水工学論文集, 第50巻, 2006年2月

水路を遡上する波動流れと その氾濫流に対する3次元数値計算

3D NUMERICAL PREDICTION OF WAVE FLOWS RUNNING UP IN A RIVER AND THEIR FLOODED FLOWS

牛島 省[1]・牧野 統師[2]・円界 正憲[3]・禰津 家久[4]
Satoru USHIJIMA, Osashi MAKINO, Masanori ENKAI, and Iehisa NEZU

[1] 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)
[2] 学生員 京都大学工学部 地球工学科 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)
[3] 学生員 京都大学大学院 社会基盤工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)
[4] 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)

It has been reported that tsunamis, which have arrived at river mouths, sometimes run up in rivers and that the wave flows cause serious damage in structures. In order to evaluate the related local phenomena, such as the transportation of floating materials, fluid forces caused by wave flows and flows over river banks, a 3D computational method, MICS (Multiphase Incompressible flow solver with Collocated grid System) is thought to be effective, since it enables us to deal with the front of free surface flows and evaluate fluid forces without empirical formulations. Some basic hydraulic experiments were carried out and the measured wave flows and their flooded flows were compared with the predictions.

KeyWords *: tsunami, flood, wave flows, 3D numerical prediction, 3D MICS*

1．はじめに

河口部に到達した津波はしばしば河川を遡上し，場合によっては漂流物を伴う流れとなって，橋梁などの周辺の構造物に被害をもたらす．また，河川堤防を越える遡上流れが生ずると，家屋への浸水や建造物の破壊といった災害が発生するおそれがある．

このような災害の例として，1498 年の明応地震津波では，鎌倉の大仏殿が川を遡上する津波により破壊されたといわれており [1)]，1960 年のチリ地震津波では津波遡上流れにより押し流されてきた漁船の衝突による橋梁の破壊があったことが報告されている [2)]．また，新潟地震や日本海中部地震による津波など，多くの津波災害で同様の橋梁の破壊が見られるなど，河川を遡上する津波による構造物の被害の例は少なくない．

一方，河川を遡上した津波が堤防を越えると，住宅地や交通機関，ライフライン等に関連した重要な構造物への浸水被害が懸念される．このため，津波遡上と氾濫に関する 2 次元数値計算が行われており [3)]，河川堤防からの越流や家屋構造物の抵抗，道路に沿って流れる浸入水の挙動を再現するには，詳細な格子分割が有効であることなどが示されている．

上記のような河川を遡上する津波の挙動やそれに伴う船舶等の漂流物の輸送，また河川堤防を越える氾濫流の挙動を把握しておくことは，被害状況を予測したり，避難対策を考える上で重要である．既往研究でも指摘されているように，これらの現象を把握するには空間的な分解能を十分細かく取る必要がある．また，漂流物の挙動や堤防を越える流れ，また氾濫流が構造物へ及ぼす流体力の評価を行うためには，物体周辺や境界近傍の 3 次元的な流れを理解することが重要となる場合が少なくないであろう．

遡上津波とその氾濫に伴って発生する上記のような局所的な現象を評価するためには，3 次元多相場に対する数値解法 (3D MICS) が有用であると考えられる．特に，本手法では，浅水流方程式に基づく解法でしばしば用いられるドライエリアへの浸水先端部における特別な操作は不要であるという利点を有する．また，この解法では波動流れによって物体が輸送される過程が良好に再現されており [4)]，物体に作用する流体力を算定する際に抗力係数等の経験定数が不要であるという特徴が示されていて，津波による漂流物の挙動や流体力の評価を適切に行える可能性がある．

以上のような背景のもとで，本報では，海岸堤防の間隙に水路を設けた簡単な模型を用いて，その部分を遡上する波動流れと水路から溢水した自由水面流れが陸地部分を流下する過程を対象として，実験結果と計算結果を比較し，解法の適用性を検討する．

2．数値解析手法

(1) 基礎方程式

MICS で用いられる基礎方程式は，混合気体に対する支配方程式 [5] として示されているものと同様の一流体モデルであり，その導出の際に用いられる仮定や近似は文献 [4] に示されている．基礎式は，以下のような Euler 表記された質量保存則と非圧縮条件，そして運動方程式から構成される．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \tag{2}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) = f_i + f_{s,i} \\ - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\partial}{\partial x_j}(\mu u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\mu u_j)\right]\end{aligned} \tag{3}$$

ここで，ρ は体積平均された密度，u_j は質量平均された x_j 方向の流速成分である．また，f_i と $f_{s,i}$ はそれぞれ外力と表面張力に起因する加速度成分，p と μ はそれぞれ体積平均された圧力と粘性率である．なお，本報の計算では表面張力は考慮されていない．

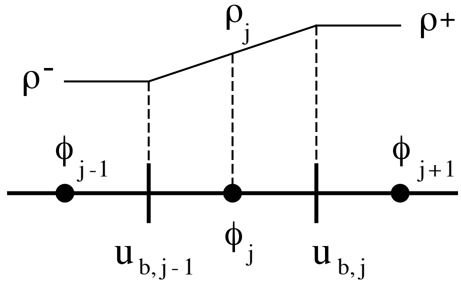
(2) 計算手順と圧力計算における離散化

基礎方程式の計算手順は，コロケート格子を用いる非圧縮性流体の計算法 [6] と同様である．セル中心に定義された流速成分 u_i を用いて，保存系の運動方程式の圧力項を除く部分からセル中心における流速の推定値を計算する．計算時間を短縮化するために陰的解法である C-ISMAC 法 [7] を用いる．

次に，セル境界に空間内挿された流速の推定値に圧力勾配を考慮した流速成分を用いて，C-HSMAC 法 [8] により連続性を満足する流速成分と圧力場を求める．本研究の計算では，水・空気という密度が大きく異なる場を同時に扱うが，このような密度場においても圧力計算に用いる基礎式を適切に離散化することで，C-HSMAC 法による収束解を安定に求めることが可能である．圧力計算で用いられる離散化式の安定性に関する詳細は文献 [4] に述べられているので，ここでは概要のみを以下に示す．

図–1 はコロケート格子を用いる場合の 1 次元場の変数の配置を示している．図中で ϕ と u_b が定義される点がそれぞれ計算セル中心およびセル境界である．密度はセル中心で定義されている．1 次元場における C-HSMAC 法では，次の関係式が用いられる．

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial \phi^k}{\partial x}\right) = \frac{1}{\Delta t} D_j^{*k} \tag{4}$$



図–1　密度分布と 1 次元格子点配置

$$u_{b,j}^{k+1} = u_{b,j}^{k} - \frac{\Delta t}{\rho}\frac{\partial \phi^k}{\partial x} \tag{5}$$

ここに，D_j^{*k} は次式で計算される．

$$D_j^{*k} = \frac{u_{b,j}^k - u_{b,j-1}^k}{\Delta x} \tag{6}$$

C-HSMAC 法では，連続性の誤差 D_j^{*k} がしきい値以下となるまで式 (4) と (5) が反復計算される．

式 (4) を次のように離散化する．

$$\frac{1}{\Delta x}\left[\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial \phi^k}{\partial x}\right)_{j+\frac{1}{2}} - \left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial \phi^k}{\partial x}\right)_{j-\frac{1}{2}}\right] = \frac{D_j^{*k}}{\Delta t} \tag{7}$$

ここで，$j \pm 1/2$ はセル境界を表す．式 (7) 左辺 [ ] 内の第 1 項をセル境界において次のように離散化する．

$$\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial \phi^k}{\partial x}\right)_{j+\frac{1}{2}} = \alpha^+ \frac{\phi_{j+1}^k - \phi_j^k}{\Delta x} \tag{8}$$

第 2 項も同様である．ここで，セル境界 $j \pm 1/2$ における密度の逆数を $\alpha^{\pm}$ と表す．これらを式 (7) に代入し，得られた方程式の ϕ^k に対する近似解を $\overline{\phi}^k$，残差を $\epsilon_j^k \Delta x^2/\Delta t$ とすれば，次の関係が成り立つ．

$$\begin{aligned}\alpha^+\overline{\phi}_{j+1}^k - (\alpha^+ + \alpha^-)\,\overline{\phi}_j^k + \alpha^-\overline{\phi}_{j-1}^k \\ = \frac{\Delta x^2}{\Delta t}\left(D_j^{*k} - \epsilon_j^k\right)\end{aligned} \tag{9}$$

近似解 $\overline{\phi}^k$ を用いて式 (5) により流速を更新し，それらを式 (6) に用いれば，次の関係が得られる．

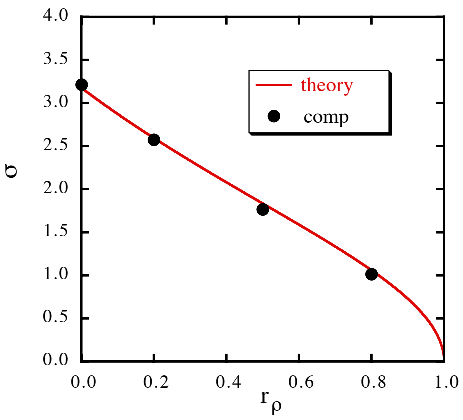
$$\begin{aligned}D_j^{*k+1} = D_j^{*k} - \frac{\Delta t}{\Delta x^2}\Big[\alpha^+\overline{\phi}_{j+1}^k \\ -(\alpha^+ + \alpha^-)\,\overline{\phi}_j^k + \alpha^-\overline{\phi}_{j-1}^k\Big] = \epsilon_j^k\end{aligned} \tag{10}$$

これより，C-HSMAC 法の反復計算で，連続性の誤差が低減していくためには，

$$\frac{|D_j^{*k+1}|}{|D_j^{*k}|} = \frac{|\epsilon_j^k|}{|D_j^{*k}|} < 1 \tag{11}$$

となればよい．すなわち，ϕ^k の連立１次方程式の近似解を計算する際に，方程式の残差 ϵ^k を連続性の誤差 D^{*k} と比較して十分小さくすることにより，C-HSMAC 法の反復過程において D^* は０へ近づくことになる．このため，式 (7) の離散化を行えば，強い密度勾配が存在する場においても C-HSMAC 法により圧力計算が安定に行える．

図–2 は，直方体容器内における安定な成層界面の定在波の角周波数 σ と上下の密度比 r_ρ の関係を理論と計算で比較したものである [4]．広範な r_ρ にわたり安定な圧力計算が可能であり，理論と一致する界面変動が再現されている．



図–2　界面定在波の角周波数と密度比の関係

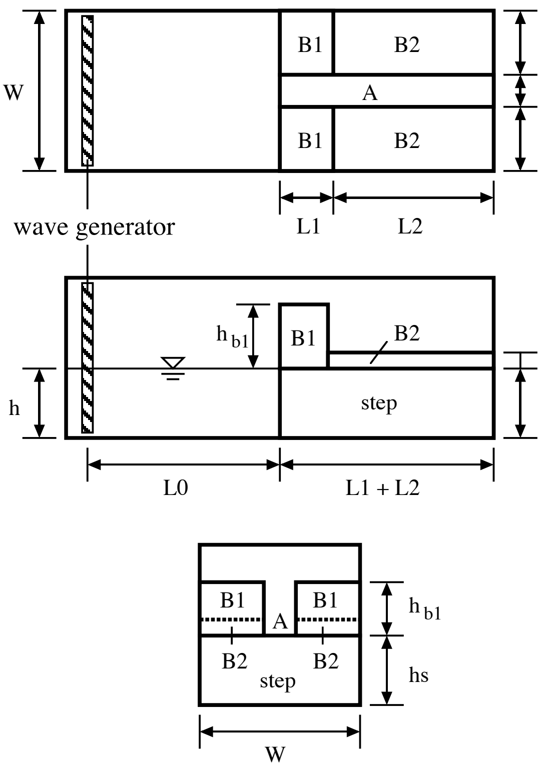
４．実験の概要と考察

(1) 実験装置と計測方法

使用した実験水槽の概略形状を**図–3** に示す．水槽内には造波板が取り付けられており，パルスモータ内蔵のスライダにより造波板を平行移動させることによって造波が行われる．造波板の移動パターンは，0.2 秒の立ち上がりおよび減速時間の間に，0.4 m/s の移動速度で 0.1 m の距離を移動させる条件とした．

水槽内にはステップが置かれており，その高さ h_s は初期水深 h と等しく，0.1m である．ステップの上部には，海岸堤防を模擬するブロック B1 と陸地部分を表すブロック B2 が左右対称に置かれ，それらの間に河川を単純に模擬する水路 A がある．この水路 A の底面の高さは，ステップの高さ h_s に等しい．実験開始時において水路 A には水がなく，ドライな状態となっている．水槽と内部に置かれたブロックの形状は，$L0$ = 0.64 m，$L1$ = 80 mm，$L2$ = 0.56 m であり，W= 0.19 m，W_a= 30 mm，W_b= 80 mm である．ブロックの高さは，h_{b1} = 0.1 m，h_{b2} = 10 mm である．

実験では，造波板によって引き起こされた波がブロック B1 に衝突し，一部の流れがブロックの隙間から流入して水路 A を遡上するとともに，ブロック B2 上に

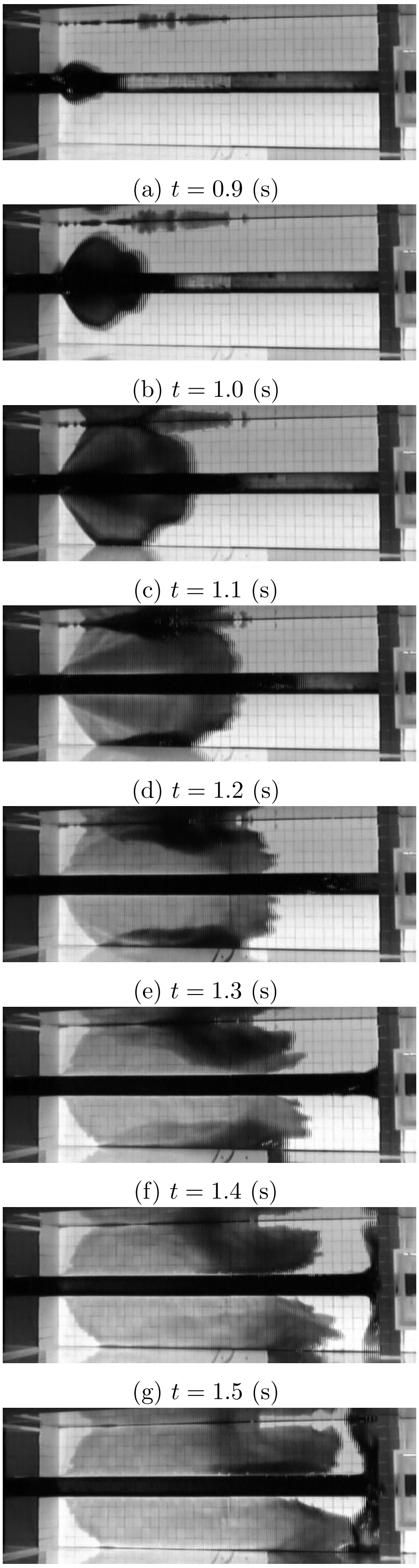


図–3　造波水槽の概形 (上から順に平面図，側面図，造波板側から見た断面内のブロック配置図)

溢水してその上に広がる流れを形成する．また，水槽上流端 (造波板の反対側境界) は垂直な壁面となっているので，そこに衝突した波動流れの一部は反射して下流 (造波板がある境界) 方向へ向かう．なお，ブロック B1 に対する越波は生じない条件とした．実験では，水路の鉛直上方にビデオカメラを設置して，水路 A およびブロック B2 上の着色した水の挙動を撮影した．

(2) 計算条件

上記の水理実験を対象として 3D MICS を用いた数値計算を行った．水槽内の水と上部の空気を物性の異なる非圧縮性流体として同時に計算した．計算対象領域の大きさは，流下方向，水槽幅方向，そして鉛直方向にそれぞれ 1.28m，0.19m，0.20m とし，各方向の計算格子数を $80 \times 24 \times 40$ とした．流体の運動方程式の移流計算および密度の移流方程式の計算には保存形の離散化式に５次の TVD スキーム [9] を用いた．運動方程式の予測段階の計算と密度の移流方程式の計算では，C-ISMAC 法 [7] を用いており，時間刻み Δt は 5.0×10^{-3} 秒とした．水の動粘性係数と密度は 1.0×10^{-6} m^2/s および 1.0×10^3 kg/m^3 とし，空気に対してはそれぞれ 1/10，1/1000 の値を用いた．圧力の時間変化量 ϕ の連立１次方程式は，BiCGSTAB 法 [10] を用いて解き，残差ベクトルのしきい値は 1.0×10^{-10} とした．C-HSMAC 法における連続性の誤差のしきい値は 1.0×10^{-10} とした．



(a) $t = 0.9$ (s)

(b) $t = 1.0$ (s)

(c) $t = 1.1$ (s)

(d) $t = 1.2$ (s)

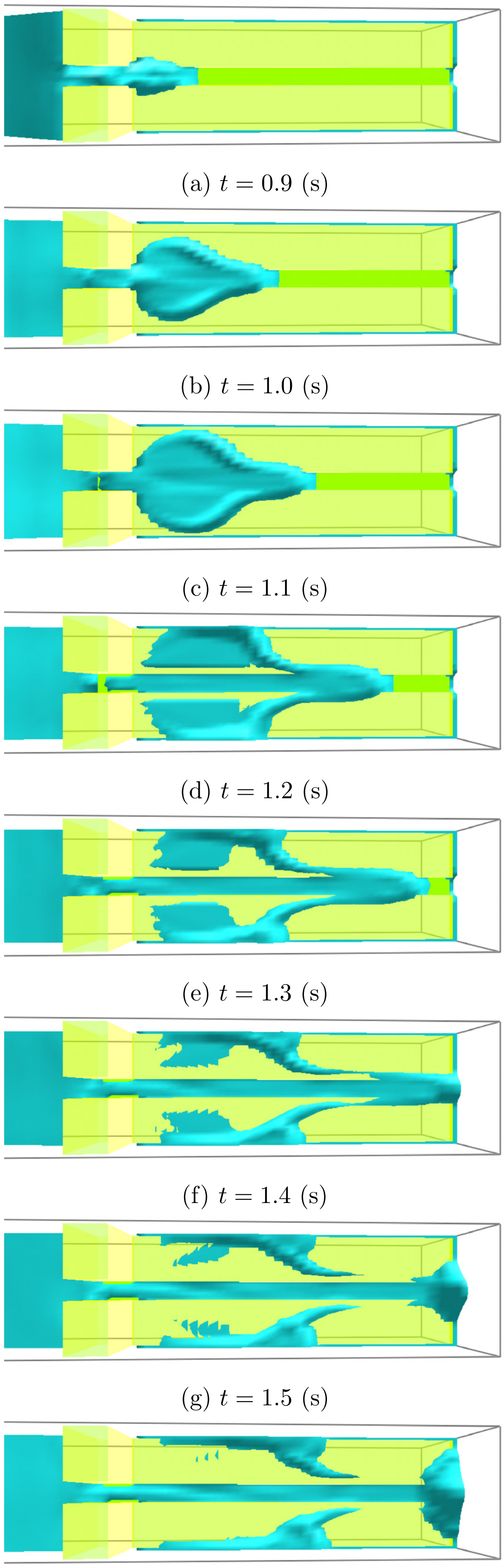
(e) $t = 1.3$ (s)

(f) $t = 1.4$ (s)

(g) $t = 1.5$ (s)

(h) $t = 1.6$ (s)

図–4　実験結果



(a) $t = 0.9$ (s)

(b) $t = 1.0$ (s)

(c) $t = 1.1$ (s)

(d) $t = 1.2$ (s)

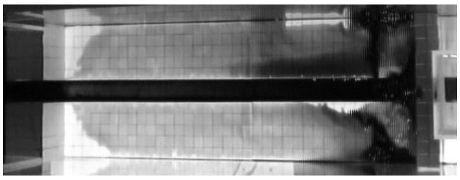
(e) $t = 1.3$ (s)

(f) $t = 1.4$ (s)

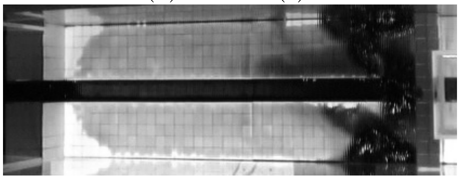
(g) $t = 1.5$ (s)

(h) $t = 1.6$ (s)

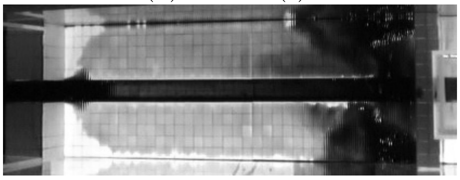
図–5　計算結果



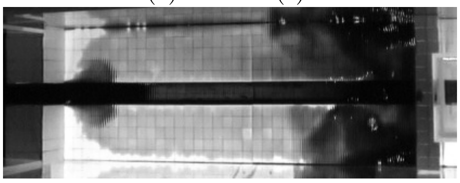
(a) $t = 1.7$ (s)



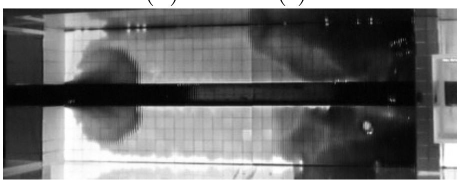
(b) $t = 1.8$ (s)



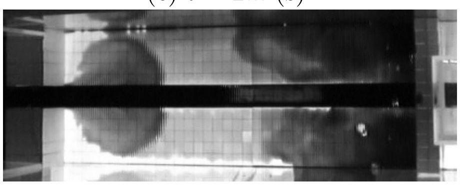
(c) $t = 1.9$ (s)



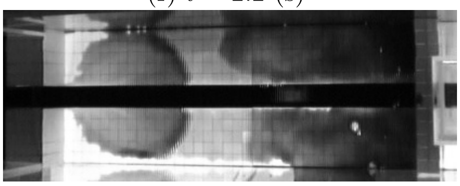
(d) $t = 2.0$ (s)



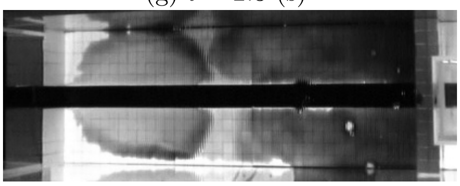
(e) $t = 2.1$ (s)



(f) $t = 2.2$ (s)

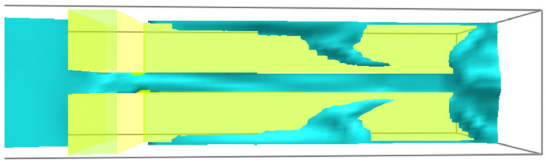


(g) $t = 2.3$ (s)

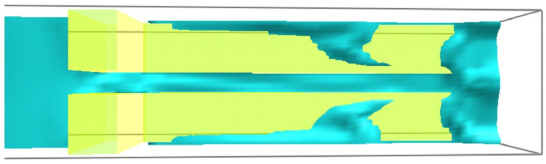


(h) $t = 2.4$ (s)

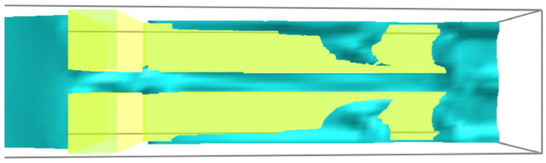
図–6　実験結果



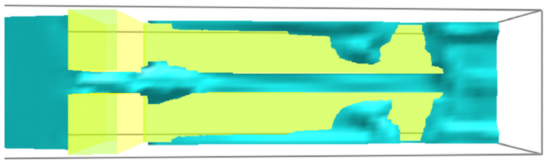
(a) $t = 1.7$ (s)



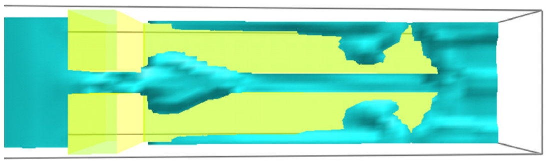
(b) $t = 1.8$ (s)



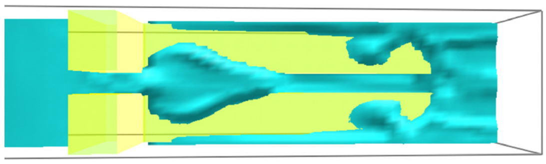
(c) $t = 1.9$ (s)



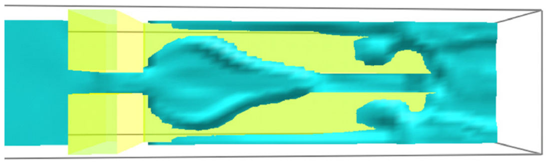
(d) $t = 2.0$ (s)



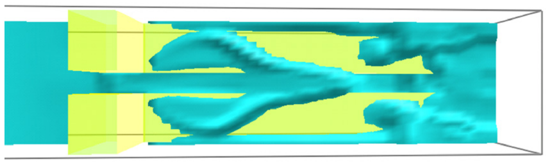
(e) $t = 2.1$ (s)



(f) $t = 2.2$ (s)



(g) $t = 2.3$ (s)



(h) $t = 2.4$ (s)

図–7　計算結果

(3) 結果の比較と考察

図–4 から**図–7** に実験結果と数値計算結果を示す．

図–4 に見られるように，実験では造波板を動作させてから約 0.9 秒で模型の水路 A に波動流れが流入し始める．この流れは直ちにブロック B2，すなわち陸地部分に流出し，上流および水槽幅方向に広がる．このときの陸地部分における流れは，進行方向先端付近で水深が大きくなっている．

一方，この陸地部分に氾濫した流れとともに，水路 A を遡上し続ける波動流れも存在し，**図–4**(f) から (h) に見られるように，やがて水槽上流端部の直立壁に衝突する．衝突した遡上流れは波高を増大させて，左右に溢水するとともに，一部は反射して下流側 (造波板側) へ向かう波動流れとなる．

このような流況は当然予測される現象ではあるが，閉鎖された水門等の構造物が実河川にあった場合，構造物に過大な流体力が加わるとともに，さらにその部分で同様の溢水が生ずる可能性が高い．また，このような反射波が形成されると，後から遡上してくる第 2 波以降の流れと干渉して波高が増大し，その地点で溢水を引き起こす可能性がある．

以上のような実験で観察された傾向は，対応する**図–5** の計算結果でもほぼ同様に再現されている．特に，ブロック B2 上に広がった流れにおいて，先端付近の水深が大きくなっているという傾向は計算でも表現されている．なお，実験ではブロック B2 上で着色された微量の水が残存しており，この点が計算結果と異なるが，これには実験模型のブロック表面の濡れ特性などが影響しているものと考えられる．このような相違をなくすには，模型のスケールを大きく取ることが必要であろう．

上記の結果に続く $t = 1.7$ s 以降の結果は，**図–6** と**図–7** に示されるとおりである．実験では，水槽上流端部に遡上流れが衝突するため，この付近でブロック B2 上に多量の溢水が見られる状況となる．その後，**図–6** (c) に見られるように第 2 波が水路 A に進入してくる．この第 2 波は最初に進入した流れと同様に海岸堤防を過ぎた直後に水路 A から陸地部分に流出している．

図–7 には，上記の実験結果に対応する計算結果が示されている．**図–7** (a) から (d) の結果を実験結果と比較すると，計算により得られたブロック B2 上の流れは水槽上流端部に向かう速度が遅いように見られる．この原因は明らかではないが，水深が非常に小さい自由水面流れに対して鉛直方向の格子分解能が不十分であった可能性がある．一方，第 2 波の水路への進入およびその氾濫の状況に関しては，計算結果は実験結果を良好に再現している．

4．おわりに

本報では，造波装置を備えた水槽内に海岸堤防と水路，陸地部分を簡単に模擬する模型を設置して，ドライな状態となっている水路を遡上する波動流れとそれが陸地部分へ氾濫した流れを把握した．本報の実験条件では，海岸堤防の間を通過した遡上流れは直ちに陸地部分に流出する流況を示し，また水槽上流端の壁面に衝突した遡上流れは波高を増大させて多量の陸地部分への浸水を引き起こすことなどが確認された．

この実験結果に対して 3 次元多相場に対する数値解法 (3D MICS) を適用した結果，陸地部分を遡上する流れの速度が低く見積もられるなどの相違が見られたが，実験結果をほぼ再現可能であることが確認された．今後は津波遡上流れに関連する局所的な流動現象に対する解法の適用性を検討する予定である．

参考文献

1) 細見寛. わが国の津波対策の現状. 土木学会誌, Vol. 90, No. 2, pp. 8–10, 1960.

2) 岩崎敏夫, 堀川清司. チリ地震津波とこれによる三陸地方災害の概況. 土木学会誌, Vol. 45, No. 8, pp. 9–16, 1960.

3) 劉暁東, 堺茂樹, 小原忠和, 三上勉, 岩間俊二, 今村文彦, 首藤伸夫. 市街地への津波遡上・氾濫に関する数値解析. 海岸工学論文集, Vol. 48, No. (1), pp. 341–345, 2001.

4) 牛島 省, 山田 修三, 藤岡 奨, 禰津 家久. 3 次元自由水面流れによる物体輸送の数値解法 (3D MICS) の提案と適用性の検討. 土木学会論文集，投稿中.

5) 森岡茂樹. 気体力学. 朝倉書店, 1982.

6) 牛島省, 竹村雅樹, 禰津家久. 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.

7) 牛島 省, 禰津 家久. 陰解法を用いたコロケート格子による高次精度の流体解析手法の提案. 土木学会論文集, No. 719/II-61, pp. 21–30, 2002.

8) 牛島省, 奥山洋平, 藤田学, 禰津家久. C-HSMAC 法を用いる 3 次元非構造コロケート格子上の並列流体計算法. 応用力学論文集, Vol. 7, pp. 347–354, 2004.

9) S. Yamamoto and H. Daiguji. Higher-order-accurate upwind schemes for solving the compressible Euler and Navier-Stokes equations. *Computers Fluids*, Vol. 22, No. 2/3, pp. 259–270, 1993.

10) H. A. Van Der Vorst. BI-CGSTAB : A first and smoothly converging variant of BI-CG for the solution of nonsymmetric linear systems. *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, Vol. 13, pp. 631–644, 1992.

(2005.9.30 **受付**)