差分格子ボルツマン法における ALE 法を用いた移動物体周りの の流れおよび音場のシミュレーション*

田 村 明 紀^{*1}, 蔦 原 道 久^{*2}

Simulation of Flows and Acoustic Field Around Moving Body by ALE Formulation in Finite Difference Lattice Boltzmann Method

Akinori TAMURA and Michihisa TSUTAHARA^{*3}

^{*3} Graduate School of Science and Technology, Kobe University,
1-1 Rokkodaicho, Nada-ku, Kobe-shi, Hyogo, 657-8501 Japan

Flowfield and acoustic-field around moving bodies are simulated by the Arbitrary Lagrangian Eulerian formulation in the finite difference lattice Boltzmann method. The effect of the ALE is checked by comparing flow about a square cylinder in ALE formulation and that in the fixed coordinates, and both agree very well. Matching procedure between the moving grid and fixed grid is also considered. The proposed method in which the both grids are connected through buffer region is shown to be superior to moving overlapped grid. Dipole-like emissions of sound wave from harmonically vibrating bodies in two- and three-dimensional cases are simulated. Sound wave emitted from rapidly rotating elliptic cylinder is also successfully simulated.

Key Words: Finite Difference Lattice Boltzmann Method, Arbitrary Lagrangian Eulerian Formulation, Moving Body, Acoustic Wave, Unsteady Flow

1. 緒 論

格子ボルツマン法(LBM)は、離散的な速度分布をもつ粒子の分布関数の時間発展を計算することにより、流体運動をシミュレーションするもので、近年その応用分野が広がりつつあり、解説書も多く出版されるようになってきた^{(1)~(7)}。

一般的に格子ボルツマン法における格子は、流れの等方性を保つために、二次元では六角形格子、正方形格子、また三次元では立方体格子といった規則的な格子を用いる^{(1)~(7)}。このため任意形状の物体に対しては、境界上の分布関数を近接の格子点から内挿するという手法がとられる。また移動物体周りの流れに対しても、時間ステップごとに同様の内挿により分布関数を求めるという操作を行っている⁽⁸⁾。

一方格子ボルツマン法における基礎方程式である、離散化 BGK 方程式を安定な差分スキームで解く、差分格子ボルツマン法(FDLBM)も、広く用いられるようになってきた。FDLBM においては、従来の差分法

において開発された多くの手法をそのまま用いることが可能であり、先述した任意形状物体周りの流れに対して、物体適合座標を用いるなど効率的な計算が可能となる。移動物体周りの流れに対しても、ALE 法(Arbitrary Lagrangian Eulerian formulation)⁽⁹⁾が有力な手段として用いられている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

本論文では、差分格子ボルツマン法にこの ALE 法を適用し、移動物体周りの計算した結果について報告する。また圧縮性流体モデル^{(11)~(14)}を用いて、振動物体周りの流れに適用し、放射される空力音も良好にとらえることができた。

また工学的には、ファンのように回転する翼と、ケーシングあるいは支柱のように静止した物体とが、近接して存在し、またその相互作用を解明することが重要となる場合が多い。これらを想定して移動座標と静止座標との接合を試みた。移動格子と静止格子の接合には、重畳格子を用いる場合が多いが、本論文では両者の境界のみで接合を行い、流れ場、音場ともに良好な結果が得られたことを報告する。

2. 差分格子ボルツマン法(FDLBM)

本論文で用いる FDLBM における基礎方程式は、時刻 t 、位置 $\mathbf{r}$ の格子点上で速度をもつ粒子数密度を

* 原稿受付 2004 年 10 月 4 日。

^{*1} 神戸大学大学院自然科学研究科(〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1)。

^{*2} 正員、神戸大学大学院自然科学研究科。

E-mail: tutahara@mech.kobe-u.ac.jp

表す分布関数 $f_i(t, \mathbf{r})$ に対する以下の式である。

$$\frac{\partial f_i(t, \mathbf{r})}{\partial t} + c_{ia} \frac{\partial f_i(t, \mathbf{r})}{\partial r_a} - \frac{Ac_{ia}}{\phi} \frac{\partial(f_i - f_i^{(0)})}{\partial r_a} = -\frac{1}{\phi} [f_i(t, \mathbf{r}) - f_i^{(0)}(t, \mathbf{r})] \dots\dots\dots (1)$$

ここで ϕ は単一時間緩和係数, i は粒子の運動方向を表している。 $f_i^{(0)}$ は局所平衡分布関数である。右辺の衝突演算は、衝突により粒子分布が平衡に向かうことを表し、このモデルを離散 BGK モデルと呼ぶ。式(1)の左辺第3項($A > 0$ とする)は、負の粘性を表す項で、この項により高レイノルズ数の流れに対し、時間ステップを大きくとることにより、計算を高速化できる⁽¹⁵⁾。

3. ALE 法の応用

3.1 差分格子ボルツマン法での定式化 ALE 法

は、移動物体あるいは混相流解析のように、境界あるいは界面が移動する場合に有効な手法で、流れ場をオイラー的に表すが、用いる格子は、移動境界に対応して空間を移動シラグランジェ的に取扱う。

本論文では格子の変形を考慮せず格子の平行移動、回転のみを考えるので、移流方程式に対して移流速度を、流速と格子の移動速度との相対的な速度に書換えることにより簡単に定式化される。また境界条件は、移動物体であれば移動速度に対応した速度を与える。

離散化 BGK 方程式の場合、粒子の分布関数の移流速度に対応するのは粒子の移動速度であり、式(1)は

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + (c_{ia} - V_a) \frac{\partial f_i}{\partial r_a} - \frac{Ac_{ia}}{\phi} \frac{\partial(f_i - f_i^{(0)})}{\partial r_a} = -\frac{1}{\phi} (f_i - f_i^{(0)}) \dots\dots\dots (2)$$

に置換えられる。ここで左辺第2項の V は、格子の移動速度である。左辺第3項は、粒子速度を含むが、この項は先述したように負の粘性を表す項であり、粒子の移動する項ではないので、この項には上記の変換を適用しない。

密度、運動量、内部エネルギーは粒子速度と分布関数のモーメント和からそれぞれ

$$\rho = \sum_i f_i \dots\dots\dots (3)$$

$$\rho u_a = \sum_i c_{ia} f_i \dots\dots\dots (4)$$

$$\rho e = \sum_i \frac{1}{2} c_i^2 f_i - \frac{1}{2} \rho u^2 \dots\dots\dots (5)$$

で定義する。

局所平衡分布関数は

$$f_i^{(0)} = F_i \rho \left[1 - 2B c_{ia} u_a + 2B^2 c_{ia} c_{i\beta} u_a u_\beta + B u^2 \right]$$

$$- 2B^2 c_{ia} u_a u^2 - \frac{4}{3} B^3 c_{ia} c_{i\beta} c_{i\gamma} u_a u_\beta u_\gamma \dots\dots (6)$$

のような流速 $\mathbf{u}$ の多項式で表される。また、局所平衡分布関数は以下の関係

$$\sum_i f_i^{(0)} = \rho \dots\dots\dots (7)$$

$$\sum_i c_{ia} f_i^{(0)} = \rho u_a \dots\dots\dots (8)$$

$$\sum_i c_{ia} c_{i\beta} f_i^{(0)} = \rho (e \delta_{a\beta} + u_a u_\beta) \dots\dots\dots (9)$$

$$\sum_i \frac{c_i^2}{2} f_i^{(0)} = \rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \dots\dots\dots (10)$$

$$\sum_i c_{ia} \frac{c_i^2}{2} f_i^{(0)} = \rho u_a \left(2e + \frac{u^2}{2} \right) \dots\dots\dots (11)$$

を満たす。本研究では二次元流れにおいて 21 速度モデル、三次元流れにおいては 39 速度モデルを用いる。式(6)における係数はそれぞれ文献(5)および(13)に与えられている。式(2)の空間微分に対しては、3 次精度風上差分法、時間積分には 2 次精度ルンゲ・クッタ法を用いた。

3.2 チャップマン・エンスコグ展開

式(2)からナヴェ・ストークス方程式を導くため、式(2)にチャップマン・エンスコグ展開

$$f_i = f_i^{(0)} + \epsilon f_i^{(1)} + \epsilon^2 f_i^{(2)} + O(\epsilon^3) \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial}{\partial t_1} + \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial t_2} \dots\dots\dots (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial r_a} = \epsilon \frac{\partial}{\partial r_a} \dots\dots\dots (14)$$

を適用する。ここで ϵ は Knudsen 数に相当する微小無次元量である。

密度、運動量、内部エネルギーの定義式(3)、(4)、(5)と局所平衡分布関数の条件(7)、(8)、(10)から、分布関数の非平衡成分 $f_i^{(l)}$ ($l=1, 2, \dots$) は

$$\sum_i f_i^{(1)} = 0 \dots\dots\dots (15)$$

$$\sum_i c_{ia} f_i^{(1)} = 0 \dots\dots\dots (16)$$

$$\sum_i \frac{c_i^2}{2} f_i^{(1)} = 0 \dots\dots\dots (17)$$

を満たす。

式(2)に式(12)~(14)を代入して $O(\epsilon)$ の項をまとめると

$$\frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial t_1} + (c_{ia} - V_a) \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial r_a} = -\frac{1}{\phi} f_i^{(1)} \dots\dots\dots (18)$$

また、 $O(\epsilon^2)$ の項をまとめると

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial t_1} + \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial t_2} + (c_{ia} - V_a) \frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial r_a} \\ - \frac{Ac_{ia}}{\phi} \frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial r_a} = -\frac{1}{\phi} f_i^{(2)} \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

式(18)、(19)にそれぞれ 1 をかけて各粒子について和をとる。局所平衡分布関数の条件(7)~(11)、分布関数の非平衡成分の条件(15)~(17)を考慮すると式

(18), (19)から ALE 法により定式化された連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r_a} [\rho(u_a - V_a)] = 0 \quad \dots\dots\dots (20)$$

が得られる。次に式(18), (19)にそれぞれ c_{ia} をかけて各粒子について和をとる。条件(7)～(11), (15)～(17)を考慮すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_a) + \frac{\partial}{\partial r_\beta} [\rho u_a (u_\beta - V_\beta) + p \delta_{a\beta}] \\ + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \sum_i c_{ia} c_{i\beta} f_i^{(1)} = 0 \quad \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

式(21)の左辺第3項を決めるために式(21)に式(18)を代入する。条件(7)～(11)を考慮すると、ALE 法により定式化された圧縮性ナビエ・ストークス方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_a) + \frac{\partial}{\partial r_\beta} [\rho u_a (u_\beta - V_\beta) + p \delta_{a\beta}] \\ - \frac{\partial}{\partial r_\beta} \left[\mu \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial r_a} + \frac{\partial u_a}{\partial r_\beta} \right) + \lambda \frac{\partial u_\gamma}{\partial r_\gamma} \delta_{a\beta} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

が得られる。次に式(18), (19)にそれぞれ $c_i^2/2$ をかけて各粒子について和をとる。条件(7)～(11), (15)～(17)を考慮すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r_a} \left[\rho (u_a - V_a) \left(e + \frac{u^2}{2} \right) + p u_a \right] \\ + \frac{\partial}{\partial x_a} \sum_i c_{ia} \frac{c_i^2}{2} f_i^{(1)} = 0 \quad \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

式(23)の左辺第3項を決めるため、式(23)に式(18)を代入する。条件(7)～(11)を考慮すると式(23)から ALE 法により定式化されたエネルギー式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r_a} \left[\rho (u_a - V_a) \left(e + \frac{u^2}{2} \right) + p u_a \right] \\ - \frac{\partial}{\partial r_a} \left[\kappa' \frac{\partial e}{\partial r_a} + \mu u_\beta \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial r_a} + \frac{\partial u_a}{\partial r_\beta} \right) + \lambda u_a \frac{\partial u_\beta}{\partial r_\beta} \right] \\ = 0 \quad \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

が得られる。式(21)～(24)において圧力 P , 粘性率 μ , 第2粘性率 λ , 熱伝導率 κ' はそれぞれ

$$P = \frac{2}{D} \rho e \quad \dots\dots\dots (25 \cdot a)$$

$$\mu = \frac{2}{D} \rho e (\phi - A) \quad \dots\dots\dots (25 \cdot b)$$

$$\lambda = -\frac{4}{D^2} \rho e (\phi - A) = -\frac{2}{D} \mu \quad \dots\dots\dots (25 \cdot c)$$

$$\kappa' = \frac{2(D+2)}{D^2} \rho e (\phi - A) \quad \dots\dots\dots (25 \cdot d)$$

となる。なお格子の変形を考慮していないので式(20)～(24)において

$$\frac{\partial V_a}{\partial r_a} = 0 \quad \dots\dots\dots (26)$$

の条件を使った。

3・3 一定速度で移動する立方体周りの流れ

ALE 法の効果を見るために、図1に示すような一辺 L の立方体周りの流れの計算を行った。計算は図2

Fig. 1 Still and moving bodies

Fig. 2 Grid for computation

に示すような直角格子を用い、計算領域は x, y, z 方向にそれぞれ $60 L \times 60 L \times 60 L$, 格子数は $51 \times 51 \times 51$ である。Case 1 は x 方向速度 U の一様流中に立方体が静止している場合であり、Case 2 は静止流体中に立方体が一定速度 U で移動する場合である。

両者は一定速度 U でのガリレイ変換の関係であり、Case 2 に対して ALE を適用し、式(2)における V は一定値 U となる。

流れ始めあるいは立方体が動き始めてから、無次元時間 $T = tU/L = 2$ において両者の計算結果を比較した。図3立方体の中心 $(y, y, z) = (0, 0, 0)$ を通る x 方向直線、すなわち x 軸上の圧力分布および y, z 軸上の圧力変動の分布を示している。座標の値はすべて立方体一辺の長さ L で無次元化している。またここで示す圧力変動 Δp は

$$\Delta p = \frac{p - p_0}{p_0} \quad \dots\dots\dots (27)$$

と初期および一様流の圧力 p_0 で無次元化している。図中の実線は Case 1 での圧力分布であり、黒丸が Case 2 でのものである。両者は極めてよい一致を示している。

図4は立方体の中心を含む $x-z$ 面内での圧力分布の等圧線であり(a)が Case 1, (b)が Case 2 に対応している。物体あるいは流れが急発進しているため、立方体周りに強い圧力波と膨張波が見られるが、両者

Fig. 3 Distributions of pressure fluctuations

Fig. 4 Pattern of pressure fluctuations

の一致は非常によい。

図5は立方体周りの二次元的な流れのパターンを描いている。上記 x - z 平面での速度ベクトルのこの平面への射影をつなぎ合わせたものである。立方体が移動する場合に対してのデータであり、Case 1 については流速に速度 $-U$ をベクトル的に加えて処理している。この場合も両者のパターンは極めてよい一致を示している。

3・4 移動格子と静止格子の接合 先述したように移動物体と近接した静止物体との相互作用を調べる場合、それぞれの物体に対して移動格子および静止格子を用いてそれらの接合を行う必要がある。この節では、移動格子、静止格子の境界のみで両者の接合を行い、二つの手法についての比較を行う。そのあといくつかの適用例を示し、差分格子ボルツマン法においては重畳格的な方法に比べ提案する接手法が有効で

(a) Case 1 (b) Case 2

Fig. 5 Stream lines about moving bodies

Fig. 6 Vibrating square

Fig. 7 Two matching methods

あることを示す。

3・4・1 単振動する正方形からの放射音波 図6に示すように一辺が L の二次元正方形(柱)が、原点を中心に x 方向に単振動する場合を考える。これは弦などが振動する場合の音波放射のモデルとなる。ここでは正方形とともに移動する直角格子と、上側の静止格子とを設定する。計算格子は 151×151 で計算領域は $101L \times 101L$ である。両格子の境界は、正方形中心から上方に $y=1.0L$ の点を通る x 方向の線であり、ここには両者の格子が重なる。この際移動格子での計算値と、静止格子での計算値はこの境界を通して接合を行う。

本論文では2種類の接合方法について検討した。まず第1の方法は、重畳格的な方法である。図7(a)に境界付近の格子を模式的に描いた。境界の上側が斜

止格子で、下側が移動格子である。正方形の中心が原点にあるとき、上下で格子点は境界上で一致するとする。しかし中心が原点から離れると、両者の格子点は境界上で図のようにずれる。そこで空間差分が三次の風上差分であることを考慮すると、境界から上下に 2 格子分だけ、図の点線で表される仮想格子線と実線で表される格子線の交点での分布関数の値がわかれば両領域の計算値が接合されることになる。この仮想格子点上の分布関数の値を、 x 方向の近接格子点 5 点を取り四次多項式で近似を行った。当然時間ステップごとにこの操作を行う。

第 2 の方法は、図 7(b) に示すように境界の移動格子側に 1 格子分バッファ領域を設ける。移動格子とのずれは実線で記した格子であるとして、この部分だけ格子の性質が変わるものとして扱う。この例の場合はこの部分だけ直角格子ではなくなる。この部分は格子の座標変換を行う。格子のひずみをできる限り小さくするために、格子のつながりは図中の点線で表すように、最も近接のものと組み合わせる。例においては点線で両格子は接合されている。この方法では、二つの直角格子をつなぐ場合に、バッファ領域でのみ特別な扱いをすることになるが、両格子が一般曲線座標で表

されている場合には、全体が一つの格子系でつながっており特に他と変わったことをしているわけではないが、接合部において各時間ステップで座標変換の係数を計算することになる。

正方形中心は $x = l_0 \sin(2\pi ft)$ で単振動するものとする。ここで l_0 は振幅、また f は無次元周波数であり、 $f = f^* L / c_s$ と定義する。ここで f^* は振動の周波数であり、 c_s は音速である。したがって式(2)の動格子の速度は、 $V = 2\pi f l_0 \cos(2\pi ft)$ となる。

図 8 に $l_0 = 0.001$, $f = 0.1$ としたときの、正方形の中心を通る x 軸上、および y 軸上の圧力分布、すなわち音圧分布を示した。それぞれ実線は領域全体が正方形とともに移動する場合の値で、格子の継ぎ目は無い。点線が重畳格子によるものである。一方黒丸が座標変換によるものである。 x 座標上の変化を見ても、重畳格子では無視できない誤差が生じる。 x 座標は全体が移動格子に含まれるが、接合する境界での誤差が上流にも影響していることがわかる。一方座標変換による計算は、極めて誤差が小さいことがわかる。 y 軸上の圧力分布の変動は 2 重極放射の谷間となり小さいので拡大して示しているが、 x 軸上分布と定性的には同様であるが、重畳格子による相対的な誤差はより大きい。

3・4・2 単振動する立方体からの放射音波 前節の問題を三次元に拡張し、単振動する立方体周りの流れの計算を行った。格子は 3・2 節のもので、 x 方向に振動するものとし、立方体の中心から上方に $y = 3.6L$ の面が移動格子と静止格子の境界である。両者の接合には座標変換による方法が優れているのでこの項以降はすべてこの方法による。

図 9 には $l_0 = 0.001$, $f = 0.1$ としたときの、立方体周りの、(a) に $z = 0$ の面内および (b) に $y = 0$ の面内圧力場を示している。2 重極的な音波の放射が見られ、境界でのつなぎの影響は見られない。実際、全体を移動格子で解いた場合の圧力場と、この図では完全に一致する。

圧力分布の詳細は図 10 に示すが、3・3・1 項での場合と同様、 x 軸上および y 軸上での圧力分布である。実

Fig. 8 Comparisons of pressure fluctuations obtained by two matching methods

Fig. 9 Patterns of pressure fluctuations

Fig. 10 Pressure fluctuation with matching for $l_0 = 0.001$, $f = 0.1$

Fig. 11 Pressure fluctuation with matching for $l_0 = 0.01$, $f = 0.1$

Fig. 12 Schematic view of rotating elliptic cylinder

Fig. 13 Rotating and still grids

線が全体を移動格子(case 1-1)でといたもので、黒丸が格子を座標変換で接合したもの(case 2-1)である。両者はほとんど一致している。

立方体の振幅を 10 倍にして、条件を $l_0 = 0.01$, $f = 0.1$ としたときの分布を、図 11 に示した(case 1-2 および case 2-2)。音圧が上昇するが、定性的には $l_0 = 0.001$ の場合と同じである。

3・4・3 回転する円からの放射音波 これまで物体が並進運動するものを扱ってきたが、この項では回転する物体から出る音の計算を行う。

円柱は弦長 L で縦横比は 10、原点を中心に反時計回りに角速度 ω で回転する。エッジでのマッハ数は、エッジでの周方向速度を $U = 0.5L\omega$ として $U/c_s = 0.2$ とする。概要図を図 12 に示した。

格子の接合の影響を調べるために外部の静止格子の領域を回転中心から $R < 0.65L$ の円内で境界適合座標を用いており、式(2)における移動速度は、格子の中心からの距離を r とすると $V = r\omega$ となる。外部の静止座標は半径が $0.65L < R < 10L$ の円環内で、円柱座標を用いて格子を形成している(図 13)。また両格子の境界面では、周方向の格子は均一の間隔で配置されている。格子数は周方向および半径方向に 51×101 として全体が回転する場合との流速の比較を行ったものを図 14 に示した。計算は音波が外部の境界から反射してくる以前の時間について行ったものである。 x 軸上に半径 r に沿っての半径方向速度 u の分布であ

(a) time step=1 000

(b) time step=1 500

Fig. 14 Velocity distribution at early stage of rotation

Fig. 15 Streamlines about rotation elliptic cylinder

り、異なった時間ステップにおけるもので、実線は全体が回転する場合で、点線が格子を接合する場合である。両者は極めてよい一致を示しており、格子の接合による計算への影響は無視できるものと考えられる。

次に外部の静止座標を半径が $0.65 L < R < 100 L$ の円環領域に広げ、格子数を周方向および半径方向に 151×101 として、回転だ円柱からの音波の放出を計算で求めた。音波の計算のように、広い領域での計算に、すべての領域を回転座標で計算することは、回転半径の大きなところで流速が膨大な値となり、非常に計算

Fig. 16 Sound emitted by rotating elliptic cylinder

Fig. 17 Close-up view of Fig. 15 at the vicinity of rotating elliptic cylinder

が困難である。したがって、外部には静止系を用いて回転系との接合を行うことが必須となる。

図 15 に瞬間の流線を示した。流れは 4 重極的な様相を示している。図 16 には回転だ円柱周りの圧力分布を示した。高压部分と低压部分が帯状になり半径方向に音速で伝ばしている。同じ圧力分布をだ円柱付近を拡大したものを図 17 に示した。エッジの回転方向側で圧力が上昇し、その背面で圧力が減少する。この圧力分布がだ円柱とともに高速に回転するので、音波となって空間に放射されるが、そのパターンは複雑である。

計算結果から得られた音速で伝ばする微小圧力変動が音波であることの確認の詳細は本論文中に示していないが、本論文中の計算と同じ精度の 3 次精度風上差分法、2 次精度ルンゲ・クッタ法を用いた FDLBM の計算により音波の直接計算が可能であることは文献 (16)、(18) で詳しく述べられている。

4. 結 論

差分格子ボルツマン法に ALE 法を用いることにより、移動物体周りの流れを計算した。また静止座標系と移動座標系との接合法についての考察を行った。結論は以下のとおりである。

(1) 差分格子ボルツマン法に ALE 法を適用し、移動物体に対する流れを容易に解くことが可能であることを示した。

(2) 移動格子と静止格子の接合に、重畳格子的取扱いよりも、バッファ領域を設けて座標変換を行い、全体を一つの格子系として扱う方法が、計算時間、精度ともに優れている。

(3) 単振動する物体からの、音波の 2 重極放射がとらえられた。

(4) 高速に回転する円柱からの、音波の放出がとらえられた。

差分格子ボルツマン法において、移動格子と静止格子の接合が、本論文で示したような非常に簡便な方法で可能なのは、格子ボルツマン法のもつロバスト性に起因するものと思われるが、これについては以後の考察に待ちたいと考えている。

文 献

- (1) Qian, Y. H., Succi, S. and Orszag, S. A. Recent Advances in Lattice Boltzmann Computing, *Ann. Rev. of Comp. Phys. III* (D. Stauffer ed.), (1995), 195-242, World Scientific.
- (2) Rothman, D. H. and Zaleski, S., *Lattice-Gas Cellular automata*, Cambridge U. P., (1997) 73-90.
- (3) Chopard, B. and Droz, M., *Cellular Automata Modeling of Physical Systems*, (1998), 122-137, Cambridge University Press.
- (4) Chen, S. and Doolen, G. D., Lattice Boltzmann method for fluid flows, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, (1998) 329-364, Ann. Rev. Inc.
- (5) 葛原道久・高田尚樹・片岡武, 「格子気体法」「格子ボルツマン法」, (1999), 101-112, コロナ社.
- (6) Wolf-Gladrow, D. A., Lattice-Gas Cellular Automata and Lattice Boltzmann Models, *Lecture Notes in Mathematics*, (2000), 159-244, Springer.
- (7) Succi, S., The lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond, (2001) 51-123, Oxford.
- (8) Lallemand, P. and Luo, L.-S., *J. Comp. Phys.*, 184 (2003), 406-421.
- (9) 例えば, 小林敏雄編, 数値流体ハンドブック, (2003), 237-243, 丸善.
- (10) Hirt, C. W., *J. Comp. Phys.* 14 (1974), 227-253.
- (11) Alexander, F. J. et. al., *Phys. Rev.*, E, 47 (1993), 2249-2252.
- (12) Chen, Y., et. al., *Phys. Rev. E*, 50, (1994), 2776-2783.
- (13) 高田尚樹・山越康広・葛原道久, 機論, 64-628, B (1998), 3934-3941.
- (14) McNamara, G. R., *J. Stat. Phys.*, (1995), 395-408.
- (15) 葛原道久・栗田誠・岩上武善, 機論, 68-665, B (2002) 15-21.
- (16) 葛原道久・栗田誠・片岡武, 機論, 69-680, B (2003), 841-847.
- (17) Inoue, O. and Hatakeyama, N., *J. Fluid Mech.*, 471 (2002), 285-314.
- (18) Tsutahara, M., Kataoka, T., Shikata, K. and Takada, N., New Model and Scheme for Compressible Fluids of the Finite Difference Lattice Boltzmann Method and Direct Simulations of Aerodynamic Sound, *Computers & Fluids*, (投稿中).