土木学会論文集B1(水工学) Vol.**, No.**I_**-I_**, 2013.

HLLとHLLC法を用いた 平面２次元自由表面流モデルの構築と 複雑な地形起伏を有する場での流れへの適用

DEVELOPMENT OF NUMERICAL MODEL FOR FREE SURFACE FLOWS USING HLL AND HLLC METHOD AND IT APPLICATION TO FREE SURFACE FLOWS OVER DRYING AND WETING TOPOGRAPHY

重枝未玲[1]・秋山壽一郎[2]・坂本 洋[3]・野村心平[4]
Mirei SHIGE-EDA, Juichiro AKIYAMA, Hiroshi SAKAMOTO and Shinpei NOMURA

[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]正会員（株）建設技術研究所 九州支社河川部 (〒810-0041 福岡市中央区大名2-4-12 CTI福岡ビル)
九州工業大学大学院 工学研究科建設社会工学専攻博士後期課程
[4]学生会員 九州工業大学大学院 工学府建設社会工学専攻博士前期課程
（〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1）

A numerical model for 2D free-surface flows over a drying and wetting topography is developed. The model is based on finite volume method using HLL (Harten, Lax and van Leer(1983)) and HLLC (Harten, Lax and van Leer and Contact (2004)) numerical flux, which were based on approximate Riemann solver, and the treatment of source term such as bed slope term were also incorporated. The model is verified against two experimental data of unsteady flow over wetting /drying topography. It shows that the model can reproduce the complex behavior of the flows with reasonable accuracy.

Key Words : *Numerical model, free flows, dry/wet complicated topography, approximate Riemann Solver*

1. はじめに

近年，想定を超えた自然外力による水害が頻発している．2012年7月の九州北部豪雨災害の局地的集中豪雨や2011年3月の東日本大震災での津波などはその一例である．現在，このような想定を超えた外力に対する防災や減災対策の検討が急務となっている．

人命や資産の集中する都市域では，構造物や地形起伏などの都市域特性により流れが影響を受けるため，防災や減災対策を講じる上で，これらの要素を適切に考慮する必要がある．一般に，数値モデルによる流れの予測に基づき防災や減災対策を検討することから，上記のような都市域特性を適切に取り扱うことが，数値モデルに求められる．

このような都市域特性を考慮した数値モデルとして，構造物[1),2),3),4),5)]やドライ・ウェット状態[6)]となる地形起伏などの要素を取り扱うことを可能とした様々なモデルが構築されている．中でも，非構造格子，有限体積法，近似リーマン解法の一つである流束差分離法(FDS法)[7)]を用いたモデルは，構造物や地形起伏[6)] が流れに及ぼす影響だけでなく，構造物に作用する流体力[4)]さらには河道の洪水流[8)]なども十分な精度で予測できるモデルの一つであることが明らかになっている．このようにFDS法は十分な精度を有した手法であるが，数値流束を求める際に流束ヤコビアンの固有ベクトルを求める必要[7)]があるため，平面2次元モデルを準3次元モデルに拡張する場合や流れによる物質輸送を取り扱う際に必要な移流拡散方程式などを追加する場合には非常に複雑な計算が求められる．その一方で，FDS法[7)]のような固有ベクトルを必要とせず，より簡易的に数値流束を求めることが可能なHLL(Harten-Lax-van Leer)法[9)]やHLLC(Harten-Lax-van Leer and Contact)法[10)]などの近似リーマン解法も開発されているが，複雑な地形起伏がある場での流れを予測する上で不可欠な河床勾配などの発生項の取り扱いについて十分に検討されているわけではない．

本研究は，以上のような背景を踏まえ，FDS法と同等な精度を有しかつより簡易的数値流束を持つ新たな平面2次元モデルの開発を目的としている．ここでは，HLL法[9)]とHLLC法[10)]に基づき，浅水流方程式に固有の河床勾

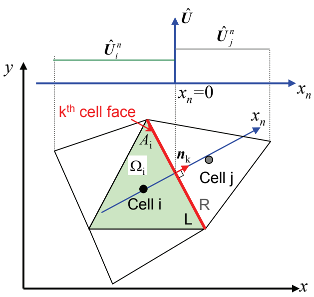


図-1　検査体積

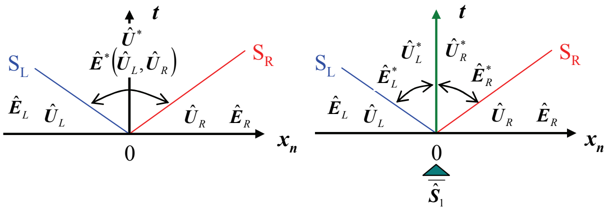


図-2 HLLと河床勾配を考慮したHLLの数値流束
（左：HLL，右：河床勾配を考慮したHLL）

配の項などの発生項の適切な取り扱いを組み込んだ新たな平面2次元モデルを構築し，同モデルの予測精度の検証をドライ・ウェット状態が混在する地形起伏がある場での1次元ダム破壊流れ[11]と津波[12]の実験結果に基づき行うとともに，予測精度や計算効率についてFDS法[8]との比較を行った．

2．HLL・HLLC法を用いた平面2次元洪水流モデルの概要

本研究では，(1) FUHLLS-2DFモデル(A Finite volume method on Unstructured grid using HLL numerical flux with Source term for 2D Free-surface flows)と(2) FUHLLCS-2DFモデル (Finite volume method on Unstructured grid using HLLC numerical flux with Source term　for 2D Free-surface flows)の二つのモデルを開発した．以下では，その概要について述べる．

(1) 基礎方程式

FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DFモデルの基礎方程式は，式(1)の2次元浅水流方程式である．

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial y}+\boldsymbol{S}_1+\boldsymbol{S}_2=\boldsymbol{0} \qquad (1)$$

$$\boldsymbol{U}=(h,\ \ uh,\ \ vh)^T\ ;\ \boldsymbol{E}=(uh,\ \ u^2h+1/2gh^2,\ \ uvh)^T\ ;$$

$$\boldsymbol{F}=(vh,\ \ uvh,\ \ v^2h+1/2gh^2)^T\ ;$$

$$\boldsymbol{S}_1=(0,gh\,\partial z_b/\partial x,gh\,\partial z_b/\partial y)^T\ ;\quad \boldsymbol{S}_2=(0,ghS_{fx},ghS_{fy})^T$$

ここに，$\boldsymbol{U}$=保存量ベクトル，$\boldsymbol{E}$，$\boldsymbol{F}$=x，y方向の流束ベクトル，$\boldsymbol{S}_1$=河床勾配ベクトル，$\boldsymbol{S}_2$=摩擦勾配ベクトル，h = 水深，u，v = x，y方向の流速，g=重力加速度，z_b =河床高，S_{fx}，S_{fy} = x，y方向の摩擦勾配である．摩擦勾配はManning の公式を用いて計算される．

図-1に示す任意の検査体積Ωで，式(1)を積分した後，ガウスの発散定理を適用すると，式(2)の積分型の浅水方程式が得られる．

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega}\boldsymbol{U}d\Omega+\oint_{\partial\Omega}\left(\boldsymbol{E}\cdot n_x+\boldsymbol{F}\cdot n_y\right)dL+\int_{\Omega}\left(\boldsymbol{S}_1+\boldsymbol{S}_2\right)d\Omega=\boldsymbol{0} \qquad (2)$$

ここに，$\partial\Omega$=検査体積の境界線，L=$\partial\Omega$の長さ，$\boldsymbol{n}$=(n_x, n_y)=外向き単位法線ベクトルである．

式(1)の2次元浅水流方程式は，図-1に示すセル境界線の法線方向x_nに回転させることで x_nに対する１次元浅水方程式として式(3)のように表される．

$$\frac{\partial \hat{\boldsymbol{U}}}{\partial t}+\frac{\partial \hat{\boldsymbol{E}}}{\partial x_n}+\hat{\boldsymbol{S}}_1+\hat{\boldsymbol{S}}_2=\boldsymbol{0} \qquad (3)$$

$\hat{\boldsymbol{U}}=\boldsymbol{T}\cdot\boldsymbol{U}=(h,u_nh,u_th)$;

$\hat{\boldsymbol{E}}=\hat{\boldsymbol{E}}(\hat{\boldsymbol{U}})=(u_nh,u_n^2h+1/2gh^2,u_nu_th)=\boldsymbol{T}\cdot(\boldsymbol{E}\cdot n_x+\boldsymbol{F}\cdot n_y)$;

$\hat{\boldsymbol{S}}_1=\boldsymbol{T}\cdot\boldsymbol{S}_1=(0,gh\,\partial z_b/\partial x_n,0)$;

$\hat{\boldsymbol{S}}_2=\boldsymbol{T}\cdot\boldsymbol{S}_2=(0,gh(S_{fx}n_x+S_{fx}n_y),0)$

ここに，u_n=x_n方向の流速(=un_x+vn_y)，u_t=x_nに垂直な方向の流速(=-un_y+vn_x))，$\boldsymbol{T}$=式(4)の回転行列，$\boldsymbol{T}^{1}$=$\boldsymbol{T}$の逆行列である．

$$\boldsymbol{T}=\begin{pmatrix}1&0&0\\0&n_x&n_y\\0&-n_y&n_x\end{pmatrix},\boldsymbol{T}^{-1}=\begin{pmatrix}1&0&0\\0&n_x&-n_y\\0&n_y&n_x\end{pmatrix} \qquad (4)$$

(2) 数値解法

a) 有限体積法

計算領域を分割した微小領域セルiの検査体積Ω_iとし，式(2)を有限体積法に基づき離散化すると式(5)が得られる．なお，時間積分にはEulerの陽解法を用いた．

$$\boldsymbol{U}_i^{t+1}=\frac{\left(\boldsymbol{U}_i^t-\dfrac{\Delta t}{A_i}\displaystyle\sum_{k=1}^{N_e}\left(\boldsymbol{T}^{-1}\cdot\hat{\boldsymbol{E}}^*\right)_k dL_k-\dfrac{\Delta t}{A_i}\int_V\left(\boldsymbol{T}^{-1}\cdot\hat{\boldsymbol{S}}_1\right)dV-\Delta t\theta\boldsymbol{S}_{2i}\right)}{1+(1-\theta)\Delta t\,\boldsymbol{S}_{2i}/\boldsymbol{U}_i^t} \qquad (5)$$

ここに，$\boldsymbol{U}_i$ = セル i での$\boldsymbol{U}$の平均値，V_i=セル i の面積，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，L_k = k番目のセル境界線の長さ，$(\boldsymbol{T}^{-1}\cdot\hat{\boldsymbol{E}}^*)_k$= k番目のセル境界線を流入出する数値流束，$\boldsymbol{S}_{2i}$=セル i での$\boldsymbol{S}_2$の平均値，θ=重み係数であり，θ=0～1である．重み係数θ=0の場合は陰解法，θ=1の場合は陽解法となる．式(5)中の数値流束$(\boldsymbol{T}^{-1}\cdot\hat{\boldsymbol{E}}^*)_k$は，式(3)より求まる$x_n$方向の一次元の数値流束$\hat{\boldsymbol{E}}^*$を$\boldsymbol{T}$の逆行列$\boldsymbol{T}^{1}$で変換することで算定する．

b) HLL法に基づく数値流束

FUHLLS-2DF モデルに用いた HLL 法に基づく数値流束$\hat{\boldsymbol{E}}^*$ [9] は，式(6)に示す通りである．図-2 に示すように，流れが常流の場合には，セル境界線の L 側と R 側の特性速度 S_L(=u_n-c)と S_R(=u_n+c)に囲まれた領域，0 と S_L あるいは S_Rに囲まれた領域での時空間の保存則と，　S_L とS_Rに囲まれた領域での保存量ベクトル $\boldsymbol{U}$ を一定値 $\boldsymbol{U}^*$と仮定することで得られる．ここに，c=波速(=$(gh)^{0.5}$)であ

る．なお，射流の場合には風上側の諸量を用いる．

①S_L≧0 の場合:$\hat{\boldsymbol{E}}^* = \hat{\boldsymbol{E}}_L$，②$S_R$≦0 の場合: $\hat{\boldsymbol{E}}^* = \hat{\boldsymbol{E}}_R$

③S_L<0<S_R の場合： (6)

$$\hat{\boldsymbol{E}}^* = \frac{S_R \cdot \hat{\boldsymbol{E}}_L - S_L \cdot \hat{\boldsymbol{E}}_R + S_R S_L\left(\hat{\boldsymbol{U}}_R - \hat{\boldsymbol{U}}_L\right)}{S_R - S_L}$$

しかし，式(6)の数値流束では，静水状態($u=v=0$)で河床高が任意に変化する($h_R \neq h_L$)場合，連続の式には$(S_R S_L)/(S_R-S_L)(h_R-h_L)$の数値拡散が生じるため，静水状態を維持することができない．これを避けるために，発生項の離散化を次のように行った．

c) HLL 法での河床勾配の取り使い

発生項の離散化は式(7)のように行う．

$$-\frac{\Delta t}{A_i}\int_V \left(\boldsymbol{T}^{-1} \cdot \hat{\boldsymbol{S}}_1\right) dV = -\frac{\Delta t}{A_i}\sum_{k=1}^{N}\left(\boldsymbol{T}_k^{-1} \cdot \hat{\boldsymbol{S}}_{1L}^*\right)_k dL_k \tag{7}$$

ここに， $\hat{\boldsymbol{S}}_{1L,R}^*$=それぞれ，L，R 側の発生項ベクトルに対応する数値流束である．以下ではこの発生項ベクトルに対応する数値流束を Murillo and Garcia-Navvaro[13]に準じた方法で求める．

図-2 に示すように，セル境界線の L 側と R 側の特性速度 S_L と S_Rに囲まれた領域を t=0 を境界として 2 つに分ける．0 と S_Lで囲まれた領域での$\hat{\boldsymbol{U}}$ を$\hat{\boldsymbol{U}}_L^*$，0 と S_Rに囲まれた領域での$\hat{\boldsymbol{U}}$ を$\hat{\boldsymbol{U}}_R^*$とし，二つの領域内の数値流束を$\hat{\boldsymbol{E}}_L^* = \hat{\boldsymbol{E}}^* + \hat{\boldsymbol{S}}_{1L}^*$ と $\hat{\boldsymbol{E}}_R^* = \hat{\boldsymbol{E}}^* + \hat{\boldsymbol{S}}_{1R}^*$ とし，空間微分を含む発生項ベクトル $\boldsymbol{S}_1$は x_n=0，t=0 でのみ作用すると仮定する．さらに，求める数値流束は，定常状態で式(8)の関係を満たすものとする．

$$\hat{\boldsymbol{E}}_R^* - \hat{\boldsymbol{E}}_L^* + \overline{\boldsymbol{S}}_1 = \tilde{\boldsymbol{J}}\left(\hat{\boldsymbol{U}}_R^* - \hat{\boldsymbol{U}}_L^*\right) + \overline{\boldsymbol{S}}_1 = \boldsymbol{0} \tag{8}$$

ここに， $\overline{\boldsymbol{S}}_1 = \int_{x_{nL}}^{x_{nR}} \boldsymbol{S}_1(0,0)dx_n = g\tilde{h}\left(z_{bR} - z_{bL}\right)$， $\tilde{\boldsymbol{J}}$ =近似ヤコビアンであり，式(9)で表される．

$$\tilde{\boldsymbol{J}} = \frac{\partial \hat{\boldsymbol{E}}}{\partial \hat{\boldsymbol{U}}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -\tilde{u}_n^2 - g\tilde{h} & 2\tilde{u}_n & 0 \\ \tilde{u}_n\tilde{u}_t & \tilde{u}_t & \tilde{u}_n \end{pmatrix} \tag{9}$$

式中の~は，式(10)の Roe の平均を用いた諸量であることを表している．

$$\tilde{h} = \frac{h_R + h_L}{2}, \quad \tilde{u}_n = \frac{u_{nR}\sqrt{h_R} + u_{nL}\sqrt{h_L}}{\sqrt{h_R} + \sqrt{h_L}}, \quad \tilde{u}_t = \frac{u_{tR}\sqrt{h_R} + u_{tL}\sqrt{h_L}}{\sqrt{h_R} + \sqrt{h_L}} \tag{10}$$

従って，セル境界線の L 側と R 側の特性速度 S_L と S_Rに囲まれた領域での時空間の保存則から式(11)， S_L と 0 と，0 と S_R に囲まれた領域での時空間の保存則から式(12)，式(13)，式(8)と$\tilde{\boldsymbol{J}}$ の逆行列から式(14)の関係がそれぞれ得られる．

$$S_R \cdot \hat{\boldsymbol{U}}_R^* - S_L \cdot \hat{\boldsymbol{U}}_L^* - S_R \cdot \hat{\boldsymbol{U}}_R + S_L\hat{\boldsymbol{U}}_L + \hat{\boldsymbol{E}}_R - \hat{\boldsymbol{E}}_L + \overline{\boldsymbol{S}}_1 = \boldsymbol{0} \tag{11}$$

$$S_L \cdot \hat{\boldsymbol{U}}_L - S_L \cdot \hat{\boldsymbol{U}}_L^* + \hat{\boldsymbol{E}}_L^* - \hat{\boldsymbol{E}}_L = \boldsymbol{0} \tag{12}$$

$$S_R \cdot \hat{\boldsymbol{U}}_R - S_R \cdot \hat{\boldsymbol{U}}_R^* + \hat{\boldsymbol{E}}_R - \hat{\boldsymbol{E}}_R^* = \boldsymbol{0} \tag{13}$$

$$\hat{\boldsymbol{U}}_R^* - \hat{\boldsymbol{U}}_L^* + \tilde{\boldsymbol{J}}^{-1} \cdot \overline{\boldsymbol{S}}_1 = \boldsymbol{0} \tag{14}$$

ここに，$\tilde{\lambda}_L = \tilde{u}_n - \sqrt{g\tilde{h}}$，$\tilde{\lambda}_R = \tilde{u}_n + \sqrt{g\tilde{h}}$ である．これらから，数値流束$\hat{\boldsymbol{E}}_L^*$ と $\hat{\boldsymbol{E}}_R^*$は，式(15)のような数値流束となる．

$$\hat{\boldsymbol{E}}_L^* = \hat{\boldsymbol{E}}_k^* - \frac{S_L\left(\overline{\hat{\boldsymbol{S}}}_1 - S_R \cdot \overline{\hat{\boldsymbol{G}}}\right)}{S_R - S_L}, \quad \hat{\boldsymbol{E}}_R^* = \hat{\boldsymbol{E}}_k^* + \frac{S_R\left(\overline{\hat{\boldsymbol{S}}}_1 - S_L \cdot \overline{\hat{\boldsymbol{G}}}\right)}{S_R - S_L} \tag{15}$$

$$\overline{\boldsymbol{G}} = \tilde{\boldsymbol{J}}^{-1} \cdot \overline{\boldsymbol{S}}_1 = g\tilde{h}\left(z_{bR} - z_{bL}\right)/\left(\tilde{\lambda}_L\tilde{\lambda}_R\right)(1,0,u_t)^T$$

従って， $\hat{\boldsymbol{E}}_L^* = \hat{\boldsymbol{E}}^* + \hat{\boldsymbol{S}}_{1L}^*$， $\hat{\boldsymbol{E}}_R^* = \hat{\boldsymbol{E}}^* + \hat{\boldsymbol{S}}_{1R}^*$ であるので，発生項ベクトルに対応する数値流束は，式(16)で表される．なお，数値流束と同様に，射流の場合には風上側の諸量を用いる．

① S_L≧0 の場合：$\hat{\boldsymbol{S}}_{1L}^* = \boldsymbol{0}$， $\hat{\boldsymbol{S}}_{1R}^* = \overline{\hat{\boldsymbol{S}}}_1$

② S_R≦0 の場合：$\hat{\boldsymbol{S}}_{1L}^* = \overline{\hat{\boldsymbol{S}}}_1$， $\hat{\boldsymbol{S}}_{1R}^* = \boldsymbol{0}$ (16)

③ S_L<0<S_R の場合：

$$\hat{\boldsymbol{S}}_{1L}^* = -\frac{S_L\left(\overline{\hat{\boldsymbol{S}}}_1 - S_R \cdot \overline{\hat{\boldsymbol{G}}}\right)}{S_R - S_L}, \quad \hat{\boldsymbol{S}}_{1R}^* = \frac{S_R\left(\overline{\hat{\boldsymbol{S}}}_1 - S_L \cdot \overline{\hat{\boldsymbol{G}}}\right)}{S_R - S_L}$$

d) HLLC法に基づく数値流束

FUHLLS-2DFモデルで用いたHLL法では，浅水流方程式の特性速度の中で最小および最大となる$S_L=u_n-c$と$S_R=u_n+c$の二つを考慮しているが．中間の特性速度$S_M=u_n$は考慮されていない．そこで，FUHLLCS-2DFモデルの数値流束$\hat{\boldsymbol{E}}^{*HLLC}$ には，特性速度S_M を考慮したHLLC法に基づく数値流束を用いた．

HLLC法の数値流束$\hat{\boldsymbol{E}}^{*HLLC}$ は，HLL法の数値流束を用いて式(17)のように表すことができる．

①S_L≧0，②S_R≦0 の場合：$\hat{\boldsymbol{E}}^{*HLLC} = \hat{\boldsymbol{E}}^*$

③S_L<0<S_R の場合 ：$\hat{\boldsymbol{E}}_{1,2}^{*HLLC} = \hat{\boldsymbol{E}}_{1,2}^*$ (17)

S_M^+>0 の場合：$\hat{\boldsymbol{E}}_3^{*HLLC} = u_{tL}\hat{\boldsymbol{E}}_{L1}^*$

S_M^-≦0 の場合: $\hat{\boldsymbol{E}}_3^{*HLLC} = u_{tR}\hat{\boldsymbol{E}}_{L1}^*$

ここに，フラックスの下添え字の1~3は，それぞれ$u_n h$，$u_n^2 h+1/2gh$，$u_n u_t h$に対応する数値流束であることを示している．また，発生項に関する数値流束については，式(18)で表される．

①S_L≧0，②S_R≦0 の場合：

$\hat{\boldsymbol{S}}_{1L}^{*HLLC} = \hat{\boldsymbol{S}}_{1L}^*$， $\hat{\boldsymbol{S}}_{1R}^{*HLLC} = \hat{\boldsymbol{S}}_{1R}^*$

③S_L<0<S_R の場合： (18)

$\hat{\boldsymbol{S}}_{1L1,2}^{*HLLC} = \hat{\boldsymbol{S}}_{1L1,2}^*$， $\hat{\boldsymbol{S}}_{1R1,2}^{*HLLC} = \hat{\boldsymbol{S}}_{1R1,2}^*$

$\hat{\boldsymbol{S}}_{1L3}^{*HLLC} = 0$， $\hat{\boldsymbol{S}}_{1R3}^{*HLLC} = 0$

ここに，S_M＝中間波の特性速度で，上付の+，-はそれぞれ正負の速度であることを表している．

e) 特性速度

FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DFモデルのいずれの数値流束についても，計算を行うためには特性速度S_LとS_Rおよび$S_M^{\pm}$が必要となる．S_LとS_Rについては，次式でエントロピー補正を考慮した式(19)より求めた．

$$S_L = \begin{cases} \tilde{\lambda}_L & if\left|\tilde{\lambda}_L\right| \geq \delta_L/2 \\ \min\left(\tilde{\lambda}_L, \lambda_L^-, \lambda_R^-\right) & if\left|\tilde{\lambda}_L\right| < \delta_L/2 \end{cases}$$

$$S_R = \begin{cases} \tilde{\lambda}_R & if\left|\tilde{\lambda}_R\right| \geq \delta_R/2 \\ \max\left(\tilde{\lambda}_R, \lambda_L^+, \lambda_R^+\right) & if\left|\tilde{\lambda}_R\right| < \delta_R/2 \end{cases} \tag{19}$$

$$\delta_L = \max\left(0, 4\left(\lambda_R^- - \lambda_L^-\right)\right), \quad \delta_R = \max\left(0, 4\left(\lambda_R^+ - \lambda_L^+\right)\right)$$

ここに，$\lambda_L^{\pm} = u_{nL} \pm \sqrt{gh_L}$， $\lambda_R^{\pm} = u_{nR} \pm \sqrt{gh_R}$ である．

また，FUHLLCS-2DFモデルに必要な中間波の特性速度

は，それぞれ式(20)で算定した．

$$S_M^+=\frac{S_L h_R\left(U_{nR}-S_R\right)-S_R h_L\left(U_{nL}-S_L\right)+S_R S_L \bar{\tilde{G}}_1^+}{h_R\left(U_{nR}-S_R\right)-h_L\left(U_{nL}-S_L\right)+S_L \bar{\tilde{G}}_1^+}$$
$$S_M^-=\frac{S_L h_R\left(U_{nR}-S_R\right)-S_R h_L\left(U_{nL}-S_L\right)+S_R S_L \bar{\tilde{G}}_1^-}{h_R\left(U_{nR}-S_R\right)-h_L\left(U_{nL}-S_L\right)+S_R \bar{\tilde{G}}_1^-} \tag{20}$$

ここに，$\bar{\tilde{G}}_1^+=\frac{g\tilde{h}\left(z_{bR}-z_{bL}\right)}{\tilde{\lambda}_L\tilde{\lambda}_R}(1,0,u_{tL})^T, \bar{\tilde{G}}_1^-=\frac{g\tilde{h}\left(z_{bR}-z_{bL}\right)}{\tilde{\lambda}_L\tilde{\lambda}_R}(1,0,u_{tR})^T$ である．

3．モデルの検証と比較

ドライ・ウェット状態が混在する地形起伏がある場での1次元ダム破壊流れ[11]と津波[12]の実験結果に基づき，本モデルの検証とFDS法[7]との比較を行った．なお，FDS法に基づくモデルには著者らのPSA-FUF-2DFモデル[8]を用いた．ダム破壊流れの実験についてはLaboratoire de Recherches Hydrauliques of the Universite Libre de Bruxelles[11]で，津波の実験については電力中央研究所[12]で行われている．なお，いずれの解析においても，水深がh_v=0.0001mよりも小さい場合にドライベッド状態とした．また，クーラン数は0.95とした．

(1) 1次元ダム破壊流れの実験結果[11]に基づく検証

a) 実験の概要

実験装置の概要は，**図-3**に示す水路(幅1.75m)であり，氾濫部には地形起伏をモデル化した三角形の障害物(長さ6m，高さ0.4m)が設けられている．ダム上流の貯水槽には0.75mの水が溜められており，瞬間的にダムを取り除くことでダム破壊流れを発生させている．下流端は自由流出となっている．また，水路の粗度係数は定常実験よりn=0.0125と算定されている．**図-3**に示すG2～G20の測定点で水深が測定されている．

b) 解析条件

解析対象領域を8,858個のメッシュで分割した．計算に用いたManningの粗度係数は，実験より求められたn=0.0125とした．初期条件としては貯水部の水深には0.75m，氾濫部の水深にはドライベッド水深h_vを与えた．境界条件としては下流端に自由流出条件を，その他の境界には閉境界条件を与えた．

c) 結果と考察

図-4は，FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DF，PSA-FUF-2DFモデルより得られた水面形状の経時変化を示したものである．いずれのモデルについても，ダムを取り除くことにより発生したダム破壊流れが，①ダム破壊3秒後には三角形の障害物に到達，②15秒後にはドライ状態にあった障害物をウェット状態としながら乗り越え，③30秒後には三角形の障害物が再びドライ状態になる様子が確認できる．また，各モデルの結果を比較すると，HLLでは他のモデルに比べ，若干拡散する傾向にあるものの，いずれも概ね一致していることが確認できる．

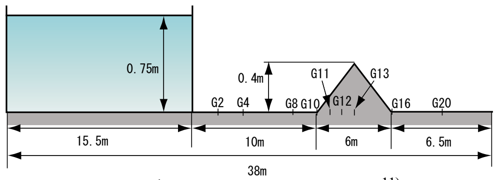


図-3 1次元ダム破壊流れの実験装置[11]の概要

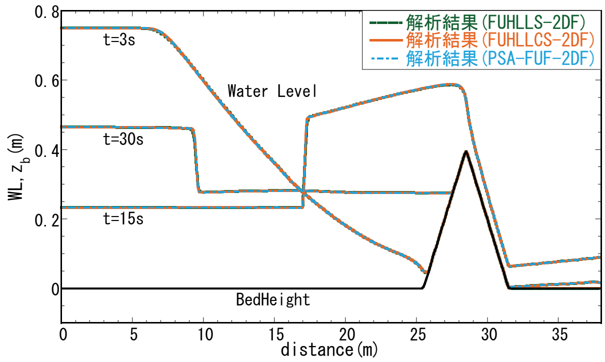


図-4 水面形状の経時変化の解析結果と各モデルの比較

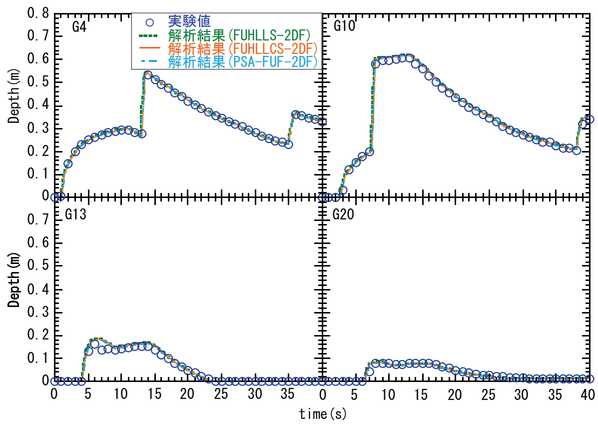


図-5 水深の経時変化の比較

表-1 質量エラーと解析時間の比較(1次元ダム破壊流れ)

	FUHLLS-2DF	FUHLLCS-2DF	PSA-FUF-2DF
質量エラー(%)	0.000628	0.000232	0
CPU Time(秒)	72	70	92

図-5は，測定点G4，10，13，20の解析結果と実験値との比較を行ったものである．これらより，いずれのモデルも，(1) G13でのドライ→ウェット→ドライ状態へと状態が遷移するプロセスを，(2) 若干のずれが認められるものの，実験値を再現していることが確認できる．また，各モデルの結果を比較すると，各モデルの差異は大きくなく，いずれも概ね一致していることが確認できる．

表-1は，解析時間内の各モデルの質量エラーと解析時間を示したものである．質量エラーについては，FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DF，PSA-FUF-2DFモデルの順で大きく，FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DFモデルでは若干の質量エラーが生じるのに対して，PSA-FUF-2DFモデルでは0%であった．これは，PSA-FUF-2DFモデルでは，水際でのドライ状態の地盤から水の移動が生じないように，流れに応じた特別な処理[6]を施しているが，FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DFモデルではそのような処理を行っておらず，若干ではあるが，ドライ状態の地盤から水が供給される非物理的な現象が生じているためである．この処理の方法について今後検討する必要がある．

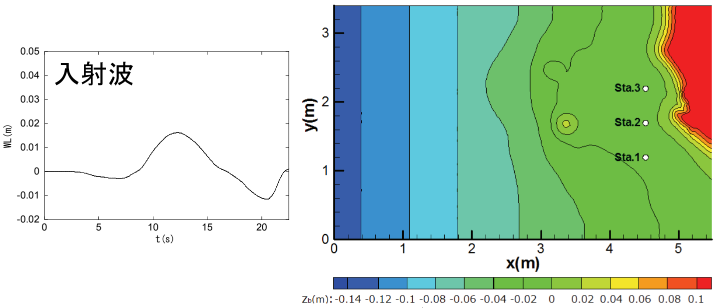


図-6　津波実験[12]の概要

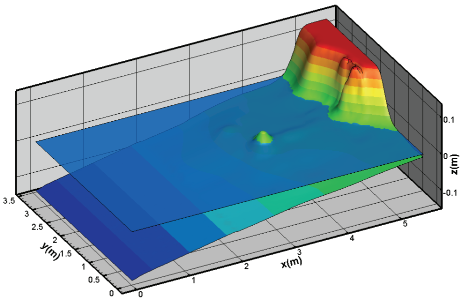


図-7　初期条件

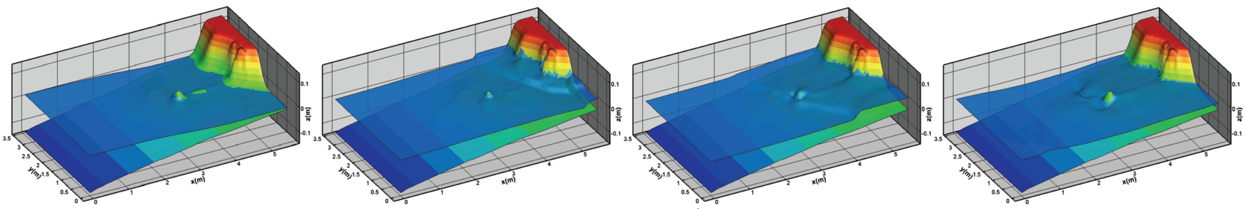


図-8 水面形状の経時変化の解析結果(FUHLLCS-2DFモデル：左からt=12秒，17秒，19秒，20秒)

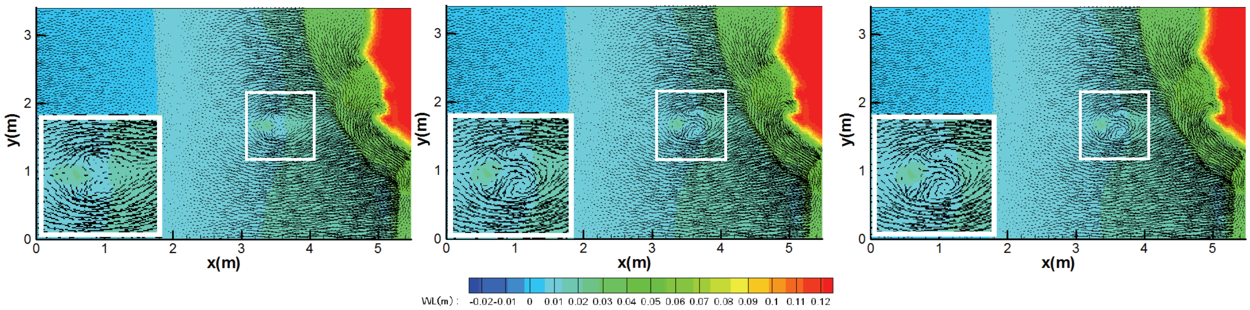


図-9 t=17秒での流速ベクトルの解析結果の比較(左：FUHLLS-2DF，中：FUHLLCS-2DF，右：PSA-FUF-2DF)

また，解析時間については，FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DFモデルは同程度あり，PSA-FUF-2DFモデルに比べ1.3倍程度高速であった．

(2) 津波の実験結果[12]に基づく検証

a) 実験の概要

実験は長さ205m，幅3.4m，深さ6.0mの大型造波水路で行われており，水路中に**図-6**に示すような地形起伏を設置している．x=0での入射波形は，**図-6**に示す通りであり，**図-6**中のSta.1~3の測定点で水位が測定されている．地形の形状，入射波の波形，実験データ等は，参考文献12）のURLより入手した．

b) 解析条件

解析対象領域を17,620個のメッシュで分割した．計算に用いたManningの粗度係数は，水路の材質に基づきn=0.015とした．初期条件としては**図-7**に示すように水位0mを与え，ドライ状態のセルには水深h_vを与えた．境界条件としては，上流端に**図-6**の入射波形に応じた水位を，その他の境界には閉境界条件を与えた．

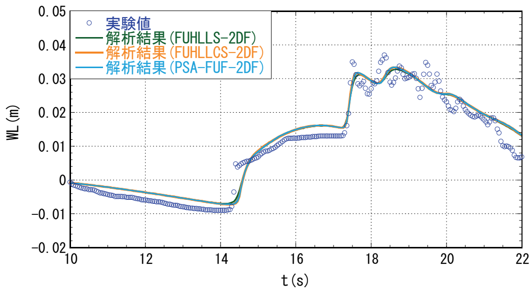
c) 結果と考察

図-8は，FUHLLCS-2DFモデルより得られた水面形状の経時変化を示したものである．いずれのモデルについても同様な結果であった．これらから，水路上流端からの津波が，①12秒~17秒で水路中央の島を回りこむとともに乗りあがる様子，②17秒後には左端の陸地部分からの反射が生じている様子，③19秒後には反射波によって島全体が水没する様子，④その後，22秒後には島が再び水面上に現れる様子などが確認できる．

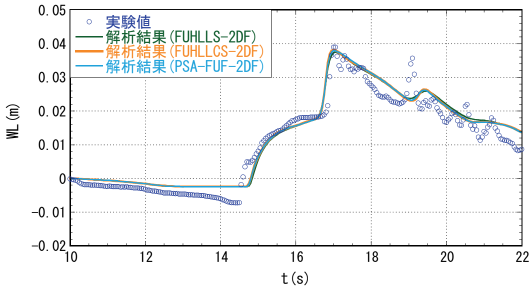
図-9は，t=17秒での流速ベクトルの解析結果について，各モデルの比較を行ったものである．これより，いずれのモデルについてもベクトル図は概ね一致しているが，水路中央部の島周辺ではFUHLLCS-2DFとPSA-FUF-2DFモデルでは同様な値となっているが，FUHLLS-2DFモデルでは減速した結果が得られている．これは，中間波を考慮していないFUHLLS-2DFモデルでは数値拡散が大きくなる傾向あるためであり，このような場合には，FUHLLS-2DFモデルとFUHLLCS-2DF，PSA-FUF-2DFモデルとの間には差異が生じる．

図-10は，各観測所での水位の解析結果と実験値との比較を行ったものである．これらより，いずれのモデルについても，各観測所の実験値を再現していることが確認できる．また，各モデルを比較すると，FUHLLCS-2DF，PSA-FUF-2DFモデルの精度は同程度であり，FUHLLS-2DFモデルは若干拡散する傾向にある．

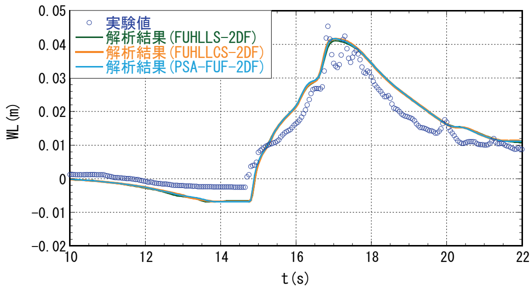
表-2は，解析時間内の各モデルの質量エラーと解析時間を示したものである．質量エラーについては，FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DF，PSA-FUF-2DFモデルの順で大きく，FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DFモデルでは若干の質量エラーが生じるのに対して，PSA-FUF-2DFモデルでは0%であった．質量エラーの生じる理由は前述



(a) Sta. 1



(b) Sta. 2



(c) Sta. 3

図-10 水位の経時変化の比較

表-2 質量エラーと解析時間の比較(津波)

	FUHLLS-2DF	FUHLLCS-2DF	PSA-FUF-2DF
質量エラー(%)	0.017204	0.001923	0
CPU Time(秒)	41	42	49

の通りである．また，解析時間については，FUHLLS-2DF，FUHLLCS-2DFモデルは同程度あり，PSA-FUF-2DFモデルに比べ1.2倍程度高速であった．

4．おわりに

本研究では，HLL法[9]とHLLC法[10]に河床勾配の項などの発生項の適切な取り扱いを組み込んだ①FUHLLS-2DFモデルと②FUHLLCS-2DFモデルの二つの平面2次元モデルを新たに構築し，ドライ・ウェット状態が混在する地形起伏がある場での1次元ダム破壊流れ[11]と津波[12]の実験結果に基づく検証と予測精度や計算効率についてFDS法[8]との比較を行った．その結果，(1) FUHLLS-2DF・FUHLLCS-2DFモデルのいずれもFDS法と同様な予測精度を有していること，(2) FUHLLS-2DFが若干拡散する傾向にあること，(3) FUHLLS-2DF・FUHLLCS-2DFモデルのいずれもFDS法に比べ1.2~1.3倍程度計算速度が速いことなどが確認された．今後は，水際の地盤高の取り扱いについて検討したいと考えている．

謝辞：本研究を遂行するに当り，本学学部4年生の丹生捺貴さん，石川知弘君には，データ整理等で協力を得た．ここに記して感謝の意を表します．

参考文献

1) 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.
2) 川口広司，末次忠司，福留康智：2004年7月刈谷田川洪水・破堤氾濫流に関する研究，水工学論文集，第49巻，pp.577-582，2005.
3) 内田龍彦，河原能久：任意の境界形状を有する二次元浅水流の高精度解法手法の開発，水工学論文集，第50巻，pp.799-804，2006.
4) 重枝未玲，秋山壽一郎，浦　勝，小林俊彦：洪水氾濫流と構造物に働く流体力の数値シミュレーション，水工学論文集，46巻，pp.833-838，2002.
5) 大薗政志，椿 涼太，藤田一郎，川谷 健：2004年10月出石川氾濫を対象とした現地調査に基づく高解像度氾濫解析，水工学論文集，第50巻，pp.685-690，2006.
6) 重枝未玲，秋山壽一郎，重岡広美：ドライ・ウェット状態となる地形起伏がある場での氾濫流の数値シミュレーション，水工学論文集，第51巻，pp.781-786，2007.
7) Roe, P. L.: Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.43, pp.357-372, 1981.
8) 重枝未玲，秋山壽一郎，草野浩之，野村心平：高解像度風上解法を用いた遠賀川流域の分布型流出・平面2次元洪水追跡と改修効果の評価，土木学会論文集B1(水工学)，Vol.68，No.4，pp.I_1429-I_1434，2012.
9) Hatern, A., Lax, P.D. and van Leer, B.: On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws, *SIAM Review*, Vol.25, No.1, pp.35-61, 1983.
10) Toro, E. F., Spruce, M. and Speares, W.: Restoration of the contact surface in the HLL Riemann solver, Shock Waves, Vol.4, pp.25-34, 2004.
11) Chacòn, T. , Fernàndez, D. and Gòmez, M.: A flux-splitting solver for shallow water equations with source terms, International *Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.42, pp.23-55, 2003.
12) Matsuyama, M.: *The Third International Workshop on Long-wave Runup Models*, Wrigley Marine Science Center: Catalina Island, CA, 2004. http://isec.nacse.org/workshop/2004_cornell/bmark2.html
13) Murillo J. and Garcia-Navarro, P.: Augmented versions of the HLL and HLLC Riemann solvers including source terms in one and two dimensions for shallow flow applications, *Journal of Computational Physics*, Vol.231, pp.6861-6906, 2012.

(2012. 9. 30受付)