数値シミュレーションによる部分的に水没する 物体のある開水路流と物体抵抗の解析

NUMERICAL ANALYSIS OF FLOW IN A CHANNEL WITH PARTIALLY SUBMMERGED OBJECTS AND THE RESISTANCE OF THE OBJECTS

久末信幸¹・中山昭彦²・横嶋哲³

Nobuyuki HISASUE, Akihiko NAKAYAMA and Satoshi YOKOJIMA

¹ 正生員 博士 (工学) 関西電力株式会社電力技術研究所(〒661-0974 尼崎市若王寺 3-11-20)

² 正会員 PhD 神戸大学大学院教授 工学研究科(〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1)

³ 正会員 博士 (工学) 静岡大学工学部システム工学科 (〒432-8561 浜松市中区城北 3-5-1)

A numerical simulation method that can calculate open-channel flows in which the free surface partially or temporary overtops large obstacles on the bed has been constructed. The method can either be used as a direct numerical simulation or large eddy simulation (LES) with appropriate sub-grid models. The LES version has been verified in calculation of flow in collapsing water column and applied to an open-channel flow with an array of hemispherical objects on the otherwise smooth and flat bed. The details of the flow and the forces on the obstacles have been analyzed by the proposed method. The results show good results revealing the effects of the flow depth and the Froude number on the complex turbulent flow. It can be applied to simulating flows in real rivers with large rocks and boulders.

Key Words : Numerical simulation, Open channel flow, Hemispherical Roughness

1. はじめに

河川中上流では粒径の大きい礫や巨石などが散在するところがよくある。平水時では水面上に露出しているが出水時に部分的あるいは全体が水没するような礫や石は流れに対し粗度とみなすには大きすぎ、河床地形と見なすには複雑な形状で水理計算上扱いが容易でない(例えば福岡ら¹⁾)。水深に比べ小さくない物体の流れへの影響は2次元解析で反映させるのは非常に難しいが、3次元シミュレーションでは計算量は増えるが物体を直接解像出来る可能性がある。

本著者ら²⁾は巨石の散在する河川流のラージ・エディ・シミュレーション(LES)を試み、計算格子で解像可能なものはその形状を境界形状とし直接計算にとりこみ、解像不可能な小スケール起伏は粗度として扱い、出水時流れを再現を試みた。LESでは2次元計算やレイノルズ平均式を用いた計算で必要な抵抗、乱流モデルを必要とせず、それらの発生源である3次元乱流変動を計算格子で解像可能な限り再現するので、経験式の依存性が小さくしかも計算機性能が向上すれば、格子解像度を上げることが出来、精度が確実に向上する利点がある。完全に水没している物体、あるいは

は水面を突き抜ける柱状物体のように水面を遮る平面形状が一定であるような場合のLES計算例は幾つかある(例えばKawamura et al.³⁾, Broglia et al.⁴⁾)。しかし物体が水面から出没する過程や増水や減水による水際の移動を計算している例は少なく、基礎的検証は十分には行われていない。

本研究では著者らがこれまで作成したLES計算手法を部分的あるいは間欠的に水没するような物体がある場合にも対応出来るよう改良を加え、基本的流れで検証し、モデル物体の設置された開水路流の解析を行うこと目的とする。

これまでこういった複雑な流路の流れは実験的にしか調べられなかった複雑な流れ場を本手法のような数値解析法で、なるべく経験則に頼らない解析法に発展させることが更に先の目標である。

本研究で扱うような計算法は、巨石のある溪流のシミュレーションのみならず、景観の目的でおかれた跳び石や構造物のある都市河川の出水時、また建物のある流域の氾濫流の計算にも応用することができるものである。

2. 基礎法定式

本計算では水面上の気体の運動は考慮しない、液相の運動のみを扱うラージ・エディ・シミュレーションで、用いる基礎式は静水圧近似なしの非圧縮性流体の空間フィルタ平均された直交座標系での連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

と運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{xx} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial y} + \tau_{yx} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_{zx} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial v}{\partial x} + \tau_{xy} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{yy} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial v}{\partial z} + \tau_{zy} \right) \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial w^2}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial w}{\partial x} + \tau_{xz} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial w}{\partial y} + \tau_{yz} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial w}{\partial z} + \tau_{zz} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

である。ここで、 (x,y,z) は z 方向を鉛直上向きとする直交座標で、 (u,v,w) はフィルタ平均された (x,y,z) 方向の流速成分、 ρ は水の密度、 p は空間平均された圧力、 t は時間、 ν は水の動粘性係数、 τ_{xx} などはフィルタ平均より発生するサブグリッドスケール(SGS)応力、 g は重力加速度である。

本計算では実験室規模の流れから実スケール流れに適用することを考慮し、実用性の高い標準スマゴリンスキーモデル⁵⁾⁶⁾と壁面抵抗モデル⁷⁾⁶⁾を用いる。

水面の勾配は底面に垂直に近いほど大きい流れを対象とするが、碎波などはあっても空間フィルタを施した水面位置は水平位置の一価関数 $h(x,y)$ で表されると仮定し、 h についての運動学を運動方程式同様に空間フィルタを施したものの

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u_s \frac{\partial h}{\partial x} + v_s \frac{\partial h}{\partial y} = w_s + \frac{\partial \tau_{hx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{hy}}{\partial y} \quad (3)$$

を用いて解く。ここで u_s, v_s, w_s は水面での流速成分、 τ_{hx}, τ_{hy} はサブグリッドスケール水面変動による水面の拡散項(Shen & Yue⁸⁾)である。本計算では水面変動の大きいケースでこの項は重要になるので、横嶋・中山⁹⁾の提案したモデルを用い

$$\tau_{hx} = -\gamma_{SGS} \frac{\partial h}{\partial x}, \quad \tau_{hy} = -\gamma_{SGS} \frac{\partial h}{\partial y} \quad (4)$$

図-1 食違い格子上変数配置と水面

と置く。ここで、 γ_{SGS} はサブグリッド水面変動拡散係数で

$$\gamma_{SGS} = C_h \nu_{SGS} \quad (5)$$

とサブグリッド渦粘性係数に比例するとおく。 C_h の値は 0.1 とした。

以上は用いた基礎式とモデル式の概要であるが、詳細は既報の手法²⁾に準じる。

3. 数値解法

数値計算法についても、著者ら²⁾が以前用いた手法、すなわち、固定直交格子上で運動方程式を差分近似し、まず運動方程式を陽的に時間進行させ予測速度を計算し、次に連続式を満たすよう圧力を決め、速度成分を修正するHSMAC法を基にする。ただし、急な水面勾配と水際の移動に対応できるよう以下の要領で改良する。

本方法では変数は食違い位置で定義されるが、計算格子セルを、水で完全に満たされているセル（これより水中セルと呼ぶ）、水面を含むセル（水面セルと呼ぶ）更に水面の完全外にある水面外セルに区別し、圧力カップリングと境界条件の設定手順を適用する。

図-1に格子と変数は位置それに水面位置の例を示す。水中セル中心の圧力およびこのセルを囲む面の法線速度成分は通常のHSMAC法¹⁰⁾に従い計算する。次に水面セルについて定義される変数であるが、境界面上速度は運動方程式より求めるが、圧力は連続式を満たすように決めるのではなく、水面の境界条件で決定する。連続式は、水面を動かすこと、すなわち(3)式を h について解くことにより満足させる。水面セルと水面外セルの間の面の速度成分を運動方程式より計算するにはこの面の法線方向圧力勾配が必要になるが、これは水面外セルの圧力をGhostセル法のように、界面圧力が力学条件を満たすように設定する。水面勾配が小さい時は、この水面外のGhostセルの圧力は水面を通し鉛直上方向に外挿する形で設定できるが、水面勾配が急になると水面に垂直な方向は水平近くにもなるので、この水面外セルの圧力の設定には隣接するセルの圧力も含めて正確に水面垂直方向に外挿する。水面の先端では水平方向圧力勾配がある限

図-2 水柱崩壊初期状態

図-3 水柱崩壊流れの計算結果と実験の比較

り移動しつづけることになり、傾斜している場合重力と釣り合ったところで止まることになる。

水面接線方向速度成分は水面での力学条件で決める。本計算では気相の運動は考慮しないのですべり条件である。

底面あるいは物体壁面の境界条件であるが、法線方向速度成分はゼロになるように設定し、接線方向成分は、

図に示す変数位置から分かるように、壁面で計算する必要がない。ただし壁最近傍点での接線方向成分の計算

(a) 西村・武若らの計算 ($t=1.74s, 2.19s$)

(b) 本計算 ($t=1.7s, 2.2s$)

図-4 斜面を遡上する孤立波計算例

には壁面の応力が必要である。この壁面応力のうち粘性応力は壁面で速度ゼロになるような法線方向勾配から決定し、サブグリッド応力は壁面モデルで算定する。

以上が水面近傍、水面と壁面近傍の計算手順である。他の詳細は既報の手法¹¹⁾に準じている。

4. 水柱崩壊流れ及び斜面を遡上する波の検証計算

本計算法の検証には、水面勾配の大きい流れでしかも水際が底面を浸水していくあるいは後退していく流れが必要であるので、自由水面流の数値計算法検証のベンチマークとなっている水柱崩壊流れ及び斜面を遡上する孤立波を用いる。

Koshizuka et al.¹²⁾により実験がなされている流れは図-2に示すように、水槽の一部に静止した水柱が壁により支えられ、壁を取り除いた後の運動である。水柱の大きさと水槽の大きさその他の条件は全てKoshizuka et al.¹²⁾の実験と合わせる。計算は比較的粗い格子で、水平方向、奥行き方向、鉛直方向格子数は $61 \times 21 \times 53$ である。鉛直上方の格子は壁面に衝突する流れが飛び跳ねるのをとらえるため余分にとつてある。流速が大きくなった時の底面境界層は非常に薄く、解像出来ないので前章で説明した壁面モデルを用いている。

図-3に本計算法による結果と実験結果を比較する。初期の水塊側面は鉛直で運動開始直後も非常に急な勾配である。崩壊開始後の時間 $t=0.1$ 秒では水柱下部の動きが実験よりやや早く、 $t=0.2$ 秒では先端の勾配がやや急であるが、右壁に衝突した直後の $t=0.4s$ 、また反射して戻る流れの水面も良好に再現されている。本計算では水面は離散しないという仮定に基づいているので、水滴の飛散は再現されない。しかし $t=1.0s$ の水面形は実験での形状

図-5 半球を千鳥状に配置した水路

表-1 計算ケース

計算 ケース	底面勾配 Sb	レイノルズ数 $Re=UH/\nu$	フルード数 $Fr=U/\sqrt{gH}$	平均水深 $H/2R$
A	0.006	22000	0.30	0.78
B	0.040	25000	0.75	0.75
C	0.100	30000	1.25	0.65

を滑らかにした形に近く、よく再現されていると言える。

水柱崩壊流れでは水際が斜面を登る様子を検証できない。ここでは西村・武若¹³⁾がLagrange座標を用いて計算している孤立波の遡上に適用した。図-4は西村・武若¹³⁾の計算結果と本手法による結果を比較している。本計算結果は水面がやや平滑化されているものの、水際が斜面に沿って移動するところは巧く捉えられている。

5. 半球列が設置された浅い水路流れの計算

次に本研究の主目的である、部分的にまた間欠的に水没する剥離点を固定するような角がない丸みのある

物体のある開水路流のシミュレーションの基礎的流れとして、半球を水路床に千鳥状に並べた流れを計算し、流れの性状と半球にかかる力の予測性を調べる。河川には形状の異なる様々な石や礫があるが、丸みのある物体の場合、水面の上昇や、冠水など種々の計算困難さを伴う。本計算法は直交座標であるが、曲面は食違い格子で表現することになる。

(1) 計算条件

計算対象の流れ場の概要は図-5に示してあるように、半径 R の半球を流れ方向および横断方向に $8R$ の間隔で半ピッチずらして並べられたものである。ブロックなどの粗度の場合、物体の幅と間隔では剥離流が再付着するような形状である。半球列の場合剥離点は固定していないが、馬蹄渦と後流剥離は起こり乱れと水面変動が強く干渉する流れである。

計算は、半球の半径 R を基に流れ方向に $20R$ 横断方向に $16R$ 、水深方向 $2R$ の矩形領域で行われ、流れ方向横断方向とも瞬時流れに周期境界条件を与えた。計算

(a) ケースA, $Fr=0.3$

(b) ケースB, $Fr=0.75$

(c) ケースC, $Fr=1.25$

図-6 瞬時流れ結果の例（等高線コンタの間隔は $1/10R$ 、白線は平均水面より高い、黒線は低い等高線）

(a) ケースA, $Fr=0.30$

(b) ケースC, $Fr=1.25$

図-7 平均半水深面での流速分布（スケールは相対的）

格子数は流れ方向、横断方向、鉛直方向に201, 161, 124で計算条件のレイノルズ数では底面最近傍格子は壁面

図-8 瞬時流れ場の拡大, ケースA (スケールは相対的)

図-9 代表的鉛直面内時間平均流速 (スケールは相対的)

スケールで約 20 で粘性領域はある程度解像している。

計算条件は表-1 に示す 3 ケースである。レイノルズ数及びフルード数は平均水深 H と物体の占める体積を考慮しない実際の平均流速 U で定義される値である。ケース A はフルード数 0.3 で平均水面は $0.78R$ である。ケース B はフルード数 0.7, ケース C は射流でフルード数 1.25 である。

(2) 瞬時流れ場

これらの計算ケースの流れの大まかな特性は図-6-8に

示す瞬時水面形と流速分布の計算結果から分かる。

それぞれのケースで流量は近い値で、平均水位は事異なるが、全てのケースで半球前面の水面が半球頂上近くまで上昇するものである。低フルード数のケース A では水面変動は穏やかで、変動に方向性がなく、ケース B では半球前面での水位上昇と後流域での水位低下がはっきり見られる。ケース C では更に水面変動が増加し、弱い規則的な波が見られる。何れの場合も半球前面で水面が盛り上がる様子が巧く捉えられている。特にケース C では半球の上流側と下流側で大きな水位差が出ている。

図-8 は半水深位置の水平面内瞬時流速場で、水平面内流れの性状を表している。水面形と違い大きな乱れが見られる。半球の後流は波打ち、渦放出が見られるが、下流の半球の影響で大きくは発達していない。ケース C では半球間で速度が相対的に大きくなっている。

ケース A の中心部を図-8 に拡大して示す。個々の半球に接近する流れは上流の後流に影響され半球間隔に関連して大きく波打っている。

(3) 平均流

次に時間平均流れ場 (の一部) を示す。図-9 は半球中心を通る流れに平行な鉛直断面 ($y/R=6$) と半球と半球の中間を通る鉛直断面 ($y/R=8$) 内の中心区間の時間平均流速分布を示す。フルード数が大きくなるに従い半球前面での水面上昇が大きく同時に半球背面の水面上昇も大きくなるが見られる。本計算での半球配列では両方の鉛直面内とも逆流域が見られる。 $y/R=8$ 面内での水位はケース A, ケース C で比較的变化が小さく全体的水深の低いケース B で横隣の半球の後流の影響とみられる水面変化が見られる。

また半球前面の底面極近傍では非常に小さいが前面剥離が見られる。のある面 $Y=R$ での水面変化は大きい。ケース C では半球位置の中間面でも水面の変化が見られる。図示されていない面での流速特性の詳細の検証も可能であるが、ここでは省略する。

(4) 半球物体にかかる力

本計算のように水深と同じ程度の大きさの物体のある水路の抵抗は、個々の物体の抵抗の寄与が大きく、その正確な評価は全体の流れの予測に重要である。本シミュレーション結果は時々刻々変化する圧力と粘性応力を計算しているので半球にかかる全ての力を評価することが可能である。圧力による抗力 D , 横方向にかかる力 Y , 鉛直方向にかかる力 B を平均流の動圧の 2 倍と半球の断面積で無次元化した抵抗係数 C_D , C_Y , C_B の時間変化を図-10 に示す。実河川スケールでは粘性摩擦は小さいが、本計算は実スケールよりやや小さいので粘性抵抗の寄与がある。従って粘性抵抗係数 C_f も比較のためこの図に併せてしてある。 C_f の定義は通常と異なるが比較のため他の係数と同じにしてある。

(a) ケースA

(b) ケースB

図-10 半球に働く力

表-2 抗力係数

ケース	C_D	C_f
A	1.6	0.01
B	1.2	0.01
C	1.0	0.01

図-10から分かるように、 C_D 、 C_Y とも変動が大きい。計算初期は当然変動が大きいので $5U/R$ 時間の結果は除き図の $t=0$ は計算開始後 $5R/U$ である。とくに横方向係数 C_Y の変動は顕著で、これは低フルード数ケースAの方がケースBよりも大きいのが注目される。角のある直方体等の場合瞬時流体力の大きい値が報告されている^{1),14)}、本計算例の丸みのある物体の場合渦放出に関連する非定常性と考えられる。抵抗係数の時間平均値の概数は表-2にまとめてある。

6. 結論

河川中上流部に大きい礫や石のある河川流のシミュレーション法の構築を目標に、これまで開発されてきているLES法を、部分的また間欠的に水没あるいは水面から露出するような物体のある開水路流に対応出来るよう改良を加えた。自由水面流検証のベンチマークである水柱崩壊の流れでその妥当性を検証した上、基本的な大型物体のある開水路流の解析を行い、流れの性状と物体にかかる力の解析を行った。

検証結果は良好で、モデル物体のある流れの計算結果も重要な流れの特性を再現している。半球物体のある開水路流れへの適用計算は1例を示したもの

で、具体的応用例で種々な流体力学量の予測解析が可能である。特に実河川中上流部の流れのシミュレーションにも十分適用可能といえる。

参考文献

- 1) 福岡捷二, 水口雅教, 内田龍彦, 横山洋: 水没・非水没大型粗度が混在する浅い流れに関する基礎的研究, 水工学論文集, 第43巻, pp. 293-298, 1999.
- 2) 柴田良一, 中山昭彦, 浅見佳世: 実河川湾曲部礫原近傍流れの数値シミュレーション, 水工学論文集, 第55巻, pp. 1099-1104, 2011.
- 3) Kawamura, T., Mayer, S., Garapon, A. and Sorensen, L.: Large eddy simulation of a flow past a free surface piercing circular cylinder, *Journal of Fluids engineering*, Vol.124, No.1, pp. 91-101, 2001.
- 4) Broglia, R., Pascarelli, A. and Piomelli, U.: Large-eddy simulation of ducts with a free surface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 484, pp.223-253, 2003.
- 5) Deardorff, J.: A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.*, Vol.31, pp.453-480, 1970.
- 6) Sagaut, P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*, 3rd ed., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2006.
- 7) 笠井大彰, 中山昭彦: 複雑境界上乱流のLES計算における壁面モデルの検証, 水工学論文集, 第53巻, pp. 1051-1056, 2009.
- 8) Shen, L. and Yue, D.K.P.: Large-eddy simulation of free-surface turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.440, pp.75-116, 2001.
- 9) 横嶋 哲, 中山 昭彦: 開水路乱流のLESにおける水面変動のフィルタリング効果, 水工学論文集, 第46巻, pp. 379-384, 2002.
- 10) Hirt, C.W. and Cook, J.L.: Calculating three-dimensional flow around structure and over terrain, *J. Comp. Phys.* pp.324-340, 1972.
- 11) 中山昭彦, 江田智行, 松村友宏: 修正HSMAC法による開水路乱流のLES, 水工学論文集, 第49巻, pp. 661-666, 2005.
- 12) Koshizuka S., Tamako, H. and Oka, Y. A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Computational Fluid Dynamics Journal*, Vol.4, pp.29-46, 1995.
- 13) 西村仁嗣, 武若聡: Lagrange 表記による二次元波動の数値解析, 土木学会論文集第393号/II-9, pp. 191-199, 1988.
- 14) 鬼束幸樹木, 秋山壽一郎, 造士快竹, 森大輔: 開水路底面に設置された矩形ブロックに作用する瞬間圧力および瞬間水深の計測. 水工学論文集, 第53巻, pp. 967-972, 2009. (2011. 9. 30受付)