

実在気体効果を伴う流れの検証数値実験 — 強い衝撃波の反射 —

松本 彰*, 麻生 茂*, 森岡敏博†, 本間弘樹†

Numerical Verificative Experiment of Flow with Real Gas Effect — Strong Shock Wave Reflection —

by

A. Matsumoto*, S. Aso*, T. Morioka† and H. Honma†

ABSTRACT

Numerical reconstruction of experiments on strong shock wave reflection process is attempted in the present study. Thermal equilibrium and chemical nonequilibrium flow are assumed in the present study. Then the two-dimensional full Navier-Stokes equations are solved according to familiar CFD method. Computed temperature contours, height of triple point and kink point from a wedge surface are compared with experimental results obtained by using the free-piston driven double-diaphragm shock tube facility in Chiba University. The present calculation is in the preparatory stage for the exact verification of Thermo-chemical models. However computed results show agreement with experimental results qualitatively. However many modification of computational codes are required to conduct more strong shock reflection problems. It is also shown the experiments are suitable problem for the exact verification of Thermo-Chemical models.

1 諸言

極超音速で飛行する飛翔体が受ける空力加熱の問題は長い間研究されてきたが、まだまだ未解決の問題が多い。そのうちの1つとして高温な流れ場における化学反応、輸送現象及び内部エネルギー交換等のモデリングの問題がある。

さまざまな研究によってそれらは、速度範囲～8 km/sec程度の飛行速度に対しては実際の実験結果やフライトデータとある程度良い一致が得られている。しかし、まだまだこの速度範囲を含む流れでも満足できる精度の結果は得られているということは難しいと考えられる。

そこで、筆者らは千葉大学において自由ピストン2段膜衝撃波管により発生した強い衝撃波をくさびで反射させ、反射衝撃波背後の高温流れ場からの輻射発光を CCD カメラにより取めた結果を数値計算結果との比較を通して再現を試みてきた。この実験は CFD の code validation を行う上で非常に適切であり、自由ピストン駆動型衝撃風洞を用いた実験よりも有効であると考えられる。何故ならば、自由ピストン駆動型衝撃風洞でのノズルによって作り出された気流では自由流の物理量の測定及び推定の厳密性が保証されないからである。それは、流れはノズル内では膨張流に伴う強い熱化学非平衡状態になっているためである。しかし、千葉大学で行われた実験では自由流条件はあらかじめ低圧管内の物理量の直接測定から決定され、衝撃波速度もイオンプローブの信号から計測される^[1]。したがって、極めて厳密な比較を行うことができることができるということが出来る。

実験と数値計算の比較を行う際に、このような強い衝撃波の反射過程における熱化学非平衡な流れ場に対してどのようなモデル化が必要であるかということ念頭において研究を進めている。また熱化学非平衡かつ非定常な問題を取り扱うために如何に高効率で解を求めることができるかということも重要になってくる。今回は熱的平衡かつ化学的非平衡を考慮した CFD 解析を行い、実験結果と定性的に良い一致を得たのでそれについて論議を行う。

2 数値計算及び熱化学モデル

2.1 支配方程式

CFD による数値計算を行った。支配方程式は化学的非平衡かつ熱的平衡を仮定した Navier-Stokes 方程式である。 $\Delta\xi = \Delta\eta = 1$ となる一般座標系 (ξ, η, τ) において、それらは以下の

ように表示される。ただし、本解析においては無次元化を施していない。

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{q}}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{\mathbf{F}}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{\mathbf{G}}}{\partial \eta} = \frac{\partial \hat{\mathbf{F}}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{\mathbf{G}}_v}{\partial \eta} + \hat{\mathbf{S}}$$

それぞれのベクトル項は次のようになる。

$$\hat{\mathbf{q}} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_{ns} \end{bmatrix}, \quad \hat{\mathbf{F}} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ (E + p)U \\ \rho_1 U \\ \vdots \\ \rho_{ns} U \end{bmatrix}$$

$$\hat{\mathbf{G}} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ (E + p)V \\ \rho_1 V \\ \vdots \\ \rho_{ns} V \end{bmatrix}, \quad \hat{\mathbf{F}}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{yx} + \xi_y \tau_{yy} \\ \tau_{E,\xi} \\ \tau_{c_1,\xi} \\ \vdots \\ \tau_{c_{ns},\xi} \end{bmatrix}$$

$$\hat{\mathbf{G}}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{yx} + \eta_y \tau_{yy} \\ \tau_{E,\eta} \\ \tau_{c_1,\eta} \\ \vdots \\ \tau_{c_{ns},\eta} \end{bmatrix}, \quad \hat{\mathbf{S}} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{w}_1 \\ \vdots \\ \dot{w}_{ns} \end{bmatrix}$$

Contravariant Velocity U, V は次のように書ける。

$$U = \xi_x u + \eta_x v, \quad V = \xi_y u + \eta_y v$$

*九州大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

†千葉大学大学院自然科学研究科

また、粘性応力及び質量拡散項及び熱流束項に関する項は次のようになる。

$$\begin{aligned}\tau_{E,\xi} &= \xi_x(q_x + u\tau_{xx} + v\tau_{xy}) + \xi_y(q_y + u\tau_{yx} + v\tau_{yy}) \\ \tau_{E,\eta} &= \eta_x(q_x + u\tau_{xx} + v\tau_{xy}) + \eta_y(q_y + u\tau_{yx} + v\tau_{yy}) \\ \tau_{c_i,\xi} &= \xi_x\left(\rho D_i \frac{\partial c_i}{\partial x}\right) + \xi_y\left(\rho D_i \frac{\partial c_i}{\partial y}\right) \\ \tau_{c_i,\eta} &= \eta_x\left(\rho D_i \frac{\partial c_i}{\partial x}\right) + \eta_y\left(\rho D_i \frac{\partial c_i}{\partial y}\right) \\ \tau_{ij} &= \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{i,j} \\ q_{x_j} &= \kappa \frac{\partial T}{\partial x_j} + \rho \sum_{i=1}^{ns} h_i D_i \frac{\partial c_i}{\partial x_j}\end{aligned}$$

ここで、 c_i は化学種 i の質量濃度であり、

$$c_i = \frac{\rho_i}{\rho}$$

ただし、粘性応力テンソル、質量拡散項及び熱流束項に残っている $\partial/\partial\xi$, $\partial/\partial\eta$ に対しては更に座標変換が必要である。また、化学反応に起因する生成項に含まれる化学種 i の質量生成速度 \dot{w}_i については次項で述べる。

2.2 熱化学モデル

化学反応は、表 1 のような空気の 5 化学種に対する Blotnner による 17 反応モデル^[5]を用いた。反応速度定数は正反応、逆

表 1: Chemical reactions

r	Reactants	Products	M(Third Body)
1	$O_2 + M_1 \rightleftharpoons$	$2O + M_1$	O, N, NO, O ₂ , N ₂
2	$N_2 + M_2 \rightleftharpoons$	$2N + M_2$	O, NO, O ₂ , N ₂
3	$N_2 + N \rightleftharpoons$	$2N + N$	
4	$NO + M_3 \rightleftharpoons$	$N + O + M_3$	O, N, NO, O ₂ , N ₂
5	$NO + O \rightleftharpoons$	$O_2 + N$	
6	$N_2 + O \rightleftharpoons$	$NO + N$	

反応ともに Arrhenius 型で与えられる。

$$k_f = A_f T^{m_f} \exp(T_{D,f}/T), \quad k_b = A_b T^{m_b} \exp(T_{D,b}/T)$$

ns 種の化学種から成る多成分気体について、 nr の化学反応が考えられるとする。 r 番目の化学反応の式が次のように書くことができるとする。

$$\sum_{i=1}^{nj} \nu'_{i,r} A_i \xrightleftharpoons[k_{b,r}]{k_{f,r}} \sum_{i=1}^{nj} \nu''_{i,r} A_i$$

質量生成速度 \dot{w}_i は以下の式を用いて計算できる。

$$\dot{w}_i = \sum_{r=1}^{nr} \left(\frac{d\rho_i}{dt}\right)_r = M_s \sum_{r=1}^{nr} (\nu'_{i,r} - \nu''_{i,r}) (R_{f,r} - R_{b,r})$$

ここで、 $R_{f,r}$, $R_{b,r}$ は次のように書くことができる。

$$R_{f,r} = k_{f,r} \prod_{j=1}^{nj} (\rho\gamma_j)^{\nu'_{j,r}}, \quad R_{b,r} = k_{b,r} \prod_{j=1}^{nj} (\rho\gamma_j)^{\nu''_{j,r}}$$

ここで、化学種 i のモル-質量比 γ_i は、

$$\gamma_i = \frac{c_i}{M_i}$$

である。

高温気体における輸送係数は次のようにして評価した。粘性係数、熱伝導係数に対しては Chapman-Enskog の理論に対して分子間ポテンシャルに Lennard-Jones ポテンシャルを適用した公式^[3]から得られた単一化学種に対するそれらに対して、2 原子分子に対して熱伝導係数に Eucken の修正を加えた後、Wilke の mixture rule により多成分混合気体へ拡張した。

$$\begin{aligned}\kappa_i &= \mu_i \left(\frac{5}{2} c_{vtr,i} + c_{vrot,i} + c_{vvib,i} \right) \\ \mu &= \frac{\sum_{i=1}^{ns} X_i \mu_i}{\sum_{j=1}^{ns} X_j \phi_{ij}}, \quad \kappa = \frac{\sum_{i=1}^{ns} X_i \kappa_i}{\sum_{j=1}^{ns} X_j \phi_{ij}}\end{aligned}$$

$$\phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-1/2} \left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2$$

粘性係数に対しては Hirschfelder-Curtiss^[4]に従い、2 成分拡散係数から多成分混合気体中での有効拡散係数を算出した。

$$D_i = \frac{1 - c_i}{\sum_{j=1}^{ns} \frac{X_j}{D_{ij}}}$$

2.3 離散化スキーム及び時間発展

支配方程式に対して生成項 \mathbf{S} に対して、point implicit 法^[8]により陰的に取扱い、その他の項については陽的に取り扱うと、

$$\begin{aligned}\frac{\Delta \mathbf{q}^n}{\Delta t} + \left(\tilde{\mathbf{F}}_{i+1/2} - \tilde{\mathbf{F}}_{i-1/2} \right) + \left(\tilde{\mathbf{G}}_{j+1/2} - \tilde{\mathbf{G}}_{j-1/2} \right) &= \\ \frac{\hat{\mathbf{F}}_{v,i+1} - \hat{\mathbf{F}}_{v,i-1}}{2} + \frac{\hat{\mathbf{G}}_{v,j+1} - \hat{\mathbf{G}}_{v,j-1}}{2} + \hat{\mathbf{S}}^{n+1} & \\ [I - Z \Delta t] \Delta \mathbf{q}^n &= R H S^n \\ \mathbf{q}^{n+1} &= \mathbf{q}^n + \Delta \mathbf{q}^n\end{aligned}$$

ただし、 Z は生成項の Jacobian Matrix である。左辺の行列 $[I - Z \Delta t]$ は Eberhardt-Imlay のような近似対角化^[9]を用いず Full Jacobian Matrix を用い、直接反転を行った。また、粘性項は中心差分で離散化を行った。

対流項の数値流束の評価には Harten-Yee の non-MUSCL-type TVD scheme^[6]を用いた。数値流束ベクトル $\tilde{\mathbf{F}}_{i+1/2}$ の成分 $\tilde{f}_{i+1/2}$ は次のようになる。

$$\tilde{f}_{i+1/2} = \frac{1}{2} \left[f_{i-1} + f_{i+1} + \phi_{i+1/2} \right]$$

ここで、 $\phi_{i+1/2}$ は次のように記述される。

$$\begin{aligned}\phi_{i+1/2} &= \sigma \left(\tilde{\lambda}_{i+1/2} \right) (g_{i+1} - g_{i-1}) \\ &\quad + \Psi \left(\tilde{\lambda}_{i+1/2} + \gamma_{i+1/2} \right) \Delta_{i+1/2}\end{aligned}$$

ここで、 g は流束制限関数で今回の解析では Roe の Superbee limiter を用いた。

$$g_i = S \cdot \max \left[0, \min \left(2|\Delta_{i+1/2}|, S \cdot \Delta_{i-1/2} \right), \min \left(|\Delta_{i+1/2}|, 2S \cdot \Delta_{i-1/2} \right) \right]$$

$$S = \text{sgn}(\Delta_{i+1/2})$$

また、 $\tilde{\lambda}_{i+1/2}$ は各特性波に対する特性速度 (固有値)、 γ , Ψ はそれぞれ特性速度の修正量、エントロピー補正量で次のような関数である。

$$\gamma_{i+1/2} = \begin{cases} (g_{i-1} + g_{i+1}) / \Delta_{i+1/2} & : \Delta_{i+1/2} \neq 0 \\ 0 & : \Delta_{i+1/2} = 0 \end{cases}$$

$$\Psi = \begin{cases} |z| & : |z| \geq \delta \\ (z^2 + \delta) / 2\delta & : |z| < \delta \end{cases}$$

人工粘性係数は、次のようにして与えた。

$$\delta = \epsilon \cdot \max(\max(\tilde{\lambda}_\xi), \max(\tilde{\lambda}_\eta))$$

$\Delta_{i+1/2}$ は、左固有ベクトル行列 $L_{i+1/2}$ 、座標変換の Jacobian J を用いて次のように記述される。

$$\Delta_{i+1/2} = L_{i+1/2} \frac{\mathbf{q}_{i+1} - \mathbf{q}_{i-1}}{0.5(J_{i-1} + J_{i+1})}$$

解像度をあげるために本解析では人工圧縮性を加えている。流束制限関数 \mathbf{g} を以下に示されるような $\tilde{\mathbf{g}}$ に置き換えた。

$$\tilde{\mathbf{g}} = [1 + \omega\theta]\mathbf{g}$$

$$\theta = \frac{|\Delta_{j+1/2} - \Delta_{j-1/2}|}{|\Delta_{j+1/2}| + |\Delta_{j-1/2}|}$$

本解析では人工粘性パラメータ ϵ 、人工圧縮性パラメータ ω はそれぞれ $\epsilon=0.5$, $\omega=2.0$ とした。

セル中心の物理量は Roe の平均 [7] を拡張したものによって与えた。ただし、式中の添字 L, R はそれぞれ計算セルの左右の境界での値を示している。

$$\rho_{1/2} = \rho_L D$$

$$u_{1/2} = \frac{u_L + Du_R}{1 + D}$$

$$H_{1/2} = \frac{H_L + DH_R}{1 + D}$$

$$(\rho_i/\rho)_{1/2} = \frac{(\rho_i/\rho)_L + D(\rho_i/\rho)_R}{1 + D}$$

$$D = \sqrt{\frac{\rho_R}{\rho_L}}$$

3 結果と考察

自由ピストン 2 段階衝撃波管を用いたくさびでの強い衝撃波の反射実験が千葉大学で行われた。今回比較の対象とした実験の実験条件を表 2 に示す。しかし、計算においては衝撃波

表 2: 千葉大学における実験条件

p_∞	T_∞	M_s	θ_w	x_s
1 Torr	293 K	15.32	20°	10 mm
1 Torr	293 K	14.57	20°	20 mm
1 Torr	293 K	14.80	20°	27 mm
1 Torr	293 K	15.18	20°	35 mm

- p_∞ : 入射衝撃波衝撃波上流の圧力
- T_∞ : 入射衝撃波衝撃波上流の温度
- M_s : 衝撃波マッハ数
- θ_w : くさびの角度
- x_s : 入射衝撃波のくさび先端からの水平距離 (mm)

マッハ数 M_s は $M_s = 15.2$ とした。また、実験ではくさびでの反射実験が行われたが、計算では斜面での反射として簡略化した。

計算に先立ち初期条件として与える 1 次元定常非粘性流れの計算を行った。その結果を図 1、図 2 に示す。これらの図から、入射衝撃波背後の流れは入射衝撃波の背後の約 100 mm の位置でほぼ化学的平衡状態に達していると考えられる。また、衝撃波背後の平衡化学組成はそれぞれの化学種に関しておよそ次のようになった。 $X_{O_2} = 2.85 \times 10^{-1}$, $X_N = 2.70 \times 10^{-1}$, $X_{NO} = 4.19 \times 10^{-3}$, $X_{O_2} = 7.85 \times 10^{-4}$, $X_{N_2} = 4.42 \times 10^{-1}$ 。

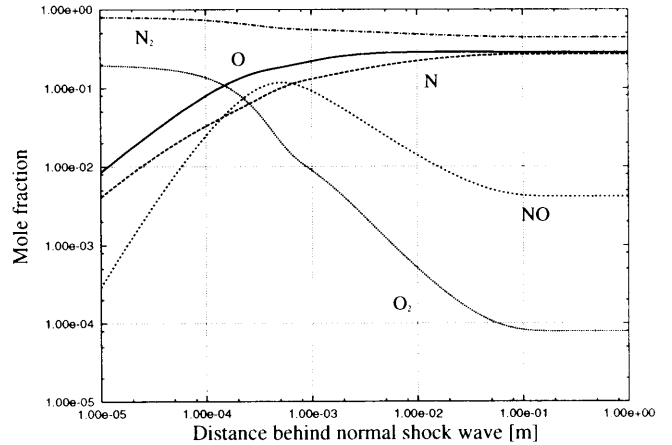


図 1: 入射衝撃波背後の各化学種のモル分率の分布

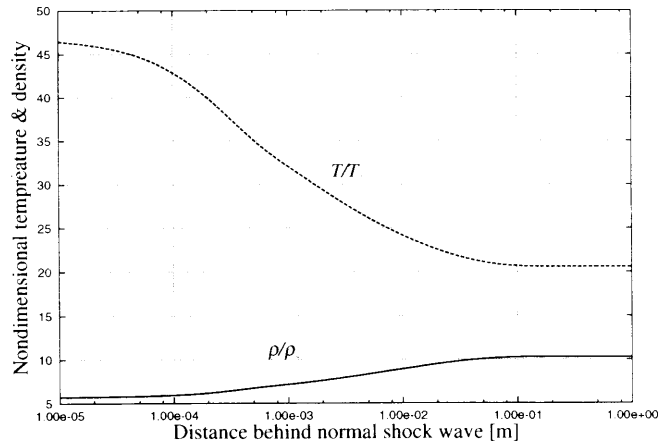


図 2: 入射衝撃波背後の密度及び温度分布

次に、 $x_s=10, 20, 27$ 及び 35 mm の位置に入射衝撃波が到達したときの実験から得られた瞬間全放射発光強度 (相対強度) の分布をそれぞれ図 3, 5, 7, 9 に、数値計算によって得られた瞬間等温度線図を図 4, 6, 8, 10 に示す。 $x_s=10$ mm (図 3) では放射発光強度が反射衝撃波背後で強くなっているのが観察できる。また、三重点近傍に放射発光強度の不連続が存在しているのが観察できる。 $x_s=10$ mm における計算結果 (図 4) においてもその傾向が捕えられている。 $x_s=20$ mm (図 5), $x_s=27$ mm (図 7) においては、入射衝撃波が斜面を進んでおり、放射発光強度は三重点付近で強くなっており、放射発光強度の不連続がキンク点付近からマッハステムが壁面に入射している点に向かう方向に存在しているのが見られる。また、入射衝撃波によって誘起された流れに対しての反射衝撃波の角度が最も大きくなっている付近の反射衝撃波背後で大きな放射発光強度が観察される。また、円弧上に放射発光強度の不連続が反射衝撃波背後の壁面に近い位置で観察される。この傾向もそれぞれ $x_s=20$ mm (図 6), $x_s=27$ mm (図 8) における計算結果において定性的に捕えられている。 $x_s=35$ mm (図 9) においては、 $x_s=20$ mm (図 5), $x_s=27$ mm (図 7) における傾向と同様の傾向が観察され、更に放射発光強度が弱くなっている場所がマッハステム背後の壁面近くで観察される。 $x_s=35$ mm での数値計算結果 (図 10) においてもそのような特徴が捕えられている。また、 $x_s=10$ mm の結果を除く全ての図においてマッハステムが下流側に突出している現象が観察される。この現象について後ほど考察をする。しかし、ここでの比較はあくまでも温度分布との比較で既存の

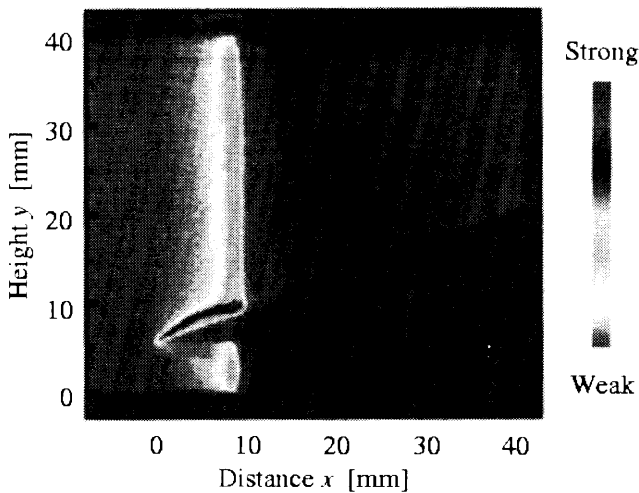


図 3: 千葉大学の実験によって得られた瞬間全放射強度分布 ($x_s = 10$ mm)

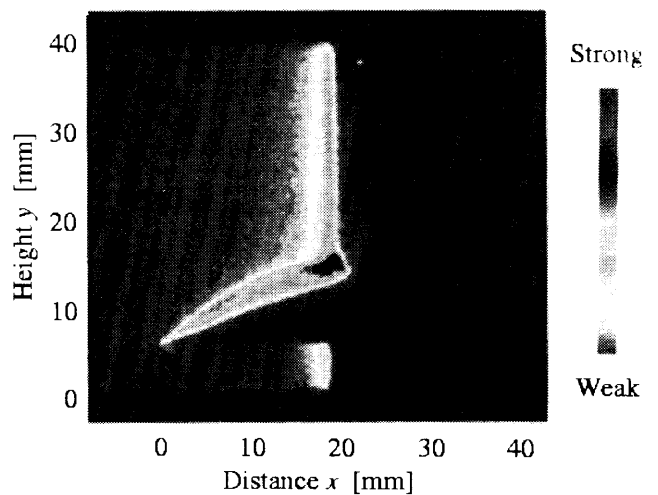


図 5: 千葉大学の実験によって得られた瞬間全放射強度分布 ($x_s = 20$ mm)

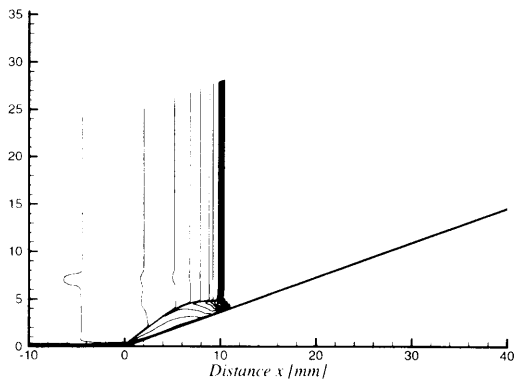


図 4: 計算によって得られた瞬間等温度線図 ($x_s = 10$ mm)

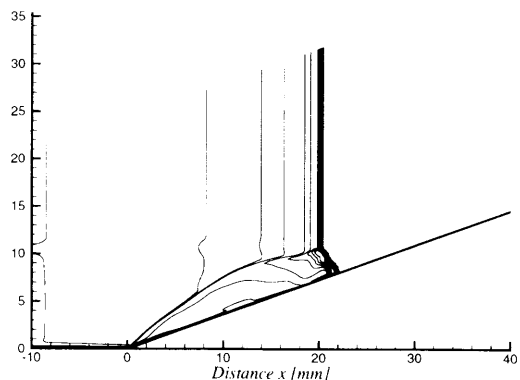


図 6: 計算によって得られた瞬間等温度線図 ($x_s = 20$ mm)

輻射解析コード (NEQAIR^[10], SPRADIAN^[11] 等) を用いて具体的な輻射強度を求めて比較を行う必要があると考えられる。しかし、今回の解析では熱的平衡を仮定しているため衝撃波背後で励起された並進エネルギーが他のエネルギーに伝達されていく過程を考慮していないために輻射の解析のためには不十分であると考えられる。なぜならば、輻射発光強度はそれぞれの温度 (重粒子並進, 振動, 回転, 電子励起, 電子並進) と各化学種の数密度に影響されるためである。

定性的には以上に記したように良い一致を示しているが、マッハステム直後や先端に近い位置での流れは熱的非平衡流れであるために実験結果との差が生じていると考えられる。つまり、今回の解析では熱的平衡を仮定しているために衝撃波直後において反応速度を過大評価してしまうために大きく解離反応が起こってしまうことになる。したがってその影響によりマッハステムの高さが計算の方がどうしても低くなってしまうと考えられる。

高温気体からの放射発光は、非平衡かつ高温となる位置で大きくなる傾向があると考えられるが、その観点からすれば実験で得られた傾向は計算によっても捉えられていると考えることができる。しかし、この比較から $x = 18 \sim 30$ mm 付近の反射衝撃波の壁面からの高さはやや計算の方が実験よりも高く見積もっている。この位置は反射衝撃波の入射衝撃波によって誘起された流れに対しての角度 (水平面に対する角度) が最大となる点よりもやや下流側に位置しており、本計算ではそれらを適

切に評価できていないと考えられる。したがって、衝撃波背後の緩和過程や反応速度定数の見積もりの検討を行うことが必要である。また、実験及び計算結果ともマッハステムの突出現象を捉えてはいるが、計算の方がややマッハステムのキंक点を壁面から離れた位置に、突出の度合を大きく見積もっている。これは3重点の壁面からの高さが実験よりも低いために巻き上げられた滑り面の影響を大きめに受けたためであると考えられる。マッハステムの突出現象については後ほど考察を行う。

図 11 にそれぞれ実験結果及び計算結果から得られた三重点とキंक点の軌跡の比較を示す。実験と計算の結果を比較すると反射形態が成長していくに従って、三重点の軌跡は直線上に成長していく傾向が捉えられている。しかし、計算の方が三重点の壁面からの高さを低く見積もっている傾向がある。これは、本解析では熱的には平衡であるとして取り扱ったためにマッハステム背後において分子の解離を多く見積もったためであると考えられる。また、キंक点の壁面からの高さは計算結果の方がやや高く見積もっている傾向がある。これは、図 9, 10 の比較で指摘されたように衝撃波によって励起された並進温度が他のエネルギーモードに伝達され緩和して行く過程を考慮していないことやそこでの反応速度定数を適切に評価できていないためであると考えられる。

入射衝撃波が $x = 35$ mm の位置に来たときの計算によって得られた瞬間等密度線図と三重点付近の拡大図を図 12 に示す。そして巻き上げられた滑り面はマッハステムの方向へ大きくその向きを変えるためにマッハステムの突出現象が起こると考え

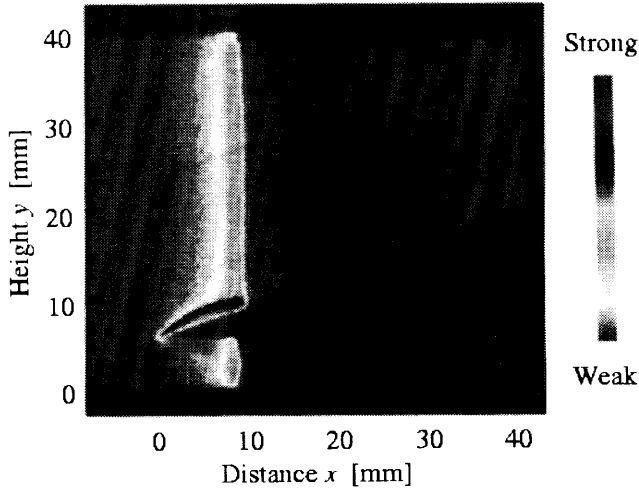


図 7: 千葉大学の実験によって得られた瞬間全放射強度分布 ($x_s = 27$ mm)

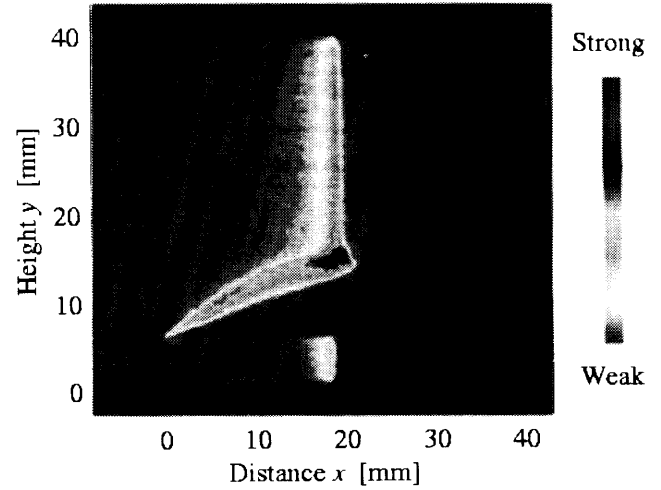


図 9: 千葉大学の実験によって得られた瞬間全放射強度分布 ($x_s = 35$ mm)

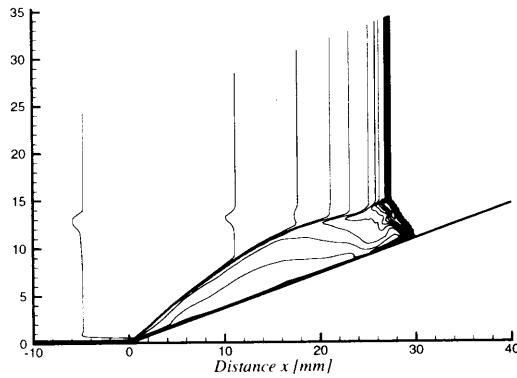


図 8: 計算によって得られた瞬間等温度線図 ($x_s = 27$ mm)

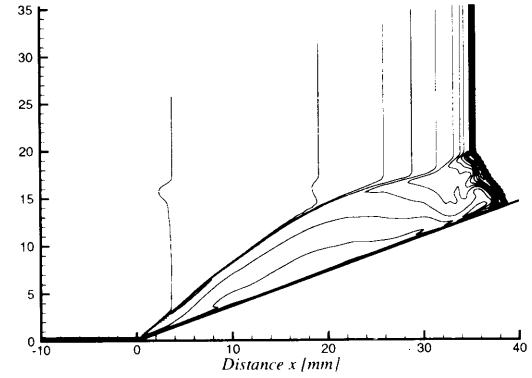


図 10: 計算によって得られた瞬間等温度線図 ($x_s = 35$ mm)

られる。入射衝撃波が $x = 35$ mm の位置に来たときの計算によって得られた壁面における圧力と熱流束の分布を図 13 に示す。この図から非常に大きな熱流束のピークがマッハステムの入射位置で生じていることがわかる。その大きさは斜面のコーナー部分における値の約 1.8 倍程度になっている。更に、圧縮波が壁面と干渉する位置で小さな極大値を取ることも観察できる。また、滑り面の巻き上がっている付近で熱流束の極小値が現れている。また、壁面圧力は斜面のコーナー部分で最大値を取っている。また、熱流束と同様に鋭いピークがマッハステムの入射位置に生じている。更には、滑り面の入射位置付近で大きくその値が下がり、マッハステムの近くで極小値を取っている。

4 まとめと課題

千葉大学で行われた強い衝撃波のくさびでの反射の実験を用いて熱化学モデルを検証するための予備的な数値実験を行った。その結果は定性的な一致を示したが、あらゆる観点から見直しを計り本格的な数値実験を行うことが必要である。今回用いた実験はモデルの検証をする上で次のような優れた点を有している。(1) 高エンタルピー衝撃風洞の実験等では自由流条件の測定及び見積もりの正確性が保証できないのに対し、衝撃波の反射実験は静止空気である衝撃波下流の条件や衝撃波マッハ数が誤差が少なく測定できること。(2) 衝撃波、滑り面などの波が複雑に干渉する流れ場で鈍頭物体まわりなどの流れ場よりも複雑な流れ場であること。(3) 既存の輻射解析コードを用い

て全輻射発光強度を算出することによって主に衝撃波の形状だけではなく衝撃波の背後の全域に渡った比較が可能なこと。ただし、前述の(3)の項目に対してはより詳細な熱化学モデルの基に解析を行った結果が必要であると考えられ、今回のような計算結果では比較の対象とはならないと考えられる。また、問題が非定常であるために必要な格子点数が非常に多くなり多大な計算時間が必要となることが検証問題として不利な点として挙げられる。

現状では予備実験で行った以上の衝撃波マッハ数の実験結果が存在するにも関わらず高マッハ数の計算では解が得られなかった。したがって、今後は強い衝撃波を安定に捕獲し、計算を進行させるコードの開発を第 1 に進めることが当面の課題である。

参考文献

- [1] Honma, H., Matsuura, Y., Morioka, T., Sakurai, N., Suzuki, Y. and Maeno, K : Radiation Observation of Mach Reflections of Strong Shock Waves in Air, Proc. 21st. Int. Symp. on Shock waves, paper 3714, 1997.
- [2] Gnoffo, P. A., Gupta, R. N. and Shinn, J. L : Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium, NASA TP-2867, 1989.

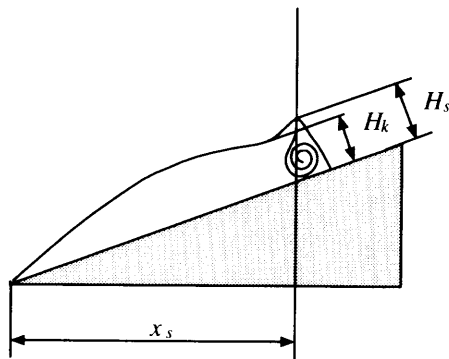
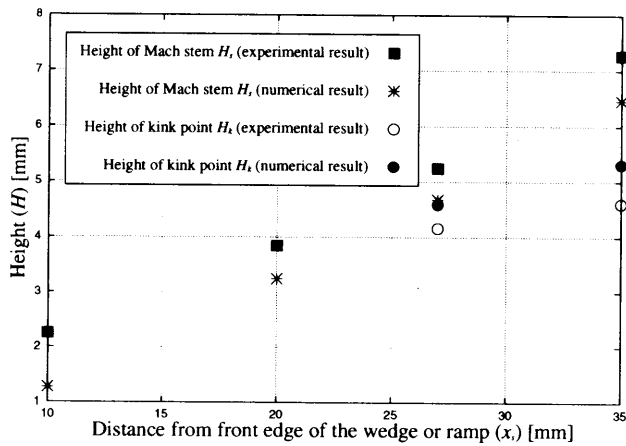


図 11: 実験結果及び計算結果から得られた三重点とキック点の壁面からの高さの比較

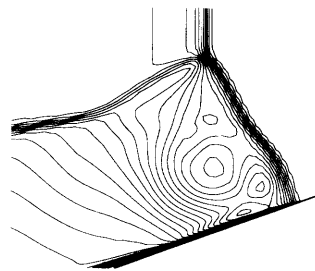
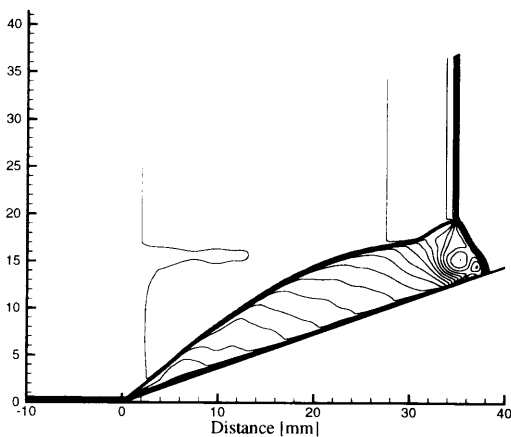


図 12: 計算によって得られた瞬間等密度線図と三重点付近の拡大図 ($x_s = 35 \text{ mm}$)

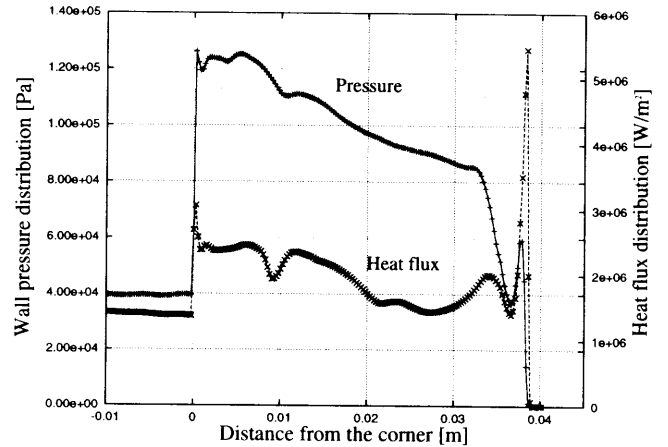


図 13: 計算によって得られた壁面の圧力と熱流束 ($x_s = 35 \text{ mm}$)

[4] Hirschfelder, J. O., Curtiss, C. F. and Bird, R. B. : *Molecular Theory of Gases and Liquids*, Wiley, New York, 1954.

[5] Blottner, F. G. : "Viscous Shock Layer at The Stagnation Point with Nonequilibrium Air Chemistry", *AIAA J.*, **7**, 1969, pp. 2281-2288.

[6] Yee, H. C., Warming, R. F. and Harten, A. : "Implicit Total Variation Diminishing (TVD) Schemes for Steady-State Calculations", *J. Comp. Phys.*, **57**, 1985, pp. 327-360.

[7] Roe, P. L. : "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes", *J. Comp. Phys.*, **43**, 1981, pp. 357-372.

[8] Bussing, T. R. A. and Murman, E. M. : "A Finite Volume Method for The Calculation of Compressible Chemically Reacting Flows", AIAA-85-0331, 1985.

[9] Eberhardt, S., Imlay, S. : "Diagonal Implicit Scheme for Computing Flows with Finite Rate Chemistry", *J. Thermophys. Heat Trans.*, **6**, 1992, pp. 208-216.

[10] Park, C. : "Nonequilibrium Air Radiation (NEQAIR) Program : User's Manual", NASA TM-86707, 1985.

[11] Fujita K. and Abe, T. : "SPRADIAN, Structural Package for Radiation Analysis : Theory and Application", The Institute of Space and Astronautical Science Report No. 669, 1997.

[3] Bird, R. B., Stewart, W. E. and Lightfoot, E. N. : *Transport Phenomena*, Wiley, New York, 1960.