格子 Boltzmann 法による回転場における流体運動の解析*

薦原道久^{*1}, 岡林雅明^{*2}, 片岡 武^{*1}Numerical Analysis of Fluid Motions in a Rotating Field
by the Lattice Boltzmann MethodMichihisa TSUTAHARA^{*3}, Masaaki OKABAYASHI and Takeshi KATAOKA^{*3} Graduate School of Science and Technology Kobe University, Rokko, Nada, Kobe, 657-8501 Japan

Three-dimensional fluid flows are simulated numerically by the 3 D 15 V incompressible lattice Boltzmann model. In a rotating coordinate system, the effect of Coriolis force is incorporated into the local equilibrium distribution function at the collision stage. The force due to the pressure gradient is taken into consideration at the translating stage of the particles. The velocity fields are obtained by averaging these calculated two stage fields. The Taylor-Proudman column, the Ekman spiral and the spin-down are simulated. The existence of the Taylor-Proudman column is confirmed by the calculation. Results of the Ekman spiral and the spin-down agree well with theoretical ones obtained by an analysis with the boundary layer approximation.

Key Words: Lattice Boltzmann Method, Computational Fluid Dynamics, Rotating Fluid, Coriolis Force

1. 緒 言

格子 Boltzmann 法^{(1)~(3)} (Lattice Boltzmann Method, LBM) は 1988 年ごろ McNamara および Zanetti によって提案された比較的新しい数値計算法で, 格子気体セル・オートマトン法から発展した手法である。これは流体を多数の仮想的な粒子の集合としてとらえ, それら粒子の並進と衝突という単純な運動の繰返しによって流れを模擬する手法である。具体的な計算は, 離散的な時間発展方程式である格子 Boltzmann 方程式を簡単なアルゴリズムで解くが, 近年さらに LBM の衝突項を, 局所平衡分布関数とのずれに比例するものとして単純化した格子 BGK モデルが, その簡便さから広く用いられている⁽⁴⁾。この手法は差分法など従来の計算法と比較して, (1) 直接 Navier-Stokes 方程式を用いない(ただし粒子運動をマクロに見たとき Navier-Stokes 方程式に従うように衝突則を規定する), (2) 境界上の流れは巨視的な物理量から決定された境界格子点における局所平衡分布関数の

みで定義できるため, 境界条件の設定が容易である, (3) 並進も衝突も格子点ごとの局所的演算のため, 並列計算処理に適しており, 計算時間の短縮化が期待できる, などの特徴をもっている。一方で応用面において LBM は, 非圧縮性流体の解析にとどまらず, 圧縮性流体, 多孔質媒体内の流れ, 乱流, また粒子間に相互作用を導入することによって, 二相流体や電磁流体など, 今までの計算方法で扱いの難しかった流れが比較的簡単に取扱える, という特徴をもっており, それらの研究が現在盛んに行われている^{(5)~(9)}。しかしながら, LBM を環境流体と呼ばれる分野に代表される, 上で述べたような問題が複合的に交じり合った対象を取扱う場合, 従来の計算法で容易に行える計算も LBM で同じように実行できる必要がある。

そこで本研究では, LBM の研究でまだあまり取り上げられていない体積力が重要な流れ場, 具体的には回転場における流体運動の解析を行う。回転場においては, 遠心力と Coriolis 力を導入する必要がある。流れが非圧縮で一様であると考えれば, 遠心力と圧力こう配による力は釣り合っていると考え, これらを解析からは除外して Coriolis 力のみを考慮すればよい。

体積力が働く場合, 今は Coriolis 力であるが, 粒子の運動量が時間的に変化する。分子気体力学において

* 原稿受付 1999 年 11 月 18 日。

^{*1} 正員, 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} 神戸大学大学院。

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

は、体積力が働く場合分子の運動量の変化は大部分分子が並進しているときに生じる。これは分子同士が衝突する時間よりも並進している時間のほうが圧倒的に大きいからである。ところ LBM においては、粒子の運動量変化は粒子速度の自由度の少なさから、並進運動のときに考慮することは困難で、衝突の際に考慮することになる。分子運動においても衝突は並進運動に比べるとほとんど瞬間的に起こると考えられるが、LBM においても衝突は瞬間で起こるとしている。したがって単位時間ステップでの並進運動の過程で生じた運動量変化は、衝突の過程での衝撃的な速度変化として表さざるを得ない。しかしこの衝撃力も粒子の速度変化として計算に導入することは、速度の自由度から考えてやはり困難であり、粒子の分布関数を変化させることで表現する。具体的には、体積力の方向に速度成分をもつ粒子の数を増やし、質量保存則、すなわち粒子数を保存するように、その反対側に速度成分をもつ粒子の数を減らす。そして全体として体積力の方向に所定の運動量変化を与える。しかしながら、上記のように体積力を導入し、衝突直後の流速分布を求めても非現実的な流れ場となる。すなわち粒子は衝突過程で強制的に体積力の方向に向かう速度を与えられている。並進過程直後ではそれと反対向きに速度が観察される。これら速度は、体積力と圧力こう配が釣合った状態であっても生じる。つまり体積力と圧力こう配による力の効果は、このモデルではそれぞれ衝突そして並進の過程に別々に計算に入入れられている。したがってこれらの釣合いの状態を考える場合、これら二つの過程を平均する必要がある⁽¹⁰⁾。

本研究では3種類の流れ場の計算結果を例示する。すなわち、(1)準剛体回転している流体の回転軸方向に沿った二次元性に関する Taylor-Proudman column のシミュレーション、(2)Ekman 境界層内における流速分布の回転軸方向へのらせん的变化を示す Ekman Spiral の計算、(3)Ekman 境界層上部に生じる二次的な上昇流により、流れ場の渦度が減衰していく現象である Spin-down の解析、の三つである。これら計算例により LBM の回転流体の解析に対する有効性を検討し、また体積力が働く系に対する平均化の考え方が正しいことを実証した。

2. 基礎理論

2.1 粒子の運動 LBM では、空間をその等方性が維持される規則的な格子によって一様に離散化する。本研究では三次元空間を計算対象として、図1のような単位長さの辺をもつ正立方体格子を用いる。各

格子点上に存在する静止粒子と運動粒子は、質量および運動量を保存するような衝突を行い、その後時刻が τ だけ進むと運動粒子が格子線および対角線に沿って別の格子点へ移動する。図2に示すように、運動粒子は、格子線に沿う大きさ2で合計6方向の速度をもつ粒子と対角線に沿う大きさ $\sqrt{3}$ で8方向の速度をもつ粒子から成る。このモデルは、空間次元数 D 、速度数 V として 3D 15V モデルと呼ばれている⁽¹¹⁾。

格子点上の粒子分布は、実数値の粒子数密度を意味する分布関数 $f_i(t, \mathbf{r})$ (t : 時刻, $\mathbf{r}$: 格子点の位置ベクトル) によって表される。ここで i は粒子を識別する指標である。

本研究では、分布関数 $f_i(t, \mathbf{r})$ を用いて粒子の並進および衝突運動を、

$$f_i(t + \tau, \mathbf{r} + \mathbf{c}_i \tau) = f_i(t, \mathbf{r}) - \frac{1}{\phi} [f_i(t, \mathbf{r}) - f_i^{(0)}(t, \mathbf{r})], \dots\dots\dots (1)$$

と表す。ここで $\mathbf{c}_i$ は運動粒子の速度ベクトルである。上式の右辺第2項は格子 BGK モデルと呼ばれる衝突演算子で、単一時間緩和係数 ϕ と局所平衡分布関数 $f_i^{(0)}(t, \mathbf{r})$ を用いて簡潔な構造で表される。

流体の密度 ρ および運動量 $\rho \mathbf{u}$ は、 f_i および $f_i^{(0)}$ を用いて各格子点上で次のように定義される。

$$\rho = \sum_i f_i = \sum_i f_i^{(0)}, \dots\dots\dots (2)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_i f_i \mathbf{c}_i = \sum_i f_i^{(0)} \mathbf{c}_i. \dots\dots\dots (3)$$

局所平衡分布関数は局所的な平衡状態における分布

Fig.1 Cubic lattice in three-dimensions

Fig.2 Distributions of particles in 3D 15V model

関数であり, これらは Chen らにより,

$$f_i^{(0)} = A_n + B_n \mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u} + C_n (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 + D_n u^2, \quad \dots (4)$$

と与えられている. ここで $n=0, 1, 2$ であり, それぞれ静止粒子, 速さ 2 の運動粒子, 速さ $\sqrt{3}$ の運動粒子を表している. 係数 A_n, B_n, C_n および D_n は次のように与えられている.

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{\rho}{23}, B_0 = 0, C_0 = 0, D_0 = -\frac{7\rho}{24}, \\ A_1 &= \frac{\rho}{23}, B_1 = \frac{\rho}{24}, C_1 = \frac{\rho}{32}, D_1 = -\frac{\rho}{48}, \\ A_2 &= \frac{2\rho}{23}, B_2 = \frac{\rho}{12}, C_2 = \frac{\rho}{16}, D_2 = -\frac{\rho}{24}. \end{aligned} \right\} \dots (5)$$

2.2 Coriolis 力の導入と平均化 Coriolis 力が働く系にある粒子もまた, 衝突により平衡状態へ向かうはずであるから, 本研究では回転場における局所平衡分布関数を $f_i^{(0)c}$ として Coriolis 力がない場合の式 (1) と同様の格子 BGK モデル,

$$f_i(t+\tau, \mathbf{r} + \mathbf{c}_i\tau) = f_i(t, \mathbf{r}) - \frac{1}{\phi} [f_i(t, \mathbf{r}) - f_i^{(0)c}(t, \mathbf{r})], \quad \dots (6)$$

を用いて粒子分布の時間発展を計算する. Coriolis 力が時間刻み τ だけ作用すると, 運動量が,

$$\rho \mathbf{u} \rightarrow \rho(\mathbf{u} - 2\omega \times \mathbf{u}\tau), \quad \dots (7)$$

と変化すると, 式から $f_i^{(0)c}$ を求める. その際, 回転場での平衡分布関数は, Coriolis 力が働かない系の式 (4) に類似した形をとると仮定する. 式 (6) の右辺第 2 項に粒子速度 $\mathbf{c}_i$ を掛けて総和をとると,

$$-\frac{1}{\phi} \left[\rho \mathbf{u} - \sum_i f_i^{(0)c} \mathbf{c}_i \right] = \rho(-2\omega \times \mathbf{u})\tau, \quad \dots (8)$$

とおける. これから,

$$\sum_i f_i^{(0)c} \mathbf{c}_i = \rho[\mathbf{u} + \phi(-2\omega \times \mathbf{u})\tau], \quad \dots (9)$$

となるから, Coriolis 力が働かない系における平衡分布関数の式 (4) 中の速度項を,

$$\mathbf{u} \rightarrow \mathbf{u} + \phi(-2\omega \times \mathbf{u})\tau, \quad \dots (10)$$

と置き換えればよい⁽¹²⁾.

ここで用いたモデルは, 粒子の衝突の際に, Coriolis 力に相当するだけの運動量の変化を粒子に与えている. しかしこれは前述したように, 粒子分布に平衡な状態からの大きなずれを生じさせる可能性がある. 衝突に続く粒子の並進移動の過程では, その非平衡を緩和するように粒子が運動すると考えられる. これが圧力こう配による力に相当する. このように, LBM において Coriolis 力と圧力こう配は 1 タイムステップの中で時間的にずれて作用するために, 並進移動後物理的に存在し得ない流れ場が形成される可能性があり, その間違った情報を次のタイムステップにお

けるインプットとして計算が進んでしまうおそれがある. これを防ぐために, 回転場において働く Coriolis 力とそれに対する圧力こう配の効果は, この両効果を同時に考慮する必要がある. したがって, 速度場あるいは密度等の巨視的な量はすべて並進移動前後で分布関数を平均することにより, 適切な値が得られるものと考えられる. この方法によって得られた巨視的な量は, 式 (4) を通じて平衡分布関数の決定に用いられるので, 計算を続けていくうえで問題は生じない⁽¹³⁾.

2.3 巨視的な流れの支配方程式の導出 LBM で用いられる方程式 (1), (6) は流体を構成する粒子運動を記述するものであり流体運動そのものを表してはいないが, この式から Chapman-Enskog 展開に類似した方法で流れの支配方程式を導出することができる.

まず, 式 (6) の左辺を時刻 t , 空間 $\mathbf{r}$ について Taylor 展開し二次の項までとると,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_i}{\partial t} + c_{ia} \frac{\partial f_i}{\partial r_a} + \frac{1}{2} \tau c_{ia} c_{i\beta} \frac{\partial^2 f_i}{\partial r_a \partial r_\beta} \\ & + \tau c_{ia} \frac{\partial^2 f_i}{\partial t \partial r_a} + \frac{1}{2} \tau \frac{\partial^2 f_i}{\partial t^2}, \\ & = -\frac{1}{\tau\phi} [f_i - f_i^{(0)}] \quad \dots (11) \end{aligned}$$

となる. ここで $f_i^{(0)}$ は Coriolis 力を考慮した平衡分布関数である. いま分布関数および時間微分, 空間微分をそれぞれ ε (Knudsen 数に対応) で展開できるとし,

$$\begin{aligned} f_i &= f_i^{(0)} + \varepsilon f_i^{(1)} + \varepsilon^2 f_i^{(2)} + \dots, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial t_2}, \\ \frac{\partial}{\partial r} &= \varepsilon \frac{\partial}{\partial r_a}, \quad \dots (12) \end{aligned}$$

とする. これを式 (11) に代入し ε の一次の項をまとめると,

$$\frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial t_1} + c_{ia} \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial r_a} = -\frac{1}{\tau\phi} f_i^{(1)}, \quad \dots (13)$$

が得られる. また ε^2 の項をまとめれば,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial t_2} + \frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial t_1} + c_{ia} \frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial r_a} \\ & + \frac{1}{2} \tau c_{ia} c_{i\beta} \frac{\partial^2 f_i^{(0)}}{\partial r_a \partial r_\beta} + \tau c_{ia} \frac{\partial^2 f_i^{(0)}}{\partial t_1 \partial r_a} \\ & + \frac{\tau}{2} \frac{\partial^2 f_i^{(0)}}{\partial t_1^2} = -\frac{1}{\tau\phi} f_i^{(2)} \quad \dots (14) \end{aligned}$$

を得る. 2 種類の時間・空間スケールの変化を同時に見るように式 (13) と式 (14) を足し合えると,

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial t_1} + \frac{\partial}{\partial t_2} \right] f_i^{(0)} + c_{ia} \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial r_a} \\ & + \frac{1}{2} \tau c_{ia} c_{i\beta} \frac{\partial^2 f_i^{(0)}}{\partial r_a \partial r_\beta} + \tau c_{ia} \frac{\partial^2 f_i^{(0)}}{\partial t_1 \partial r_a} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\tau}{2} \frac{\partial^2 f_i^{(0)}}{\partial t_1^2} + \left[\frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial t_1} + c_{ia} \frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial r_a} \right] \\
 & = -\frac{1}{\tau \phi} [f_i^{(1)} + f_i^{(2)}] \dots\dots\dots (15)
 \end{aligned}$$

が得られる。式(15)の i について総和をとり、密度の定義式(2)と非平衡成分の和が零になるという条件、

$$\sum_i f_i^{(1)} = 0, \quad \sum_i f_i^{(2)} = 0, \quad \dots\dots\dots (16)$$

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

を用いると、連続の式、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r_a} (\rho u_a) = 0, \quad \dots\dots\dots (18)$$

が得られる。式(15)の各項に c_{ia} をかけ、運動量の定義式(3)を用いると、

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \rho u_a}{\partial t} + u_\beta \frac{\partial}{\partial r_\beta} (\rho u_a) \\
 & = -\frac{\partial p}{\partial r_a} + F + \nu \frac{\partial^2}{\partial r_\beta^2} (\rho u_a) + G, \quad \dots\dots\dots (19)
 \end{aligned}$$

が導かれる。ここで右辺最後の項 G は、流れの Mach 数が小さいときには無視できる微少な項である。また、圧力 p 、Coriolis 力 F および粘性係数 ν はそれぞれ、

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{24}{23} \rho, \\ F &= -2\rho\omega \times \mathbf{u}, \\ \nu &= \frac{2\phi-1}{3}, \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

となる。

3. 計算結果

3・1 Taylor-Proudman column の解析 流体が準剛体回転し、かつ定常に流れているとき、境界層を除く領域で、コリオリの力と圧力こう配は釣り合っており、流速は回転軸の方向によらない。これは Taylor-Proudman の定理と呼ばれているが、本計算ではこの定理の実例として、回転場で角柱周りの流れを解析した。計算対象は図3に示す直方体領域である。全計算領域を x 方向 $\times y$ 方向 $\times z$ 方向 $= 180 \times 50 \times 30$ 個の格子に分割する。領域の内部には、大きさ $10 \times 26 \times 10$ の角柱が流路の高さの中心に存在している。境界条件は局所平衡分布関数を使って巨視的な流体の速度、密度から決定される。入口に一樣流入条件、出口に自然流出条件、その他の面および物体に粘着壁の境界条件を適用した。計算のパラメータは Rossby 数および Ekman 数で、それぞれ、

$$Ro = \frac{U}{\omega H}, \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$Ek = \frac{\nu}{\omega H^2}. \quad \dots\dots\dots (22)$$

Fig. 3 Flow geometry for the Taylor-Proudman column

(a) $z/H=0.57$

(b) $z/H=0.19$

(c) $y/H=0.57$

Fig. 4 Velocity vectors for $\omega=0.001$

である。ここで H と U は、それぞれ流れ場の代表長さおよび速度、 ν は動粘性係数、 ω は座標の回転角速度である。図4に無次元時間 $t/(1/\omega)=50$ 後の計算結果の一例を示す。代表長さは物体の一辺の長さ $H/\Delta l = 26$ (Δl は格子の幅)、代表速度は一樣流入速度 U/c

Fig. 5 Velocity vectors for $\omega=0$

$=0.01$ (c は粒子速度の大きさ), 座標の回転角速度は $\omega=0.001$ とし, $Ro=0.38$, $Ek=0.003$ である. 図 4(a) は $z/H=0.57$ の断面上の, (b) は $z/H=0.19$ の断面上の, (c) は $y/H=0.57$ の断面上の流速ベクトルを示している. Coriolis 力の作用によって, 流れは進行方向 (x 軸正の方向) に向かって右に曲げられていることがわかる. 図 4(a), (b) から, 流体は物体だけでなく, 物体のない真下をも避けて流れているのがわかる. 物体の真上についても同様である. このことから明らかなように, 物体の上部および下部には Taylor-Proudman column が形成されている. 流体は回転軸方向に向かって流れが変化しない二次元的な

Fig. 6 Flow geometry for the Ekman spiral

Fig. 7 Velocity vectors of components (u, v)

流れになっていることがわかる. 参考のため, 図 5 に Coriolis 力が働かない場合 ($\omega=0$) の流速ベクトルを示すが, 図 4 のような流れ場の二次元性は見られない.

3.2 Ekman spiral の解析 Ekman 境界層内部では粘性力が無視できないため, Taylor-Proudman の定理は成り立たない. さらに Coriolis 力は流速に依存するため, 境界層内部における流速分布は厚さ方向にらせん状に変化することが知られている. これは Ekman spiral と呼ばれている. 本計算では Ekman spiral の解析のために, 回転場で一様流中に存在する Ekman 境界層内の流速分布を調べた. 計算対象を図 6 に示す. 計算メッシュの数は $30 \times 30 \times 30$ である. 境界条件は入口に一様流入条件, 出口に自然流出条件, 底面に粘着の条件, その他の壁はすべて, 滑りの境界条件を適用する. 代表長さは流路の高さ $H/\Delta l=30$, 代表速度は流入速度 $U/c=0.005$, 座標の回転角速度は $\omega=0.005$, Rossby 数は $Ro=0.033$, Ekman 数は $Ek=0.014$ とする. 流れが定常状態に達したときの流速分布を求めた. 計算結果の検証のため, 境界層近

Fig. 8 Plots of the velocity components (u/U , v/U) along the line $x/H=0.5$, $y/H=0.5$ after $t/(1/\omega)=50$

Fig. 9 Flow geometry for the Spin-down

似により得られた理論解⁽¹⁴⁾と比較する。まず、図7は無次元時間 $t/(1/\omega)=50$ 後の水平断面の流速ベクトル図である。断面の高さが変化するにしたがって、速度ベクトルの方向が少しずつ変化していることがわかる。さらに定量的に調べるために、直線 $x/H=0.5$, $y/H=0.5$ に沿った流速の x 成分 u/U と y 成分 v/U をプロットしたものが図8である。 z 座標が零から増加するにつれて流速は増大しながらせん状に向きを変え、最終的には $z/H=1$ 付近でほぼ一様な流れになっていることがわかる。計算結果は理論解とよく一致している。

3・3 Spin-down の解析 流体が剛体回転からずれたとき、Ekman 境界層上端では二次的な上昇流が生じる。この上昇流によって、内部領域の渦巻は外側に押し広げられ、内部の流体の渦度は減衰する。このメカニズムはSpin-downと呼ばれているが、本計算では、これを再現するために、図9のような系を考える。計算メッシュ数は $3 \times 100 \times 100$ である。境界条件は、流れは x 方向に変化がないとする。 $y/\Delta l=0$ の

Fig. 10 Velocity vectors of components (u , v)

Fig. 11 Time dependence of dimensionless vorticity

x - z 面とそれに平行な $y/\Delta l=100$ の面と、 $z/\Delta l=0$ の x - y 面とそれに平行な $z/\Delta l=100$ の面に粘着の境界条件を適用する。なおこれらの面は静止しているものとする。初期状態において流速の y 成分と z 成分は零である。流速の x 成分は y 方向に向かって $-U$ から U まで直線的に変化する。これは流体が最初一定の渦度で剛体回転していることを意味する。代表速度は $U/c=0.005$ 、代表長さは $H/\Delta l=50$ である。代表長さを流路の高さの半分のとった理由は、後に比較する理論解の境界条件が、流路の下面のみ粘着条件で上面が滑りの境界条件になっているためであり、ここでの流れが $z/\Delta l=50$ の面に関して上下対称であると仮定している。またこの対称性については確認している。座標系は角速度 $\omega=0.005$ で回転しているとする。Rossby 数は $Ro=0.02$ 、Ekman 数は $Ek=0.027$ である。計算結果の検証のため、境界層近似により得られた理論解⁽¹⁴⁾と比較する。まず、図10はそれぞれ無次元時間 $t/(1/\omega)=0, 0.3, 3, 30$ 後で流路の高さの中心における水平断面の流速ベクトル図である。見や

すさのためにベクトルの大きさを強調して描いている。時間が経過するにつれて、回転が減衰していくことが確認できる。次に図 11 は渦度の時間変化をプロットしたものである。渦度は格子点での流速から二次精度の中心差分で求め、 U/H で無次元化している。渦度は時間経過につれて指数関数的に減衰し、無次元時間 30 近傍でほとんど零になっている。2・2 節で述べた、並進前後における分布関数の平均を行った計算結果は理論解とよく一致しているが、平均を行っていない場合、流れ場の時間発展は早くなり、計算結果は理論解から大きく外れることがわかる。このことから、Coriolis 力などの体積力が作用する流れ場において、並進移動過程前後における分布関数の平均が必要であることがわかる。

4. 結 論

格子 Boltzmann 法を用いて、回転場での流体運動の計算方法について述べた。粒子の分布関数を並進移動過程前後で平均することにより、適切な流れ場が得られることを示した。Taylor-Proudman column に関しては定性的に良好な結果が得られ、Ekman spiral および Spin-down については理論解とのよい一致を

示した。

文 献

- (1) Qian, Y. H., ほか 2 名 (Dietrich, S., ed), *Annual Reviews of Computational Physics*, III (1995), 195, World Scientific.
- (2) McNamara, G. R. and Zanetti, G., *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988), 2332-2335.
- (3) Higuera, F. J. and Jimenes, J., *Europhys. Lett.*, **9** (1989), 663-668.
- (4) Chen, H. D., ほか 2 名, *Phys. Rev.*, **A45** (1992), 5339-5342.
- (5) 高田尚樹・葛原道久, 機論, **65**-629, B (1999), 92-99.
- (6) Swift, M. R., ほか 3 名, *Phys. Rev.*, **E54** (1996), 5041-5052.
- (7) Martinez, D. O., ほか 2 名, *Phys. Plasmas*, **1** (1994), 1850-1867.
- (8) Rothman, D. H. and Zaleski, S., *Lattice-Gas Cellular Automata*, (1997), 119-127.
- (9) Inamuro, T., ほか 2 名, *Phys. Fluidis*, **9** (1997), 3535-3542.
- (10) 葛原道久, ほか 3 名, 機論, **64**-623, B (1998), 8-14.
- (11) Chen, S., ほか 3 名, *J. Stat. Phys.*, **68**-3/4 (1992), 379-400.
- (12) Shan, X., *Phys. Rev.*, **E55** (1997), 2780-2788.
- (13) 葛原道久, なかれ, **18**-1 (1998), 19-25.
- (14) 木村竜治, 地球流体力学入門, (1983), 27-45, 東京堂出版.