

差分格子ボルツマン法による蒸発・凝縮現象のシミュレーション

Simulation of evaporation and condensation phenomena using the finite difference lattice Boltzmann method

北村 雅裕¹⁾, 蔦原 道久²⁾, 田口 智清³⁾, 三谷 亮介⁴⁾

Masahiro KITAMURA, Michihisa TSUTAHARA, Satoshi TAGUCHI, Ryousuke MITANI,

- 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, E-mail: kitamura@mh-1.scitec.kobe-u.ac.jp)
- 2) 神戸大学大学院工学研究科 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1, E-mail: tutahara@mech.kobe-u.ac.jp)
- 3) 神戸大学自然科学系先端融合研究環 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1, E-mail: taguchi@mech.kobe-u.ac.jp)
- 4) 神戸大学大学院工学研究科 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1, E-mail: 075t362t@stu.kobe-u.ac.jp)

This paper presents a numerical analysis using the finite difference lattice Boltzmann method (FDLBM) to simulate the sublimation phenomena. A gas between two parallel condensed phases and from cylindrical condensed surface at rest and with different uniform temperatures were considered. The results of our simulation are compared with those of another computational method of Molecular methods.

Key Words: Computational fluid dynamics, Finite difference lattice Boltzmann method, Evaporation and condensation

1. はじめに

流体の蒸発・凝縮過程は、分子的な取り扱いが必要となり、ナビエ・ストークス方程式では境界条件の取り扱いが困難となる。一般には分子気体力学のボルツマン方程式を解くことになる。目安として気体の Knudsen 数が 0.01 付近を遷移領域として、それより大きくなると希薄気体と考え分子気体力学を適用し、それ以下なら連続体とみなし Navier-Stokes 方程式を適用可能となる。われわれが研究の対象としているのは真空凍結乾燥機内の流れを求めることであるが、真空度は数 10 Pa から 100 Pa 程度であり、このときの分子の平均自由行程は $1.0 \cdot 10^{-5}$ m 程度となる。物体の代表的な長さ L を仮に 1 cm ($= 1.0 \cdot 10^{-2}$ m) のオーダーとすると、系の Knudsen 数 $Kn = L/\lambda$ は $1.0 \cdot 10^{-3}$ のオーダーで、物体近傍の Knudsen 層領域を除けばナビエ・ストークス方程式が成り立つ。この流れに対しモンテカルロ直接法であれ、差分法であれボルツマン方程式を解くことは非常に効率が悪い。しかし蒸発面・凝縮面近傍には Knudsen 層が生じ $Kn \rightarrow 0$ の連続体極限においては、両面にはマクロ量に有限のとびが現れ、ナビエ・ストークス方程式からはこの量を見積もることはできない。

そこでわれわれは、格子ボルツマン法 (LBM)⁽¹⁾ の基礎となる格子 B G K 方程式 (式 (1)) を安定な差分スキームで解く差分格子ボルツマン法⁽²⁾ (FDLBM) をもちい、まず簡単のため凝縮気体のみが存在する場合を考え、最初に蒸発・凝縮が起こる単純な平板間の流れの問題を解析し、次に物体からの流れを想定し円柱表面からの蒸発流れの問題について解析した。本解析では蒸発および凝縮面の境界条件は、単にその面での蒸気圧 (実際には密度と温度) によって定義された局所平衡分布関数を与えるのみである。本解析で得られた結果をこれまで報告されている分子気体力学を基礎とした厳密な解析結果⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾ との比較を行い、蒸発面・凝縮面におけるマクロ量のとびおよびマクロな流れにおいて、差分格子ボルツマン法を用いることにより、蒸発・凝縮現象を伴う複雑な流れの計算も非常に容易に行えることを明らかにした。

2. 基礎理論

2.1 差分格子ボルツマン法

格子ボルツマン法 (LBM) は、流体を衝突と並進を繰り返す多数の離散的仮想粒子の集合体と考え、それらの規則的な粒子に対

する分布関数の時間発展を計算することにより連続的な流体運動を模擬する流体の計算手法である。差分格子ボルツマン法 (FDLBM) は、LBM に差分スキームを導入し、 f_i で代表される速度分布関数について解く方法である。FDLBM における衝突と並進という粒子運動は、時刻 t 、位置ベクトル x の格子点において、次式で表される。

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + c_i \frac{\partial f_i}{\partial x} = -\frac{1}{\phi} [f_i - f_i^{(0)}] \quad (1)$$

ここで c_i は粒子の速度、 ϕ は単一時間緩和係数である。局所平衡分布関数 $f_i^{(0)}$ はマックスウェル分布を基礎にして導出され、熱流体の場合流速 u_α について 3 次まで展開した式を用いる。各格子点における平衡分布関数は、巨視的な流れ場の変数である密度、流速、内部エネルギーにより一意に決まる。

圧縮性粘性流体計算には Tsutahara, Takada ら⁽¹⁾ による 2 次元 21 速度 (2d21v) モデルを用いる。2d21v モデルの局所平衡分布関数は次式で定義される。

$$f_i^{(0)} = F_i \rho \left(1 - 2B c_{i\alpha} u_\alpha + 2B^2 c_{i\alpha} c_{i\beta} u_\alpha u_\beta + B u_\alpha^2 - 2B^2 c_{i\alpha} u_\alpha u_\beta^2 - \frac{4}{3} B^3 c_{i\alpha} c_{i\beta} c_{i\gamma} u_\alpha u_\beta u_\gamma \right) \quad (2)$$

2d21v モデルの係数変数 B と F_i は Table 1 の通りである。また、粒子速度分布は Figure 1 および Table 2 のようになる。

以上の方程式系において、流体運動における密度、流速、内部エネルギーは、速度分布関数と粒子速度のモーメント和により次のように定義される。

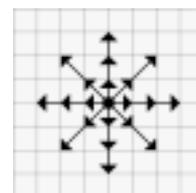


Fig. 1: Distribution of particles in 2d21v model

$$\rho = \sum_i^M f_i \quad (3)$$

$$u_\alpha = \frac{1}{\rho} \sum_i^M f_i c_{i\alpha} \quad (4)$$

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

ここで M は、粒子速度方向の数で、粒子モデルにより異なり、2d21v モデルでは 21 である。圧力 p は以下のように定義される。

$$p = \rho e \quad (6)$$

2.2 計算スキーム

FDLBM では基礎方程式を離散化して数値計算を行う。離散化の手段として時間発展は 2 次精度 Runge-Kutta 法、移流項には 3 次精度風上差分法を用いる。

2 次精度 Runge-Kutta 法は次式のように表される。

$$f_i^{n+\frac{1}{2}} = f_i^n + \frac{1}{2} \Delta t \left[-c_{i\alpha} \frac{\partial f_i^n}{\partial x_\alpha} - \frac{1}{\phi} (f_i^n - f_i^{n(0)}) \right] \quad (7)$$

$$f_i^{n+1} = f_i^n + \Delta t \left[-c_{i\alpha} \frac{\partial f_i^{n+\frac{1}{2}}}{\partial x_\alpha} - \frac{1}{\phi} (f_i^{n+\frac{1}{2}} - f_i^{n+\frac{1}{2}(0)}) \right] \quad (8)$$

また 3 次精度風上差分法は諸量 $f(x,y)$ に関して次式のように表される。

$$u \frac{\partial f}{\partial x} = \begin{cases} u \frac{f(x-2\Delta x, y) - 6f(x-\Delta x, y) + 3f(x, y) + 2f(x+\Delta x, y)}{6\Delta x} & (u > 0) \\ u \frac{-f(x+2\Delta x, y) + 6f(x+\Delta x, y) - 3f(x, y) - 2f(x-\Delta x, y)}{6\Delta x} & (u < 0) \end{cases} \quad (9)$$

$$v \frac{\partial f}{\partial y} = \begin{cases} v \frac{f(x, y-2\Delta y) - 6f(x, y-\Delta y) + 3f(x, y) + 2f(x, y+\Delta y)}{6\Delta y} & (v > 0) \\ v \frac{-f(x, y+2\Delta y) + 6f(x, y+\Delta y) - 3f(x, y) - 2f(x, y-\Delta y)}{6\Delta y} & (v < 0) \end{cases} \quad (10)$$

Table 1 Coefficients F_i and B in 2d21v model

i	F_i
1	$1 + \frac{5}{4Bc^2} \left(\frac{17}{96B^2c^4} + \frac{35}{48Bc^2} + \frac{49}{45} \right)$
2-5	$-\frac{1}{8Bc^2} \left(\frac{13}{16B^2c^4} + \frac{71}{24Bc^2} + 3 \right)$
6-9	$\frac{1}{16Bc^2} \left(\frac{5}{16B^2c^4} + \frac{25}{24Bc^2} + \frac{3}{5} \right)$
10-13	$-\frac{1}{24Bc^2} \left(\frac{1}{16B^2c^4} + \frac{1}{8Bc^2} + \frac{1}{15} \right)$
14-17	$\frac{1}{4B^3c^6} \left(\frac{Bc^2}{3} + \frac{1}{8} \right)$
18-21	$-\frac{1}{1536B^3c^6} (2Bc^2 + 3)$
	$B = -\frac{1}{2e}$

Table 2 Velocity sets in 2d21v model

I	Velocity vector	$ c $
1	(0, 0)	0
2-5	(1, 0), (0, 1), (-1, 0), (0, -1)	1
6-9	(2, 0), (0, 2), (-2, 0), (0, -2)	2
10-13	(3, 0), (0, 3), (-3, 0), (0, -3)	3
14-17	(1, 1), (-1, 1), (-1, -1), (1, -1)	$\sqrt{2}$
18-21	(2, 2), (-2, 2), (-2, -2), (2, -2)	$2\sqrt{2}$

3. 平面凝縮相間の流れ

3.1 数値解析方法

二つの平行な平面凝縮相間の気体の振る舞いを検証するために各凝縮相は無限に広く、静止しているものとする。また、凝縮相は、相異なる温度に保たれており、高温凝縮相では蒸発が、低温凝縮相では凝縮が起こり、高温側から低温側に向かって定常な気体の流れが存在する。Figure 2 に示すような 2 つの平行な平面凝縮相間の気体の振る舞いを解析する。

長さ方向を x_1 、高さ方向を x_2 とし、原点 o をとる。さらに、 x_1 、 x_2 軸と垂直な幅方向 (x_3 方向) は無限に続くものと仮定し 2 次元問題として取り扱う。初期状態において計算領域内に圧力勾配は存在せず、静止平衡状態で分子は存在しているものとする。そして、分子の平均自由行程 λ は、密度が計算領域内の平均密度の静止平衡状態における場合のものであり、計算領域の代表長さを L とすると Knudsen 数は $Kn = \lambda/L$ である。

本解析モデルでは、境界は液面と考えており、蒸発凝縮による液面の移動は無視できるとしている。境界での平衡分布関数にマクローナ流速を 0 と代入しても、境界での平衡分布関数における密度を飽和蒸気密度と取ることにより、境界から気相に向かう粒子と、境界に入射する粒子に差ができて液面に接する気相の速度は、一般的には 0 ではない。

解析では各境界に与えた温度と密度をパラメータとした局所平衡分布関数を設定している。高温側の境界 A は温度 T_A および飽和蒸気密度 ρ_A 、低温側の境界 B は温度 T_B および飽和蒸気密度 ρ_B と設定する。温度 T と内部エネルギー e は比例関係にあるので、温度比は内部エネルギー比と同じになる。すなわち、境界 A の内部エネルギー e_A 、境界 B の内部エネルギー e_B であらわす。

Figure 3 に示す計算対象は上下を蒸発・凝縮相の境界条件とし、全体の格子点を 6×201 にとり、全格子点で初期速度に 0 を与えて解析した。なお、それぞれの飽和蒸気圧 (p_A および p_B) は、式 (6) を用い密度および内部エネルギーより求める。

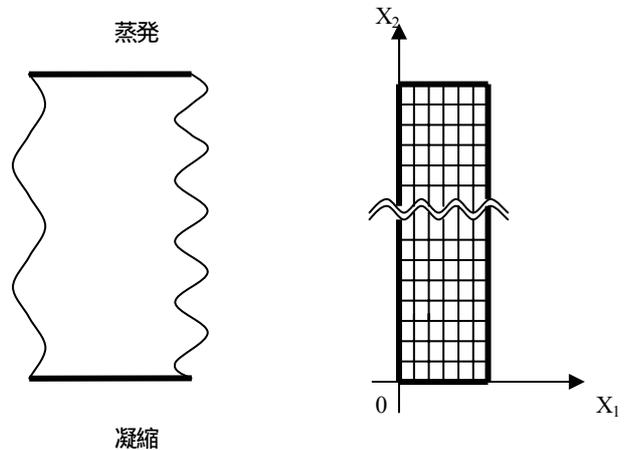


Fig.2: Schematic diagram

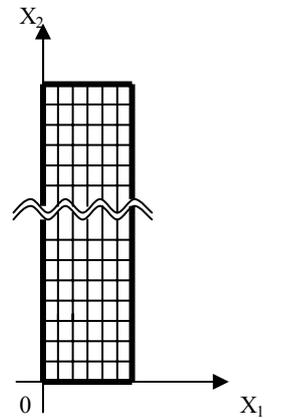


Fig.3: Calculation lattice

3.2 解析結果および考察

3.2.1 凝縮・蒸発相条件の影響

高温側の境界 A における温度 T_A 、其の温度における気体の飽和蒸気圧 p_A 、低温側の境界 B における温度 T_B および飽和蒸気圧 p_B とし種々の凝縮・蒸発相条件による解析を行った。

高温側の境界 A における温度 T_A 、其の温度における気体の飽和蒸気圧 p_A 、低温側の境界 B における温度 T_B および飽和蒸気圧 p_B の夫々の比率をまず $p_A/p_B = 1.02$, $T_A/T_B = 1.002$ の非常に弱い蒸発・凝縮の場合の流れを解析し結果をこれまでに報告されている分子気体力学を基礎とした数値計算による値 (MGD と記す) と比較し Figure 4 に示す。

次に $p_A/p_B = 3.0$, $T_A/T_B = 1.1$ の蒸発・凝縮が強い場合の流れを解析し分子気体力学を基礎とした結果 (MGD) との比較を Figure 5 に示す。Figure 4 および 5 では両境界間における温度、圧力の結果を低温側境界 B の温度 T_B 、および低温側境界 B の飽和蒸気圧 p_B を基準とし図示する。L は、両境界間の距離であり、 $X/L=0$ は高温側、 $X/L=1$ は低温側を示す。

凝縮・蒸発の弱い場合および強い場合のいずれの場合でも温度、圧力の変化は、凝縮、蒸発の両相に近いところで生じ両境界の中央部では、気体の様な領域が形成される。蒸発・凝縮が強い場合の Figure 5 では気体の温度は凝縮相自身の温度より低くなっており逆温度勾配が明確に確認できる。また、 $p_A/p_B = 3.0$ では $p_A/p_B = 1.02$ の場合に比べ、飽和蒸気圧の差が大きくなったことで、凝縮・蒸発の流れが速くなり、 $p_A/p_B = 1.02$ の場合よりも様な領域での気体の温度降下が、一層顕著になっている。

これらの解析の傾向は、これまでに報告されている分子気体力学を基礎とした数値解析による $Kn_B \rightarrow 0$ (Euler 方程式で表せる場合) に近い小さな値の結果⁽³⁾⁽⁴⁾と同じ傾向を示すものである。ここで Kn_B は低温側の境界 B の温度 T_B で静止平衡状態にある気体の平均自由行程 λ_B と A、B 両境界の間隔 L による Knudsen 数 $Kn_B = \lambda_B/L$ である。

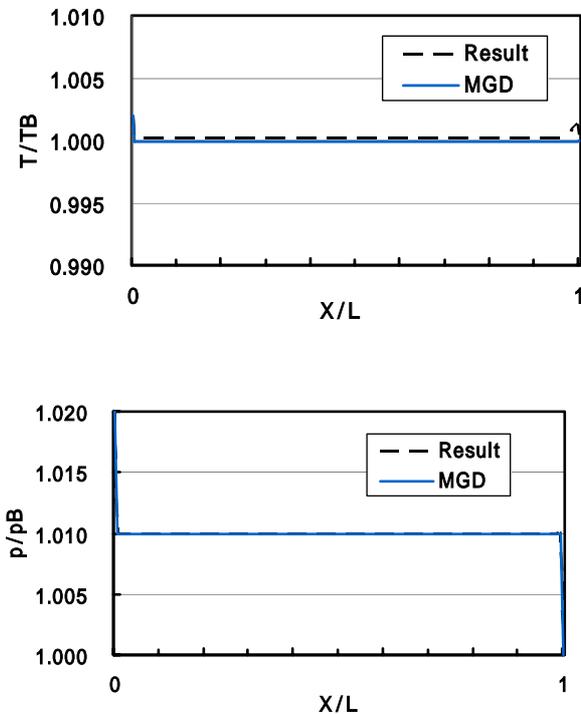


Fig. 4: Profiles of non-dimensional temperature and pressures in the case of $p_A/p_B = 1.02$, $T_A/T_B = 1.002$. Left side (A side) is an evaporation area and right side (B side) is a condensation area.

3.2.2 境界温度 (内部エネルギー) の影響

高温側の境界 A における温度 T_A 、其の温度における気体の飽和蒸気圧 p_A 、低温側の境界 B における温度 T_B および飽和蒸気圧 p_B の夫々の比率を、 $p_A/p_B = 3.0$, $T_A/T_B = 1.1$ と一定として低温側境界 B における温度 T_B (e_B) を各種変更した場合を解析する。

解析の代表的温度分布の結果 T/T_B を Figure 6 に、また圧力分布の結果 p/p_B を Figure 7 に示す。

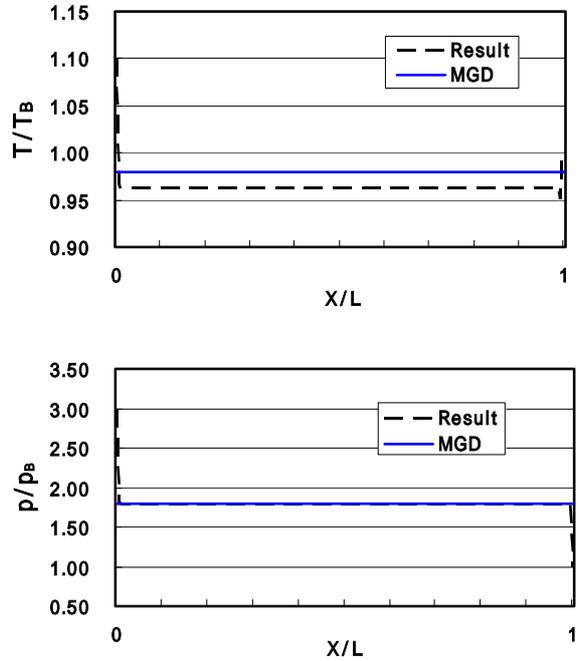


Fig. 5: Profiles of non-dimensional temperature and pressures in case of $p_A/p_B = 3.0$, $T_A/T_B = 1.1$. Left side (A side) is an evaporation area and right side (B side) is a condensation area.

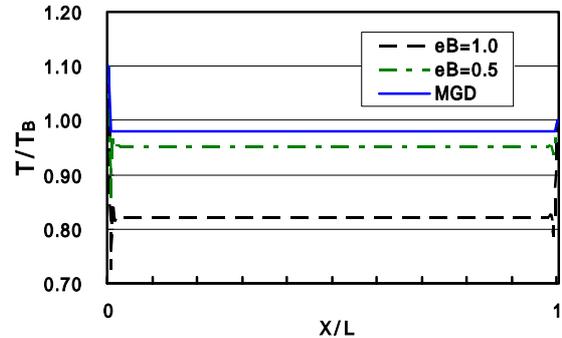


Fig. 6: The profiles of the non-dimensional temperature.

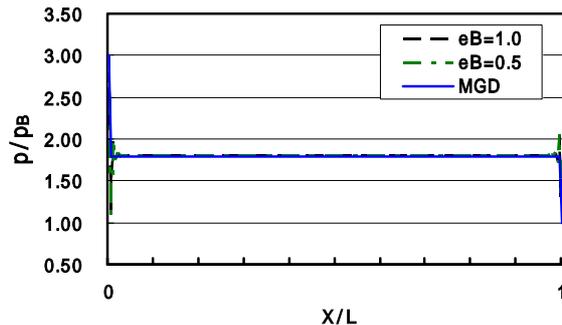


Fig. 7: The profiles of the non-dimensional pressure.

ここでは温度 T_B および飽和蒸気圧 p_B の夫々の比率を一定にしたにもかかわらず、境界温度（内部エネルギー）が異なる場合に得られた解析結果 Figure 6 の温度分布 T/T_B は異なっており境界温度により計算結果に影響があることが分かる。また、この Figure 6 の温度分布 T/T_B では $e_B=0.5$ の場合の結果が $e_B=1.0$ の場合に比べ分子気体力学を基礎とした数値解析による結果⁽³⁾⁽⁴⁾MGD に近いものである。

幾つかの試行計算の結果 $p_A/p_B=3.0, T_A/T_B=1.1$ と一定にしたにもかかわらず、境界温度（内部エネルギー）が異なる場合に得られた温度 T/T_B および圧力 p/p_B は一定にならない。また低温側の温度（内部エネルギー）が小さくなると温度 T/T_B は大きくなるが、圧力 p/p_B の変化は小さいことが分かる。各基準温度 e_B における両境界間の定常な気体の温度、圧力、密度および流速の解析結果と低温側の境界でのこれらの各値との比較を Figure 8 に示す。ここで M は、低温側の境界温度における音速を基準にした Mach 数である。Figure 9 に Figure 8 の解析結果と分子気体力学を基礎とした数値解析 MGD による値との比較を示す。

この結果より $e_B=0.5 \sim 1.0$ の範囲で安定的な結果となり、 $e_B=0.5$ の範囲が最も分子気体力学を基礎とした解析結果に近くなること判る。分子気体力学を基礎とした数値解析による値と比較した本解析結果で気体の温度 T/T_{MGD} は基準温度 e_B が小さくなると大きくなり、 $e_B=0.2$ で $e/e_B > 1.0$ となる。そこでは気体の温度が低温側の温度より高くなり逆温度勾配は見られない。

このような結果になるのは、格子ボルツマン法で用いられる平衡分布関数に表れる粒子の速度が、温度にかかわらず一定値を取るといモデルの特徴によるものである。実際局所温度により粒子の分布は大きく違ったものとなり、極端な場合にはある速度を持つ粒子数が負になる場合も生じる。比較的良好な結果が得られる $e=0.5 \sim 1.0$ ではすべての粒子数が正値となっている。

ここで、解析結果に境界温度が影響するのに対し境界密度は影響がないことが判っている。

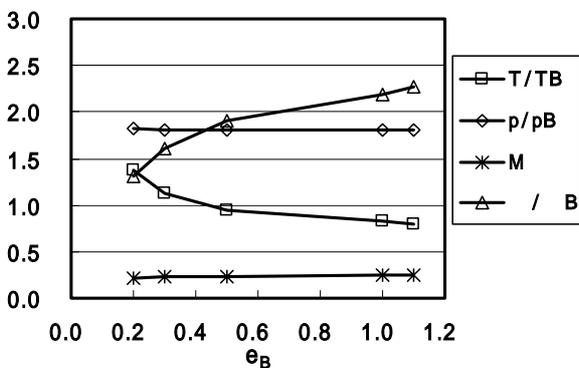


Fig. 8: The profiles of each data ($p/p_B, T/T_B, p/p_B$ and M) versus e_B in case of $p_A/p_B=3.0, T_A/T_B=1.1$

3.2.3 単一時間緩和係数の影響

これまでの解析では単一時間緩和係数は 0.5 に固定して行ったが、ここでは、単一時間緩和係数の影響を見るため高温側の境界 A における温度 T_A 、その温度における気体の飽和蒸気圧 p_A 、低温側の境界 B における温度 T_B および飽和蒸気圧 p_B の夫々の比率を、 $p_A/p_B=3.0, T_A/T_B=1.1$ と一定としました、低温側の境界 B における内部エネルギー（温度） e_B も 0.5 と一定として単一時間緩和係数を変化させた場合の両境界間における温度および圧力の解析結果を求めた。その解析結果とこれまでに報告されている分子気体力学を基礎とした数値計算による値 MGD とを比較した結果を図示する。各単一時間緩和係数における両境界間の定常な気体の温度、圧力、密度および流速の結果と低温側の境界での各値との比較を Figure 10 に、Figure 11 に Figure 10 の解析結果と分子気体力学を基礎とした数値解析による値との比較を示す。これらの図から単一時間緩和係数も解析の結果に影響を与えることがわかる。

既述の通り分子の平均自由行程 λ 、計算領域の代表長さ L とすると Knudsen 数は $Kn = \lambda/L$ である。平均自由行程は、単一時間緩和係数 Knudsen 数 Kn と粒子速度 c により求められ、単一時間緩和係数と Knudsen 数 Kn との関係は次式(11)で定義される。

$$Kn = \frac{c\phi}{L} \quad (11)$$

ここで、単一時間緩和係数が大きくなると Knudsen 数 Kn が大きくなること判る。今回の解析に使用した単一時間緩和係数が 0.5、低温側境界 B における内部エネルギー（温度） e_B が 0.5 の場合、平板間の距離 200 を計算領域の代表長さ L とすると Knudsen 数 Kn は、0.006 であり連続体として扱うことができる。ここで単一時間緩和係数を 20 とした場合 Knudsen 数 Kn は、0.23 であり希薄気体による扱いとなる。

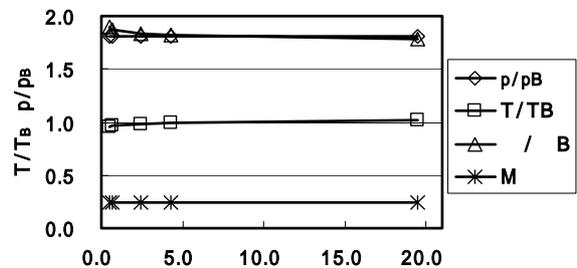


Fig. 10: The profiles of each data ($p/p_B, T/T_B, p/p_B$ and M) versus e_B in case of $p_A/p_B=3.0, T_A/T_B=1.1$

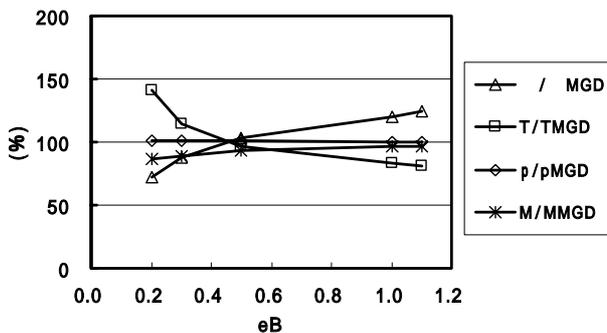


Fig. 9: The profiles of each data ($p/p_{MGD}, T/T_{MGD}, p/p_{MGD}$ and M/M_{MGD}) versus e_B in case of $p_A/p_B=3.0, T_A/T_B=1.1$

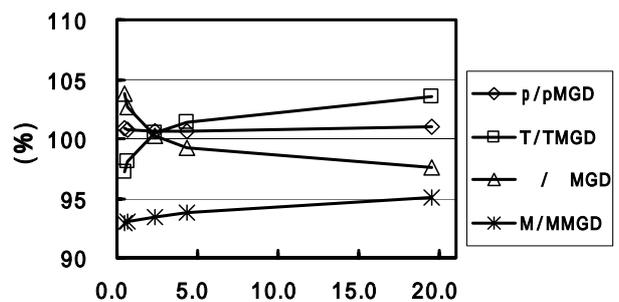


Fig. 11: The profiles of each data ($p/p_{MGD}, T/T_{MGD}, p/p_{MGD}$ and M/M_{MGD}) versus e_B in case of $p_A/p_B=3.0, T_A/T_B=1.1$

4. 円柱状凝縮相からの蒸発

4.1 数値解析方法

円柱表面凝縮相からの気体の振る舞いを検証するために、凝縮相は無限遠方にあり、静止しているものとする。また、円柱状凝縮相は一定温度に保たれており、円柱表面では蒸発が起これ、円柱状凝縮相から定常な気体の流れが存在する。Figure 12 に示すような円柱状凝縮相からの気体の振る舞いを解析する。

半径 L の無限に長い円柱状凝縮相とし円柱の中心軸に原点 0 をとる円柱座標 (r, θ) で表す。さらに、中心軸 (x_3 方向) は無限に続くと仮定し 2 次元問題として取り扱う。初期状態において計算領域内に圧力勾配は存在せず、静止平衡状態で分子は存在しているものとする。

円柱表面での温度 T_w (内部エネルギー e_w) および飽和蒸気密度 ρ_w とし、その温度、密度における気体の飽和蒸気圧を p_w とする凝縮相において、境界条件としてこれらの温度、密度および流速を 0 として導かれる、局所平衡分布関数を用いる。初期空間での飽和蒸気密度および温度 (内部エネルギー) はそれぞれ ρ_0, e_0 とした。

Figure 12 に示す計算対象は円柱表面を境界条件とし、格子は 100×10 とし円柱表面側で細かい不等間隔格子とした。全格子点では初期速度を 0 として解析した。

解析ではまず、円柱表面と初期空間の飽和蒸気密度 (ρ_w, ρ_0)、温度 (内部エネルギー) (e_w, e_0) を与え、計算を行いその結果から定常状態における空間の温度と密度の分布が一様になる内部エネルギー e と密度 ρ を求め、さらに、この求めた定常解を用いて、 r 方向の温度、密度、圧力の分布を円柱壁面の内部エネルギー、飽和蒸気密度、飽和蒸気圧を基準とし繰り返し計算し無限遠方までの飽和蒸気密度 ρ_w 、内部エネルギー e_w の分布が一様となる定常解を求めた。なお、それぞれの飽和蒸気圧は、(6)式を用い密度および内部エネルギーより求めている。

4.2 解析結果および考察

蒸発の強弱による円柱表面からの温度分布および圧力分布を、円柱表面の温度 e_w および飽和蒸気圧 p_w を基準とし、半径 L からの距離 r における結果を Figure 13, 14 に示す。Figure 13 は温度分布 T/T_w を Figure 14 は圧力分布 p/p_w を示す。

解析の結果、物体の近傍では温度および圧力は低下して無限遠方の値より低くなるが物体から離れるに従い徐々に無限遠方の値に近づいていく。この物体近傍の温度および圧力の低下は、 p_∞/p_w が小さいほど顕著になる。

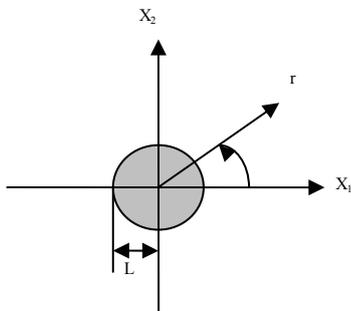


Fig. 12: Schematic diagram

また、これらを蒸発時の空間内の温度 T_∞ および圧力 p_∞ を円柱表面の温度 T_w および飽和蒸気圧 p_w を基準とする相対比とし、温度比 T/T_w 、圧力比 p/p_w にまとめた結果を分子気体力学により求められた T/T_w 、 p/p_w 結果と比較し Figure 15 および Table 3 に示す。これらに示すように分子気体力学により求められた結果と同様に圧力比 p_∞/p_w が小さくなるにつれて温度比 T_∞/T_w も小さくなる。

これらの解析の傾向は、これまでに報告されている分子気体力学を基礎とした数値解析による Kn_w の小さな値の結果^(3, 5)と同じ傾向を示すものである。

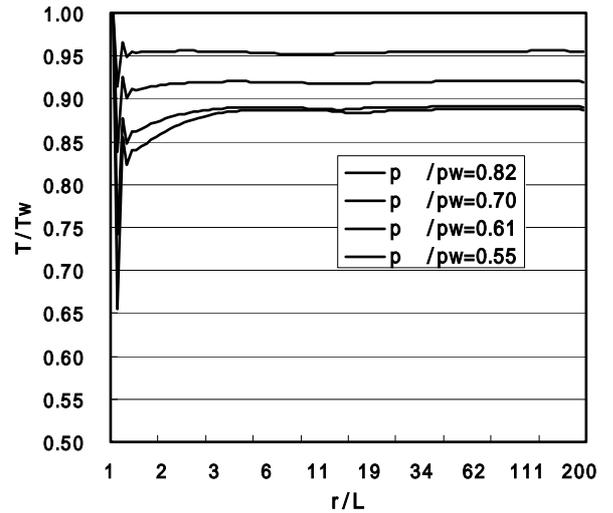


Fig. 13: The profiles of the non-dimensional temperature T/T_w from the cylinder surface.

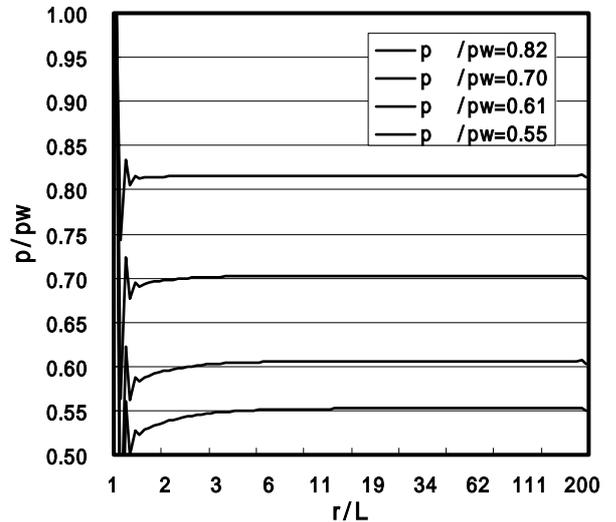


Fig. 14: The profiles of the non-dimensional pressure p/p_w from the cylinder surface.

ここで、この解析の結果に円柱の方位 θ による異方性が無いことを確認するために円柱の異なる 2 箇所方位 θ での r 方向 3 箇所（円柱表面近傍、円柱表面から離れた箇所およびこれらの中間位置）の格子での圧力の変化を求めた。

Figure 16 にこの圧力 p/p_w の時間経過を示す。この結果、円柱の方位 θ による結果には差が認められず、流れは等方的であることが分かった。

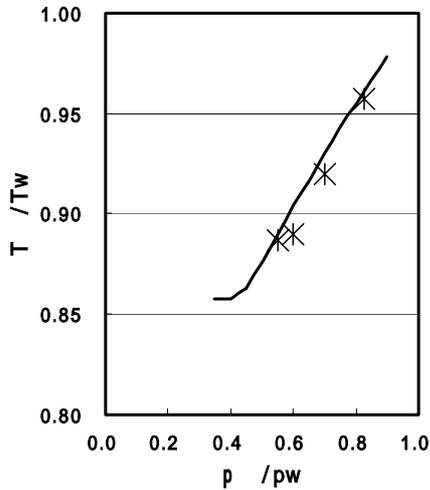


Fig. 15: The temperature ratio versus the pressure ratio.

Table 3 The comparison of calculation results of T_∞/T_w at each p_∞/p_w between FDLBM and molecular gas dynamics.

p_∞/p_w	T_∞/T_w	
	FDLBM	M. Gas Dynamics
0.55	0.887	0.890
0.61	0.890	0.904
0.70	0.919	0.930
0.82	0.957	0.955

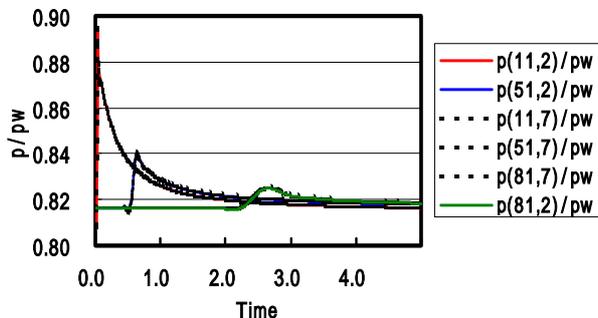


Fig. 16: The pressure history on some points (r, θ) :
 $p(11,2), p(11,7)$: near the surface just opposite side
 $p(51,2), p(51,7)$: middle area from the surface
 $p(81,2), p(81,7)$: far away from the surface

5. 結 言

差分格子ボルツマン法における圧縮性粘性流体の 2d21v モデルを用い、凝縮気体のみが存在する場合で凝縮相の境界条件に、飽和蒸気圧により導かれる局所平衡分布関数を定義することにより、平板凝縮相間の蒸発・凝縮により生じる流れおよび円柱状表面の凝縮相からの蒸発の流れのシミュレーションを行った。

その解析結果をこれまで報告されている分子気体力学を基礎とした厳密な解析結果と比較し、ナビエ・ストークス方程式では計算できない蒸発面、凝縮面におけるマクロ量のとびおよびマクロな流れにおいて、境界温度による影響を考慮する必要があるが差分格子ボルツマン法を有効に用いることが出来ることを確認した。つまり蒸発および凝縮面での境界条件に、単にその面での飽和蒸気圧によって定義される局所平衡分布関数を与えるのみである差分格子ボルツマン法を用いることにより、蒸発・凝縮現象を伴う複雑な流れの計算も容易になることが明らかとなった。

これらの結果が得られたことから、今後さらに差分格子ボルツマン法による解析の問題点を検証しながら、本研究の目標とする、複雑な物体表面からの蒸発・凝縮現象の解析および本解析で行った凝縮気体単独の場合のほかに凝縮気体と非凝縮気体を含む場合の蒸発・凝縮現象の解析を進めていく。

参考文献

- (1) 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), pp. 101-112, コロナ社
- (2) 葛原道久・渡利實ほか「CFD 最前線」(2007) 共立出版(株)
- (3) 曾根良夫・青木一生, 「分子気体力学」(1994) 朝倉書店
- (4) Kazuo Aoki and Noboru Masukawa 「Gas flows caused by evaporation and condensation on two parallel condensed phases and negative temperature gradient: Numerical analysis by using nonlinear kinetic equation」 Phys.Fluids 6(3), 1994 p1379-1395
- (5) Hiroshi Sugimoto, Yoshio Sone 「Numerical analysis of steady flows of a gas evaporating from its cylindrical condensed phase on the basis of kinetic theory」 Phys.Fluids A 4(2), Feb.1992 p419-440