 1 計算条件

対象海域は再処理施設の建設が予定され、海洋への放射能放出の可能性のある六ヶ所村を含む下北海域とした。本海域は典型的な開放型沿岸域である。開放型沿岸域とは外海に面した沿岸域であることに加え、内湾のように潮流が支配する海域ではなく、外洋の海流の影響を受けた流れが潮流よりも卓越した海域であり、開放型沿岸域における流れは沿岸流と呼ばれる⁶⁾。下北海域における海底地形を図6.1に示す。下北海域の地形的特徴は、津軽海峡東口中央部には水深200m以深の凹地があり、下北半島北東端に位置する尻屋崎の北北東に伸びる尻屋海脚と恵山岬の間を北東方向に抜け、太平洋の大陸斜面に続いている⁷⁾。六ヶ所沖合では小川原海底谷が大陸斜面へ続いている。また、苫小牧沖から襟裳岬沖にわたる北海道南端部と尻屋崎沖から六ヶ所沖にわたる海域の水深変化は大きく、水深勾配の大きな海底地形が陸地を取り囲んでいる。海洋構造に関しては、下北半島の東岸は津軽暖水によって覆われており、沖合には襟裳岬付近から南下した親潮が流入し、また黒潮系暖水の存在も確認される。このように下北海域の水塊構造は非常に複雑である。

初期条件及び境界条件として必要となる水温、塩分そして流速のデータに関しては、日本海洋科学振興財団が1997年9月11日から16日にかけて実施した海洋調査によって得られた観測データを利用した。海洋調査ではCTD (Conductivity, Temperature, Depth profiler) による水温、塩分測定及びADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) による流向、流速測定が実施された。CTDの観測点を図6.2に、水深10mのADCP測定結果を図6.3に示す。ADCPは水深10m, 50m, 100mの3深度を観測したが、流速値は水深100mで多少遅くなるものの流向に関しては深度による差は無かった。また、これらの観測値を計算に用いるために加重一次補間法を用いて観測データを計算格子に内外挿した。図6.3と水深10mにおける内外挿された水温分布図(図6.4)及び塩分分布図(図6.5)から、観測当時の流況が次のように把握できる。津軽暖水が下北半島東方100km沖で南下し岸に沿って北上する時計回りの循環流が形成されており、黒潮系暖水の一部が半島沖合180kmの海域に存在することが確認できる。また、襟裳岬沖合では観測が実施されなかったため親潮の挙動は確認できないが、水温の鉛直構造から親潮系水の存在は確認された。

今回の試計算では水温と塩分の観測値から流れ場を計算する診断モード (Diagnostic mode) を実施した。計算格子は水平方向を60×30に分割し、鉛直方向を σ 座標系で20層に分割した。水平方向の格子サイズは3kmとした。計算対象海域は図6.1に示すように、観測線(図6.2の60～75までの観測線)と計算領域の境界が重なるように下北半島の尻屋崎を北側境界とする海域Aと、観測海域全体を包囲するように襟裳岬の南端を北側境界とする海域Bの2海域を選定した。

計算時間間隔は2次元外部モードを5秒、3次元内部モードを150秒とした。初期条件としては上記の水温、塩分観測データを計算格子に配置し、開境界から2次元流速を与えた。領域内の流速場は流れの無いケースと観測結果を計算格子へ鉛直方向に対し均一に配置したケースを用いた。開境界条件としては、放射条件を与えるケース (case1A,1B)、境界値を固定して与え続けるケース (case2A,2B)、そして領域内へ流入する流れの場合は境界値を与え、逆に領域外へ流出する場合は放射条件を与えるケース (case3A,3B,4A,4B) の3種類を用いた。計算は途中で発散したケースを除き、ほぼ定常状態になる計算開始後10日まで実施した。計算ケースを表6.1に示す。

6.2 結果および考察

海域Aの試計算結果として図6.6(a)(b)(c)にcase3Aにおける水平流速ベクトル図を示す。(a)は水深0m、(b)は300m、(c)は500mにおける流れ場を表している。これらの図は可視化システムを用いて σ 座標から z 座標へ変換して描いたものである。対象海域中央部に幅約40km、流速1m/s以上の強流帯が南下し、その一部は沿岸部に沿って北上する流れが見られ、これは時計回りの津軽暖水渦と思われる。また、対象海域東境界では南境界から北向きの黒潮系水と思われる時計回りの循環流の断片が見られる。これらの流れのパターンは図6.3の観測値と一致した。

海域Aに関する計算では、各計算ケースの流れのパターンに差は無かった。しかし開境界流速を固定したcase2Aでは他のケースと比較して異常な水位上昇が確認された。これは対象領域への海水の流入量が流出量を上回るために引き起こされる現象であり、質量保存が厳密に満たされていないことが原因である。本モデルでは自由表面を取り扱うため、2次元外部モードの各タイムステップ毎に新たな水位が算出される。今回の試計算では境界流速を2次元流速として与えているため、たとえ初期条件で境界における質量保存を満足させた流速を与えても、境界における水位変化が流量フラックスに影響を及ぼすため質量保存は満たされない。初期条件として計算格子に観測された流速値を配置したcase4Aと、流れの無いcase3Aの計算結果は等しく、定常状態に達する時間はcase3Aが若干早かった。case4Aでは鉛直一様流速を与えたため底層での不安定な流れが収束するまでに時間がかかったためと思われる。

海域Bにおける試計算結果については、開境界流速を固定したcase2Bはcase2Aと同様に境界における流量バランスに問題があり、水位低下のため計算途中で解が発散した。図6.7(a)(b)(c)にcase3Bにおける水平流速ベクトル図を示す。(a)は水深0m、(b)は100m、(c)は500mにおける流れ場を表している。津軽海峡を想定した西側境界からの流れは東進せず半島に張り付いた形で南下する。襟裳岬沖の流れも同様であり、浅海域を回り込むように流れる。津軽暖流の暖水渦を再現するために西側境界における流量を変化させた計算を実施したが、いずれの計算も同様の流れのパターンを示した。また、case4Bの流れのパターンはcase3Bとほぼ等しく、case1Bの流れのパターンは境界における流速を過大評価する傾向がある。

海域Bの計算では観測値を再現することは不可能であった。原因として、北境界、西境界そして東境界の北側では観測値が存在せず十分な補間ができなかったため、不自然な密度分布を用い

て流動計算を実施したことが考えられる。

表 6.1 計算ケース

ケース	領域	開境界流速	初期流速場
case1A	A	放射	なし
case1B	B	放射	なし
case2A	A	固定	なし
case2B	B	固定	なし
case3A	A	放射/固定	なし
case3B	B	放射/固定	なし
case4A	A	放射/固定	観測値
case4B	B	放射/固定	観測値

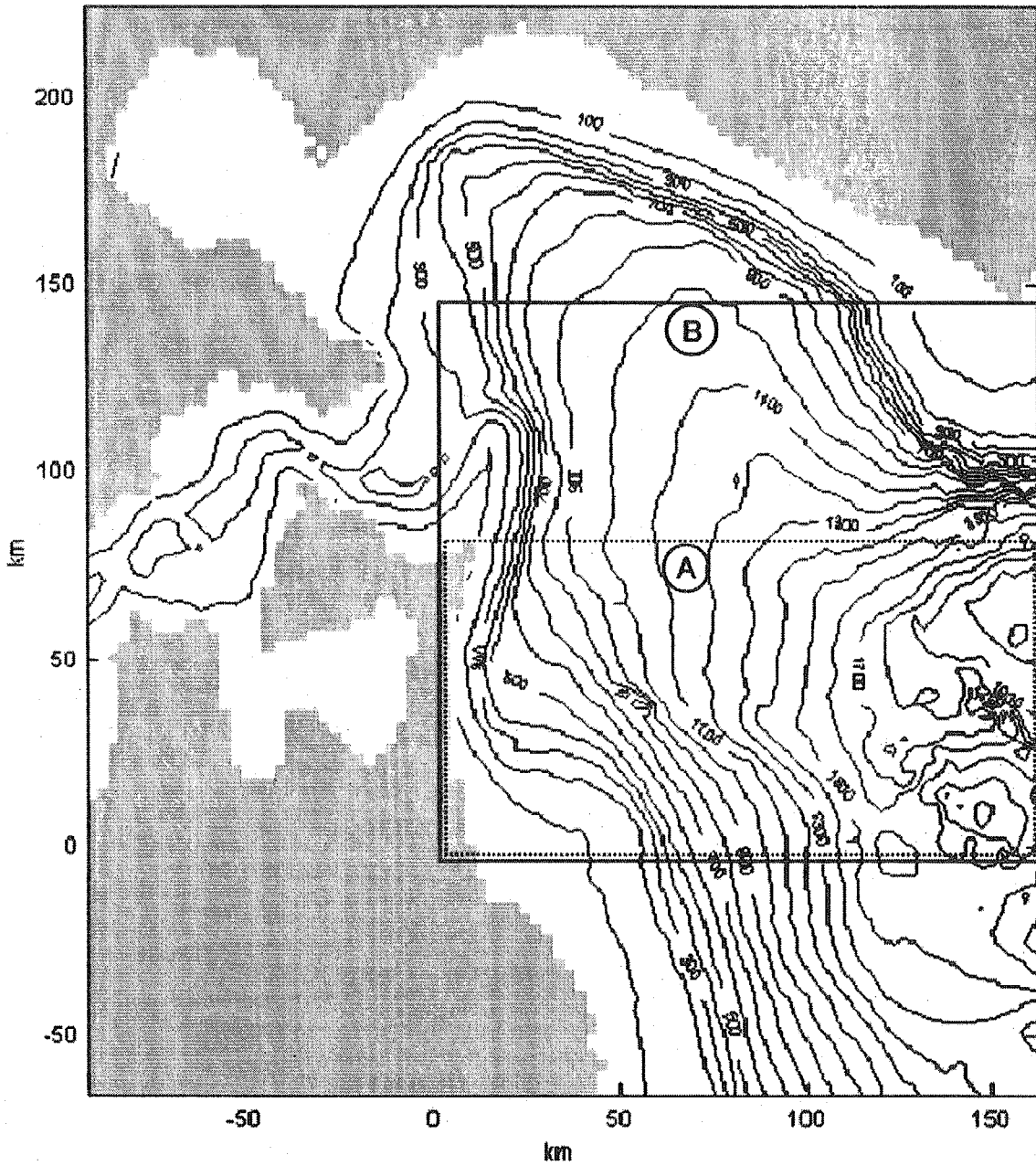


図 6.1 海底地形図及び計算対象海域
 (下北半島の尻屋崎を北側境界とする計算領域 A [点線]、
 襟裳岬の南端を北側境界とする計算領域 B [実線])

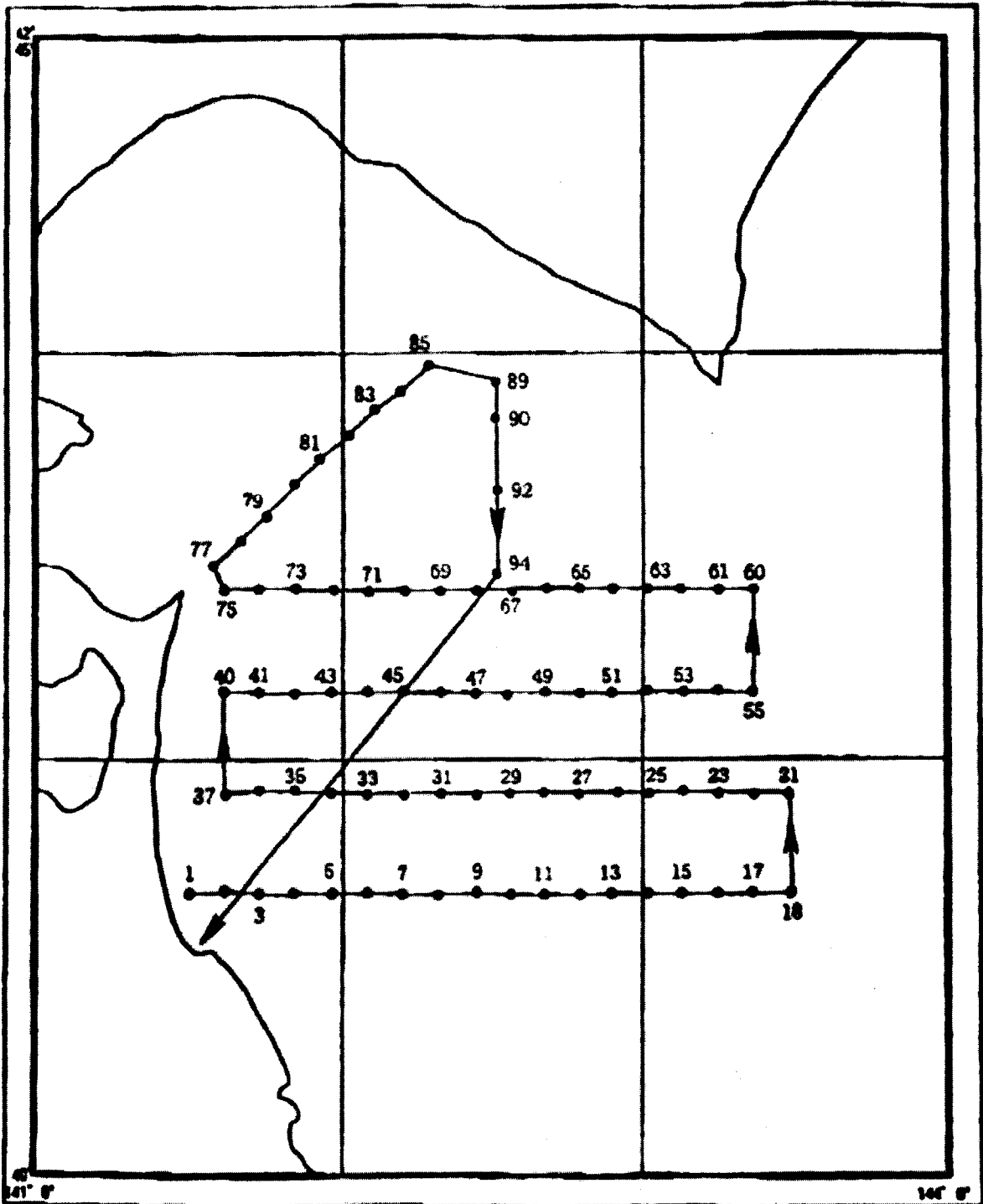


图 6.2 CTD 観測点

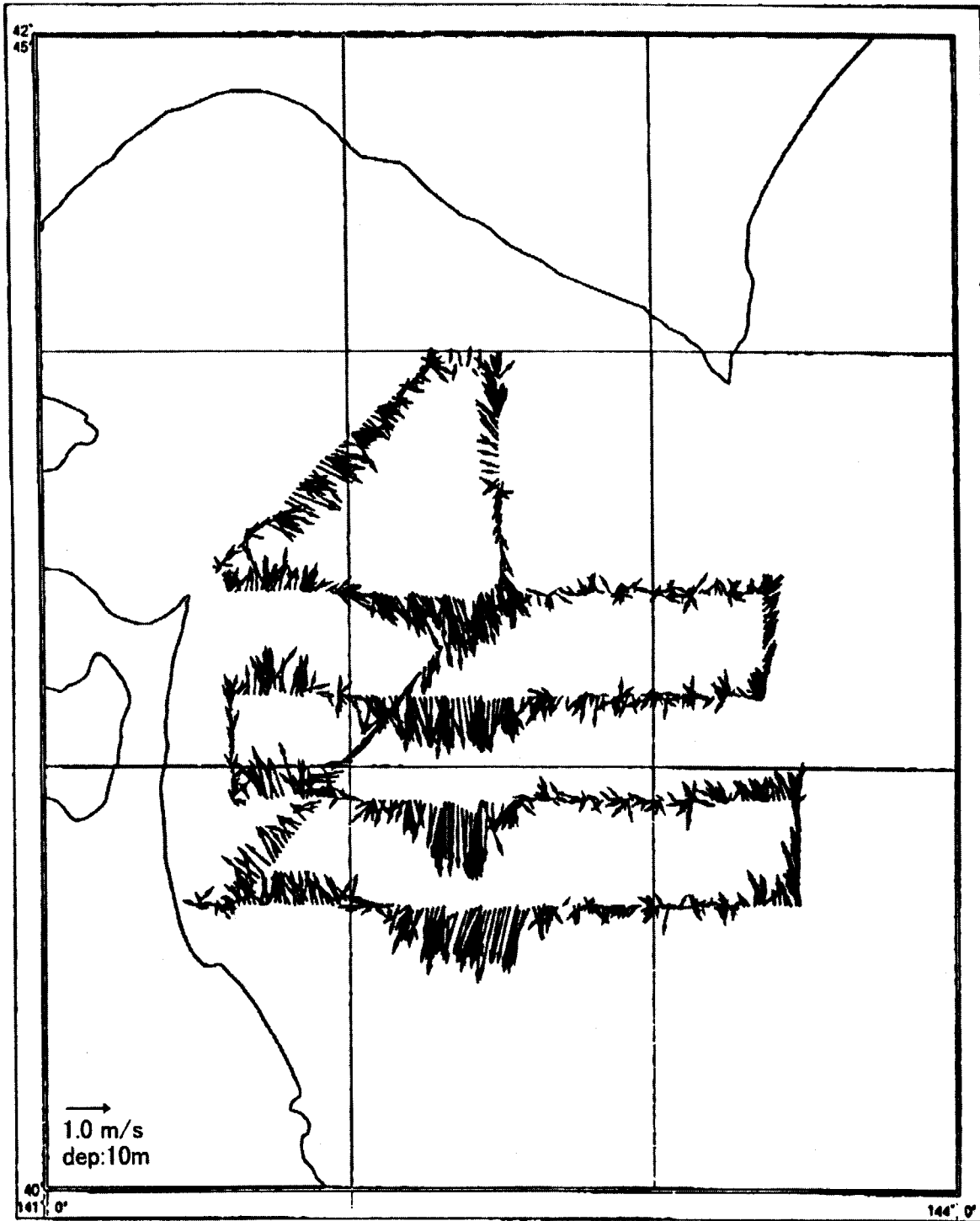


図 6.3 ADCP による流速ベクトル (水深 10m)

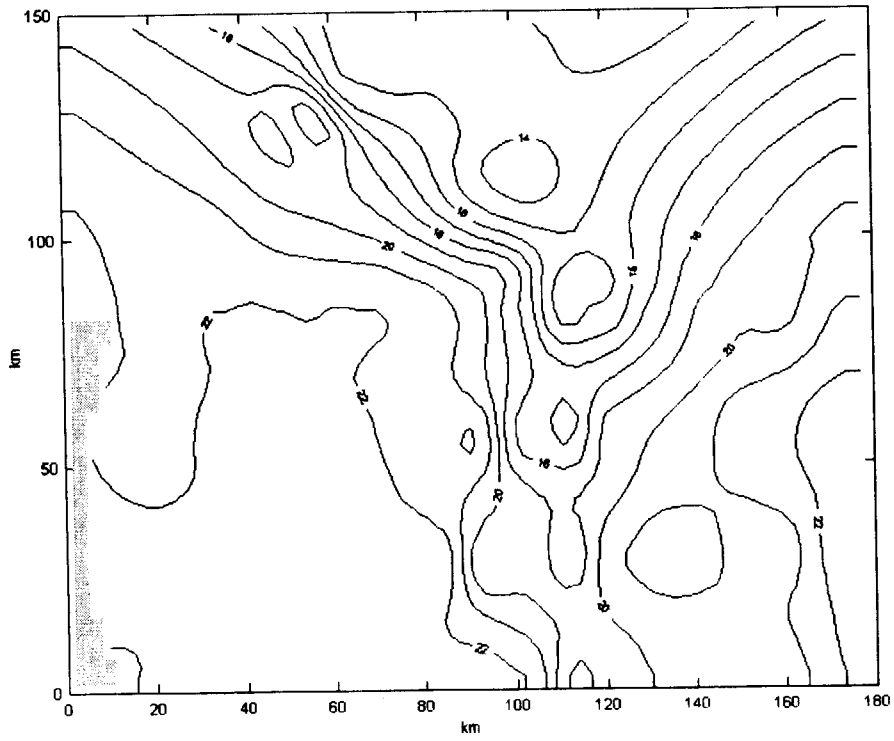


図 6.4 水深 10m における水温分布 (°C)

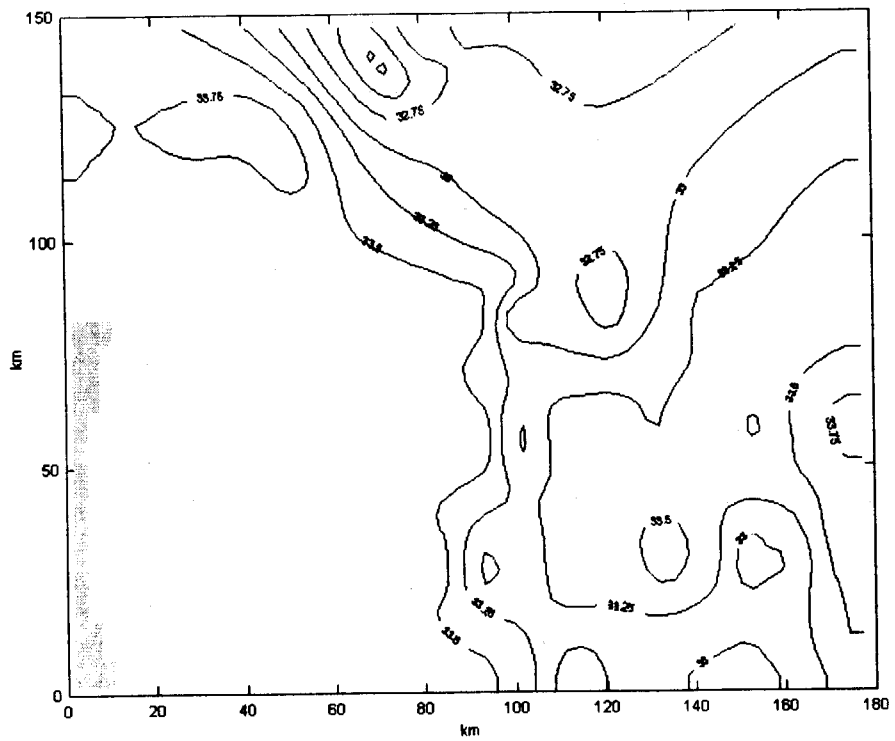
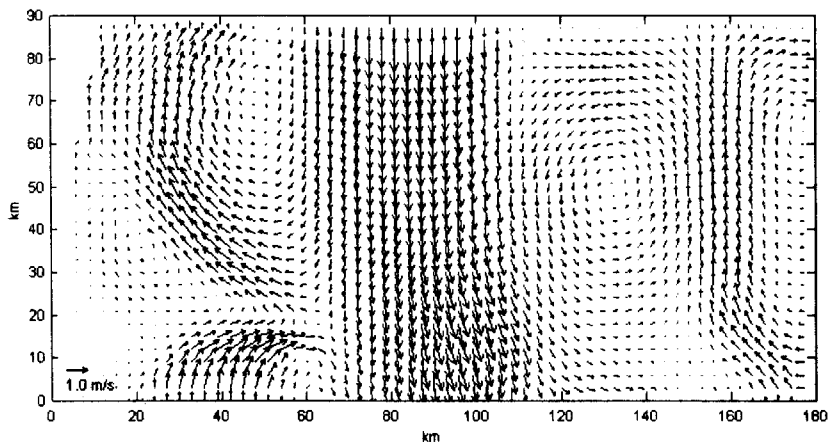
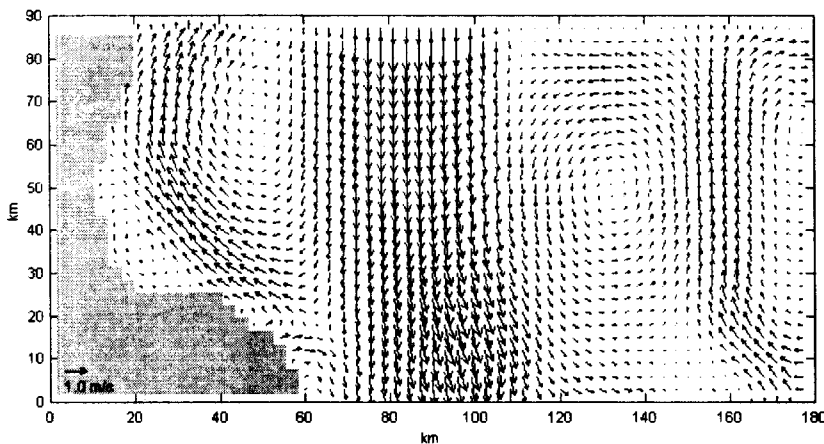


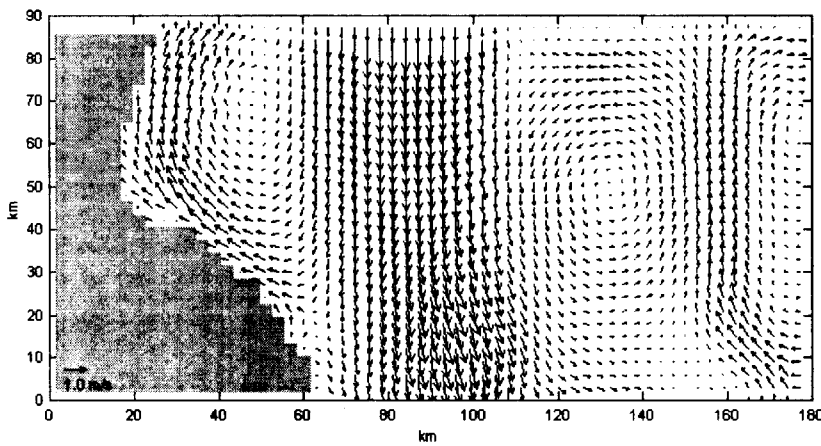
図 6.5 水深 10m における塩分分布 (psu)



(a) 水深 0m

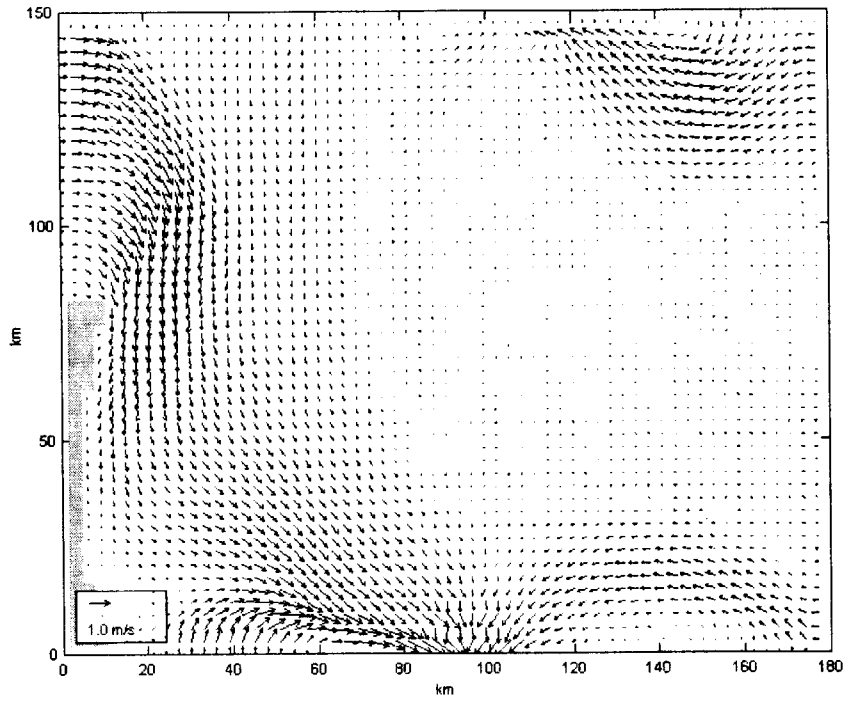


(b) 水深 300m

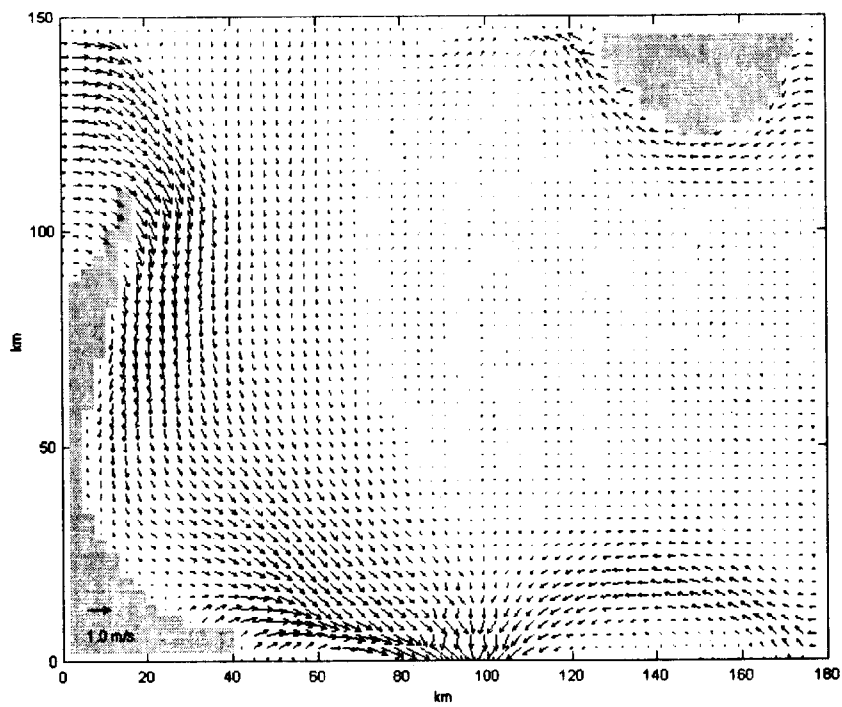


(c) 水深 500m

図 6.6 水平流速ベクトル (case3A)

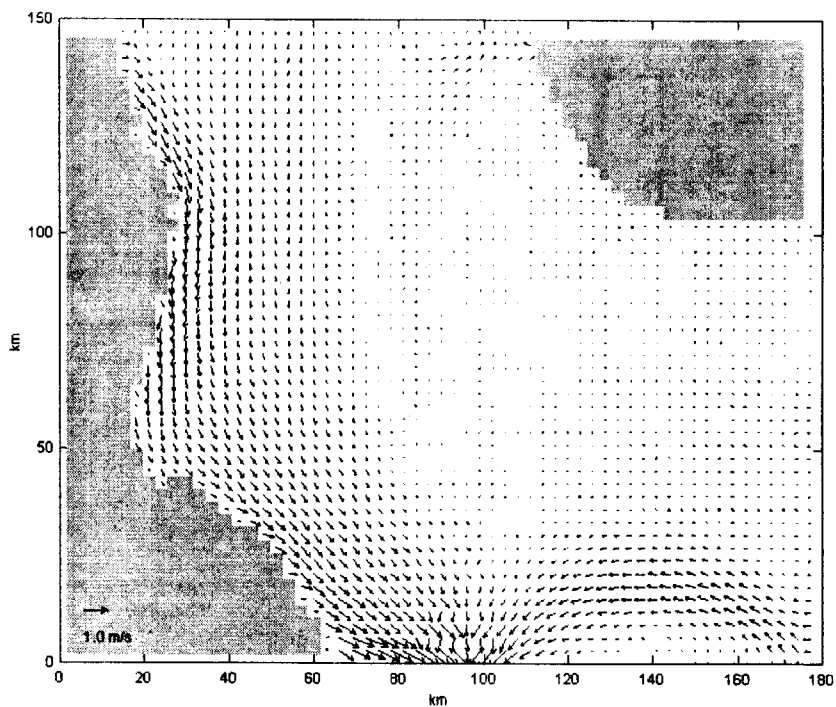


(a) 水深 0m



(b) 水深 100m

図 6.7(1) 水平流速ベクトル (case3B)



(c) 水深 500m

図 6.7(2) 水平流速ベクトル (case3B)

7. まとめ

日本の沿岸海域に放出される放射性物質等の移行挙動現象を明らかにするために、プリンストン大学の開発した海水の流動場を定量的に把握・予測する3次元海流モデル POM を導入し、モデル方程式、数値解法等について記述した。また、地形変化の複雑な沿岸域における計算に対応させるために海底地形のスージング処理、河川流入、開境界等の境界条件の改良を行い、同時に水温・塩分場の移流項に関して新たな差分スキームを導入した。これらの改良により現行モデルと比較して安定した流れ場の計算が可能となった。

また、日本を包囲する全ての沿岸域に関する流動計算を可能とさせるために海底地形データ処理システムを作成し、海流モデルの計算結果を出力する可視化システムを作成した。

改良した海流モデルを用いて下北海域を対象に診断計算を実施し、境界条件が及ぼす計算結果への影響を検討し、開境界上の観測値の精度が数値計算に大きな影響を及ぼすことを明らかにした。今回の報告では診断モードにおける流れ場のみを考察したが、緊急時予測計算システムを構築するにあたり、今後は予測モード計算及び風の効果を考慮した計算を導入し、海象データが少ない海域においても高精度の計算が可能となるようなモデルシステムを開発するため、さらに検討を進める予定である。

謝辞

海流モデルの構築にあたり貴重なご助言を頂いた日本原子力研究所環境科学研究部の茅野政道氏、下北海域の海象データを提供して頂いた(財)日本海洋科学振興財団の島茂樹氏に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Blumberg, A.F. and G. Mellor: Diagnostic and prognostic numerical circulation studies of the South Atlantic Bight, *J. Geophys. Res.*, **88**, 4579-4592 (1983).
- 2) Mellor, G.L. and T. Yamada: Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875 (1982).
- 3) Arawa, A. and V.R. Lamb: Computational design for the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model, In: *Methods of Computational Physics*, Vol. 17, Academic Press (1977).
- 4) Phillips, N.A.: A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting, *J. Meteorol.*, **14**, 184-185 (1957).
- 5) 佐々木 淳：東京湾における青潮の発生機構に関する研究，東京大学学位論文 (1996).
- 6) 小田巻 実：三沢沖の沿岸流について，水路部研究報告，**20**, 117-137 (1985).
- 7) 加藤 茂：津軽海峡，地質，日本全国沿岸海洋誌，日本海洋学会沿岸海洋研究部会編，東海大学出版会，137 (1985).

This is a blank page.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10⁻¹⁹J
1 u=1.66054×10⁻²⁷kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10⁻¹⁰m
1 b=100fm²=10⁻²⁸m²
1 bar=0.1MPa=10⁵Pa
1 Gal=1cm/s²=10⁻²m/s²
1 Ci=3.7×10¹⁰Bq
1 R=2.58×10⁻⁴C/kg
1 rad=1cGy=10⁻²Gy
1 rem=1cSv=10⁻²Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- E C閣僚理事会指令では bar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N(=10 ³ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s(N·s/m²)=10 P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s=10⁴St(ストークス)(cm²/s)

圧	MPa(=10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10 ²	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10 ⁻³	1.35951×10 ⁻³	1.31579×10 ⁻³	1	1.93368×10 ⁻²
	6.89476×10 ⁻³	7.03070×10 ⁻²	6.80460×10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778×10 ⁻⁷	0.238889	9.47813×10 ⁻⁴	0.737562	6.24150×10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407×10 ⁻⁶	2.34270	9.29487×10 ⁻³	7.23301	6.12082×10 ¹⁹
	3.6×10 ⁶	3.67098×10 ⁷	1	8.59999×10 ⁵	3412.13	2.65522×10 ⁶	2.24694×10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279×10 ⁻⁶	1	3.96759×10 ⁻³	3.08747	2.61272×10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072×10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515×10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616×10 ⁻⁷	0.323890	1.28506×10 ⁻³	1	8.46233×10 ¹⁸
	1.60218×10 ¹⁹	1.63377×10 ²⁰	4.45050×10 ⁻²⁶	3.82743×10 ⁻²⁰	1.51857×10 ⁻²²	1.18171×10 ⁻¹⁶	1

1 cal= 4.18605J (計量法)
= 4.184J (熱化学)
= 4.1855J (15°C)
= 4.1868J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS(仏馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270×10 ⁻¹¹
	3.7×10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58×10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

