

漸縮・漸拡部と分岐を有するダクト内の 沈降性物質輸送の数値計算

NUMERICAL PREDICTION OF SEDIMENT TRANSPORTATION
IN A BRANCHED NON-UNIFORM DUCT

円界 正憲¹・牛島 省²・小久保 鉄也³・大本 雄二⁴・瀬津 家久⁵

Masanori ENKAI, Satoru USHIJIMA, Tetsuya KOKUBO, Yuji OMOTO, and Iehisa NEZU

¹ 学生員 京都大学大学院 社会基盤工学専攻 修士課程 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

² 正会員 工博 京都大学大学院助教授 社会基盤工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

³ 正会員 関西電力 (株) 土木建築室 (〒 530-8270 大阪市北区中之島 3-3-22)

⁴ 正会員 博士 (工学) (株) ニュージェック 河川・海岸部 (〒 542-0082 大阪市中央区島之内 1-20-19)

⁵ フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 社会基盤工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

The transportation of sedimentation in 2D branched and non-uniform duct flows is numerically predicted with a computational method, which has a conservative scheme for convection terms in 5th-order accuracy with a flux control technique (FVM-QSI scheme). The governing equations including a turbulence model are discretized with strong conservative forms in curvilinear coordinates on the collocated grid system. The predicted results are compared with the measured values and its applicability is discussed.

KeyWords : branched duct, sediment control, FVM-QSI scheme, flux control

1. はじめに

水理構造物の設計を行う際に、実験による現象の把握に加えて、近年数値流体力学に基づく手法を積極的に利用する動きが見られる。本報では、排砂機能を備えた漸拡・漸縮部を有する発電用導水路^{1),2)}を対象として、数値計算により沈降性物質の輸送現象を再現し、設計に役立つ水理特性を把握するための検討を行う。

沈降性物質輸送の数値計算は、水工学分野では広く検討が行われ、これまでに多くの成果が示されている。一例としては、貯水池に進入する濁水³⁾、開水路における浮遊砂の輸送⁴⁾、また近年はサーマルの挙動^{5),6)}などを対象として、広範囲の検討が進められている。

既往の数値解析例では、傾斜部における濁水の挙動などの検討例があるが、計算領域の形状は比較的単純な矩形領域、あるいは直方体領域とされているものが比較的多く、直交座標系における離散化が行われている。一方、自然河川を対象とした浮遊砂輸送⁷⁾や砂面の局所洗掘を伴う計算^{8),9)}では、一般座標系が利用されている。本報で対象とする複雑な形状のダクト流れを対象とした例は少なく、この場合にも一般座標系を利用することが有効と考えられる。

沈降性物質の計算に用いられる解析モデルとしては、平衡状態の濃度分布を仮定するもの、標準的な2方程式乱流モデルに濃度の影響を考慮するもの¹⁰⁾、固液混相流の乱流モデル¹¹⁾、また乱流変動を扱うモデル¹²⁾

など、着目する水理量に応じて各種の解析モデルが用いられている。しかし、沈降性粒子を含む乱流現象という複雑現象を厳密に再現する解析モデルは未だ研究段階にあり、実用的な問題に対処するためには、ある程度取り扱いの容易なモデルを選択する必要がある。本報では、実用問題への応用研究の第一歩として、既往の高度な手法ではなく簡略な解析モデルを利用して、最初にその有効性と問題点を把握することとした。

一方、解析モデルの数値解を得るための解法としては、SIMPLE 法や MAC 系のアルゴリズムに基づき、微分方程式を差分近似して解を求める方法が主として用いられるが、良好な数値解を求めるためには、1) 物質の移流拡散方程式を用いる場合には、数値拡散が低い解法を用いること、2) 数値振動により非物理的な濃度の発生が起らないこと、3) 物質の保存性が満足される離散化あるいは解法を採用すること、などが重要と考えられ、既往研究でもこれらが配慮されている。

以上を考慮して、本報で対象とする発電用導水路における排砂機能の基本的な特性を推定するためには、漸拡・漸縮部の概略形状を模擬することと比較的精度の高い数値解法を用いることが重要であると判断し、解析モデルとしては簡単な標準 $k-\epsilon$ モデルを用いて現象の再現性を把握する。実験値を用いて、分岐前後の物質濃度等を比較し、解法の有効性と検討課題を示す。

2. 数値解析手法

(1) 基礎方程式

流体中における物質輸送現象を数値的に扱う場合には、計算領域内で物質の保存性が精度良く満足されることが重要である。これを考慮して、標準 $k-\epsilon$ モデルを利用した保存形の基礎式を示す。レイノルズ平均された流れ場に対する連続式と運動方程式 (レイノルズ方程式) を流体領域 Ω (領域表面は $\partial\Omega$) に対して導くと、これらは以下のように示される。

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

$$\int_{\Omega} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) \right] d\Omega + \int_{\partial\Omega} \bar{\mathbf{F}} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2)$$

式 (2) の $\bar{\mathbf{F}}$ は次式で定義される。

$$\bar{\mathbf{F}} = \rho \bar{u}_i \bar{\mathbf{u}} + \bar{p} \mathbf{k}_i + \overline{\rho u'_i u'_j} - \mu \nabla \bar{u}_i \quad (3)$$

ここで、 t は時間、 x_i は直交座標成分、 u_i は x_i 方向の流速成分、 $\mathbf{u}$ は流速ベクトルである。 ρ 、 p 、 μ はそれぞれ流体の密度、圧力、粘性率である。また、 $\mathbf{n}$ および $\mathbf{k}_i$ は領域表面外向きの単位法線ベクトルと x_i 方向に向かう単位ベクトルであり、変数の上付きバーとプライムは平均および変動成分を表す。

レイノルズ応力がブシネスクの仮説により表示されるとき、標準 $k-\epsilon$ モデルでは次の関係が成り立つ。

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_T \bar{e}_{ij} \quad (4)$$

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5)$$

$$\bar{e}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \quad (6)$$

式 (5) の関係を用いる場合には、式 (3) の $\mathbf{F}$ は次のように表される。

$$\bar{\mathbf{F}} = \rho \bar{u}_i \bar{\mathbf{u}} + \bar{p} \mathbf{k}_i - (\rho \nu_T + \mu) \nabla \bar{u}_i \quad (7)$$

次に、標準 $k-\epsilon$ モデルで用いられる乱れエネルギー k とその散逸率 ϵ に関する保存形表示の基礎式は、それぞれ次のように表される。

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial k}{\partial t} - P_k + \epsilon \right) d\Omega + \int_{\partial\Omega} \bar{\mathbf{F}}_k \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (8)$$

$$\int_{\Omega} \left[\frac{\partial \epsilon}{\partial t} - (C_{\epsilon_1} P_k - C_{\epsilon_2} \epsilon) \frac{\epsilon}{k} \right] d\Omega + \int_{\partial\Omega} \bar{\mathbf{F}}_\epsilon \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (9)$$

ここで、 $\mathbf{F}_k$ と $\mathbf{F}_\epsilon$ は以下のように与えられる。

$$\bar{\mathbf{F}}_k = k \bar{\mathbf{u}} - \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} + \nu \right) \nabla k \quad (10)$$

$$\bar{\mathbf{F}}_\epsilon = \epsilon \bar{\mathbf{u}} - \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \nabla \epsilon \quad (11)$$

ここに、 ν は動粘性係数である。なお、以上の基礎式中で、モデル係数は次のように与えられる。 $C_\mu = 0.09$ 、 $C_{\epsilon_1} = 1.44$ 、 $C_{\epsilon_2} = 1.92$ 、 $\sigma_k = 1.0$ 、 $\sigma_\epsilon = 1.3$ 。

passive scalar の濃度 c の時間的・空間的な挙動は、次式の物質の保存則により表現される。

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial c}{\partial t} - S_c \right) d\Omega + \int_{\partial\Omega} \mathbf{f} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (12)$$

ここに、 S_c は単位時間・単位体積あたりの c の生成量、 $\mathbf{f}$ は領域境界におけるフラックスを表す。物質を輸送させる作用として移流と拡散を考えると、式 (12) の濃度フラックスは次のように表される。

$$\mathbf{f} = c \mathbf{u} - \nu_C \nabla c \quad (13)$$

ここに、 ν_C は物質の乱流拡散係数である。本報では、乱流シュミット数を 1.0 と仮定し、 $\nu_C = \nu_T$ で与えられるとする。

(2) 境界適合座標系を利用した境界形状の表示

後述するように、計算対象となる分岐ダクトは漸拡・漸縮部分を有するので、直交座標系では境界形状を適切に表現できない。このため、境界適合座標系を利用した離散化式を導き、これを解析することで、ダクト内の乱流場に対する数値解を求める。

一般座標系を用いる場合には、物理空間中の格子点位置は、楕円型偏微分方程式による格子形成法¹³⁾に従えば次式から定められる。

$$\frac{\partial^2 \xi_m}{\partial x_j \partial x_j} = P_m(\xi_1, \xi_2) \quad (14)$$

ここに、 ξ_m は一般座標系 ($m = 1, 2$)、 P_m は、直交座標系 x_i により表される物理空間中において、格子点間隔を制御するために用いられる関数である。一般座標系を用いる場合には、計算格子は構造格子となるので、離散化式の計算は格子点が等間隔に規則的に配置する写像空間で行われる。一方、実際の物理空間中では、与えられた境界形状に適合する座標が生成されることになる。具体的な格子生成の手順は既報¹⁴⁾と同様にした。

(3) 一般座標系における基礎方程式と解法

上記で示された積分形の基礎式から、一般座標系における強保存形¹⁵⁾の基礎式が得られる。運動方程式に対しては、数値的な精度が重要となる移流項に強保

存形表示を用い、他の項には有限差分形の表示を用いる。また、式 (12) の物質の保存則では、全体を強保存形表示とする。

これに従えば、運動方程式は次式のように表される。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_m} (\bar{u}_i J \bar{U}_m) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi_m} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left[\left(\nu_T + \nu \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi_n} \right] \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_j} \quad (15)$$

ここに、 J は次式で定義される変換のヤコビアンである。

$$J = \frac{\partial x_1}{\partial \xi_1} \frac{\partial x_2}{\partial \xi_2} - \frac{\partial x_1}{\partial \xi_2} \frac{\partial x_2}{\partial \xi_1} \quad (16)$$

また、 U_m は次式の流速ベクトルの反変成分である。

$$U_m = u_j \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \quad (17)$$

k と ϵ の方程式に対して同様の表示を行えば、それぞれ次のような関係式が導かれる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_m} (kJ \bar{U}_m) = P_k - \epsilon + \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left[\left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial \xi_n} \right] \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_j} \quad (18)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_m} (\epsilon J \bar{U}_m) = (C_{\epsilon_1} P_k - C_{\epsilon_2} \epsilon) \frac{\epsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left[\left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial \xi_n} \right] \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_j} \quad (19)$$

式 (12) を一般座標形における強保存形表示とすると、次式のように表される。

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_m} (J F_m) + S_c \quad (20)$$

F_m は写像空間中における濃度フラックスで、移流と拡散によるフラックスから構成される。

$$F_m = -F_{Cm} + F_{Dm} \quad (21)$$

ここで、下添字 C は移流、また D は拡散により生ずるフラックスであることを示す。 F_{Cm} は、物質の沈降速度を考慮すると、次式のように与えられる。

$$F_{Cm} = c(U_m - W_m) \quad (22)$$

ここに、 W_m は、物理空間中において鉛直下方に向かう沈降速度 w_0 の反変成分で、次式で定義される。

$$W_m = w_0 \frac{\partial \xi_m}{\partial x_2} \quad (23)$$

ここで x_2 は鉛直上方へ向かう直交座標成分である。また、拡散によるフラックスは次のように与えられる。

$$F_{Dm} = \nu_C \frac{\partial c}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_n} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_n} \quad (24)$$

既報¹⁶⁾で示された、Navier-Stokes 式に対するコロケート格子上の解法を本報でも利用する。予測段階に CBP スキームを利用し、圧力計算段階に C-HSMAC 法¹⁷⁾を用いるこの解法は、本報で対象とするレイノルズ平均された基礎方程式に対しても同様に用いることができる。

式 (18) と式 (19) で与えられる乱れエネルギーとその散逸率に対する基礎式は、以下のように時間方向に陽的に離散化される。

$$k^{n+1} = k^n + \left[-\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_m} (k^n J \bar{U}_m^n) + P_k - \epsilon^n + \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k^n}{\partial \xi_n} \right\} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_j} \right] \Delta t \quad (25)$$

$$\epsilon^{n+1} = \epsilon^n + \left[-\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_m} (\epsilon^n J \bar{U}_m^n) + (C_{\epsilon_1} P_k - C_{\epsilon_2} \epsilon^n) \frac{\epsilon^n}{k^n} + \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \frac{\partial \epsilon^n}{\partial \xi_n} \right\} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_j} \right] \Delta t \quad (26)$$

以上の式より新しい時間ステップの乱流量が計算される。なお、式 (25) と (26) の移流項には 1 次精度の保存形スキームを利用する。

また、濃度 c をセル中心、フラックスをセル境界で定義して、式 (20) を次のように離散化する。

$$c_{ij}^{n+1} = c_{ij}^n + \frac{\Delta t}{J_{ij}} [(J_{i+\frac{1}{2}j} F_{1,ij} - J_{i-\frac{1}{2}j} F_{1,i-1j}) \Delta \xi_1^{-1} + (J_{ij+\frac{1}{2}} F_{2,ij} - J_{ij-\frac{1}{2}} F_{2,ij-1}) \Delta \xi_2^{-1}] + S_c \Delta t \quad (27)$$

移流量の計算には、運動方程式と同様に、フラックス制御を伴う FVM-QSI スキームを用いる。また、拡散量の計算には、2 次精度の空間内挿を行ってセル境界上の拡散によるフラックスを求める。

(4) 境界条件の設定方法

流速および乱流量の境界条件は、壁関数を用いて設定する。壁面に最も近い流体中の格子点と壁面との距離を y_p 、またこの格子点上の流下方向流速を u_p とするとき、これらが対数則を満足するように摩擦速度 u_* を定める。この演算には、ニュートン法による反復計算を利用した。得られた u_* を用いて、壁面近傍ではレイノルズ応力は一定で摩擦速度の二乗に等しいこと、また k の方程式中で生成項と散逸項が等しいことを仮定し、 k と ϵ を次式より定める。

$$k_p = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (28)$$

$$\epsilon_p = \frac{u_*^3}{\kappa y_p} \quad (29)$$

壁面上の流速値および k と ϵ の値は、上記で得られた y_p 上の線形外挿して定めた。

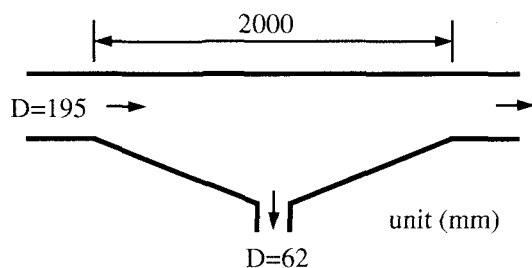


図-1 実験に用いられた分岐管

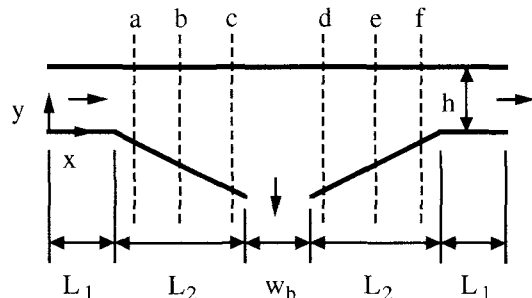


図-2 計算対象とする2次元分岐ダクト

3. 分岐管内の流体計算結果と考察

(1) 計算領域

水理実験¹⁾に用いられた分岐管と計算対象とする2次元分岐ダクトの形状をそれぞれ図-1と図-2に示す。前者では、上下流に内径195mmの主管が接続し、漸拡および漸縮部分は上下が半円形の断面となっている。一方、計算対象とする2次元ダクトでは、奥行き方向に一樣な流れ場が仮定されている。水平面に対する漸拡・漸縮部分の角度は両者で同一の10度とした。図-2に示す2次元ダクトの各部の寸法は、 $h=200$ (mm), $L_1=200$ (mm), $L_2=1000$ (mm), $w_b=62$ (mm) とし、形状は両者で概ね一致させている。また、図-2の断面a-fは、流速や濃度の比較を行う断面を表し、各面の流下方向の位置は、順に $x_a = L_1 + 25$ (mm), $x_b = x_a + 541$ (mm), $x_c = x_b + 425$ (mm), $x_d = x_c + 90$ (mm), $x_e = x_d + 425$ (mm), $x_f = x_e + 541$ (mm) である。

(2) 物質輸送の解法に関する検証

物質の乱流輸送を適切に計算するには、保存性を満足するとともに、移流計算における数値誤差、すなわち数値粘性を十分低くする高精度の解法が必要である。本報では、このために5次精度保存形スキームである、FVM-QSIスキーム¹⁸⁾を利用している。同スキームにより物質輸送が適切に計算されることを確認するため、上流端において、0から1.0へステップ状に分布するスカラー c を与えて、拡散係数を0とし、 c 移流される過程の計算を行う。なお、この検証計算では分岐部からの流出はないものとする。

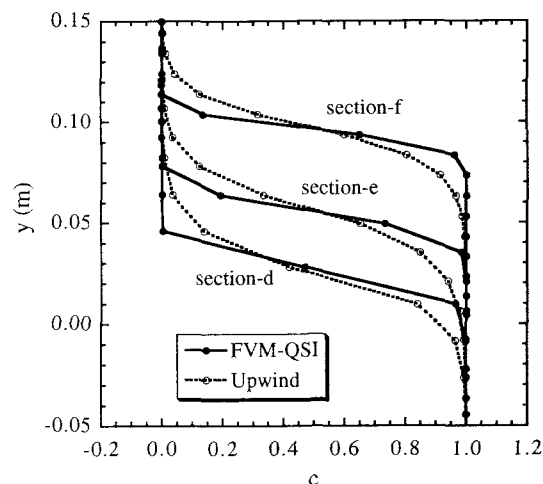


図-3 スカラーの移流計算結果の比較

図-3に、分岐管の流下方向中央より下流側の断面における鉛直方向のスカラーの分布を示す。これより、1次精度の解法では数値的な拡散が大きく影響しているのに対して、FVM-QSIスキームでは誤差が低く押さえられおり、物質の輸送過程をより精度良く計算できると考えられる。

(3) 分岐ダクト内流れの計算条件

次に、水理実験¹⁾を対象とした物質輸送の乱流計算を行う。対象とした実験条件は、主管の流入流量 Q_{in} が 33 l/s で、分岐流量 Q_b は $0.1Q_{in}$ および $0.25Q_{in}$ である。以下ではこれらを case-EQ33b10 および case-EQb25 と表す。

数値計算における流入流速条件は、水理実験結果を近似する次の指数則により定めた。

$$u_{in} = u_c \left(\frac{2y}{h} \right)^{\frac{1}{7}} \quad [0 \leq y \leq h/2] \quad (30)$$

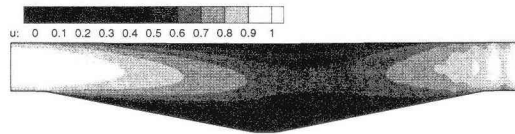
ここで、 u_c はダクト中央における流速、 $h/2$ は底面からダクト中央までの距離である。 $h/2 < y < h$ の領域については、式(30)と対称な流速分布を与える。流入流量 Q_{in} は、式(30)を積分することにより、 $Q_{in} = \frac{7}{8} u_c h$ となる。一方、分岐部分では、一樣な流出流速 v_b を幅 w_b なる流出断面に与えた。したがって、奥行き方向単位幅あたりの流量 Q_{in} は $Q_b = v_b w_b$ となる。これらより、分岐部分からの流出流量比 κ (以下、分岐流量比) を次式のように定義する。

$$\kappa = \frac{Q_b}{Q_{in}} \quad (31)$$

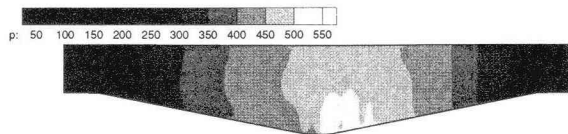
すなわち、実験条件 case-EQ33b10 および case-EQ33b25 では、それぞれ $\kappa = 0.1$ および 0.25 である。

表 1 計算条件と case 名

$\kappa=0.0$	$\kappa=0.05$	$\kappa=0.1$	$\kappa=0.2$	$\kappa=0.25$
Q33b0	Q33b05	Q33b10	Q33b20	Q33b25



(a) 流下方向流速の分布



(b) 圧力の分布

図-4 流下方向流速と圧力の計算結果 (case Q33b10; 流速と圧力の単位は各 m/s および N/m^2)

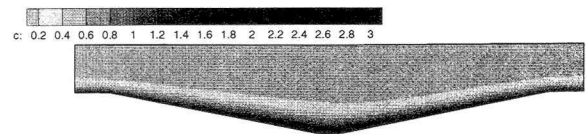
表-1 に、計算における流量条件と case 名を示す。流入流量は、分岐管の実験を参照して、 $Q_{in} = 33 \text{ (l/s)}$ とした。ただし、実験では主管部分に円管を用いているので、数値計算とは流れの条件は同一ではない。このため、表-1 に示されるように、計算では分岐流量比 κ を変化させ、濃度分布特性を考察することとした。

実験では、石炭粉をトレーサとして用いて、その濃度分布が計測されている¹⁾。濃度計測は、2 ケースのうち、case-EQb10 のみで行われた。トレーサの平均粒径は、約 0.4 mm で、静水中での沈降速度は 21.6 mm/s と測定されている。実験で計測された断面 a における濃度分布を指数分布で近似し、これを流入部分に与えた。また、数値計算では、実験で測定された沈降速度を式 (23) の w_0 として与えた。

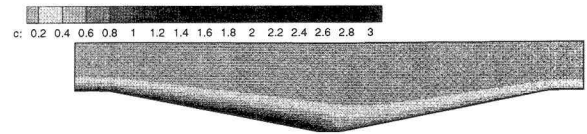
(4) 分岐流れにおける乱流物質輸送の数値計算結果

図-4 に $\kappa = 0.1$ の条件で数値計算により得られた流下方向流速と圧力の分布を示す。流速は漸拡部分で低減するが、漸拡領域ではなく離は見られない。また、圧力は計算領域内の相対的な圧力差を表すもので、漸縮部分のうち分岐部分に近い領域で高くなっている。

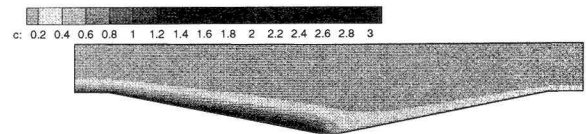
図-5 に計算で得られた物質濃度の分布を示す。分岐流量が 0 の場合には、鉛直方向の濃度分布を保持したまま下流端へ物質が輸送されるが、分岐流量が高くなるにつれ、分岐部分から流出する物質質量が増加し、これより下流側へ輸送される物質濃度は低下する。



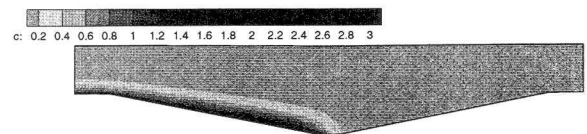
(a) case Q33b0



(b) case Q33b05



(c) case Q33b10



(d) case Q33b20

図-5 物質濃度分布の計算結果 (濃度は体積濃度, 単位%)

図-6 は、各断面における鉛直方向の物質濃度分布を比較したものである。実験結果から、いずれの断面でもほぼ指数的な鉛直方向の濃度分布が形成されている。これに対して、計算結果は、底面付近の濃度をやや高めに算出する傾向が見られる。以上のような相違が見られるが、濃度 1% 以上の比較的高濃度の領域に対しては、分岐後の濃度の低減などに関する定性的な挙動は捉えられていると考えられる。

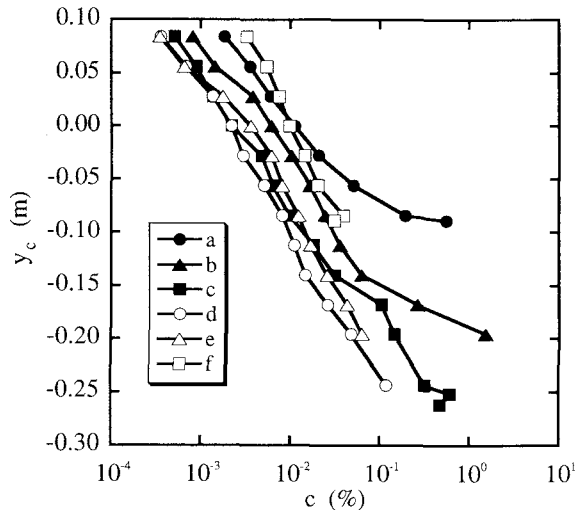
4. おわりに

本報では、排砂機能を備えた発電用導水路内で生ずる物質輸送現象に着目し、この導水路の概略設計を行う上での流体数値解析法の有用性を検討した。水理実験を対象とした数値計算を行った結果、漸拡および漸縮部分を含む計算領域内の各断面における流速分布と物質の濃度分布の定性的な挙動が捉えられることが示された。今後は、排砂量とダクトの形状や流量条件などの水理条件との関係を実験と比較して、設計に必要な情報をどの程度の精度で得られるかを確認する予定である。また、数値解法については、沈降性物質の流れに対する影響や物質の底部への堆積を考慮すること、解法の 3 次元化などが検討課題と考えられる。

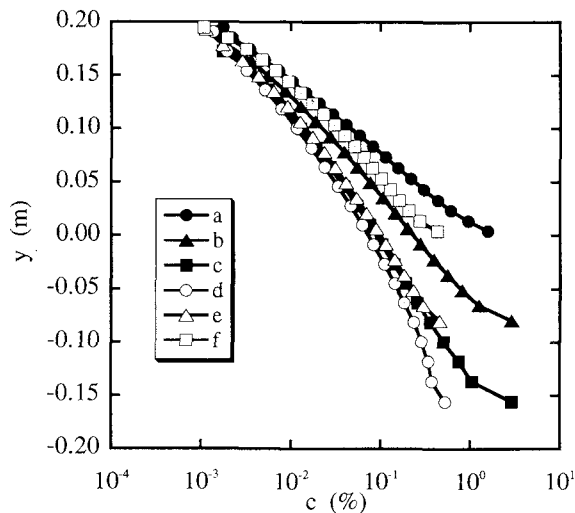
参考文献

- 1) 小久保鉄也, 上坂薫, 大本雄二: 発電用導水路に混入した土砂の効率的分離・排出法に関する実験的研究. 水工学論文集, Vol. 48, pp. 1141-1146, 2004.
- 2) 中山昭彦, 大本雄二, 宵田千裕: 流砂量の急変動をともなう土砂バイパス管路流の解析. 水工学論文集, Vol. 48, pp. 1129-1134, 2004.
- 3) 藤田正治, 道上正規, 檜谷治, 三木敦史: ウォッシュロードによる貯水池堆砂の二次元数値計算. 水工学論文集, Vol. 37, pp. 669-674, 1993.
- 4) 藤崎一裕, 高崎秀一: 浮遊砂を伴う開水路流れの解析. 水工学論文集, Vol. 41, pp. 813-818, 1997.
- 5) 衛藤俊彦, 福嶋祐介: 加速を伴う泥水サーマルの流動解析. 水工学論文集, Vol. 47, pp. 1171-1176, 2003.
- 6) 秋山壽一郎, 重枝未玲, 前多陽子: 3次元モデルによる水平面上の粒子サーマルの流動・堆積シミュレーション. 水工学論文集, Vol. 48, pp. 1165-1170, 2004.
- 7) 戸田祐嗣, 池田駿介, 熊谷兼太郎: 礫床河川における洪水時の流れおよび浮遊砂・栄養塩輸送に関する数値計算. 水工学論文集, Vol. 46, pp. 1121-1126, 2002.
- 8) S. Ushijima: Arbitrary Lagrangian-Eulerian numerical prediction for local scour caused by turbulent flows. *Journal of Computational Physics*, Vol. 125, pp. 71-82, 1996.
- 9) 長田信寿, 細田尚, 村本嘉雄: 河岸侵食を伴う河道変動の特性とその数値解析法に関する研究. 土木学会論文集, No. 621/II-47, pp. 23-39, 1999.
- 10) 衛藤俊彦, 福嶋祐介: $k-\epsilon$ 乱流モデルによる保存性傾斜サーマルの数値解析. 水工学論文集, Vol. 46, pp. 1043-1048, 2002.
- 11) 牛島省, 瀬津家久: 固液二流体モデルを用いた海底砂面の局所洗掘数値解析手法. 海岸工学論文集, Vol. 47, pp. 566-570, 2000.
- 12) 秋山壽一郎, 応新亜, 浦勝, 重枝未玲: 有限な水深を有する静水中に直投された微細粒子群の数値シミュレーション. 土木学会論文集, Vol. 663/II-53, pp. 43-53, 2002.
- 13) J. F. Thompson, F. C. Thames, and C. W. Mastin: Automatic numerical generation of body-fitted curvilinear coordinate system for field containing any number of arbitrary two-dimensional bodies. *J. Comput. Phys.*, Vol. 15, No. 1, pp. 299-319, 1974.
- 14) 牛島省, 奥山洋平, 瀬津家久: コロケート格子配置に基づく3次元非圧縮性流体の陰的計算アルゴリズムの構築とその並列化. 応用力学論文集, Vol. 6, pp. 185-192, 2003.
- 15) C. M. Rhie and W. L. Chow: Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, Vol. 21, pp. 1525-1532, 1983.
- 16) 牛島省, 竹村雅樹, 瀬津家久: コロケート格子配置を用いたMAC系解法の計算スキームに関する考察. 土木学会論文集, No. 719/II-61, pp. 11-19, 2002.
- 17) 牛島省, 瀬津家久: 移動一般座標系を用いたコロケート格子による自由水面流れの数値解析手法. 土木学会論文集, No. 698/II-58, pp. 11-19, 2002.
- 18) 牛島省, 吉田圭介, 竹村雅樹, 瀬津家久: フラックス制御を利用する移流方程式の5次精度保存形スキーム. 土木学会論文集, No. 747/II-65, pp. 85-94, 2003.

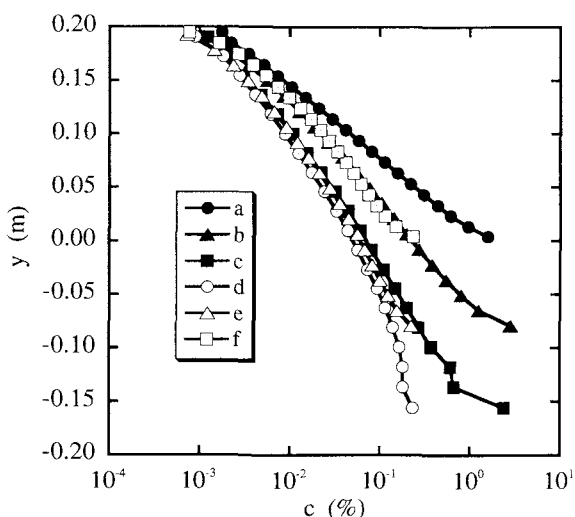
(2004. 9. 30 受付)



(a) 実験結果 (case EQ33b10)



(b) 計算結果 (case Q33b10)



(c) 計算結果 (case Q33b20)

図-6 物質濃度分布の比較 (図(a)の実験結果の縦軸 y_c は主管中心を原点とした y 方向の座標, 濃度は体積濃度)