希薄領域における極超音速非平衡流中の衝撃波と境界層の干渉* (第3報, 面分子干渉モデルの影響)

坪井 伸幸^{*1}, 松本 洋一郎^{*2}

Interaction between a Shock Wave and a Boundary Layer in a Nonequilibrium Hypersonic Rarefied Flow (3rd Report, Effects of Gas-Surface Interaction Model)

Nobuyuki TSUBOI^{*3} and Yoichiro MATSUMOTO

^{*3} Research Division for Space Transportation, The Institute of Space and Astronautical Science,
3-1-1 Yoshinodai, Sagami-hara-shi, Kanagawa, 229-8510 Japan

A DSMC (direct simulation Monte Carlo) simulation using Dynamic Molecular Collision (DMC) model and Multi-Stage (MS) model based on Molecular Dynamics (MD) calculation is applied for solving the two-dimensional nonequilibrium hypersonic rarefied flow over a flat plate with angle of leading edge. Numerical results show that nonequilibrium between translational and rotational temperature are obtained behind the leading edge over the plate. Pressure, heat flux ratio on the plate in the DSMC results agree well with those in the experimental results. The results also indicate that the effects of gas-surface interaction are revealed not only in the macroscopic states but also in the microscopic states.

Key Words: Rarefied Gas Flow, Hypersonic Flow, Numerical Analysis, Nonequilibrium Flow, Gas-Surface Interaction

1. 緒 言

近年, 国内外で宇宙往還機および惑星探査機の開発が活発に推進されているが, その空力における重要な課題の一つとして, 再突入時の衝撃波と境界層の干渉がある。これは, 高々度では密度が希薄となり, はく離が抑制され, 機体のピッチングモーメント等の空力特性に大きな影響を与えるためである。したがって, 低密度領域における衝撃波と境界層の干渉に関する基礎的な物理現象を詳細に解明する必要がある。

衝撃波と境界層の干渉の代表的な現象として, (1) 衝撃波が境界層に入射して干渉する現象, (2) 鋭い前縁を有する平板近傍で生じる粘性干渉が挙げられる。前者は強い衝撃波が境界層に入射することにより, 境界層はく離が発生する現象であり, 後者は, 一様流と平板前縁での急激に発達する境界層との干渉である。本論文では, 後者の干渉について着目している。平板前縁における流れ場の概要を図1に示す。連続体領域

では, 境界層の急激な発達のため衝撃波と境界層が強く相互干渉する領域(strong interaction)および境界層の発達が穏やかであるため相互干渉が弱い領域(weak interaction)が平板前縁で現れるが, rarefaction parameter $\bar{V} > 0.15^{(1)}$ であるような, 衝撃波と境界層が融合する領域における流れ場の構造および並進温度と回転温度が異なる非平衡現象はまだ十分に解明されていない。さらに, そのような状態での並進/回転エネルギー分布に着目すると, Maxwell-Boltzmann 分布からどれほど異なっているか, 明確にされていない。

第1報では, 前縁角度を有しない平板近傍の流れ場に関して, 徳増らが構築した2原子分子衝突モデル(DMC: Dynamic Molecular Collision)⁽²⁾をDSMC(direct simulation Monte Carlo)法⁽³⁾⁽⁴⁾に適用し, Navier-Stokes 方程式による結果, 実験結果および衝突モデルとしてLarsen-Borgnakkeモデル⁽⁵⁾を使用した結果と比較検討し, その有効性を確認した。しかし, 希薄気体流れでは平均自由行程が代表長さに比べて無視できなくなり, 表面近傍の分子の散乱が直接流れに影響を及ぼすようになることから, 面分子干渉の影響を把握する必要がある。本報では, 極超音速非平衡希薄流中に置かれた前縁角度を有する平板上の衝撃

* 原稿受付 2001年6月6日。

^{*1} 正員, 宇宙科学研究所宇宙輸送研究系(☎229-8510 相模原市由野台3-1-1)。

^{*2} 正員, 東京大学大学院工学系研究科(☎113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)。

E-mail: tsuboi@flab.eng.isas.ac.jp

Fig.1 Schematic of viscous interaction near a sharp leading edge

波と境界層の干渉を対象として、面分子干渉モデルの影響をDSMC法により把握したので報告する。

2. おもな記号

C : Chapman-Rubensin constant

$$=(\mu_w/\mu_\infty)(T_\infty/T_w)$$

C_f : 摩擦係数 $=F_t/[(1/2)\rho_\infty V_\infty^2 s]$

C_H : Heat transfer coefficient

$$=q/[\rho_\infty V_\infty C_p (T_0 - T_w)s]$$

C_p : 定圧比熱

c : 速度

E : エネルギー

F_t : 摩擦力

I_0 : 0 次の第1種修正ベッセル関数

k : ボルツマン定数

Kn : Knudsen number

L : 代表長さ

M : Mach number

m : 分子の質量

P : 確率

p : 圧力

q : 熱流束

r : 分子間距離

Re : Reynolds number

s : 局所面積

T : 温度

u : 流速

V, v : 速度

$$\bar{V}: \text{Rarefaction parameter} = M_\infty \sqrt{(C/Re_x)}$$

X, Y, Z : x, y, z 方向座標

α : 適応係数

ε : ポテンシャルの井戸の深さ

θ : 入射角度

μ : 粘性係数

ρ : 密度

σ : コア直径

ϕ : 分子間ポテンシャル

添字

i : 壁面に入射する時の値

in : 壁面に対する法線方向入射成分

it, iz : 壁面に対する接線方向入射成分

LJ : Lennard-Jones potential のパラメータ

n : 壁面に対する法線方向の値

r : 壁面から反射する時の値または回転エネルギーの状態

rn : 壁面に対する法線方向反射成分

rot : 回転温度, エネルギーの状態

rt : 壁面に対する接線方向反射成分

t : 壁面に対する接線方向の値

tr : 並進温度, エネルギーの状態

w : 壁面の状態

0: よどみ点の状態, 基準の状態

∞ : 一様流の値

3. 数値計算法

本研究で使用した二次元 DSMC 法の衝突モデルおよび面分子干渉モデルは、以下の節で述べるとおり、分子動力学法によって構築されたデータを基にしている。また、分子衝突頻度の計算には、Null-Collision 法⁽⁷⁾を使用している。DSMC 法における計算実行上の問題点は、分子が属するセルを検索するための計算負荷が大きいことである。そこで本研究では、非構造格子形の格子情報を保持することにより、検索時間を短縮し、任意形状への適応性を向上させている⁽⁸⁾。さらに、よりいっそうの計算時間の短縮のため、計算コードの並列化を実施している。並列化は、MPI (Message Passing Interface) を使用しており、さらに並列効率を上げるために計算セル内の粒子数を考慮して各プロセッサに計算領域を能動的に割り当てている。二次元 DSMC 計算手法の詳細は文献(9)を参照された。

3.1 2原子分子衝突モデル 本研究では、分子衝突の際、さまざまなエネルギー状態を有する2原子分子の2体衝突を分子動力学法によりシミュレーションし、その結果得られた分子の衝突断面積および衝突後のエネルギー分布に対するモデルを構築する DMC モデルを採用している。具体的には、まずさまざまな並進/回転エネルギー状態を有する2原子分子の2体衝突を分子動力学法により多数実施する。次に、得られたデータをもとに、衝突後のエネルギー分布を表す確率密度関数および衝突断面積を取得し、テーブル化す

る。さらに DSMC 計算において、このテーブル化されたデータにより、各セル内の分子衝突前のエネルギー状態から衝突後のエネルギー状態を算出する。なお、本手法の詳細は文献(2)を参照されたい。

3・2 面分子干渉モデル 平均自由行程が代表長さ比べて非常に小さい場合は面分子干渉の影響は非常に小さく、壁面近傍の流れは拡散反射、つまり完全適応により影響を受ける。この状態は、固体表面に入射した分子は表面に吸着し、表面温度の Maxwell-Boltzmann 分布に従って離脱する状態である。しかし、実際は表面に吸着しないで散乱する分子も存在し、その存在確率は表面の材質と状態に大きく依存する。

本研究では、面分子干渉モデルとして(1)拡散反射モデル、(2)Cercignani-Lampis-Lord(CLL)モデル⁽¹⁰⁾、(3)Multi-Stage(MS)モデル⁽⁶⁾の3種類を使用した。

拡散反射モデルは、一度固体表面に付着し、気体分子のエネルギーが固体分子のエネルギーと十分に平衡となった後、入射方向とは無関係に等方向に散乱するとするモデルである。反射角度の分布は余弦則に従い、分子の速度分布は壁面温度による Maxwell-Boltzmann 分布に従う。このモデルは、おもに表面仕上げが粗い場合(工業的な加工面の場合、いわゆる engineering surface の場合)や、表面で気体分子が吸着しやすい場合にこのモデルを適用することが多い。

CLL モデルは、入射速度 c_i で固体表面に衝突した気体分子が、反射速度 c_r で固体表面から離脱する確率 $P(c_i \rightarrow c_r)$ を考え、熱平衡状態での詳細釣り合いが保たれる関数を数学的な考察より導出している。単原子分子の場合は、この関数のパラメータとして、壁面の接線方向と法線方向のエネルギーに関する二つの適応係数を使用する。接線方向速度を $c'_{it} = \sqrt{c_{it}^2 + c_{iz}^2}$ 、法線方向速度を c_{in} をとすると、以下のような接線方向の速度変化と法線方向の速度変化は独立な確率過程に従うとしている。

$$P(c'_{it} \rightarrow c'_{rt}) = \frac{1}{\sqrt{\pi\alpha_t(2-\alpha)}} \exp \left[-\frac{\{c'_{rt} - (1-\alpha_t)c'_{it}\}^2}{\alpha_t(2-\alpha)} \right] \dots\dots\dots (1)$$

$$P(c_{in} \rightarrow c_{rn}) = \frac{2c_{rn}}{\alpha_n} I_0 \left(\frac{2\sqrt{1-\alpha_n} c_{in} c_{rn}}{\alpha_n} \right) \times \exp \left[-\frac{c_{rn}^2 + (1-\alpha_n)c_{in}^2}{\alpha_n} \right] \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 I_0 は 0 次の第 1 種修正ベッセル関数である。また、 α_t 、 α_n はそれぞれ接線方向の運動量適応係数および法線方向の運動エネルギー適応係数である。

等核 2 原子分子の場合はこれに加えて回転エネルギーに対する適応係数を使用する。確率密度関数は以下のとおりである。

$$P(E_i \rightarrow E_r) = \frac{1}{\alpha_r} I_0 \left[\frac{2\sqrt{1-\alpha_r} E_i E_r}{\alpha_r} c_{in} c_{rn} \right] \times \exp \left[-\frac{E_i + (1-\alpha_r)E_r}{\alpha_r} \right] \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 α_r は回転エネルギーの適応係数、 E は回転エネルギーである。

CLL モデルは、上記のように二つないし三つの適応係数を使用する。この結果、葉状の散乱角度分布をよく再現するが、それぞれの適応係数の値が異なる場合、それぞれの熱平衡温度が異なる場合がある。本論文では、Arkilic らおよび Cook らが実施した分子線散乱実験結果より算出した窒素分子/グラファイト表面に対する適応係数⁽¹¹⁾⁽¹²⁾を使用している。

MS モデルは、分子動力学法により得られた知見を基に山西らにより構築されたモデルであり、(1)衝突後の並進および回転エネルギーの決定、(2)壁面凹凸等による気体分子の散乱挙動の決定、(3)気体分子の反射後の挙動の決定の 3 ステージから構成されている。MS モデルは入射気体分子として窒素分子、酸素分子、アルゴン原子、固体試料としてグラファイトを想定して構築されている。気体分子は窒素分子であること、Lengrand らの実験ではグラファイト粉末を模型表面に塗布していることから⁽¹³⁾、本研究では窒素分子/グラファイト表面の MS モデルを使用した。なお、MS モデルの詳細は文献(6)を参照されたい。

4. 結果および考察

計算条件は、Lengrand らが実験で実施した条件⁽¹⁴⁾を使用した。具体的な条件を表 1 に示す。一様流中の

Table 1 Simulation conditions

No.	1	2	3
Leading edge angle[deg.]	20		
Mach number M_∞	20.2		
Working gas	Nitrogen		
Stagnation pressure p_0 [Pa]	3.5×10^5		
Stagnation temperature T_0 [K]	1,100		
Freestream temperature T_∞ [K]	13.32		
Freestream pressure p_∞ [Pa]	0.06831		
Freestream velocity V_∞ [m/s]	1,503		
Reynolds number Re_∞ (based on $L=0.05$ [m], $2L$ =plate length)	566		
Wall temperature T_w [K]	290		
Knudsen number Kn_∞ (based on L)	0.047		
Wall boundary condition	Diffuse	MS	CLL
Accomm. coeff. $\alpha_n/\alpha_t/\alpha_r$	—	—	1/0.986/1

平均自由行程が1 mmのオーダーとなるため、前縁形状の影響が無視できないことから、本研究では前縁形状の影響を考慮に入れた状態で計算を実施した。計算格子は壁面近傍および前縁近傍に集中させており、計算格子は後出の図3に示すように、平板上面側に58(流れ方向)×40(鉛直方向)、下面側に40×18である。

4.1 巨視的な状態量における壁面反射モデルの影響 Lengrandらが行った $M_\infty=20.2$ の実験では、平板の材質は真ちゅうであり、密度計測および平板上圧力計測ではそのまま、熱流束の計測では熱伝達をよくするために、グラファイト粉末を表面に塗布している⁽¹³⁾。このことを考慮すると、空間密度および平板上圧力の実験結果との比較の際には拡散反射モデル、熱流束の比較の際にはMSモデル[窒素分子-グラファイト表面对応、以降MSモデル(N_2 -C)と称す]を使用した結果を使用するのが妥当と思われる。

これらの二つの材質の表面では、分子の散乱の挙動に大きな違いが現れる。つまり、金属である真ちゅう(一般に銅約65%と亜鉛約35%の合金)表面と、グラファイト表面では吸着確率が大きく異なる。真ちゅうは銅が主成分である。したがって、窒素分子-銅表面对応のMSモデル[以降MSモデル(N_2 -Cu)と称す]を新たに構築し、このモデルとMSモデル(N_2 -C)とで、散乱角度分布の比較を行った。なお、散乱の挙動は、 N_2 と O_2 とでは大きな違いはないので、ここではMSモデル(N_2 -C)の代わりにMSモデル(O_2 -C)の結果を示す⁽⁶⁾。また、巨視的並進速度 $V_{tr}=693$ m/s、並進温度 $T_{tr}=38$ K、回転温度 $T_{rot}=50$ K、入射方向角度 $\theta_{in}=35^\circ$ とした。図2に散乱角度分布の一例を示す。銅の分布は $0^\circ\sim90^\circ$ のみを示している。これより、表面がグラファイトの場合は入射方向に対して鏡面反射方向成分が明確に存在しているが、表面が銅の場合は入射方向に依存せずにcosine法則に従った散乱となっていることがわかる。銅表面の場合、吸着確率は100%と吸着が支配的であった。この理由は、表2に

Fig.2 In-plane scattering distribution with $\theta_{in}=35^\circ$ [deg]. ●: Copper surface; ○: Graphite surface

示すように、Lennard-Jones potentialのポテンシャルの深さ ϵ_{LJ} が銅-窒素分子の場合はグラファイト-窒素分子と比較して約4.0倍、グラファイト-窒素分子と比較して約7.3倍も深いためである。このことから、直ちゅう表面の分子の散乱は拡散反射モデルを使用することが妥当と考えられる。なお、Lennard-Jones potentialは以下のように示される。

$$\phi(r)=4\epsilon_{LJ}\left\{\left(\frac{\sigma_{LJ}}{r}\right)^{12}-\left(\frac{\sigma_{LJ}}{r}\right)^6\right\} \dots\dots\dots (4)$$

図3に、さまざまな面分子干渉モデルを使用した場合の平板上の密度分布を示す。これより、拡散反射、MSモデル[以降、すべてMSモデル(N_2 -C)を指す]には平板前縁で発生する衝撃波およびその背後の境界層の発達には違いがほとんど見られないことがわかる。

図4に示す $X/L=1.5$ における断面密度分布より拡散反射が最も実験結果に近く、MSモデル、CLLモデルの順に実験結果より低くなっている。また、図5に示す平板上圧力分布からは、MSモデルは拡散反射とCLLモデルの中間の値を示している。実験結果は、前縁近傍では拡散反射、後縁近傍ではCLLモデルの結果に近いことがわかる。ここで、DSMC法で算出した壁面圧力は、壁面に衝突した分子の運動量変化を使用している。

さらに図6に示す平板上熱流束分布からは、前縁近傍ではMSモデルはCLLモデルとほぼ同じ値を、後縁近傍ではMSモデルは拡散反射やCLLモデルよりもわずかに低い値を示している。実験結果はMSモデルの結果が示す分布に最も近いことがわかる。

これらの結果からわかることは、熱流束を計測した場合の平板上の流れは、極めてMSモデルが予測した結果に近いことがいえる。

図7に示す壁面摩擦係数の比較より、拡散反射の結果が最も壁面摩擦係数が高いが、MSモデルは最大値で11%ほど、CLLモデルは14%ほど低くなっている。

図8に平板上の並進および回転温度分布を示す。ここで、並進温度 T_{tr} 、回転温度 T_{rot} は分子の並進運動

Table 2 Simulation conditions for gas-surface interaction and Lennard-Jones potential parameter

Surface material	Gas molecule	ϵ_{LJ} [meV]	r_{LJ} [Å]
Copper	N_2	26.34	2.726
Graphite	O_2	6.55	2.47
Graphite	N_2	3.59	3.17

Fig. 3 Computational grid and density contours over the plate

 Fig. 4 Density profiles over the plate at $X/L=1.5$

Fig. 6 Heat transfer rate distributions on the plate

Fig. 5 Pressure distributions on the plate

Fig. 7 Skin friction distributions on the plate

Fig. 8 Translational and rotational temperature distributions on the plate

エネルギー E_{tr} , 回転運動エネルギー E_{rot} より求める。ただし、流速を引いて摂動成分を求める必要がある。具体的には N 個の分子がある場合は以下のとおりである。ただし、分子の速度は (v_x, v_y, v_z) , 流速は (u_x, u_y, u_z) , 分子の質量は m である。

$$T_{tr} = \frac{2}{3kN} \sum E_{tr}$$

$$= \frac{2}{3kN} \sum (E_{tr,x} + E_{tr,y} + E_{tr,z}) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$E_{tr,x} = \frac{1}{2} m (v_x - u_x)^2 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$E_{tr,y} = \frac{1}{2} m (v_y - u_y)^2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$E_{tr,z} = \frac{1}{2} m (v_z - u_z)^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$T_{rot} = \frac{1}{kN} \sum E_{rot} \quad \dots\dots\dots (9)$$

前縁近傍では MS モデルは拡散反射モデル, CLL モデルの間の分布を示しているが、後縁では MS モデルは他 2 モデルの結果より高い値を示している。平板上回転温度分布に関しては、拡散反射モデル, MS モデル, CLL モデルの順で低くなるものの、並進温度ほど際違った違いは見られない。いずれにしても、並進、回転温度は壁面温度 T_w とより高い値であることから、壁面近傍では温度飛躍が生じていることがわかる。

図 9 に、MS モデルを使用した場合の、壁面に衝突したすべての分子の全反射に対する拡散反射の割合を示す。MS モデルでは、(1) 衝突前の気体分子の並進エネルギー、全エネルギーがしきい値より小さく、衝突回数が 10 回以上の場合、(2) 衝突後の気体分子の並進温度が壁面温度より低くなった場合や入射気体分

Fig. 9 Rate of diffuse reflection for Multistage model in No. 2

子の平均並進温度が散乱気体分子の並進温度より低くなった場合(気体-壁面間の熱平衡状態を得るため)の二つの場合に拡散反射を与える⁽¹⁵⁾。この結果より、前縁付近では拡散反射の割合が 89% と高く、わずかではあるが前縁から離れるに従って、拡散反射の割合が低下することがわかる。この理由は、一様流の並進温度が約 13 K と低いために並進エネルギーが低く、平板前縁で吸着する確率が上昇し、平板後縁では並進温度が上昇して吸着する確率が減少することが原因と考えられる。このことから、MS モデルを使用すると、拡散反射が支配的であるものの、前縁近傍では後縁よりも拡散反射の割合が 3% ほど高くなることがいえる。

密度分布に関しては拡散反射を使用した計算結果と実験結果はほぼ一致するといえる。しかし、圧力分布に関しては拡散反射を使用した計算結果は実験結果と前縁近傍のみ一致し、 $X/L > 0.5$ では CLL モデルの結果が実験結果に近い値を示している。熱流束分布に関しては、MS モデルを使用した結果が最も実験結果に近い分布を示している。実際の実験状況を考慮すると、密度分布、圧力分布の比較の際には、拡散反射、熱流束分布の場合は MS モデルを DSMC 法で使うことが最も妥当であると考えられる。なお、実験における圧力分布が不連続であることから、実験の圧力計測では精度等の面で問題があるものと考えられる。

4.2 微視的な状態量における壁面反射モデルの影響

4.1 節までは、壁面反射モデルの影響を、巨視的な状態量に着目して比較した。その結果、並進温度と回転温度の非平衡には大きな変化が見られた。そして CLL モデルでは並進温度の最大値が他の 2 モデルに比較して小さく、回転温度に関しても緩和が他の 2 モデルに比較して最も遅いことが図 8 に示された。このことから、壁面近傍の気体分子の並進/回転エネル

Fig. 10 Translational energy distributions at $X/L=0.5$ on the plate Fig. 13 Rotational energy distributions at $X/L=0.5$ on the plate Fig. 11 Translational energy distributions at $X/L=1.0$ on the plate Fig. 14 Rotational energy distributions at $X/L=1.0$ on the plate Fig. 12 Translational energy distributions at $X/L=1.5$ on the plate Fig. 15 Rotational energy distributions at $X/L=1.5$ on the plate

ギーの分布には大きな違いが現れると予測できる。

図10~12に、壁面近傍の気体分子の並進エネルギー分布を示す。図10~12中、参考として、拡散反射の場合に得られる並進温度に対応したMaxwell-Boltzmann(MB)分布も示す。

特に図10は、並進温度がほぼ最大値を有する位置である。これより、図10では3モデルともMB分布とは大きく異なる分布を示していることがわかる。その中でも、特にCLLモデルの場合、 $E_{tr}=1 \times 10^{-20}$ J付近に最も分子が存在していることが示されている。

これは、他の2モデルよりも低い並進エネルギーの位置にピークが存在していることを示している。図11に示すように、拡散反射の場合はMB分布に近づいているが、MSモデル、CLLモデルともにMB分布とは異なる分布となっている。特にMSモデルやCLLモデルは $E_{tr}=1.8 \times 10^{-20}$ J 付近で拡散反射よりも高い確率で分子が存在していることがわかる。図12では3モデルともMB分布に近い分布となっているが、MSモデルのみ他の2モデルと並進温度が異なるため、エネルギー分布が異なっていることがわかる。

次に、回転エネルギー分布について図13~15に示す。縦軸は最低準位の回転エネルギーの分子数に対する各準位の分子数の比を対数表示で示している。並進エネルギー分布の場合と同様に、拡散反射の場合に得られる回転温度に対応したMB分布も示す。ここで、MB分布は図13~15中では線形で表される。図13では低い回転エネルギーを有する分子が多く存在していることがわかる。また、拡散反射は他の2モデルよりも高い回転エネルギーを有する分子が多いことがわかる。回転エネルギーのこのような非平衡な分布が存在することはこれまでによく知られており、Robben-Talbotらによって実験的に示された、一次元垂直衝撃波中の分布⁽¹⁶⁾と定性的によく一致する。図14では、拡散反射はほぼMB分布に近い結果となっているが、他の2モデルではまだMB分布と異なる分布となっている。図15ではわずかな違いが存在するものの、いずれもMB分布に近い結果となっていることが示されている。

以上の結果からは、並進/回転温度の非平衡が極めて強い場合は、MB分布とは大きく離れた特徴的な分布を示すことがわかった。それに対する壁面反射モデルの影響としては、拡散反射モデルが最も早くMB分布に到達することが示され、MSモデルとCLLモデルの間には特に並進エネルギー分布に大きな違いが現れることが示された。

5. 結 論

希薄気体における極超音速非平衡流中に置かれた平板上の衝撃波と境界層の干渉に対して面分子干渉の効果を考慮した二次元DSMC計算を実施し、以下の結論を得た。

(1) ミクロスケールである分子の挙動を分子動力学法により解析し、構築した衝突モデルおよび面分子干渉モデルを用いてマクロスケールである物体周りの流れ場をDSMC法により解析する方法を確立した。

その結果、非平衡な流れ場に対して合理的な解析が可能になり、二次元DSMC計算を実験結果と比較することで有効性を確認した。

(2) 二次元DSMC解析における面分子干渉の影響に関しては、拡散反射よりもCLLモデル、MSモデルのほうが鏡面反射成分の増加による平板上圧力、熱流束の最大値の低下が見られた。そして、熱流束に関しては適応係数を使用しないMSモデルを使用した結果が最も実験結果を再現可能であることを示した。さらに、壁面に衝突する分子の全反射に対する拡散反射の割合は、本条件では86~89%であり、前縁近傍では拡散反射の割合が高いことが示された。

(3) 微視的な見地から、壁面反射モデルが、壁面近傍の気体分子の並進/回転エネルギー分布に与える影響を評価した。その結果、非平衡が極めて強い場合は並進/回転エネルギーに特徴的な分布が現れ、特に並進エネルギー分布に壁面反射モデルの影響が強く出ることがわかった。

本研究は日本学術振興会科学研究費補助金を受けて実施したものであり、ここに感謝の意を表す。また、MSモデルに関するさまざまなデータを提供された宇宙開発事業団の山西伸宏氏に、感謝の意を表す。

文 献

- (1) Stollery, J. L., Kumar, D. and Atcliffe P. A., Theoretical and Experimental Methods in Hypersonic Flows, AGARD-CP-514 (1993), 5-1-5-10.
- (2) Tokumasu, T. and Matsumoto Y., *Phys. Fluids*, **11-7** (1999), 1907-1920.
- (3) Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics*, (1976), Clarendon Press, Oxford.
- (4) Nanbu, K., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **49** (1990), 2042-2049.
- (5) Borgnakke, C., Larsen, P. S., *J. Comput. Phys.*, **18-3** (1975), 405-420.
- (6) Yamanishi, N. and Matsumoto, Y., *Phys. Fluids*, **11-11** (1999), 3540-3551.
- (7) Koura, K., *Phys. Fluids*, **29** (1986), 3509-3511.
- (8) 福本裕彦・南部健一, 機論, **59-586**, B (1993), 117-122.
- (9) 坪井伸幸・山口浩樹・松本洋一郎, 機論, **66-646**, B (2000), 117-122.
- (10) Lord, R. G., *Proc. 16th Int. Symp. Rarefied Gas Dyn.*, (1988), 1427-1433.
- (11) Arkilic, E. B., Schmidt, M. A. and Breuer, K. S., *Proc. 20th Int. Symp. Rarefied Gas Dyn.*, (1996), 983-988.
- (12) Cook, S. R. and Hoffbauer, M. A., *Proc. 20th Int. Symp. Rarefied Gas Dyn.*, (1996), 467-472.
- (13) Lengrand, J. C., private communication, (1999).
- (14) Lengrand, J. C., ほか3名, *Proc. 18th Int. Symp. Rarefied Gas Dyn.*, (1992), 276-284.
- (15) 山西伸宏・松本洋一郎, 機論, **64-628**, B (1998), 3985-3991.
- (16) Robben, F. and Talbot, L., *Phys. Fluids*, **9-4** (1966), 653-662.