

1次元浅水流方程式のFDSに基づく 数値解析法

NUMERICAL METHOD FOR 1-D SHALLOW WATER EQUATIONS BASED
ON FLUX DIFFERENCE SPLITTING

秋山 壽一郎¹・浦 勝²・重枝 未玲³・アキレス K. ジャ⁴

Juichiro AKIYAMA, Masaru URA, Mirei SHIGEEDA and Akhilesh Kumar JHA

¹正会員 Ph.D. 九州工業大学助教授 工学部建設社会工学科 (〒 804-8550 北九州市戸畑区仙水町 1-1)

²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)

³学生員 九州工業大学大学院 工学研究科博士前期課程 (同上)

⁴正会員 博士 (工学) 九州工業大学助手 工学部建設社会工学科 (同上)

An numerical method for one-dimensional shallow water equations is proposed. The method is based on Flux Difference Splitting(FDS) with Roe's numerical flux. Source and sink terms are up-winded to solve the system of flow equations in a conservation laws with source and sink terms.

The applicability of the method is examined by comparing numerical results with sample problems and existing experimental data that bed slope or bed friction is presented, and with experimental data of one-dimensional dam-break flood wave propagation on dry bed that both bed slope and bed friction are presented.

Key Words : FDS, 1-D shallow water equations, source and sink term, numerical model

1. はじめに

近年、局地的な集中豪雨による水害が多数発生している。その多くは都市型水害におけるソフト面での対応策の重要性を再認識させる結果となった。例えば、昨年6月の福岡水害では、地下街店舗経営者の94%が浸水時の対応を知らされていなかったことや76%の人が浸水時に避難していなかったことなどが指摘されている。このような水害による被害を最小限に抑えるためにも、的確な予測に基づく避難計画の立案が早急に求められている。そのような計画を立案する上で不可欠な要素が予測精度の高い氾濫シミュレーションモデルである。

氾濫シミュレーションモデルは浅水流方程式を適切な方法で離散化した洪水流モデルをベースとして、道路網および水路網などを含む複雑な地形形状および家屋などの人工構造物の影響を考慮することにより構築されている。このような氾濫流に固有の問題を適切に評価するために数多くの研究が行なわれている^{1),2),3),4)}。例えば、岩佐ら¹⁾やXanthopoulos and Koutitas²⁾は土地利用に応じた等価粗度係数を、末次・栗城³⁾は建物占有率や浸水深の関数としての合成粗度係数を用いるこ

とで、あるいは福岡ら⁴⁾は家屋等の構造物に作用する流体力項を基礎方程式に付加することで、これら氾濫流に固有な問題を評価している。このように、氾濫シミュレーションモデルを前提とした洪水流モデルでは、その数値解法の如何にかかわらず、発生・消滅項を適正に評価できることが必要である。

一方海外では、最近、発生項を有する双曲型偏微分方程式の風上解法についての研究が盛んに行なわれている。また、浅水流方程式の発生項である水路床勾配の取扱い方についても多くの研究がなされている^{5),6),7)}。その中でも、Bermudez and Vazquez⁶⁾は、拡張性、一般性に優れた発生項を考慮したFDS(流束差分法)に基づく風上解法を提案している。しかし、これらの研究では、水路床勾配などの発生項のみを考慮し、摩擦勾配などの消滅項については取扱われておらず、その検証も常流の場合のみで常・射混在流の場合は行われてはいない。このように、発生・消滅項を考慮した風上解法に基づく洪水流モデルを構築するためには、検討すべき多くの点が残されているのが実状である。

本研究は、発生・消滅項を適正に評価できる洪水流モデルを導入することにより、より精度の高い氾濫シ

ミュレーションモデルを構築できるとの立場より発生・消滅項を考慮した Roe⁸⁾の風上解法に基づく洪水流モデルを提案したものである。はじめに、発生項、消滅項に対する検証を行い、本モデルの基本性能の検証を行った。その際、常・射混在流で生じる問題点を挙げ、その取扱いについて検討を加えた。さらに、United Army Engineer Waterways Experiments Station(WES)⁹⁾によって得られた実験結果に本洪水流モデルを適用し、その定量的な検証を行った。

2. 基礎方程式

基礎方程式は、式(1)の浅水流方程式である。

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

ただし、 $\mathbf{U}$ 、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{S}$ はそれぞれ以下のように表される。

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} A \\ uA \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} uA \\ Au^2 + gF_h \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ -gA(S_o - S_f) \end{pmatrix} \quad (4)$$

ここに、 x は流下方向、 A は流水面積、 u は流速、 g は重力加速度、 F_h は静水圧項、 S_o は水路床勾配、 S_f は摩擦勾配である。

F_h は、式(5)で表される。

$$F_h = \int_0^h (h - \eta)W(\eta) d\eta \quad (5)$$

ここに、 h は水深、 η は水路床からの距離、 $W(\eta)$ は η での水路幅である。水路幅を B とする長方形水路の場合、 F_h は式(6)で表される。

$$F_h = \frac{1}{2}Bh^2 \quad (6)$$

また、 S_o と S_f はそれぞれ、式(7)、式(8)で表わされる。

$$S_o = -\frac{\partial Z_b}{\partial x} \quad (7)$$

$$S_f = \frac{n^2 Q |Q|}{A^2 R^{4/3}} \quad (8)$$

ここに、 Z_b は水路床高、 n はマンニングの粗度係数、 R は径深である。

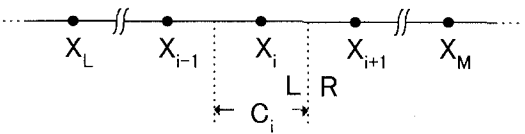


図-1 セルと格子点

行列 $\mathbf{E}$ のヤコビアン $\mathbf{J}$ は、式(9)で表される。このヤコビアンの正負により波の伝播方向が決定される。

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \mathbf{U}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ gA/W(\eta) - u^2 & 2u \end{pmatrix} \quad (9)$$

ヤコビアン $\mathbf{J}$ は対角化可能で、その固有値と固有ベクトルはそれぞれ式(10)、式(11)で表される。

固有値

$$\begin{aligned} \lambda^1 &= u + c \\ \lambda^2 &= u - c \end{aligned} \quad (10)$$

固有ベクトル

$$\begin{aligned} \mathbf{e}^1 &= \begin{pmatrix} 1 \\ u + c \end{pmatrix} \\ \mathbf{e}^2 &= \begin{pmatrix} 1 \\ u - c \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (11)$$

ここに、 $c = \sqrt{\frac{gA}{W(h)}}$ である。

3. 数値モデル

(1) Roe⁸⁾の風上解法について

同次形双曲型偏微分方程式(式(1)の $\mathbf{S} = \mathbf{0}$)の場合、式(1)を図-1に示すセル C_i で積分すると式(12)を得る。

$$\frac{U_i^{n+1} - U_i^n}{\Delta t} + \frac{E_{i+1/2}^n - E_{i-1/2}^n}{\Delta x} = 0 \quad (12)$$

ここに、 i と j および n はそれぞれ空間および時間に関する添え字である。

式(12)の $E_{i+1/2}^n$ は Roe の風上解法における数値流束で式(13)により表わされる。この数値流束を用いることにより、波の伝播方向が考慮され、常・射混在流を精度良く再現することができる。

$$E_{i+1/2}^n = \frac{1}{2} \left(\mathbf{E}_R + \mathbf{E}_L - \sum_{k=1}^2 \tilde{\alpha}_{i+1/2}^k \Psi(\tilde{\lambda}_{i+1/2}^k) \tilde{\mathbf{e}}_{i+1/2}^k \right) \quad (13)$$

ただし、 L と R は、それぞれセル境界の左右における物理量である。

ここで、 $\bar{\alpha}$ はセル境界における物理量の跳躍量であり、式 (14) で表される。

$$\begin{aligned}\bar{\alpha}_{i+1/2}^1 &= -\bar{\lambda}_{i+1/2}^2 (A_R - A_L) + (uA)_R - (uA)_L \\ \bar{\alpha}_{i+1/2}^2 &= \bar{\lambda}_{i+1/2}^1 (A_R - A_L) - (uA)_R + (uA)_L\end{aligned}\quad (14)$$

また、式中の $\bar{\lambda}_{i+1/2}^k$ と $\bar{c}_{i+1/2}^k$ は、Roe の平均で評価された u 、 c を式 (10)、(11) に代入することにより求められる。Roe の平均は式 (15) で表される。

$$\begin{aligned}\bar{u}_{i+1/2} &= \frac{\sqrt{A_R} u_R + \sqrt{A_L} u_L}{\sqrt{A_R} + \sqrt{A_L}} \\ \bar{c}_{i+1/2} &= \sqrt{g \frac{(F_h)_R - (F_h)_L}{A_R - A_L}}\end{aligned}\quad (15)$$

これらを用いて $\mathbf{J}$ を評価することにより、式 (16) が満足され、流束ベクトルの保存性が保証される。

$$\bar{\mathbf{J}} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x}\quad (16)$$

ここに、 $\bar{\mathbf{J}}$ は Roe の平均を用いて評価した $\mathbf{J}$ である。また、式 (13) の Ψ は非物理的な解を避けるためのエントロピー補正量である¹⁰⁾。

$$\begin{aligned}\Psi(\bar{\lambda}_{i+1/2}^k) &= \max \left(\delta_{i+1/2}, |\bar{\lambda}_{i+1/2}^k| \right) \\ \delta_{i+1/2} &= \max \left[0, \bar{\lambda}_{i+1/2}^k - \lambda_i, \lambda_{i+1} - \bar{\lambda}_{i+1/2}^k \right]\end{aligned}\quad (17)$$

(2) 発生・消滅項について

FDS のような風上解法を非同次形双曲型偏微分方程式である浅水流方程式に適用する際、発生・消滅項の風上化が必要となる⁶⁾。ここでは簡単のため、式 (18) のような発生・消滅項を有する移流方程式を例として挙げ、風上化の必要性について説明する。

$$\frac{\partial w(x, t)}{\partial t} + a \frac{\partial w(x, t)}{\partial x} = G(x, w(x, t))\quad (18)$$

ここに、 w は未知関数、 a は正の定数、 G は発生・消滅項である。

式 (18) を (x_i, t_{n+1}) において t_n から t_{n+1} まで特性方向に沿って積分すると、式 (19) が得られる。

$$\begin{aligned}w(x_i, t_{n+1}) - w(x_i - a\Delta t, t_n) &= \\ \int_{t_n}^{t_{n+1}} G(x_i - a(t_{n+1} - s), w(x_i - a(t_{n+1} - s), s)) ds\end{aligned}\quad (19)$$

式 (19) の右辺は風上領域にあり、この式から発生・消滅項を風上化する必要性がわかる。

(3) 発生・消滅項を考慮した Roe の風上解法

式 (1) を図-1 に示すセル C_i で積分すると式 (20) を得る。

$$\frac{U_i^{n+1} - U_i^n}{\Delta t} + \frac{E_{i+1/2}^n - E_{i-1/2}^n}{\Delta x} + S_i^n = 0\quad (20)$$

ここで、 Δt は時間の刻み幅、 Δx は x 方向の刻み幅である。また、 $E_{i+1/2}^n$ は、数値流束であり同次形と同様に式 (13) で評価される。

発生・消滅項である S_i^n は式 (21)～式 (23) のように風上化される。

$$S_i^n = S_{Ti+1/2} + S_{Ti-1/2}\quad (21)$$

$$\begin{aligned}S_{Ti-1/2} &= \\ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\bar{c}_{i-1/2}} \left(\frac{\Psi(\bar{\lambda}_{i-1/2}^1)}{\bar{\lambda}_{i-1/2}^1} - \frac{\Psi(\bar{\lambda}_{i-1/2}^2)}{\bar{\lambda}_{i-1/2}^2} \right) S_{i-1/2} \right. \\ \left. \left(1 + \frac{1}{2\bar{c}_{i-1/2}} \left(\Psi(\bar{\lambda}_{i-1/2}^1) - \Psi(\bar{\lambda}_{i-1/2}^2) \right) \right) S_{i-1/2} \right)\end{aligned}\quad (22)$$

$$\begin{aligned}S_{Ti+1/2} &= \\ \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2\bar{c}_{i+1/2}} \left(\frac{\Psi(\bar{\lambda}_{i+1/2}^1)}{\bar{\lambda}_{i+1/2}^1} - \frac{\Psi(\bar{\lambda}_{i+1/2}^2)}{\bar{\lambda}_{i+1/2}^2} \right) S_{i+1/2} \right. \\ \left. \left(1 - \frac{1}{2\bar{c}_{i+1/2}} \left(\Psi(\bar{\lambda}_{i+1/2}^1) - \Psi(\bar{\lambda}_{i+1/2}^2) \right) \right) S_{i+1/2} \right)\end{aligned}\quad (23)$$

また、 $S_{i\pm 1/2}$ は式 (24) で表される。

$$S_{i\pm 1/2} = -g \frac{A_R + A_L}{2} (S_{oi\pm 1/2} - S_{fi\pm 1/2})\quad (24)$$

(4) 境界条件

セル境界右側が境界条件の場合、閉境界条件は $u_R = -u_L$; $h_R = h_L$ としている。流入条件は、射流には水深と流速を与え、常流には水深のみを与え、式 (25) より流速を求めている。また、流出条件には常流のみ水深を与え、式 (25) より流速を求めている¹¹⁾。

$$u_R = u_L + 2\sqrt{g}(\sqrt{H_L} - \sqrt{H_R})\quad (25)$$

4. 定常性の強い流れに対するモデルの検証

以下の検証では、クーラン数 $C_r (= (|u| + c) \frac{\Delta t}{\Delta x})$ を 0.95 として計算を行なっている。

S_o と S_f の影響は非定常流より定常流が強い。従って、定常性の強い流れに対して検証を行う。

(1) 発生項に対する検証

本モデルが水路床勾配による発生項を適正に評価しているか否かについて調べる目的で、Bermudez et al.⁶⁾ が行ったテスト問題に本モデルを適用した。このテスト問題は非定常性が弱く、式 (1) の $\partial \mathbf{E} / \partial x$ と S の微妙

なバランスにより流れが決定されている。従って、発生項・消滅項である S が適正に評価されない限り、正しい計算結果を得ることはできない。水深の初期条件と水路床形状を図-2に示す。ここで、水路床形状は、式(26)で表わされる。

$$Z_b(x) = 10.5 + \frac{40x}{L} - 10 \sin \left(\pi \left(\frac{4x}{L} + \frac{1}{2} \right) \right) \quad (26)$$

ここで、 L は、水路長で $L = 648000\text{m}$ である。また、初期流速は0である。境界条件は、水路上流端で流入条件として式(27)で水深を、水路下流端で閉境界を与えている。

$$h_0(t) = \begin{cases} 64.5 + 4 \sin \left(\pi \left(\frac{4t}{86400} - \frac{1}{2} \right) \right) & (\text{if } t \leq 43200\text{s}) \\ 0 & (\text{if } t > 43200\text{s}) \end{cases} \quad (27)$$

水路床勾配を風上化した本モデルと中心差分で離散化したモデルの計算結果を図-3に示す。これは、計算開始後10800秒後の計算結果である。計算条件は、 $\Delta x = 2700\text{m}$ 、 $n = 0$ である。図-3からわかるように、本モデルは波のフロント部分が到達した地点より下流側で流れが発生しておらず、水路床勾配による発生項を適正に評価していることが確認できる。一方、中心差分を用いて評価したモデルは、波のフロント部分が到達した地点より下流側で流れが生じており、水路床勾配による発生項を適正に評価していないことが確認できる。これは、Roeの数値流束が持つ数値粘性が原因で生じると考えられる。中心差分では発生項に数値粘性が導入されないため $\partial E / \partial x$ と S との微妙なバランスが崩れ、図-3のような計算結果が得られたと考えられる。逆に、本モデルは風上化により発生項に数値粘性を加えることによって、 $\partial E / \partial x$ と S との微妙なバランスを保つことができ、図-3のような発生項を適正に評価した計算結果が得られたと考えられる。

(2) 消滅項に対する検証

本モデルが摩擦勾配による消滅項を適正に評価しているかについて、Gharangik and Chaudhry¹²⁾によって得られた1次元定常跳水に関する実験結果を用いて検証を行なう。用いられた実験水路は長さ14.0m、幅0.45mの水平矩形水路であり、その粗度係数 n は $n = 0.008 \sim 0.011$ である。このような大きさの粗度係数では滑面乱流になっている可能性があるが、詳細は不明であるので、ここではGharangik and Chaudhry¹²⁾に倣い式(8)で摩擦勾配を評価した。境界条件は、水路上流端で水深 $h = 0.043\text{m}$ 、流速 $u = 2.737\text{m/s}$ を与え、水路下流端では、水深 $h = 0.222\text{m}$ を与えている。本モデルを用いて $n = 0.008 \sim 0.011$ まで0.001ずつ変化させて得られた計算結果と実験結果との比較を行なったものが図-4である。計算条件は $\Delta x = 0.1\text{m}$ である。図-4か

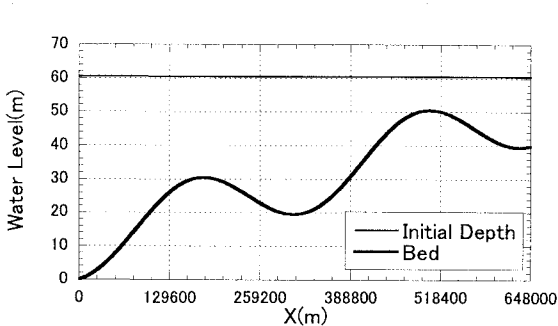
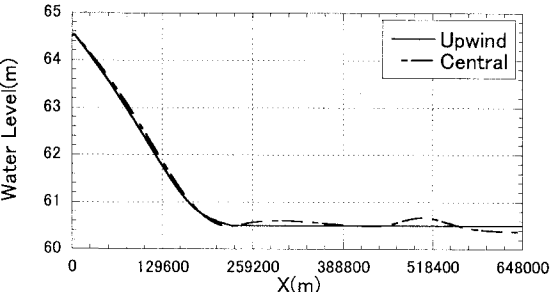
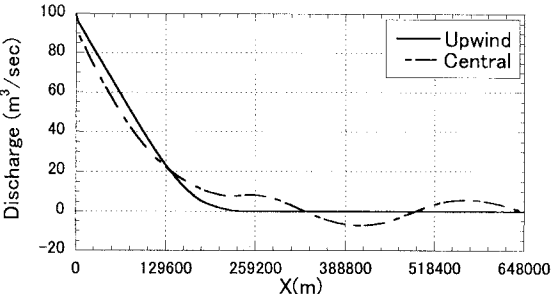


図-2 初期条件と水路床形状



(a) 水深



(b) 流量

図-3 定常性の強い流れに対する検証 (発生項)

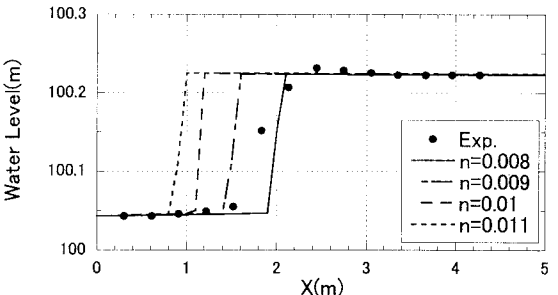


図-4 定常性の強い流れに対する検証 (消滅項)

らわかるように、本モデルは跳水位置やその高さを良好に再現している ($n = 0.008 \sim 0.009$ の時)。また、 n が小さくなるにつれ、跳水位置も下流側に移動し、その移動距離の変化も定性的に良く再現できていることも確認できる。

5. 非定常性の強い流れに対するモデルの検証

本モデルを非定常性の強いダム破壊流れ適用して非定常流に対するモデルの検証を行う。ダム破壊流れの

概要図を図-5に示す。

(1) 発生・消滅項に対する検証

発生・消滅項の検証を行うために、本モデルをそれぞれ、水路床勾配・底面粗度のあるダム破壊流れに適用し数値実験を行なった。計算条件は、ダムでの貯水槽初期水深を $h_r=4\text{m}$ 、氾濫原の初期水深を $h_t=0.004\text{m}$ 、格子間隔を $\Delta x=1\text{m}$ としている。計算結果はダム破壊後 15 秒経過したものである。水路床勾配 S_0 を 0.0～0.018 まで、0.006 刻みで系統的に変化させた計算結果を示したものが図-6である。図-6 からわかるように、 S_0 が大きくなるにつれてフロントの移動速度が大きくなるがわかる。

粗度係数 n を 0.0～0.06 まで、0.02 刻みで系統的に変化させた計算結果を示したものが図-7である。図-7 からわかるように、 n が大きくなるにつれてフロントが遅く進み、その高さが大きくなるがわかる。これらの結果から本モデルが発生・消滅項の影響を定性的ではあるが適性に評価していることがわかる。

(2) 常・射混在流に対する取り扱いについて

このように、本モデルをダム破壊流れに適用した時、図-8の破線のような数値振動が発生する場合がある。ここでは、例として $n=0.05$ とした消滅項の結果のみを取り上げているが、発生項の結果においても同様な数値振動が見られた。その数値振動は流れが常流から射流に移移するところで生じていることから、エントロピー補正が発生・消滅項に対して的確に働いていないことがその振動を引き起している原因であると考えられる。そこで、エントロピー補正が行われているセル境界で式 (22)、(23) 中の $\frac{\Psi(\bar{\lambda}^1)}{\bar{\lambda}^1}$ 、 $\frac{\Psi(\bar{\lambda}^2)}{\bar{\lambda}^2}$ を小さな正の値 (例えば 0.0) に置換えることにより図-8の実線のように数値振動を取り除くことができた。この取り扱いは簡単な処置と言えるが、この問題については今後の課題としたい。

6. 実験値との比較検討

WES⁹⁾の1次元ダム破壊流れの実験値を用い、前述した処置を施した本モデルの予測精度について総合的な検証を行う。WES⁹⁾の実験水路は長さ 122.0m、幅 1.22m の長方形水路である。ダムは水路中央 ($x=61\text{m}$) に設けられ、それを瞬間的に取り除くことによりダム破壊流れを発生させている。ダムにおける貯水槽初期水深は 0.305m、水路床勾配 $S_0=0.005$ で、氾濫原はドライベッド状態である。また、実験水路の平均粗度係数は $n=0.009$ である。本モデルのようなフレームワークでドライベッド上 (氾濫原初期水深 $h_t=0$) の流れを計算するためには、特別な取り扱いが必要となる^{11),13)}。そこで、本研究では極めて小さな初期水深 $h_t=0.00001\text{m}$

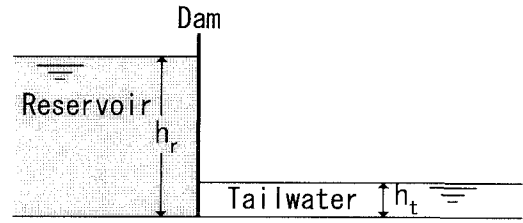


図-5 ダム破壊流れの概要図

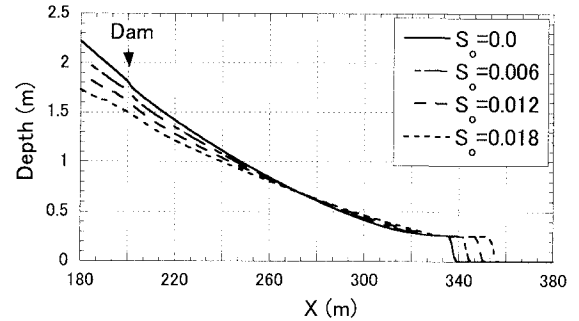


図-6 非定常性の強い流れに対する検証 (発生項)

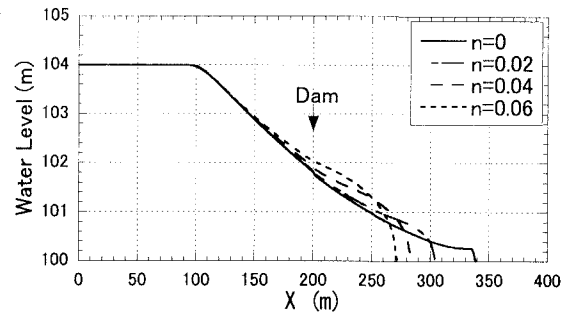


図-7 非定常性の強い流れに対する検証 (消滅項)

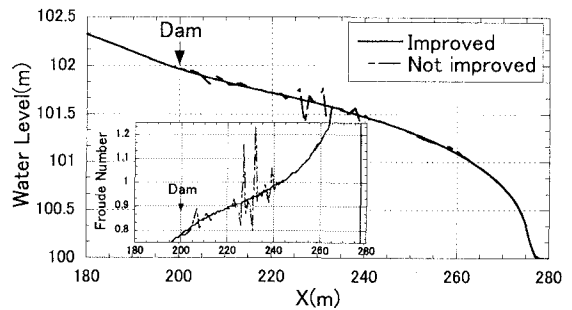
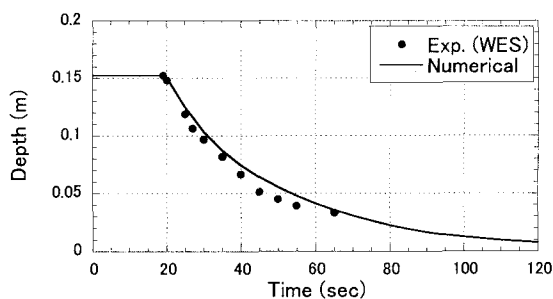
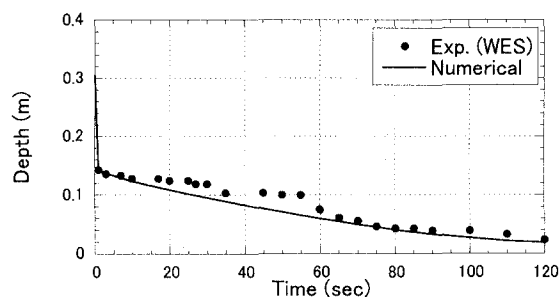


図-8 常・射混在流に対する取り扱いについて

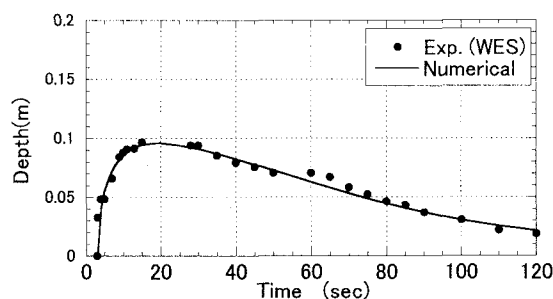
を与え、それ以下の水深ではドライベッド状態であると仮定し、流速を 0 とした。また、格子間隔は $\Delta x=0.1\text{m}$ としている。境界条件は水路上流端で閉境界を与えている。比較を行った断面は水路上端から $x=30.5\text{m}$ 、 $x=61.0\text{m}$ 、 $x=68.4\text{m}$ 、および $x=85.3\text{m}$ である。図-9は計算結果と実験結果との比較を行ったものである。これらから計算値は実験値を良く再現していることがわかる。また、ダムでの急激な水深の低下や氾濫流の予測に重要なフロントの到達時間を良く再現していることもわかる。



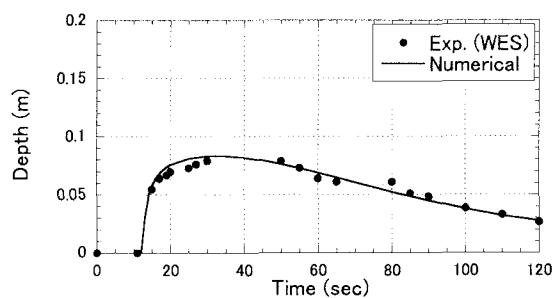
(a) $x = 30.5\text{m}$



(b) $x = 61.0\text{m}$



(c) $x = 68.4\text{m}$



(d) $x = 85.3\text{m}$

図-9 WES⁹⁾の実験値との比較

7. まとめ

本研究では、高精度氾濫シミュレーションモデルの基礎となる洪水流モデルの構築を目的として、Roeの数値流束に基づく発生・消滅項を風上化した洪水流モデルを提案した。まず、流れの定常性・非定常性が強いテスト問題あるいは実験結果などに基づき、発生・消滅項に対する本モデルの検証を行なった。その結果、本

モデルが両項を適正に評価できることがわかった。また、常・射混在流で発生する問題点を挙げ、その取り扱いについて提案を行なった。さらに、WESによるドライベッド状態の1次元ダム破壊流れの実験値と比較を行ない、定量的な検証を行なった。その結果、本モデルが氾濫流の基礎的性質を持つドライベッド上のダム破壊流れを良好に再現できることがわかった。

今後は、本モデルの高次精度化、平面2次元化を行なうことにより、より多様な流れに対応できる洪水流モデルの構築に取り組む予定である。

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。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) Xanthopoulos, T. and Koutitas, C.: Numerical simulation of a two-dimensional flood wave propagation due to dam failure, *Journal of Hydraulic Research*, Vol.14, No.4, pp.321-331, 1976.
- 3) 末次忠司・栗城稔: 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.
- 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) Glaister, P.: Approximate Riemann solutions of shallow water equations, *Journal of Hydraulic Research*, Vol.26, pp.293-306, 1988.
- 6) Bermudez, A. and Vazquez, M.: Upwind methods for hyperbolic conservation laws with source terms, *Computers Fluids*, Vol.8, No.8, pp.1049-1071, 1994.
- 7) Hudson, J.: Numerical techniques for the shallow water equations, *Numerical Analysis Report*, University of Reading, 1999.
- 8) Roe, P.L.: Approximate Riemann solvers, Parameter vectors and difference schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.43, pp.357-372, 1981.
- 9) U.S. Corps of Engineers: *Flood resulting from suddenly breached dams*, Miscellaneous paper 2(374), Report 1, U.S. Army Corps of Engineers, Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss., 1960.
- 10) Harten, A. and Hyman, J.M.: Self-adjusting grid method for one-dimensional hyperbolic conservation laws, *Journal of Computational Physics*, Vol.50, pp.235-269, 1983.
- 11) Zhao, D.H., Shen, H.W., Tabios III, G.Q. 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) Gharangik, A.M. and Chaudhry, M.H.: Numerical simulation of hydraulic jump, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol.117, No.9, pp.1195-1211, 1991.
- 13) Fraccarollo, L. and Toro, E.F.: Experimental and numerical assessment of shallow water model for two-dimensional dam-break type problems, *Journal of Hydraulic Research*, Vol.33, No.6, pp.843-864, 1995.

(1999.9.30受付)