

非構造格子を用いた有限体積法に基づく 平面2次元洪水流数値モデル

2-D NUMERICAL MODEL BASED ON UNSTRUCTURED FINITE VOLUME
METHOD FOR FLOOD FLOWS

重枝 未玲¹・秋山 壽一郎²・浦 勝³・有田 由高⁴

Mirei SHIGEEDA, Juichiro AKIYAMA, Masaru URA and Yoshitaka ARITA

¹学生会員 工修 九州工業大学大学院 工学研究科博士後期課程 (〒 804-8550 北九州市戸畑区仙水町 1-1)

²正会員 Ph.D. 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (同上)

³正会員 工博 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (同上)

⁴工修 建設省四国地方建設局 (〒 795-8512 愛媛県大洲市中村 210)

A 2-D numerical model for flood flows based on finite volume method(FVM) is developed. The model employs unstructured grids so as to treat arbitrary flood-plain geometry with the road network and houses properly. Through flux-difference spitting(FDS) technique, the model is conservative and incorporates signal propagation. Van Leer's procedure is used for the entropy-inequality condition. The validity and applicability of the model are demonstrated by comparing computed results with experimental results for dam-break flood waves propagating on a horizontal channel with quadratic prisms, which are not submerged, under dry-bed condition.

Key Words : Flood flow, 2-D numerical model, FVM, FDS, unstructured grid, dam-break flow

1. はじめに

ここ数年, 局地的な集中豪雨による洪水氾濫が世界各地で発生している. 最近の異常気象を考えると, より大きな水害が発生するポテンシャルは益々増大している. 特にわが国では洪水氾濫が発生する危険性の高い都市河川流域に人口と資産が集中しているため, そこでの壊滅的な被害は決して許されない状況にある.

洪水氾濫による被害を最小限に止めるためには, 河川改修などのハード面での対策のみならず, 信頼性の高い洪水ハザードマップや避難体制の確立などのソフト面での危機管理対策が求められる. このようなソフト面での対策は洪水氾濫流の挙動予測に基づいて講じられており, その予測は洪水氾濫シミュレーションモデルに基づくことが多い.

洪水氾濫シミュレーションモデルは, 平面2次元数値モデルに洪水氾濫流の挙動を大きく左右する氾濫域内の道路網や水路網, 田畑, 樹林帯あるいは家屋群などの氾濫流に固有な要素を扱うための様々な工夫を加えることで構築されている. 従って, 予測精度の高い洪水氾濫シミュレーションモデルを構築するためには, 氾濫流に固有な要素が流れに及ぼす影響を適正に評価

する必要がある. 特に, 都市域における氾濫流では多様な形状の構造物や道路網などが存在するため, それらの取り扱いが重要である.

既存の多くの洪水氾濫シミュレーションモデルでは道路網や構造物などの要素が洪水氾濫流に及ぼす影響を空間平均的な抵抗として考慮している. 例えば, 岩佐ら¹⁾は地目別に適当な等価粗度係数を与えることで, 末次と栗城²⁾は家屋の占有率と水深の影響を考慮した等価粗度係数式を用いることで, 著者ら³⁾は格子サイズより小さな物体を抗力として評価している. 一方, 福岡ら⁴⁾は空間平均的な抵抗は氾濫流の巨視的挙動の予測には適しているものの, これらの要素の配置が考慮できないため家屋群内や道路における氾濫流の挙動を高い精度で再現できないとの立場より, 一般曲線座標系を導入したシミュレーションモデルの構築を行なっている. 井上ら⁵⁾はこれらの要素の形状を精度良く表現できる非構造格子を用いたモデルと直交格子を用いたモデルを実際の都市域に適用し, 両者の比較より, 前者の方がより正確な予測結果を与えることを明らかにしている.

本研究は, 都市域を対象とした高精度洪水氾濫シミュレーションモデルの構築を目的として, 氾濫域に複雑

に配置された家屋群などの構造物の形状をより正確に表現するために、著者ら⁶⁾が開発した直交格子に基づく平面2次元洪水流モデルを発展させ、非構造格子に基づくモデルを構築したものである。まず、非構造格子を用いた有限体積法に基づく洪水流数値モデルの構築を行なう。その際、FDS⁷⁾に基づく数値流束とエントロピー補正⁸⁾を用いて、波の伝搬方向と保存性およびエントロピー条件を満たすように離散化する。発生・消滅項ベクトルも流束ベクトルと同様な手法⁹⁾を用いて、流束ベクトルの勾配と発生・消滅項ベクトルとのバランスを考慮した離散化を行なう。次に、家屋などの構造物を模した角柱群を配置したドライベッド上でダム破壊流れを発生させた実験結果との比較検討より、本モデルの性能について検討を加える。

2. 基礎方程式

基礎方程式である2次元浅水方程式は、保存量ベクトルを U 、 x 、 y 方向の流束ベクトルをそれぞれ E と F 、発生項・消滅項ベクトルを S とすると、式(1)で与えられる。

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

$$U = \begin{pmatrix} h \\ uh \\ vh \end{pmatrix}; E = \begin{pmatrix} uh \\ u^2h + \frac{1}{2}gh^2 \\ uwh \end{pmatrix}; F = \begin{pmatrix} vh \\ uwh \\ v^2h + \frac{1}{2}gh^2 \end{pmatrix}; S = \begin{pmatrix} 0 \\ -gh(S_{ox} - S_{fx}) \\ -gh(S_{oy} - S_{fy}) \end{pmatrix}$$

ここに、 h は水深、 u と v はそれぞれ x と y 方向の流速、 g は重力加速度、 S_{ox} と S_{oy} はそれぞれ x と y 方向の河床勾配、 S_{fx} と S_{fy} はそれぞれ x と y 方向の摩擦勾配である。基準水平面からの河床高を z_b とすると、河床勾配 S_{ox} と S_{oy} はそれぞれ式(2)で表される。

$$S_{ox} = -\frac{\partial z_b}{\partial x}; S_{oy} = -\frac{\partial z_b}{\partial y} \quad (2)$$

また、摩擦勾配 S_{fx} と S_{fy} は、マニングの粗度係数 n を用いると、それぞれ式(3)で与えられる。

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

式(1)を任意の検査体積 Ω で積分した後、ガウスの発散定理を適用すれば、積分型の浅水方程式である式(4)が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} U dS + \oint_{\partial\Omega} (\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}) dL + \int_{\Omega} S dS = 0 \quad (4)$$

ここに、 $\partial\Omega$ は検査体積の境界、 S は Ω の面積、 L は $\partial\Omega$ の長さである。 $\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}$ は、境界 $\partial\Omega$ の法線方向を通

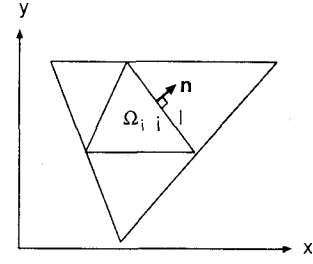


図-1 検査体積

過する流束ベクトルで、 x 、 y 方向の流束ベクトルと境界 $\partial\Omega$ における外向き単位法線ベクトルを $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$ とすると、式(5)のようになる。

$$\mathcal{F} \cdot \mathbf{n} = E n_x + F n_y \quad (5)$$

流束ベクトル $\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}$ の流束ヤコビアン C_n は式(6)で表され、その固有値 λ^j と固有ベクトル e^j はそれぞれ式(7)と(8)で表される。

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

$$\lambda^1 = u n_x + v n_y + c; \lambda^2 = u n_x + v n_y; \lambda^3 = u n_x + v n_y - c \quad (7)$$

$$e^1 = \begin{pmatrix} 1 \\ u + c n_x \\ v + c n_y \end{pmatrix}; e^2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -c n_y \\ c n_x \end{pmatrix}; e^3 = \begin{pmatrix} 1 \\ u - c n_x \\ v - c n_y \end{pmatrix} \quad (8)$$

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、それぞれ式(9)と(10)で与えられる。また、 $c (= \sqrt{gh})$ は波速である。

$$A = \frac{\partial E}{\partial U} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -u^2 + c^2 & 2u & 0 \\ -uv & v & u \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$B = \frac{\partial F}{\partial U} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -uv & v & u \\ -v^2 + c^2 & 0 & 2v \end{pmatrix} \quad (10)$$

3. 数値解法

(1) 有限体積法

図-1に示すような計算領域を分割した微小領域セル i を検査体積 Ω_i とし、セル i における U の平均値 U_i およびセル i の面積 S_i を用いると、式(4)は(11)のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (U_i S_i) + \oint_{\partial\Omega_i} (\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}) dL + \int_{\Omega_i} S dS = 0 \quad (11)$$

時間積分に Euler 陽解法を用いると、式 (11) は (12) のように離散化できる。

$$U_i^{t+1} = U_i^t - \frac{\Delta t}{S_i} \left[\oint_{\partial\Omega_i} (\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}) dL + \int_{\Omega_i} S dS \right] = 0 \quad (12)$$

時間ステップ Δt は、式 (13) で表される安定条件から決定される。

$$\Delta t \leq C_r \frac{\min(dr_{i,l})}{2 \max(c + \sqrt{u^2 + v^2})_i} \quad (13)$$

ここに、 t は時間に関する添字、 $dr_{i,l}$ はセル i , l の重心間距離、 C_r はクーラン数である。

(2) 流束ベクトルの離散化

式 (12) の $\oint_{\partial\Omega_i} (\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}) dL$ はセル境界線を流入する流束ベクトルの和を表しており、数値流束 $F_{il}^* \cdot \mathbf{n}_{il}$ を用いると、式 (14) のように離散化される。

$$\oint_{\partial\Omega_i} (\mathcal{F} \cdot \mathbf{n}) dL = \sum_{l=1}^{N_e} (L_{il} (\mathcal{F}_{il}^* \cdot \mathbf{n}_{il})) \quad (14)$$

ここに、 l は隣接する局所的セル番号、 N_e はセルの接点数 (セル形状が 3 角形の場合 $N_e=3$)、 L_{il} はセル境界の長さである。数値流束には、波の伝搬方向と保存性を考慮した式 (15) を用いる⁷⁾。

$$\begin{aligned} F_{il}^* \cdot \mathbf{n}_{il} &= \mathcal{F}_i \cdot \mathbf{n}_{il} + \sum_{j=1}^3 \left(L_{il} (\tilde{\lambda}^j - \tilde{\alpha}^j \tilde{e}^j)_{il} \right) \\ &= \mathcal{F}_l \cdot \mathbf{n}_{il} - \sum_{j=1}^3 \left(L_{li} (\tilde{\lambda}^j + \tilde{\alpha}^j \tilde{e}^j)_{li} \right) \\ &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_i + \mathcal{F}_l) \cdot \mathbf{n}_{il} - \frac{1}{2} |\tilde{C}_{nil}| \Delta U \\ &= \frac{1}{2} (\mathcal{F}_i + \mathcal{F}_l) \cdot \mathbf{n}_{il} - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 (\tilde{\alpha}^j |\tilde{\lambda}^j| \tilde{e}^j)_{il} \quad (15) \end{aligned}$$

ここに、 $\Delta(\bullet) = (\bullet)_i - (\bullet)_l$ である。波の伝搬方向は、固有値 λ^j の符号によってそれを分離することで考慮される。式 (15) 中の正負の固有値 $\tilde{\lambda}^{\pm}$ は式 (16) で定義される。

$$\tilde{\lambda}^{j\pm} = \frac{\tilde{\lambda}^j \pm |\tilde{\lambda}^j|}{2} \quad (16)$$

一方、保存性は、 $\Delta \mathcal{F} \cdot \mathbf{n} = C_n \Delta U$ を満足させる Roe の平均を施した式 (17) の流速 u , v と波速 c を用いることで考慮される⁷⁾。ここで、式中の $\sim$ は Roe の平均値を表す。

$$\begin{aligned} \tilde{u} &= \frac{\sqrt{h_i} u_i + \sqrt{h_l} u_l}{\sqrt{h_i} + \sqrt{h_l}} \\ \tilde{v} &= \frac{\sqrt{h_i} v_i + \sqrt{h_l} v_l}{\sqrt{h_i} + \sqrt{h_l}} \\ \tilde{c} &= \sqrt{g \frac{h_i + h_l}{2}} \quad (17) \end{aligned}$$

各波の強さ $\tilde{\alpha}^j$ は、 $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = u n_x + v n_y$ とすると、式 (18) で表される。

$$\begin{pmatrix} \tilde{\alpha}^1 \\ \tilde{\alpha}^2 \\ \tilde{\alpha}^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\Delta h}{2} + \frac{1}{2\tilde{c}} (\Delta(hu)n_x + \Delta(hv)n_y - \tilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} \Delta h) \\ \frac{1}{\tilde{c}} ((\Delta(hv) - \tilde{v} \Delta(h))n_x - (\Delta(hu) - \tilde{u} \Delta(h))n_y) \\ \frac{\Delta h}{2} - \frac{1}{2\tilde{c}} (\Delta(hu)n_x + \Delta(hv)n_y - \tilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} \Delta h) \end{pmatrix} \quad (18)$$

式 (15) の数値流束はエントロピー条件を満足しないため、膨張衝撃波などの非物理的な解を与える場合がある。この問題を回避するために、式 (15) 中の $|\tilde{\lambda}^j|$ を式 (19) で表わされる関数 $\Psi(\tilde{\lambda}^j)$ に置き換える⁸⁾。

$$\Psi(\tilde{\lambda}^j) = \begin{cases} |\tilde{\lambda}^j| & \text{if } |\tilde{\lambda}^j| \geq \frac{1}{2} \delta^j \\ \frac{(\tilde{\lambda}^j)^2}{\delta^j} + \frac{1}{4} \delta^j & \text{if } |\tilde{\lambda}^j| < \frac{1}{2} \delta^j \end{cases} \quad \delta^j = \max(0, 4\Delta\lambda^j) \quad (19)$$

(3) 発生・消滅項ベクトルの離散化

発生・消滅項ベクトルは、定常状態において式 (20) を満たすように、流束ベクトルと同様な手法で離散化する⁹⁾。

$$\sum_{l=1}^{N_e} (L_{il} (\mathcal{F}_{il}^* \cdot \mathbf{n}_{il})) + \int_{\Omega_i} S dS = 0 \quad (20)$$

発生・消滅項ベクトルは、式 (21) のように離散化される。

$$\int_{\Omega_i} S dS = \sum_{l=1}^{N_e} S_{il}^* \quad (21)$$

S_{il}^* は、発生・消滅項ベクトルに対応する数値流束であり、式 (22) を用いて評価する。

$$S_{il}^* = \frac{1}{2} \left(\tilde{S}_{il} - \sum_{j=1}^3 \left(\frac{|\tilde{\lambda}^j|}{\tilde{\lambda}^j} \tilde{\beta}^j \tilde{e}^j \right)_{il} \right) \quad (22)$$

また、 $\tilde{S}_{il}$ は式 (23) で表される。

$$\tilde{S}_{il} = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ g\tilde{h} \left(L_{il} \Delta z_b n_x + S_o \tilde{S}_{fx} \right) \\ g\tilde{h} \left(L_{il} \Delta z_b n_y + S_o \tilde{S}_{fy} \right) \end{pmatrix}_{il} \quad (23)$$

ここに、 $\tilde{h} = \frac{h_i + h_l}{2}$ 、 S_o はセル境界線の端点とセル i , l の重心を結んでできる 4 角形の面積である。また、 β は発生・消滅項に対応する波の強さであり、式 (24) で表される。

$$\begin{pmatrix} \tilde{\beta}^1 \\ \tilde{\beta}^2 \\ \tilde{\beta}^3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2\tilde{c}} \begin{pmatrix} S_2 \cdot \mathbf{n}_x + S_3 \cdot \mathbf{n}_y \\ -2S_2 \cdot \mathbf{n}_y + 2S_3 \cdot \mathbf{n}_x \\ -(S_2 \cdot \mathbf{n}_x + S_3 \cdot \mathbf{n}_y) \end{pmatrix} \quad (24)$$

4. 境界条件

(1) 開・閉境界条件

セル境界 il が計算領域の境界上にある場合、以下の様な境界条件¹⁰⁾を用いてセル i の水深 h と流速 $u \cdot n$ を求める。

a) 開境界条件

開境界条件は、常流の場合と射流の場合とに分けてそれぞれ次のように与える。

常流の場合では、流入条件、流出条件ともに、水深または単位幅当たりの流量を与える。水深が与えられた場合、式 (25) より流速を求める。一方、単位幅あたりの流量 q_n が与えられた場合、式 (25) と c_l の積である 3 次方程式、式 (26) を解くことにより水深と流速を求める。

$$(u \cdot n)_l = (u \cdot n)_i + 2(c_i - c_l) \quad (25)$$

$$2c_l^3 - ((u \cdot n)_i + 2c_i)c_l^2 + gq_n = 0 \quad (26)$$

射流の場合では、流入条件としては、水深と流速の両方を与える。流出条件としては、下流側の情報は上流側に伝達しないので特に境界条件を与える必要はない。

b) 閉境界

閉境界条件としては、式 (27) を与える。

$$(u \cdot n)_l = -(u \cdot n)_i; h_l = h_i \quad (27)$$

(2) ドライベッド条件

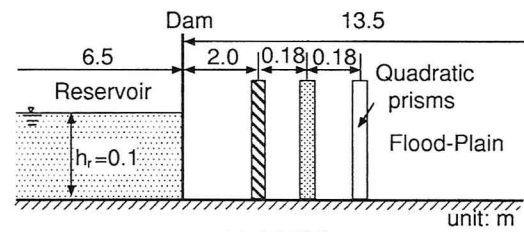
水の無いドライベッド状態では水深が 0 なので計算が実行不能となる^{11),12)}。そこで、計算精度を考慮した上で数値実験より決定した極めて小さな水深 h_v を氾濫原の初期水深として与え、水深が h_v 以下となるセルの流速を $u=v=0$ とした。

また、水深が 0 に極めて近く流速が速い洪水氾濫流のフロント部分では式 (3) の摩擦勾配 S_{fx} , S_{fy} が非物理的な大きくなり、計算ができなくなる。そこで、数値実験より決定した計算可能な最小の水深 h_c を与え、水深が h_c 以下となるセルでの摩擦勾配を $S_{fx}=S_{fy}=0$ として計算を実行した。

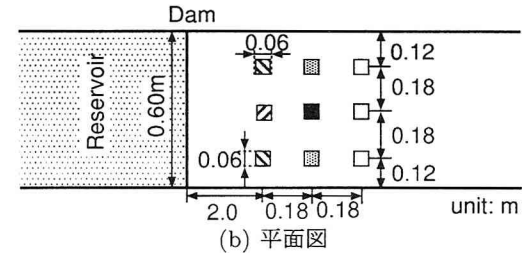
つまり、セルでの水深 h が $h_v < h < h_c$ の場合には摩擦勾配を 0, $h < h_v$ の場合には流速を 0 として計算を行なった。なお、ここでは $h_v=0.00001\text{m}$, $h_c=0.001\text{m}$ を用いた。

5. 実験

幅 0.6m の水路を上流側から 6.5m の位置に設置した仕切りゲートで貯水槽と氾濫原に分けた図-2 に示す水平水路(長さ 20m)を用い、仕切りゲートを開放時間約 0.025 秒ではば瞬間的に引き上げ、ダム破壊流れを発生させた。ゲート上流側の貯水槽の初期水深 h_r は 0.1m で、下流側の氾濫原の初期水深 h_i は 0.0m、つまりドライベッド状態である。



(a) 側面図



(b) 平面図

図-2 実験装置概念図

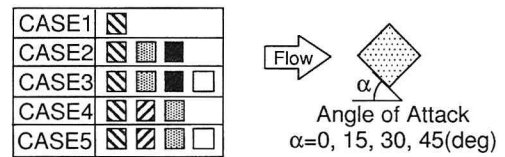


図-3 角柱の配列と迎角 α

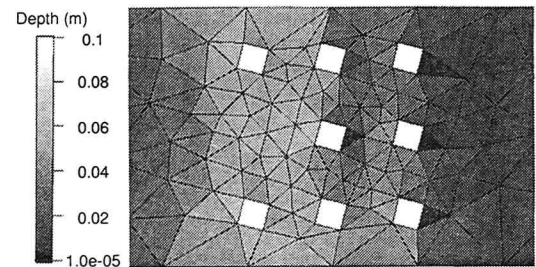


図-4 計算格子と計算結果の一例 (Case3, $\alpha=15^\circ$, 計算開始 3.5 秒後)

ゲートから 2.0m 下流側にアクリル製の正方形断面角柱(幅 0.06m, 高さ 0.2m)を配置し、図-3 のように配列数を流下方向に 1 ~ 3 列の 3 通り変化させ、角柱群が流れに及ぼす影響を調べた。また、迎角 α を 0° , 15° , 30° および 45° の 4 通り変化させ、角柱の方向が流れに及ぼす影響について調べた。なお、いずれのケースも非越流状態で実験を行なった。水深 h はレーザースリット光で可視化した流れを CCD カメラで撮影し、コンピュータに取り込んだ画像の画像解析より求めた。測定は同一条件下で 5 回行いデータの信頼性を高めた。Case1 ~ Case3 では 1 列目中央の角柱を取り除いた角柱の中心地点を測点とし、測点より後ろの角柱が流れに与える影響について、また、Case4 と Case5 では 2 列目中央の角柱を取り除いた角柱の中心地点を測点とし、測点前後の角柱が流れに与える影響について調べた。

6. モデルの検証

以下の計算では全て、マンニングの粗度係数 $n=0.01$ およびクーラン数 $C_r=0.95$ としている。格子のスケールを角柱のサイズ以下で数通り変化させ計算を行なった。

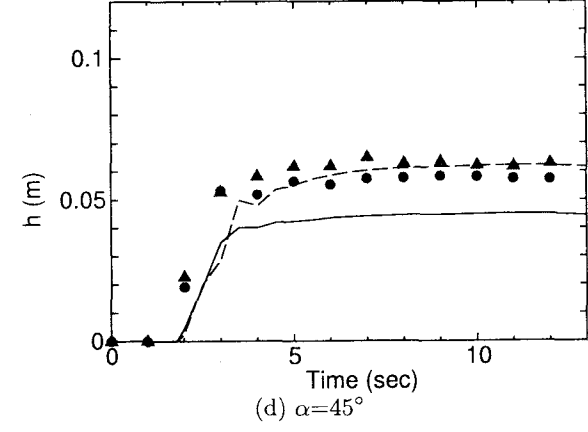
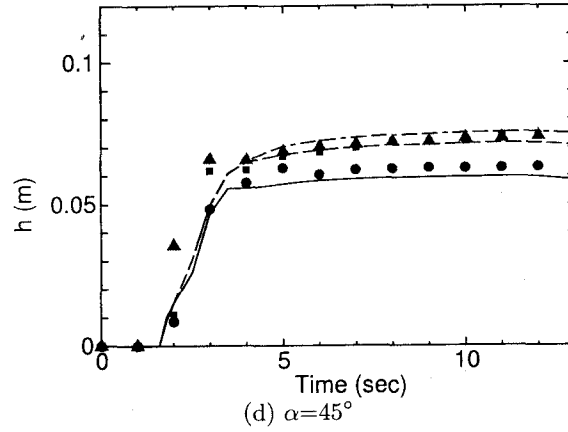
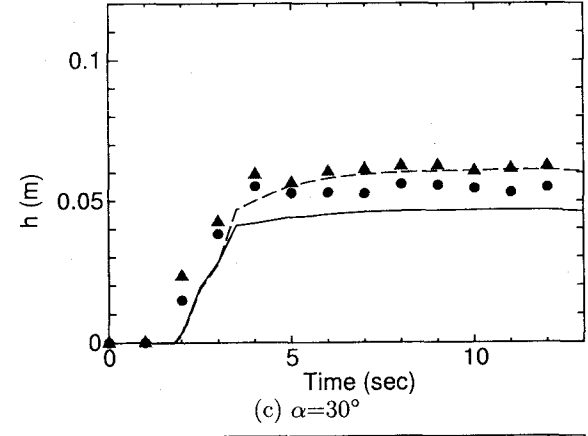
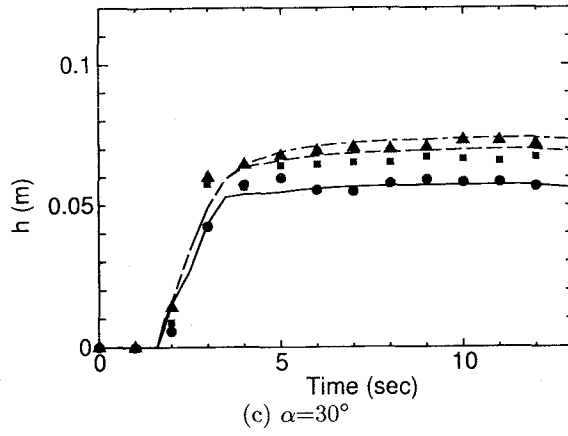
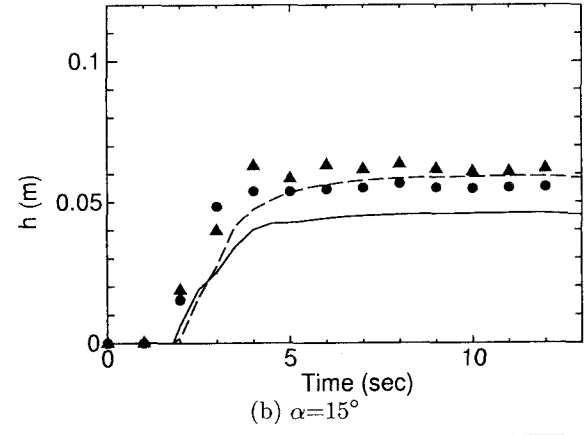
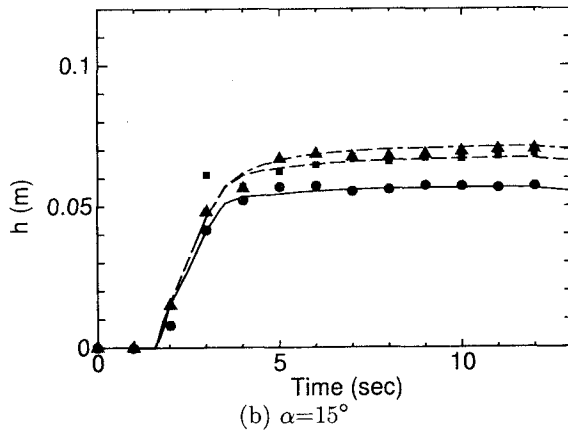
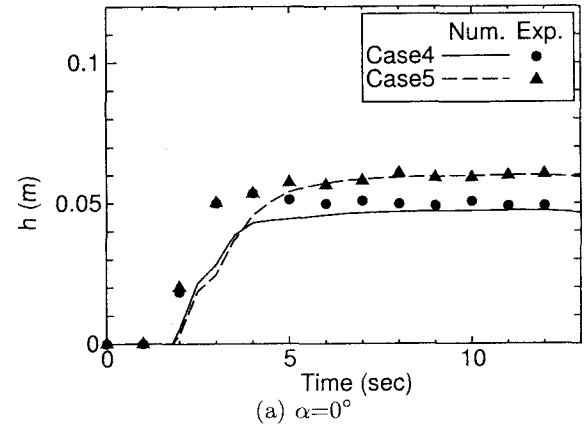
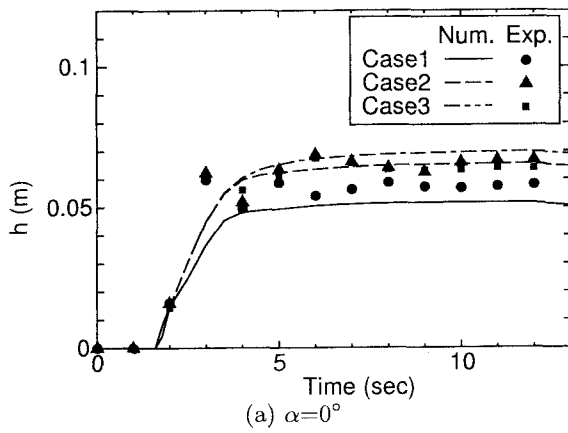


図-5 計算値と実験値との比較 (Case1~Case3)

図-6 計算値と実験値との比較 (Case4, Case5)

ところ結果にそれほど大きな違いは認められなかった。ここでは最も粗な格子配列での結果を示す。ただし、角柱の迎角によって、角柱周りの格子形成は若干異なる。図-4に、計算に用いた角柱周りの非構造格子と水深の計算結果の一例を示す。

Case1～Case3における水深 h の時系列について迎角 α ごとの計算値と実験値との比較を図-5に示す。迎角 α を増加させることで水路の閉塞率が高くなり、水深が大きくなる様子、角柱の配列数を1列から2列に増加させた時の水深変化に比べ、2列から3列に増加させた水深変化の方が小さい様子、さらにはダム破壊流れのフロント到達時間などについて、計算値は実験値をほぼ再現していることがわかる。しかしながら、測点下流側に角柱が配置されていないCase1では計算値と実験値との間にずれが認められる。その理由としては、角柱間で水面形の曲率や鉛直加速度の影響を無視できないこと、浅水流方程式の限界を越える流れが生じていること、角柱による流れの剥離の影響を本モデルが適正に評価していないこと、などが考えられる。しかし、その詳細については不明である。今後、このような計算値と実験値とのずれの発生原因について数値的・実験的に検討を行なう予定である。

Case4とCase5における水深 h の時系列について迎角 α ごとの計算値と実験値との比較を図-6に示す。この場合も先程のCase1と同様に、測点の下流側に角柱が配置されていないCase4、そして測点下流側の角柱の影響が小さいと考えられるCase5の計算開始後5秒間で計算値と実験値との間にずれが認められる。一方、3列目の角柱の影響で流れがせき止められることにより水深がほぼ一定となるCase5の計算開始5秒後以降においては、計算値は実験値をほぼ再現している。また、計算値と実験値ともに計算開始から約3～4秒後で、Case4とCase5の間の水深差が大きくなっていることから、その時間付近において、測点背後にある角柱の影響が流れに現れたと考えられる。

7. おわりに

本研究では都市域における高精度洪水氾濫シミュレーションモデルの構築を目的として、家屋群などが複雑に配置された氾濫域に適用可能なように、非構造格子を用いた有限体積法に基づく、平面2次元洪水流数値モデルの構築を行なった。流束ベクトルの離散化には、波の伝搬方向を考慮し、保存性とエントロピー条件を満たすように、FDSに基づく数値流束とエントロピー補正を用いた。発生・消滅項ベクトルの離散化には、流束ベクトルの勾配と発生・消滅項ベクトルとのバランスが成立するように、流束ベクトルと同様な手法を用いた。さらに、角柱の迎角を変化させ配置した複雑な場でのダム破壊流れの実験結果を用いて、本モデルの性能について検証を行なった。その結果、本モデルは、

角柱があるような複雑な状況でのドライベッド上のダム破壊流れをほぼ再現できることがわかった。ただし、測点下流側に角柱が配置されていない場合には、計算値と実験値との間にはずれが認められた。この点については、計算格子の配置方法や実験的研究などを含めたより詳細な検討を行なう予定である。

今後は、都市域の氾濫流に重要な地形の起伏や街路網などを考慮した高精度な実験データを収集し、それにより本洪水流数値モデルの検証を行ない、本モデルの都市域氾濫解析へ適用性と予測精度についてより明確にする予定である。

謝辞: 本研究は、文部省科学技術研究費補助金、基盤研究(B)(2)(代表:秋山壽一郎, 課題番号11450190)の援助を受けた。また、本研究を遂行するにあたり、本学大学院博士前期課程1年生、小林俊彦君の協力を得た。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 岩佐義朗, 井上和也, 水鳥雅文: 氾濫水の水利の数値解析法, 京都大学防災研究所年報, 第23巻B-2, pp. 305-317, 1980.
- 2) 末次忠司, 栗城楢: 改良した氾濫モデルによる氾濫流の再現と防災への応用に関する研究, 土木学会論文集, No. 593/II-44, pp. 41-50, 1998.
- 3) Akiyama, J., Ura, M., Shigeeda, M. and Arita, Y.: Numerical model for 2-D transient free surface flows with obstructions, *Journal of Hydropscience and Hydraulic Engineering*, JSCE, Vol. 18, No. 1, pp. 85-95, 2000.
- 4) 福岡捷二, 川島幹雄, 横山洋, 水口雅教: 密集市街地の氾濫シミュレーションモデルの開発と洪水被害軽減対策の研究, 土木学会論文集, No. 600/II-44, pp. 23-36, 1998.
- 5) 井上和也, 川池健司, 戸田圭一: 非構造格子による氾濫解析モデル, 京都大学防災研年報, Vol. 42 B-2, pp. 339-353, 1999.
- 6) アキレス・クマール・ジャ, 秋山壽一郎, 浦勝, 重枝未鈴: FDSを用いた洪水流の数値モデル, 土木学会論文集, No. 656/II-52, pp. 73-82, 2000.
- 7) Roe, P. L.: Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol. 43, pp. 357-372, 1981.
- 8) Van Leer, B., Lee, B. and Powell, G.: Sonic-point capturing, *AIAA 9th Computational Fluid Dynamics Conference*, 1989.
- 9) Glaister, P.: Approximate Riemann solution of the shallow water equations, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 26, No. 3, pp. 293-306, 1988.
- 10) Zhao, D. H., Shen, H. W., Lai, J. S. and Tabios III, G. Q.: Approximate Riemann solvers in FVM for 2D hydraulic shock wave modeling, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 122, No. 12, pp. 692-702, 1996.
- 11) Zhao, D. H., Shen, H. W., Tabios III, G. Q., Lai, J. S. and Tan, W. Y.: Finite Volume Two-dimensional Unsteady-flow Model for River Basins, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 120, No. 7, pp. 863-883, 1994.
- 12) Fraccarollo, L. and Toro, E. F.: Experimental and numerical assessment of the shallow water model for two-dimensional dam-break type problems, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 33, No. 6, pp. 843-864, 1995.

(2000.10.2受付)