

圧力流・自由表面流混在流れの 準平面2次元数値モデルの構築

QUASI TWO-DIMENSIONAL NUMERICAL MODEL FOR
FREE-SURFACE-PRESSURIZED FLOWS

重枝未玲¹・秋山壽一郎²・川上優³

Mirei SHIGE-EDA, Juichiro AKIYAMA and Yu KAWAKAMI

¹正会員 博士(工) 九州工業大学大学院准教授 工学研究院建設社会工学研究系
(〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1)

²フェロー会員 Ph.D. 九州工業大学大学院教授 工学研究院建設社会工学研究系 (同上)

³学生会員 九州工業大学 工学部建設社会工学科 (同上)

Quasi two-dimensional numerical model for free-surface-pressurized flows was constructed. The model was based on two-dimensional shallow water equations. Since this model calculates flux by the normal direction of the boundary of control volume, it can deal with flow in a sewer network and river channel like a one-dimensional model. The model was also based on flux-difference splitting scheme combined with the Preissmann slot to simulate flows in a closed conduit wherein the flow may change from free-surface to pressurized flow and vice-versa. The model was verified against available experimental data on free-surface or free-surface-pressurized flow. Thereafter, the model was tested against some exacting sample problems. It is demonstrated that the model yields very reasonable results in all the cases considered.

Key Words : *Quasi two-dimensional numerical model, free-surface-pressurized flow, Preissmann slot, flux-difference splitting, sewer network*

1. はじめに

近年、局地的な集中豪雨の激化に伴い、東京などの大都市では都市型水害が深刻になっている。都市域での雨水排除は、中小河川や下水道で行われるため、都市部での氾濫を予測するためには、中小河川や下水道網での雨水の挙動を的確に予測することが不可欠となる¹⁾²⁾³⁾⁴⁾。

雨水排除システムの一つである下水道網では、流入する雨水の流量に応じて、自由表面流れから圧力流れへ、また、その逆に遷移する流れが生じる。一般に、圧力・自由表面流は、水深をピエゾ水頭と等しいと仮定し、管路天端に非常に狭いスロットを設け、流積や潤辺を増加させずに水深を上昇させることで、自由表面流れの基礎方程式で取り扱えることがわかっている。このようなモデルをスロットモデルと呼ぶ⁵⁾。

下水道網を取り扱うためには、このような圧力・自由表面流の取扱いに加え、各下水道を接続し、下水道網とするための取扱いも必要となる。下水道網は、一般に、下水道をブランチ、下水道の始点と終点をノードとして、

各ブランチをノードで接続することで取り扱われる。多くのモデルは、ブランチについては1次元のスロットモデルにより、ノードについては各ブランチから流入出する流量と質量保存により水深と流速を求めている¹⁾²⁾³⁾⁴⁾。近年では、著者ら⁶⁾によって、ノードについて質量保存と運動量保存を考慮し、接続部での水位あるいは圧力上昇を考慮できる数値モデル、圧力流・自由表面流混在流れのダイナミックネットワークモデルが構築されている。これらのモデルには、いずれもノード、ブランチ間を接続するための、内部あるいは接続条件が必要となる。

本研究は、以上のような背景を踏まえ、都市域を対象に内水・外水氾濫を取り扱うことが可能な氾濫解析モデルの構築を最終的な目的としている。ここでは、著者らの圧力流・自由表面流混在流れのダイナミックネットワークモデルをさらに発展させ、次の(1)、(2)のような利点を有する圧力流・自由表面流混在流れの準平面2次元モデルを構築した。(1)下水道や河道を1次元モデルのように取り扱うことが可能、(2)従来のノード、ブランチによるネットワークモデルのように内部あるいは接続条件を必要とせず、平面2次元モデルのように下水道や河

道の線形，その分合流を一つのモデルで取り扱うことが可能。さらに，参考文献⁶⁾で用いた実験結果やテスト問題を含め，既存の自由表面流れあるいは圧力・自由表面流の混在流れの実験結果やテスト問題に基づき，同モデルの予測精度を検証した。

2. 圧力流・自由表面流混在流れの準平面2次元数値モデルの概要

圧力流・自由表面流混在流れの準平面2次元数値モデルは，①計算セルを下水道や河道線形に沿って計算セルを配置し，計算セルの境界全てに対して数値流束を計算することで，平面2次元数値モデルのように，河道平面形状等の河道特性や下水道線形が流れに及ぼす影響を考慮でき，②セル境界の数値流束には，横断面で面積分された数値流束を用いることで，1次元モデルのように高い計算効率で圧力流・自由表面流混在流れの解析を行うことを目的としたモデルである。同モデルは，(1) 下水道や河道線形に沿って計算セルを配置し，(2) 計算セルをコントロールボリュームとして，①計算セル境界で水位と断面積，潤辺，径深，水路幅，断面積の関心との関係，②計算セル内で水位と体積，粗度係数との関係を予め求め，(3) ①と②の関係から，計算セル境界の法線方向に対して，セル境界の横断面で面積分された数値流束を算定し，(4) 全てのセル境界線に対して数値流束を線積分することで，計算セル内の体積，流速と体積との積を算定し，圧力流・自由表面流混在流れを予測するモデルである。その概要は図-1に示す通りである。以下では，同モデルの基礎方程式と数値解法の概要を示す。

(1) 基礎方程式

基礎方程式は2次元浅水方程式である。 U を保存量ベクトル， E と F をそれぞれ x ， y 方向の流束ベクトルおよび S を発生項・消滅項ベクトルとすると，連続の式と x ， y 方向の運動量保存の式はそれぞれ式(1)で表される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + S_1 = 0 \quad (1)$$

$$U = \begin{pmatrix} h \\ uh \\ vh \end{pmatrix}; E = \begin{pmatrix} uh \\ u^2h + \frac{1}{2}gh^2 \\ uvh \end{pmatrix}; F = \begin{pmatrix} vh \\ uvh \\ v^2h + \frac{1}{2}gh^2 \end{pmatrix};$$

$$S_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ -ghS_{0x} + ghS_{fx} \\ -ghS_{0y} + ghS_{fy} \end{pmatrix}$$

ここに， h =水深， u ， v = x ， y 方向の流速， g =重力加速度， S_{0x} ， S_{0y} = x ， y 方向の河床あるいは水路床勾配， z_b =河床あるいは水路床高， S_{fx} ， S_{fy} = x ， y 方向の摩擦勾配である。

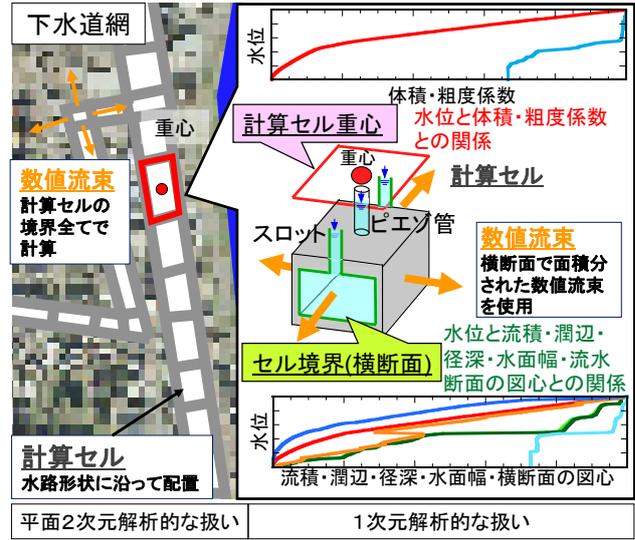


図-1 圧力・自由表面流の準平面2次元モデルの概念図

水路床勾配は次式で計算される。

$$S_{0x} = -\frac{\partial z_b}{\partial x}, \quad S_{0y} = -\frac{\partial z_b}{\partial y} \quad (2)$$

摩擦勾配は，次式のManningの公式で計算される。

$$S_{fx} = \frac{n^2 u \sqrt{u^2 + v^2}}{R^{4/3}}, \quad S_{fy} = \frac{n^2 v \sqrt{u^2 + v^2}}{R^{4/3}} \quad (3)$$

ここに R =径深であり，平面2次元の場合は $R=h$ である。

式(1)を任意の検査体積 Ω (本研究の場合は，検査面積となる)で積分し，ガウスの発散定理を用いると，式(4)に示す積分形の浅水方程式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} U d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (f \cdot n) dL + \int_{\Omega} (S_1) d\Omega = 0 \quad (4)$$

ここに， Ω = 検査体積の境界線， $L=\Omega$ の長さである。 $f \cdot n$ =境界線 Ω の法線方向を通過する流束ベクトルであり，式(5)で表される。

$$f \cdot n = E \cdot n_x + F \cdot n_y \quad (5)$$

ここに， $n=(n_x, n_y)$ =検査体積の境界線 Ω の外向き単位法線ベクトルである。また，流束ベクトル $f \cdot n$ の流束ヤコビアン C_n は式(6)で表される。

$$C_n = \frac{\partial (f \cdot n)}{\partial U} = A \cdot n_x + B \cdot n_y \quad (6)$$

ここに， A と B は流束ベクトル E と F の流束ヤコビアンで，次式で表される。ここに， $c=(gh)^{0.5}$ =波速である。

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -u^2 + c^2 & 2u & 0 \\ -uv & v & u \end{pmatrix}; B = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -uv & v & u \\ -v^2 + c^2 & 0 & 2v \end{pmatrix}$$

(2) 数値解析法

a) 基礎方程式の離散化

計算領域を分割した微小領域をセル i とし，このセルを検査体積 Ω_i とすると，式(4)の Ω が Ω_i となる。

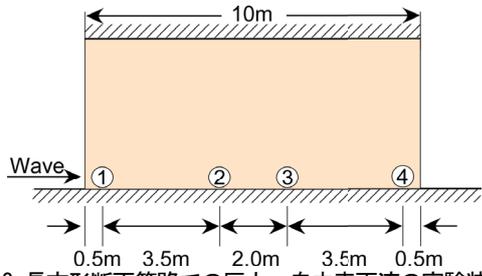


図-2 長方形断面管路での圧力・自由表面流の実験装置⁹⁾

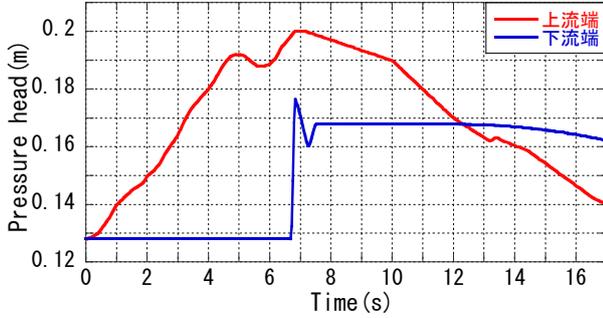


図-3 管路区間上下流の境界条件

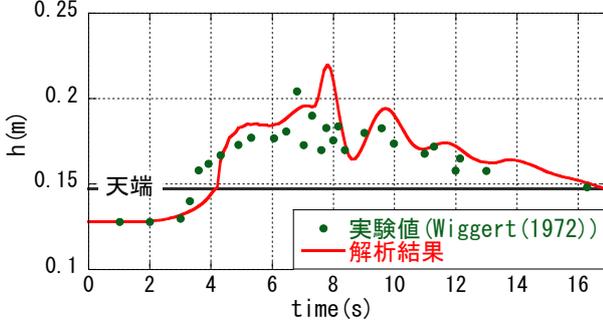


図-4 測定点②での実験値と解析結果との比較

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} U d\Omega + \oint_{\partial\Omega_i} (\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n}) dL + \int_{\Omega_i} (\mathbf{S}_1) d\Omega = \mathbf{0} \quad (7)$$

式(7)を有限体積法に基づき離散化すると式(8)となる。その際、流速 u_i 、 v_i をセル i での空間平均値とし、水深については空間分布を持つこととする。

$$V_i^{t+\Delta t} = V_i^t - \Delta t \sum_{k=1}^{N_e} (\mathbf{f}_n^* \cdot \mathbf{n})_k - \Delta t \int_{\Omega_i} (\mathbf{S}_1) d\Omega \quad (8)$$

$$V_i = \int_{\Omega_i} U d\Omega = (V_i \quad u_i V_i \quad v_i V_i)^T \quad (9)$$

ここに、 V_i =水の体積、 t =時間に対する添字、 k =セル i を構成するセル境界線に対する添字、 N_e =セルを構成するセル境界線の総数、 Δt =時間の刻み幅、 $(\mathbf{f}_n^* \cdot \mathbf{n})_k = k$ 番目のセル境界線を流入出する数値流束である。本研究では以下の流束差分法(FDS法)⁷⁾を用いた。

$$(\mathbf{f}_n^* \cdot \mathbf{n})_k = \frac{1}{2} \left[(\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n})_{kR} + (\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n})_{kL} - \tilde{\mathbf{C}}'_{nk} |\Delta V'_k| \right] \quad (10)$$

$$(\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n})_k = \mathbf{E}'_k \cdot \mathbf{n}_x + \mathbf{F}'_k \cdot \mathbf{n}_y$$

$$\mathbf{E}'_k = \begin{pmatrix} uA_k \\ u^2 A_k + gF_{hk} \\ uvA_k \end{pmatrix}, \mathbf{F}'_k = \begin{pmatrix} vA_k \\ uvA_k \\ v^2 A_k + gF_{hk} \end{pmatrix}, \mathbf{V}'_k = \begin{pmatrix} A_k \\ uA_k \\ vA_k \end{pmatrix}$$

ここに、 $A = k$ 番目のセル境界線での流積、 F_h =静水圧項、 $\Delta(\circ) = (\circ)_R - (\circ)_L$ で定義されるオペレータ、 L, R =セル境界線の左側、右側を示す添字、 $\tilde{\mathbf{C}}'_{nk} = k$ 番目のセル境界線における近似ヤコビアンである。近似ヤコビアンは以下に示す流速と波速のRoeの平均値に基づき計算される。 \sim はRoeの平均に基づき計算された諸量であることを表す。

$$\tilde{u} = \frac{\sqrt{A_{kL}} u_L + \sqrt{A_{kR}} u_R}{\sqrt{A_{kL}} + \sqrt{A_{kR}}}, \tilde{v} = \frac{\sqrt{A_{kL}} v_L + \sqrt{A_{kR}} v_R}{\sqrt{A_{kL}} + \sqrt{A_{kR}}}$$

$$\tilde{c} = \sqrt{g \left(\frac{A_{kL}}{B_{kL}} + \frac{A_{kR}}{B_{kR}} \right)}$$

$$|\tilde{\mathbf{C}}'_{nk} | \Delta V'_k = \sum_{j=1}^3 \left(|\tilde{\lambda}^j| \alpha'^j \mathbf{e}^j \right)_k$$

$$\tilde{\lambda}^1 = \tilde{u} n_x + \tilde{v} n_y + \tilde{c}; \tilde{\lambda}^2 = \tilde{u} n_x + \tilde{v} n_y; \tilde{\lambda}^3 = \tilde{u} n_x + \tilde{v} n_y - \tilde{c}$$

$$\tilde{\mathbf{e}}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{u} + \tilde{c} n_x \\ \tilde{v} + \tilde{c} n_y \end{pmatrix}; \tilde{\mathbf{e}}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{c} n_y \\ \tilde{c} n_x \end{pmatrix}; \tilde{\mathbf{e}}_3 = \begin{pmatrix} 1 \\ \tilde{u} - \tilde{c} n_x \\ \tilde{v} - \tilde{c} n_y \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \alpha^1 \\ \alpha^2 \\ \alpha^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\Delta A_k}{2} + \frac{1}{2\tilde{c}} \{ \Delta(uA_k) n_x + \Delta(vA_k) n_y - (\tilde{u} n_x + \tilde{v} n_y) \Delta A_k \} \\ \frac{1}{\tilde{c}} \{ \Delta(vA_k) - \tilde{v} \Delta A_k \} n_x - \{ \Delta(uA_k) - \tilde{u} \Delta A_k \} n_y \\ \frac{\Delta A_k}{2} - \frac{1}{2\tilde{c}} \{ \Delta(uA_k) n_x + \Delta(vA_k) n_y - (\tilde{u} n_x + \tilde{v} n_y) \Delta A_k \} \end{pmatrix}$$

これらを用いると式(10)は次式のように変形できる。

$$(\mathbf{f}_n^* \cdot \mathbf{n})_k = \frac{1}{2} \left[(\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n})_{kR} + (\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n})_{kL} - \sum_{j=1}^3 \left(|\tilde{\lambda}^j| \alpha'^j \tilde{\mathbf{e}}^j \right)_k \right] \quad (11)$$

ここで、エントロピー補正のために、式(11)中の $|\tilde{\lambda}^j|$ を $\Psi(\tilde{\lambda}^j)$ に置き換える。

$$(\mathbf{f}_n^* \cdot \mathbf{n})_k = \frac{1}{2} \left[(\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n})_{kR} + (\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n})_{kL} - \sum_{j=1}^3 \left(\Psi(\tilde{\lambda}^j) \alpha'^j \tilde{\mathbf{e}}^j \right)_k \right]$$

発生項・消滅項ベクトルについては、以下で述べる。なお、時間の刻み幅はクーラン型の安定条件を用い計算している。

b) 水路床勾配と摩擦勾配の離散化

水路床勾配および摩擦勾配の離散化については、GlaisterやBurmudez and Vazquez⁸⁾と同様な方法に基づき、流束ベクトルと同じ方法で風上化を行う。

水路床・摩擦勾配に対応する数値流束 \mathbf{S}^*_{ik} は、風上化を行うことで \mathbf{S}^*_{ik} は $\mathbf{S}^*_{ik} = \mathbf{S}^*_{ik+} + \mathbf{S}^*_{ik-}$ に分けられる。式(8)はセル i を対象とした式なので、 \mathbf{S}^*_{ik} の項のみがセル i に寄与する。従って、式(8)の $\int_{\Omega} \mathbf{S}_1 d\Omega$ は次式で表される。

$$\int_{\Omega} \mathbf{S}_1 d\Omega = \sum_{k=1}^{N_e} \mathbf{S}^*_{1k}, \quad \mathbf{S}^*_{1k} = \frac{1}{2} \left(\tilde{\mathbf{S}}_1 \pm \sum_{j=1}^3 \left(\frac{|\tilde{\lambda}^j|}{\tilde{\lambda}^j} \beta'^j \tilde{\mathbf{e}}^j \right) \right)$$

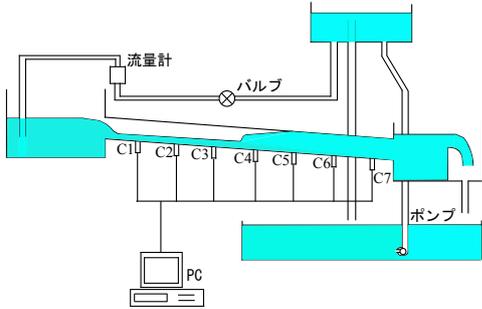
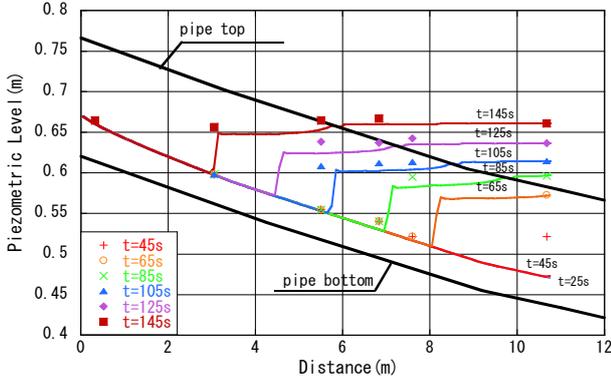
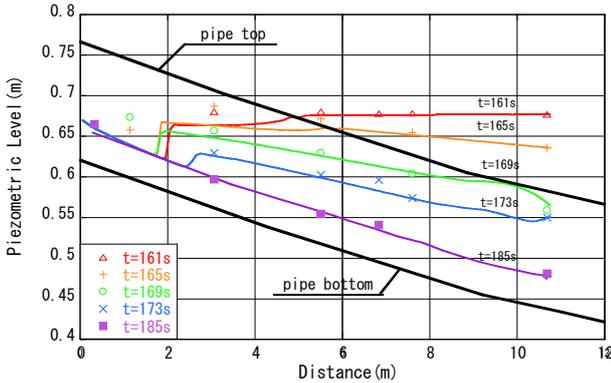


図-5 円管内での圧力・自由表面流の実験装置¹⁰⁾



(a) 0~145秒



(b) 161~185秒

図-6 円管での圧力・自由表面流の実験値に基づく検証

$$\begin{pmatrix} \beta^1 \\ \beta^2 \\ \beta^3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2\tilde{c}} \begin{pmatrix} g\tilde{A}_k\Delta z_b + g\tilde{A}_k S_{fn} d_n \\ 0 \\ -g\tilde{A}_k\Delta z_b - g\tilde{A}_k S_{fn} d_n \end{pmatrix}; \tilde{S}_i' = \begin{pmatrix} 0 \\ g\tilde{A}_k\Delta z_b n_x + g\tilde{A}_k S_{fn} d_n n_x \\ g\tilde{A}_k\Delta z_b n_y + g\tilde{A}_k S_{fn} d_n n_y \end{pmatrix}$$

$$S_{fn} = S_{fk} n_x + S_{fy} n_y \quad (12)$$

ここに、 d_n =セル中心間の距離である。

(3) 圧力流れの取り扱い

圧力流れが発生した場合には、図-1に示すように、計算セルの境界については幅の非常に狭いスロットを、計算セルについてはピエゾ管を設け、これらにより、水深を強制的に上昇させ圧力を上昇させる。満管状態の水深、静水圧および潤辺は、それぞれ以下のような式で表される。

$$h = h_f + \frac{A - A_f}{b_s}; \quad P = P_f;$$

$$F_n = A_f \left(0.5h_f + \frac{A - A_f}{b_s} \right) + \frac{(A - A_f)^2}{2b_s} \quad (13)$$

ここに、 A_f =満管時の断面積、 P_f =満管時の潤辺、 h_f =満管時の水深 (断面形状が長方形の場合には水路高、円形の場合には直径 d)、 b_s =スロット幅である。

各セルのピエゾ管については、水深は次式で表される。

$$h = h_f + \frac{V - V_f}{A_s} \quad (14)$$

ここに、 V =水の体積、 V_f =満管時の水の体積、 A_s =スロットの断面積である。これらを、①コントロールボリューム境界の水位と断面積、潤辺、径深、水路幅、断面積の関心、②コントロールボリューム内の水深と体積に反映させることで、圧力・自由表面流を取り扱う。

3. 結果と考察

以下では、既存の実験結果に基づき、圧力・自由表面流の準平面2次元モデルの検証を行う。はじめに、断面形状が異なる管路内の圧力・自由表面流の実験結果に基づき、横断面形の異なる水路での圧力・自由表面流の本モデルの再現性について検証する。次に、屈曲部を有するダム破壊流れの実験結果に基づき、本モデルが水路線形を適切に取り扱うことが可能かを検証する。最後に下水道網のテスト問題に適用することで、本モデルの下水道網への適用性について検討する。

(1) 圧力・自由表面流の取扱いに関する検証

a) 長方形断面管路での圧力・自由表面流れ⁹⁾

まず、Wiggert⁹⁾が行った長方形断面管路を用いた実験に基づき検証した。実験装置は、図-2に示す長さ30m、幅0.51mの水平水路である。水路上流端から10mの位置に、長さ10m、高さ0.148mの管路区間が設けられている。水路の粗度係数は $0.012\text{m}^{-1/3}$ である。水路に水深0.128mの水を貯めた後、水路上流端から波を発生させ、管路区間に圧力流れを生じさせている。管路区間の上下流、図-2中の測定点①~④で水位と圧力が計測されている。

解析は、図-3に示す管路区間上下流の圧力水頭を境界条件として解析を行った。解析対称領域を21個のセルで分割し、スロット幅及びピエゾ管の面積については、それぞれ水路幅および計算セルの面積の10%とした。図-4は、測定点②について、実験値と解析結果との比較を行ったものである。これより、本モデルは、(1) 自由表面流から圧力流へ遷移する時間、(2) 圧力水頭の波形やその値、などを再現できることが確認できる。このように、本モデルは、自由表面流れから圧力流れへと、さらに圧力流れから自由表面流れへと遷移する複雑なプロセスを再現可能であることが確認された。

b) 円管での圧力・自由表面流れ¹⁰⁾

次に、Capart et al.¹⁰⁾が行った円管での実験に基づき、モデルの検証を行った。実験装置には、水路床勾配が、

上流端から3.48mまでは0.01954, 9.23mまでは0.01704, 下流端までは0.01225と変化させた直径0.145m, 長さ12.74mの円形管路を用いている. 図-5に実験装置の概要を示す. 上流端から0.0042m³/sの一定流量を流入させ, 下流端の堰を上昇させることで強制的に跳水を発生させ, それを水路の上流へ伝播させている. また, 跳水が上流端付近まで伝播した時に, 下流端の堰を下降させることで水位低下を引き起こしている. その際, 水位もしくはピエゾ水頭を, C1~C7の圧力計により測定している.

解析の初期条件には小さな一定水深を, 境界条件には Capart et al.¹⁰⁾の実験条件と同様に, 上流端には0.0042m³/sの一定流量を与え, 下流端には水位またはピエゾ水頭を与えた. Manningの粗度係数 $n=0.009\text{m}^{-1/3}\text{s}$ とした. 解析対象領域を108個の計算セルで分割し, Courant数=0.95とし, スロット幅を変化させた数値実験を行った結果, スロット幅およびピエゾ水頭の面積は, それぞれ管路直径と管路中心での計算セル面積の0.05%とした場合に, 解析値と実験結果とが最も一致した.

図-6は, 解析値と実験結果との比較を行ったものである. これより, (1) 解析結果はすべての地点で圧力・自由表面流れのいずれも高い精度で再現していること, (2) 円管内の自由表面流れから圧力流れへの遷移などを再現していること, などが確認できる.

以上のように, 本モデルは, 単純な断面ではあるが複数の横断面を有する閉水路内での自由表面・圧力流れを再現可能であることが確認された.

(2) 水路線形の取扱いに関する検証

次に, 本モデルが水路の線形の影響を適切に評価できるかどうかを, Soares, S. et al.¹¹⁾のダム破壊流れの実験結果に基づき検証した. 実験水路は, 図-7に示すように長方形断面の貯水槽(幅2.4m×長さ2.39m)と水路(幅0.495m×長さ8.2m)が接続されており, 45度の屈曲部を有している. 貯水槽および水路は水平に設置されており, その粗度係数 $n=0.011\text{m}^{-1/3}\text{s}$ である. 初期水深は, 貯水槽で水深 $h=0.25\text{m}$, 水路で水深 $h=0.01\text{m}$ である. 図中のG1~G9で水深が測定されている. 解析対象領域を105個の計算セルで分割し, 下流端の境界条件には限界水深を与えた.

図-8は, 屈曲部の影響が顕著となる測定点G6での解析結果と実験値との比較を行ったものである. 水路屈曲部では, ダム破壊流れのフロントが壁面に衝突し, その影響により段波が発生するため, その上流側では水位上昇が生じる. 図中には, 通常の1次元解析, ノード・ブランチモデルを用いた著者らのダイナミックネットワークモデル⁶⁾の結果もあわせて示している. なお, 1次元解析では水路の曲りによるエネルギー損失を考慮していない. また, ダイナミックネットワークモデルでは屈曲部と同様な形状のブランチを設けることで, 本モデルでは屈曲部と同様な形状の計算セルを用いることで水路屈曲部の形状を考慮している. これより, (1) 本解析結果

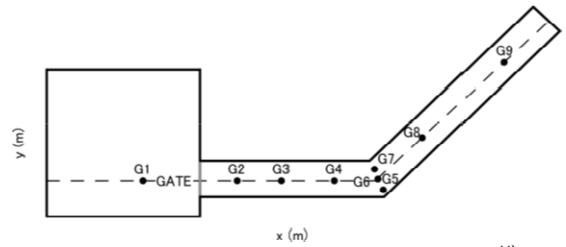


図-7 屈曲部を有するダム破壊流れの実験装置¹¹⁾

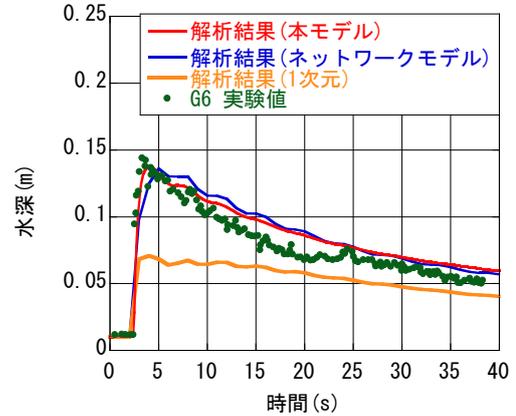


図-8 測定点G6での解析結果と実験値との比較

は, 実験値を概ね再現していること, (2) 1次元解析では屈曲部の影響を考慮できないために, 予測精度が最も低いこと, (3) ダイナミックネットワークモデルは, 水路線形の影響を考慮可能のため1次元モデルに比べ予測精度は高いこと, (4) 本モデルは, ダイナミックネットワークモデルに比べ, 水位上昇のタイミングなど, より高い精度で予測できること, などがわかる. これは, 本モデルが, ブランチ・ノードモデルのように2つのモデルを接続するのではなく, 水路線形, その分合流を一つのモデルとして取り扱うことができるためと考えられる. このように本モデルは, 水路の線形等の形状の変化を適切に評価できることが確認された.

(3) 管路網の取扱いに関する検証

最後, 本モデルの管路網への適用性について検証する目的で, Garcia-Navarro, P et al.¹²⁾による管路網のテスト問題に本モデルを適用した. 管路網は, 図-9に示す通りである. 各管路は1辺が1mの正方形断面で, 長さは100mである. 管路1~7の水路勾配は, それぞれ $S_{01}=0.002$, $S_{02}=S_{03}=0.001$, $S_{04}=0.0$, $S_{05}=S_{06}=0.001$, $S_{07}=0.002$ で, 粗度係数 $n=0.01\text{m}^{-1/3}\text{s}$ である. この管路網は軸対称であり, 当然, 適切な数値解法であれば, 数値振動は発生せず, 得られる結果も軸対象となる. この対称性をチェックすることでモデルの妥当性を検討することができる.

解析対象領域を144個の計算セルで分割し, 流量および水深の初期条件を, $Q_0=0.1\text{m}^3/\text{s}$, $Q_1=Q_2=0.05\text{m}^3/\text{s}$, $Q_3=0.0\text{m}^3/\text{s}$, $Q_4=Q_5=0.05\text{m}^3/\text{s}$, $Q_6=0.1\text{m}^3/\text{s}$, $h_0=h_1=h_2=h_3=h_4=h_5=h_6=0.2\text{m}$ とし定常状態を求めた後, 上流端から, 最大流量が $2.5\text{m}^3/\text{s}$ の正三角波形の流量ハイドログラフを600秒間隔で与えた.

図-10は、管路1~7の中心における水深の経時変化を示したものである。これより、(1) 管路1では自由表面流れと圧力流れが混在すること、(2) 上下対称の位置にある管路2, 3および5, 6の解析結果は対称であること、(3) 管路4では周期的な水面変動が生じていること、(4) 管路2~7では自由表面流れのみが生じていることなどが確認できる。このように本モデルは、対称性を維持しているとともに、管路網での自由表面流れから圧力流れへの遷移やその逆のプロセスを解析可能であること、などが確認できる。このように、本モデルは、定性的ではあるが、管路網で生じる圧力・自由表面流れを解析可能であることが確認された。

4. おわりに

本研究では、平面2次元モデルのように下水道や河道の線形、その分合流を一つのモデルとして取扱え、かつ、下水道や河道を1次元モデルのように取り扱うことが可能な圧力・自由表面流の準平面2次元モデルを構築するとともに、同モデルを既存の自由表面流れあるいは圧力・自由表面流れの実験結果に基づき検証した。その結果、本モデルは、(1) 横断面形状の異なる水路で圧力、自由表面流れ、(2) 水路線形の変化、(3) 管路網内の圧力、自由表面流れを解析可能であることが確認された。なお、同モデルは、下水道網内に限定されず、河道の洪水解析にも適用可能なモデルである。今後、同モデルの河道への適用性についても検討したいと考えている。

謝辞：本研究は、科学研究費補助金若手研究B(課題番号：25820225、研究代表者：重枝未玲)の助成を受けたものである。本研究を遂行するに当たり、本学大学院生坂田治義君、和田浩輔君、中上竜吾君には、データ整理等で多大な協力を得た。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 関根正人, 池田遼：東京東部低平地を対象とした浸水・氾濫の数値予測, 土木学会論文集B1(水工学)Vol.70, No.4, I_1429-I_1434, 2014.
- 2) 戸田圭一, 井上和也, 村瀬賢, 市川温, 横尾英男：豪雨による都市域の洪水氾濫解析, 土木学会論文集, No.663/II-53, pp.1-10, 2000.
- 3) 武田誠, 森田豊, 松尾直規:下水道システムを考慮した氾濫解析の治水対策への適用, 水工学論文集, 第51巻, pp.529-534, 2007.
- 4) 川池健司, 中川一, 市川温, 丸山寛起：平成18年7月豪雨による松江市内の都市水害に関する数値解析的検討, 水工学論文集, 第51巻, pp.535-540, 2007.
- 5) Chaudhry, M. H.: *Applied Hydraulic Transients*, Von Nostrand Reinhold, New York, 1979.

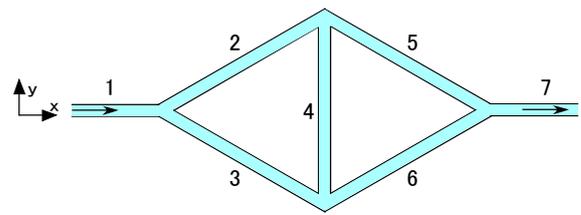


図-9 テスト問題の管路網¹²⁾

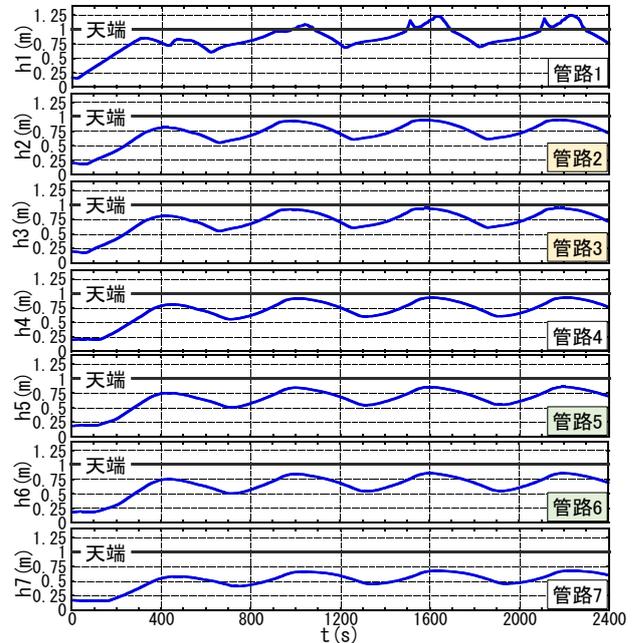


図-10 各管路での水深の経時変化

- 6) 秋山壽一郎, 重枝未玲, 田邊武司：自由表面・圧力流れのダイナミックネットワークモデルの構築と都市域下水道網への適用, 河川技術論文集, 第14巻, pp.241-246, 2008.
- 7) Roe, P. L.: Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.43, pp.357-372, 1981.
- 8) Bermudez, A. and Vazquez, M.: Upwind methods for hyperbolic conservation laws with source terms, *Computers Fluids*, Vol.8, No.8, pp.1049-1071, 1994.
- 9) Wiggert, D.: Transient flow in free-surface, pressurized systems, *Journal of the Hydraulics Division*, Proceedings of ASCE, Vol.98(1), pp.11-26, 1972.
- 10) Capart, H., Sillen, X. and Zech, Y.: Numerical and experimental water transients in sewer pipes, *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, Vol.35, No.5, pp.659-672, 1997.
- 11) Sorares, S. Sillen, X. and Zech, Y.: Dam-break flow through sharp bends, Physical models and 2d Boltzmann, *European Commission*, ISBN 92-828-7108-8, 1999.
- 12) Garcia-Navarro, P., Priestley, A. and Alcrudo, F.: An implicit method for water flow modeling in channels and pipes, *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, Vol.32, No.5, pp.721-742, 1994.

(2014. 9. 30受付)