

H-10 3温度モデルを用いた OREX 実験機周りの 熱化学的非平衡流の VSL 解析

坂村 芳孝*, 西田 迪雄**

VSL Analysis of a Thermochemical Nonequilibrium Flow around the OREX Using a Three-Temperature Model

by

Y. Sakamura* and M. Nishida**

* Department of Mechanical Systems Engineering, Toyama Prefectural University

** Department of Aeronautics and Astronautics, Kyushu University

Abstract

A viscous shock-layer (VSL) method for thermochemical nonequilibrium flows using a three-temperature model is presented. In the three-temperature model, translational-rotational, vibrational and electron temperatures are treated separately. The analysis of a thermochemical nonequilibrium flow around the OREX model is performed for reentry conditions at an altitude of 62 km. The results show that there is a very strong coupling between the vibrational and the electron energy modes and the two energy modes are almost at a state of thermal equilibrium under the present conditions.

1. はじめに

OREX 実験機のように極超音速で大気圏に突入する物体前方には非常に強い衝撃波が生じ、その背後の流れは分子内部エネルギー励起や解離・電離等の化学反応を伴うものとなる。気体密度の比較的低い高度においてそれらの熱化学的現象の特性時間は大きくなり流れ場のそれと比べて無視できない程度になる。衝撃波背後の高温気体から再突入体壁面への空力加熱量及び輻射加熱量は熱化学的現象に強く影響を受けるため、その正確な評価のためには熱化学的非平衡流としての取り扱いが必要とされる。

分子の内部エネルギーモードのうち、回転モードは重粒子並進モードと効率良くエネルギーを交換することができるため、その二つのエネルギーモードは比較的速やかに平衡となる。一方、分子の振動エネルギーを励起するには大きなエネルギーを持つ粒子との衝突が必要で、その緩和にはある程度の時間を要する。また、電離反応により生じる電子も、その小さな質量のために、重粒子との衝突の際にエネルギーを効率良く交換することができず、衝撃波直後での他のモードと速やかに平衡に達することができない。このような熱的非平衡現象は化学反応に影響を及ぼし、逆に化学反応によって各モード間のエネルギー輸送は影響を受ける。例えば、本研究で扱う反応の中で最も重要なものであ

る解離反応の場合、高振動励起状態にある分子の方が解離しやすいことから、その反応速度は振動励起状態に依存し、また逆に、解離が起こるとき反応エネルギーとして多くの振動エネルギーが奪われる¹⁾。

本論文では、重粒子並進・回転、振動、電子並進エネルギーの3つのエネルギーモード間の非平衡性を考慮した粘性衝撃層 (Viscous Shock-Layer, VSL) 法による数値解析法及びその中で用いられている熱化学モデルについて述べ、OREX 実験機周りの極超音速衝撃層流に対する解析結果を示す。

2. 数値解析

2.1 支配方程式

VSL 方程式は、各変数をその代表値で無次元化した、図1の座標系における定常 Navier-Stokes 方程式の、パラメータ $\epsilon = \sqrt{\mu_{\text{ref}}^*/(\rho_{\infty}^* U_{\infty}^* R_n^*)}$ について3次以上の高次項を省略することにより得られる²⁾。ただし、 μ_{ref}^* : 規準温度 ($T_{\text{ref}}^* = U_{\infty}^{*2}/C_{p,\infty}^*$) で評価した粘性係数、 ρ_{∞}^* : 一様流密度、 U_{∞}^* : 一様流速度、 $C_{p,\infty}^*$: 一様流の単位質量当たりの定圧比熱、 R_n^* : 鈍頭物体の前縁半径である。また、添字*, ∞ はそれぞれ有次元量、一様流中の値を示している。

本解析で用いた VSL 方程式は、熱化学的非平衡流に対する軸対称 VSL 方程式で、1) 分子の回転モードは重粒子の並進モードと平衡で、全ての化学種の並進・回転

*富山県立大学 工学部 機械システム工学科

**九州大学 工学部 航空工学科

温度は等しい, 2) 分子の振動エネルギー単位は振動温度に対する Boltzmann 分布に従い、全ての分子の振動温度は等しい, 3) 電子励起の熱力学的状態量に及ぼす影響は小さい, 4) 衝撃層内の気体は輻射の放出, 吸収を行わない, という仮定の下で導かれたもので、以下のような無次元形で書かれる。

連続式:

$$\frac{\partial}{\partial s} [(r + y \cos \phi) \rho u] + \frac{\partial}{\partial y} [(1 + \kappa y)(r + y \cos \phi) \rho v] = 0 \quad (1)$$

s 方向運動量式:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{1 + \kappa y} \rho u \frac{\partial u}{\partial s} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho u v \frac{\kappa}{1 + \kappa y} \\ & + \frac{1}{1 + \kappa y} \frac{\partial p}{\partial s} = \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\kappa u}{1 + \kappa y} \right) \right] \\ & + \epsilon^2 \mu \left(\frac{2\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) \\ & \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\kappa u}{1 + \kappa y} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

y 方向運動量式:

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\kappa}{1 + \kappa y} \rho u^2 - \frac{1}{1 + \kappa y} \rho u \frac{\partial v}{\partial s} - \rho v \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3)$$

並進-回転エネルギー式:

$$\begin{aligned} & \frac{\rho u}{1 + \kappa y} \hat{C}_p \frac{\partial T}{\partial s} + \rho v \hat{C}_p \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{u}{1 + \kappa y} \frac{\partial \hat{p}}{\partial s} - v \frac{\partial \hat{p}}{\partial y} \\ & = \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{tr-rot} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \\ & + \epsilon^2 \left(\frac{\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) \left(\lambda_{tr-rot} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \\ & - \epsilon^2 \sum_{i \neq e} J_i \hat{C}_{p,i} \frac{\partial T}{\partial y} + \epsilon^2 \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\kappa u}{1 + \kappa y} \right)^2 \\ & - \sum_{i \neq e} \hat{h}_i \dot{w}_i - Q_{T-v} - Q_{T-e} - Q_{R-e} \\ & - Q_d - Q_e + Q_I \end{aligned} \quad (4)$$

振動エネルギー式:

$$\begin{aligned} & \frac{\rho u}{1 + \kappa y} C_{v,vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial s} + \rho v C_{v,vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} \\ & = \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} \right) \\ & + \epsilon^2 \left(\frac{\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) \left(\lambda_{vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} \right) \\ & - \epsilon^2 \sum_{i=M} J_i C_{v,vib,i} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} - \sum_{i=M} e_{vib,i} \dot{w}_i \\ & + Q_d + Q_{T-v} + Q_{e-v} \end{aligned} \quad (5)$$

電子エネルギー式:

$$\frac{\rho C_e u}{1 + \kappa y} C_{p,e} \frac{\partial T_e}{\partial s} + \rho C_e v C_{p,e} \frac{\partial T_e}{\partial y} - \frac{u}{1 + \kappa y} \frac{\partial p_e}{\partial s} - v \frac{\partial p_e}{\partial y}$$

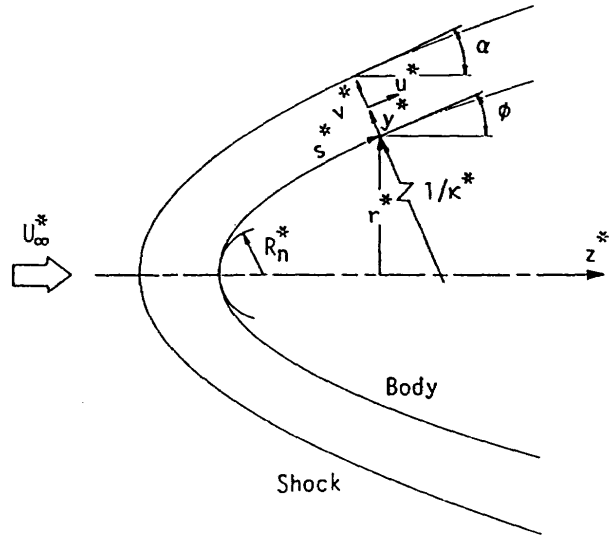


図 1 座標系

$$\begin{aligned} & = \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) \\ & + \epsilon^2 \left(\frac{\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) \left(\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) \\ & - \epsilon^2 J_e C_{p,e} \frac{\partial T_e}{\partial y} - h_e \dot{w}_e + Q_{T-e} + Q_{R-e} - Q_{e-v} \\ & + Q_e - Q_I \end{aligned} \quad (6)$$

化学種 i の質量保存式:

$$\begin{aligned} & \frac{\rho u}{1 + \kappa y} \frac{\partial C_i}{\partial s} + \rho v \frac{\partial C_i}{\partial y} = \dot{w}_i - \epsilon^2 \frac{\partial J_i}{\partial y} \\ & - \epsilon^2 \left(\frac{\kappa}{1 + \kappa y} + \frac{\cos \phi}{r + y \cos \phi} \right) J_i \end{aligned} \quad (7)$$

状態方程式:

$$p = \frac{\mathfrak{R}^*}{C_{p\infty}^*} \rho \left[\sum_{i \neq e} (C_i / M_i^*) T + (C_e / M_e^*) T_e \right] \quad (8)$$

ここで,

$$\hat{C}_p = \sum_{i \neq e} C_i \hat{C}_{p,i}, \quad C_{v,vib} = \sum_{i=M} C_i C_{v,vib,i}, \quad \hat{p} = \sum_{i \neq e} p_i$$

\dot{w}_i : 単位体積当たりの化学種 i の質量生成率, T : 重粒子並進-回転温度, T_{vib} : 振動温度, T_e : 電子温度, λ : 重粒子並進-回転熱伝導率, λ_{vib} : 振動熱伝導率, λ_e : 電子熱伝導率, C_i : 質量分率, \hat{h}_i , $\hat{C}_{p,i}$: 振動エネルギーの寄与を除いた単位質量当たりのエンタルピー及び定圧比熱, $e_{vib,i}$, $C_{v,vib,i}$: 単位質量当たりの振動エネルギー及び振動比熱, M_i^* : 分子量, \mathfrak{R}^* : 普遍気体定数, J_i : y 方向の拡散質量流束, Q : 異なるモード間のエネルギー輸送率 (詳細は 2.4), $\sum_{i=M}$: 分子種についての

和, $\sum_{i \neq e}$: 電子以外の全ての化学種についての和, 添字 i は化学種 i に関する諸量を表しており, その他の記号は慣例に従ったものである. さらに, 分子振動には調和振動子モデルが仮定され, 電子エネルギー式中の慣性項と粘性応力項が無視されている. また, 輸送係数については電子温度の非平衡性を考慮した Yos の公式³⁾ を用いて評価している.

これらの VSL 方程式は, 岐点流線上の解を初期条件, 衝撃波背後および物体壁面上での値を境界条件として差分法により数値的に解かれる. ただし, 岐点流線上の解としては, $s \rightarrow 0$ として得られる常微分方程式の解を用いる.

2.2 境界条件

衝撃波背後での境界条件は, 衝撃波を通過する間に化学反応や振動励起は起きないと仮定して決定している.

後に述べるように, 計算を行った条件で大気密度は比較的大きいため, 速度, 並進-回転温度及び振動温度に対し, 壁面では滑り無し条件を用いた. すなわち, 壁面上で

$$u = v = 0, \quad T = T_{\text{vib}} = T_w$$

壁面温度 T_w は次式で表される輻射平衡条件で決定した.

$$q_w + \epsilon \sigma T_w^4 = 0$$

ただし, q_w : 壁面熱流束, σ : Stefan-Boltzmann 定数, ϵ : 放射率で, OREX 実験機の前縁部に用いられた C/C 複合材の場合, 放射率は 0.7 程度である. この条件を用いることにより再突入体壁面の耐熱材の現実的な壁面温度を与えることができる.

再突入体のように電氣的に絶縁された物体が電離気体中に置かれるとき, 壁面近傍にイオン鞘が形成され, その外端での電子温度の勾配はほぼゼロになる⁴⁾. このイオン鞘の厚さは Debye 長程度で, 衝撃層の厚さに比べてはるかに薄いためイオン鞘外端での条件を壁面条件とみなすことができる. したがって, 電子温度の壁面条件として次の条件を用いた.

$$\left(\frac{\partial T_e}{\partial y} \right)_w = 0$$

化学種に対する壁面条件として, 本解析では NCW (Non-Catalytic Wall) を仮定しており, 以下のよう表される.

$$\left(\frac{\partial C_i}{\partial y} \right)_w = 0$$

2.3 化学反応モデル

一様流は空気 ($C_{N_2} = 0.79, C_{O_2} = 0.21, C_{i \neq N_2, O_2} = 0$) で, 衝撃層内の気体は 11 種の成分 ($N_2, O_2, NO, N,$

表 1 化学反応モデル

反応物	生成物	T_f	T_b
$N_2 + M_1^a$	$= N + N + M_1$	T_a^*	T
$N_2 + M_2^b$	$= N + N + M_2$	T_b^*	T
$N_2 + e^-$	$= N + N + e^-$	T_b^{\dagger}	T_e^{\ddagger}
$O_2 + M_1$	$= O + O + M_1$	T_a^*	T
$O_2 + M_2$	$= O + O + M_2$	T_a^*	T
$NO + M_3^c$	$= N + O + M_3$	T_a^*	T
$NO + M_4^d$	$= N + O + M_4$	T_a^*	T
$N_2 + O$	$= NO + N$	T	T
$NO + O$	$= N + O_2$	T	T
$N + O$	$= NO^+ + e^-$	T	T
$N + N$	$= N_2^+ + e^-$	T	T
$O + O$	$= O_2^+ + e^-$	T	T
$NO^+ + O$	$= N^+ + O_2$	T	T
$O_2^+ + N$	$= N^+ + O_2$	T	T
$NO + O^+$	$= N^+ + O_2$	T	T
$O_2^+ + N_2$	$= N_2^+ + O_2$	T	T
$O_2^+ + O$	$= O^+ + O_2$	T	T
$NO^+ + N$	$= O^+ + N_2$	T	T
$NO^+ + O_2$	$= O_2^+ + NO$	T	T
$NO^+ + O$	$= O_2^+ + N$	T	T
$O^+ + N_2$	$= N_2^+ + O$	T	T
$NO^+ + N$	$= N_2^+ + O$	T	T
$N + e^-$	$= N^+ + e^- + e^-$	T_e	T_e
$O + e^-$	$= O^+ + e^- + e^-$	T_e	T_e

^a $M_1 = N_2, O_2, NO, N_2^+, O_2^+, NO^+$

^b $M_2 = N, O, N^+, O^+$

^c $M_3 = N_2, O_2, N_2^+, O_2^+$

^d $M_4 = NO, N, O, NO^+, N^+, O^+$

^e $T_a = \sqrt{T \cdot T_{\text{vib}}}$

^f $T_b = \sqrt{T_e \cdot T_{\text{vib}}}$

^g $T_c = \sqrt{T \cdot T_e}$

$O, N_2^+, O_2^+, NO^+, N^+, O^+, e^-$) から成ると仮定する. 本解析では表 1 に示される 24 の素反応を考慮している. 反応速度に及ぼす振動温度や電子温度の効果を考慮するため, Park の 2 温度モデル¹⁾ を拡張し, 順, 逆方向反応速度係数 k_f, k_b を以下のような “有効” 温度 T_f, T_b の関数としたものを用いた.

$$k_f(T_f) = CT_f^s \exp(-\theta_d/T_f)$$

$$k_b(T_b) = k_f(T_b)/K_{\text{eq}}(T_b)$$

ここで定数 $C, s,$ and θ_d は文献 5) に拠り, 平衡定数 K_{eq} は文献 1) にある近似関数を用いた. また, 有効温度は表 1 に示してある.

2.4 エネルギー交換モデル

2.4.1. 重粒子並進-振動エネルギー交換

重粒子並進モードと振動モード間の, 単位体積当た

りのエネルギー交換率 Q_{T-v} は以下の形に書かれる.

$$Q_{T-v} = \sum_{i=M} \rho_i \frac{e_{vib,i}(T) - e_{vib,i}(T_{vib})}{\langle \tau_i^{MW} \rangle + \langle \tau_i^P \rangle}$$

ここで, $\langle \tau_i^{MW} \rangle$ は Millikan と White⁶⁾ の半経験式を用いて計算した平均振動緩和時間である. また, $\langle \tau_i^P \rangle$ は Park¹⁾ により提案された高温での振動緩和時間の修正項で, この値を評価する際に仮定した振動励起に対する有効断面積は 10^{-20} m^2 である.

2.4.2. 重粒子並進-電子エネルギー交換

重粒子と電子間の並進エネルギー交換率 Q_{T-e} は

$$Q_{T-e} = \sum_{i \neq e} n_e \frac{2m_e}{m_i} \nu_{e,i} \frac{3}{2} k(T - T_e)$$

と書くことができる. ここで, k : Boltzmann 定数, m_i : 質量, n_i : 数密度, $\nu_{e,i}$: 電子と重粒子との衝突頻度³⁾ である.

2.4.3. 回転-電子エネルギー交換

分子結合の生成の際の電子雲の歪みにより生じる分子の電気的多重極子と電子とが相互に影響を及ぼすために, 電子並進モードと分子回転モード間のエネルギー交換もまたエネルギー保存式の中で考慮されなければならない⁷⁾. 特に異核分子の場合, 分子が持つ電気的雙極子モーメントと電子は強く干渉するため, このエネルギー輸送機構は重要になってくる. エネルギー損失係数 $g_{rot,i}$ を用いると, そのエネルギー交換率は

$$Q_{R-e} = \sum_{i=M} n_e \frac{2m_e}{m_i} g_{rot,i} \nu_{e,i} \frac{3}{2} k(T - T_e)$$

と書くことができる⁸⁾. 損失係数 $g_{rot,i}$ は Q_{R-e} と Q_{T-e} との比であり, 本解析では, 等核分子に対して $g_{rot,i} = 10^9$, 異核分子に対して $g_{rot,i} = 100^{10)}$ とした. 本解析では, 荷電粒子の場合も中性粒子と同じ損失係数を仮定している.

2.4.4. 電子-振動エネルギー交換

本解析では, 電子モードと振動モード間のエネルギー交換に対して, 窒素分子のみを考慮している. それは, 他の分子の場合に比べ, 窒素分子がはるかに大きな励起断面積を有するからである¹¹⁾. Lee¹²⁾ により非経験的に求められた振動緩和時間 τ_e を用いて電子-振動エネルギー交換率を以下の形式で書くことができる.

$$Q_{e-v} = \rho_{N_2} \frac{e_{vib,N_2}(T_e) - e_{vib,N_2}(T_{vib})}{\tau_e}$$

ただし,

$$\log_{10}(p_e \tau_e) = 3.91(\log_{10} T_e)^2 - 30.36(\log_{10} T_e)$$

$$\begin{aligned} & + 48.90, \quad 1000\text{K} \leq T_e \leq 7000\text{K} \\ \log_{10}(p_e \tau_e) & = 1.30(\log_{10} T_e)^2 - 9.09(\log_{10} T_e) \\ & + 5.58, \quad 7000\text{K} \leq T_e \leq 50,000\text{K} \end{aligned}$$

ここで p_e の単位は atm である.

2.4.5. 解離・電離反応による振動・電子エネルギー損失¹⁾

高振動準位にある分子の方が解離し易いことから, 解離の際に失われる振動エネルギーは, 平均振動エネルギーよりも大きくなる. 本解析では解離エネルギーの50%が振動エネルギーモードから奪われると仮定している. したがって, 解離による振動エネルギー損失 Q_d は以下のように書かれる.

$$Q_d = \sum_{i=M} 0.5 E_i^d \dot{w}_i^d$$

ここで, E_i^d : 単位質量当たりの分子 i の解離エネルギー, \dot{w}_i^d : 解離反応による単位体積当たりの質量生成率である.

自由電子衝突により中性粒子が電離するとき, その電離エネルギーのほとんどは電子並進エネルギーから供給される. 電離による電子エネルギーの損失 Q_I は

$$Q_I = \sum_{r=1} E_r^I \dot{n}_{e,r}$$

と書くことができる. ここで E_r^I : 反応 r の電離エネルギー, $\dot{n}_{e,r}$: 反応 r により単位時間に生成される電子の数密度である.

同様に自由電子衝突により窒素分子が解離するとき, その解離エネルギーのほとんどが電子並進エネルギーから供給される. この電子エネルギー損失も以下のように書かれる.

$$Q_e = -E_{N_2}^d \dot{w}_{N_2}^d$$

ここで, $\dot{w}_{N_2}^d$: 電子衝突解離による単位体積当たりの窒素分子の質量生成率である.

3. 計算結果

OREX 実験機の形状は図2に示されているような球頭部を持つ円錐であるため, その結合部で物体表面の曲率は不連続に変化する. VSL 方程式中には曲率 κ が含まれており, 滑らかでない κ 分布を持つ物体の場合非物理的な解を与えることがある. 実際, 本解析コードでは結合部から先へ解を進めることが不可能であったため, 結合部付近で滑らかに変化する κ を持つ近似形状物体に対して計算を行った. なお, s 方向に16点, y 方

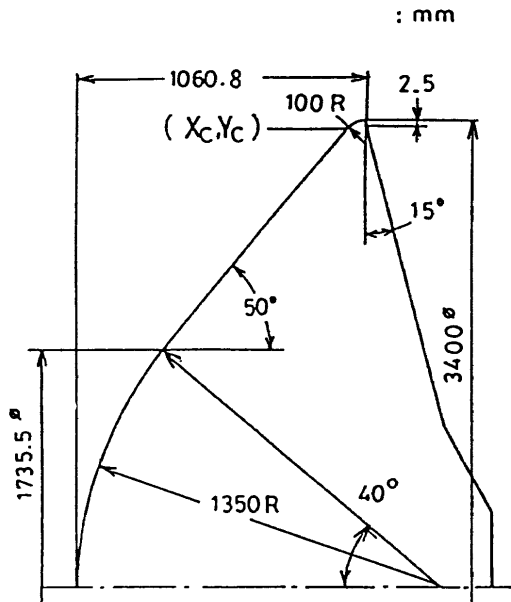


図2 OREX形状寸法

表2 一様流条件

高度 (km)	マッハ数	圧力 (Pa)	温度 (K)
62	20	17.26	251.0

向に100点の計算格子点を用いた。また、一様流条件は最大空力加熱が生じると予想される再突入軌道点で、表2に与えられている。

図3は岐点流線上の各温度分布を示している。この図から、振動エネルギーモードと電子エネルギーモードとの結合が非常に強く、この計算条件において両者はほぼ熱平衡状態にあると見なせることがわかる。一方、重粒子並進-回転温度は $y/y_{sh} = 0.3$ で他の2温度と熱平衡に達しており、衝撃波背後で他の2つの温度との違いは大きい。このことから、この飛行条件下で OREX 実験機周りの温度場は並進-回転温度と振動-電子温度とで記述できるであろう。また、電子温度の壁面条件は他の温度のそれと異なり断熱的であるので、壁面上での電子温度 (2906 K) は壁面温度 (1689 K) よりもかなり高くなっている。

最後に、物体壁面に沿う壁面熱流束及び壁面温度の分布をそれぞれ図4と5に示す。ただし、壁面の放射率は0.7としている。

4. まとめ

重粒子並進-回転、振動、電子並進エネルギーの3つのエネルギーモード間の非平衡性を考慮した粘性衝撃層 (Viscous Shock-Layer, VSL) 法による数値解析法及びその中で用いられている熱化学モデルについて述べた。さらに、 OREX 実験機周りの極超音速衝撃層流に対し

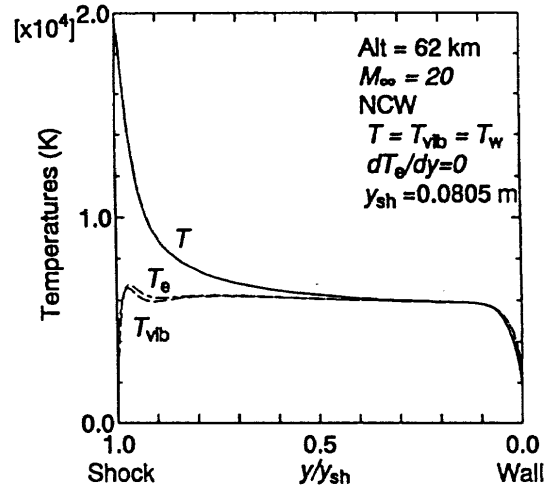


図3 岐点流線上の温度分布

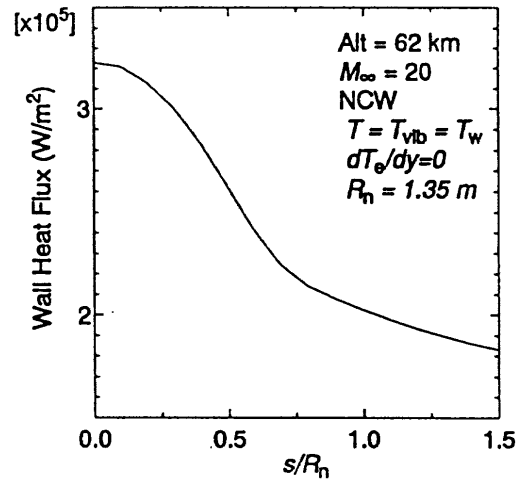


図4 壁面熱流束分布

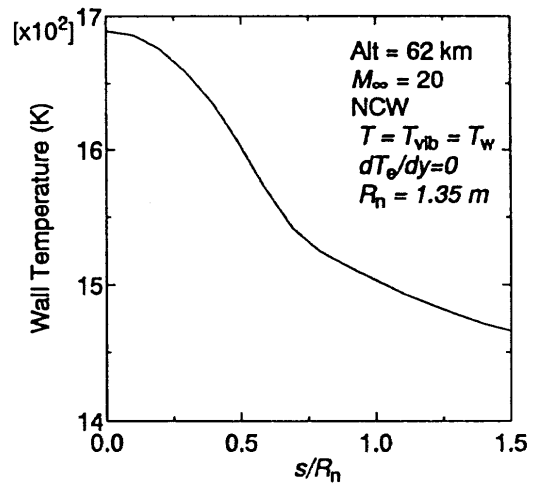


図5 壁面温度分布

解析を行い、振動エネルギーモードと電子エネルギーモードとの結合は非常に強く、高度62kmでの OREX 実験機の計算条件において両者はほぼ熱平衡状態にあると見なせるが、衝撃波背後で重粒子並進-回転温度は他の2つの温度との違いは大きく、強い非平衡流であることを示す結果を得た。

参考文献

- 1) Park, C., *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*, Wiley, New York, 1990.
- 2) Miner, E. W. and Lewis, C. H., "Hypersonic Ionizing Air Viscous Shock-Layer Flows over Nonanalytic Blunt Bodies," NASA CR-2550, May, 1975.
- 3) Gupta, R. N., Yos, J.M., Thompson, R.A., Lee, K.-P., "A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K," NASA RP-1232, 1990.
- 4) Nishida, M., "Nonequilibrium Viscous Shock Layer in a Partially Ionized Gas," *Phys. Fluids*, Vol. 15, 1972, pp. 596-602.
- 5) Park, C., "Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries," *J. Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3, July-Sept., 1993, pp. 385-398.
- 6) Millikan, R.C. and White, D.R., "Systematics of Vibrational Relaxation," *J. Chem. Phys.*, Vol. 39, 1963, pp. 3209-3213.
- 7) Takayanagi, K. and Itikawa, Y., "The Rotational Excitation of Molecules by Slow Electrons," In: Bates, R. & Estermar, I. (eds) *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Vol. 6, Academic Press, New York, pp.105-153
- 8) Gilardini, A., "Low Energy Electron Collisions in Gases," Wiley, New York, 1972, p. 43.
- 9) Lazdinis, Š.S. and Petrie, S.L., "Free Electron and Vibrational Temperature Nonequilibrium in High Temperature Nitrogen," *Phys. Fluids*, Vol. 17, 1974, pp. 1539-1546.
- 10) Massey, H.S.W., Burhop, E.H.S., and Gilbody, H.B., *Electronic and Ionic Impact Phenomena Vol.2* 2nd ed., Oxford Univ. Press, 1969, pp.350-357
- 11) Schulz, G.J., "Resonances in Electron Impact on Diatomic Molecules," *Review of Modern Physics*, Vol. 45, 1973, pp. 423-486.
- 12) Lee, J.-H., "Electron-Impact Vibrational Relaxation in High-Temperature Nitrogen," *J. Thermophysics & Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3, 1993, pp. 399-405.