

噴き出し気体の化学反応が鈍頭物体の 空力加熱に及ぼす効果

辛 島 桂 一・中 橋 和 博

The Effect of Chemical Reactions of the Injected Gas
on the Aerodynamic Heating to the Blunt Bodies

By

Keiichi KARASHIMA and Kazuhiro NAKAHASHI

Abstract: This paper is concerned with the effects on aerodynamic heating of chemical reactions of the gaseous materials injected into a shock layer flow due to ablation. Presuming the ablation of teflon and the equilibrium chemical reactions, a hypersonic flow past blunt-nosed axisymmetric bodies is solved numerically using VSL equations and the results are compared with those for an equivalent inert gas.

In the case of small coolant injection, it is shown that a considerable increase of surface heating rate occurs in the stagnation region for the reason that the heating effect due to chemical reactions near the surface is predominating, compared with the cooling effect due to the injection. With the increase of coolant injection the cooling effect grows to be predominating in the stagnation region because of the shortage of diffusion of oxygen, while a remarkable peak in heating rate arises at a distance downstream of the stagnation point, indicating that most of the chemical reactions takes place there.

Finally, it is stressed that the existing approximate formula, proposed for estimating the local heating rate with chemical reactions between the injected and environmental gases from the data without injection, does not predict the real feature of the phenomenon accurately and this discrepancy becomes significant as the injection rate grows.

概 要

本報告は、物体表面から噴き出す気化したアブレーション物質が気流中で燃焼する場合、その化学反応が物体表面の空力加熱に及ぼす効果を調べたものである。反応は化学平衡にあると仮定し、テフロン

のアブレーションを想定して鈍頭軸対称物体まわりの極超音速流が, Viscous-Shock-Layer 方程式を用いて数値的に解かれ, 結果が不活性気体の噴き出しの場合と比較されている.

噴き出し率が比較的小さい場合, 噴き出しによる冷却効果より燃焼による加熱効果が卓越する結果, 熱伝達率が大幅に増加する. 噴き出し率が大きくなると, よどみ点近傍では冷却効果が卓越するが, これは酸素の拡散不足によるものであり主要な化学反応はよどみ点下流で起こり, そこではかなり顕著な熱伝達率のピークの生じる事が示されている. 更に, 化学反応が存在する場合の熱伝達率を, 噴き出しのない場合の熱伝達率から評価するために提案された既存の近似式は実際の現象を正確に記述しないことが示され, この相違は噴き出し率の増加と共に大きくなる事が明らかにされている.

記 号

- C_A : 噴き出し気体の質量分率, Eq. (9) で定義
 C_i : 成分気体 i の質量分率, ρ_i/ρ
 \tilde{C}_j : j 原子の質量分率
 $C_{p,\infty}^*$: 一様流中での比熱 (有次元)
 D_{ij} : Binary diffusion 係数
 H : 混合気体の全エンタルピー, 式(7), H^*/U_∞^{*2}
 h : エンタルピー, $\sum C_i h_i$
 h_i : 成分気体 i のエンタルピー, h_i^*/U_∞^{*2}
 k : 熱伝達係数, $k^*/\mu_{ref}^* C_{p,\infty}^*$
 Le : Lewis 数, $Le = \rho^* D_{ij}^* C_{p,\infty}^*/k^*$
 M_∞ : 一様流中のマッハ数
 \bar{M}^* : 混合気体の分子量, $\bar{M}^* = 1/\sum (C_i/M_i^*)$
 M_i^* : 成分気体 i の分子量
 \dot{m} : 噴き出し率, $\dot{m}^*/\rho_\infty^* U_\infty^*$
 n : 物体面に垂直な方向の座標, n^*/R_n^*
 n_s : 衝撃波層の厚さ, n_s^*/R_n^*
 N_s : 反応気体の数
 p : 圧力, $p^*/(\rho_\infty^* U_\infty^{*2})$
 Pr : Prandtl 数, $Pr = \mu^* C_{p,\infty}^*/k^*$
 q : 壁面での熱伝達率, $q^*/(\rho_\infty^* U_\infty^{*3})$
 r : 物体対称軸から測った物体半径, r^*/R_n^*
 R^* : 一般ガス定数
 R_n^* : 物体頭部曲率半径
 s : 物体面に沿った座標系, s^*/R_n^*
 St : Stanton 数, Eq. (27) で定義
 T : 温度, T^*/T_{ref}^* , $T_{ref}^* = U_\infty^{*2}/C_{p,\infty}^*$
 u : 物体面に平行な速度成分, u^*/U_∞^*

- U_{∞}^* : 一様流中の速度
 v : 物体面に垂直な速度成分, v^*/U_{∞}^*
 α : 図1内で定義する衝撃波角
 γ : 比熱比
 ε : 擾乱パラメーター, Eq. (7)
 η : 変換された n 座標, $\eta = n/n_s$
 κ : 物体曲率, $\kappa^* R_n^*$
 μ : 粘性係数, μ^*/μ_{ref}^* , $\mu_{ref}^* = \mu^*(T_{ref}^*)$
 ξ : 物体面に沿う座標, $\xi = s$
 ρ : 密度, ρ^*/ρ_{∞}^*
 φ : 図1内で定義する物体面の角度

Subscripts

- w : 物体面の値
 s : 衝撃波直後の値
 ∞ : 一様流条件

Superscripts

- $*$: 有次元量
 $-$: 局所衝撃波値で割った値
 $'$: ξ 方向微分

1. 緒 言

人工衛星が大気圏へ再突入する場合、その頭部の空力加熱に対する防御法としてアブレーションが用いられている。アブレーションが起ると物体まわりの気流中へ気化したアブレーション物質が噴き込まれ、その噴き出しの直接の効果による流れ場の変化のほかに、物体面上及び気流中でアブレーション物質が燃焼、解離、再結合等の種々の化学反応を起こし、物体面の空力加熱率が大きく変化する。この現象に関しては既に簡単な解析あるいは実験でもって調べられており [1]~[6]、その中で Adams [2] は噴き出し効果、燃焼効果等を評価する近似式を示し、またテフロンのアブレーションに関して燃焼を、 $C_2F_4 + O_2 \rightarrow 2COF_2 + 23.25 \text{ MJ/kg}$ として計算を行っている。更に [3], [5] ではこれらの近似式を発展させている。一方、文献 [4] では平板上の気流中における空気とテフロンガスとの化学反応について、実験・理論両面から調べている。燃焼の効果については、文献 [3] では O_2 又は CO_2 を含む気体中ではテフロンのアブレーションによって加熱率が25%ほど増加することが指摘されており、[6] ではグラファイトのアブレーションについて実験的研究がなされている。しかしながらこれらの研究では、燃焼反応による加熱率の増加を定性的・定量的に十分な評価をしたものはなく、また、よどみ点近傍についてのものがほとんどであるため、物体のよどみ点下流における上流のアブレーションの影響についても明らかにする必要がある。

本論文の目的は、極超音速流中に置かれた軸対称鈍頭物体に関して、アブレーションで気

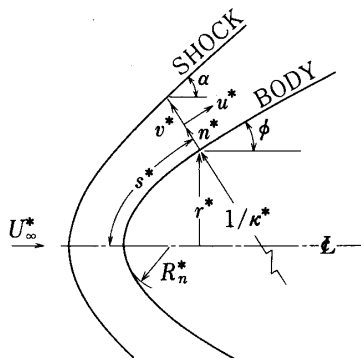
化した表面物質の噴き出しによる冷却効果，燃焼等の化学反応の流れ場への影響，及び下流の流れに対する上流の影響等を明らかにし，噴き出し気体の燃焼反応が存在する場所の局所熱伝達率を，噴き出しが存在しない場合の熱伝達率から評価するために提案された既存の近似式 [5] の有効性を検討することにある．解析の簡単化のためテフロンのアブレーションを想定して噴き出しガスとして C_2F_4 を選び，その高温空気中における燃焼反応を化学平衡の仮定の下に考慮して，Hypersonic Viscous-Shock-Layer 方程式が数値的に解かれ，ガスの噴き出し率と表面熱伝達率の関係が議論されている．化学反応が空力加熱に及ぼす効果を強調するため， C_2F_4 と物性値を等しくする仮想的な不活性ガスを考え，その噴き出しの場合の結果との比較検討も行われている．

2. 解 析

2.1 基礎方程式

解析を簡単化するために導入した仮定は以下の如く要約される．

- (1) 衝撃波層内は至る所層流である．
- (2) 成分気体間の拡散は binary diffusion であり，その拡散係数は成分気体によらず一定である．
- (3) 流れは化学平衡とする．



第1図 座 標 系

第1図に示すように，原点を物体のよどみ点に置く物体表面に固定した座標系をとると，運動方程式 (Viscous-Shock-Layer Equations) 及び成分原子の拡散方程式は次式で与えられる [7], [8]．

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

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{u}{1+\kappa n} \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{\kappa u v}{1+\kappa n} \right) + \frac{1}{1+\kappa n} \frac{\partial p}{\partial s} \\ & = \varepsilon^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial n} - \frac{\kappa u}{1+\kappa n} \right) \right] + \mu \left(\frac{2\kappa}{1+\kappa n} + \frac{\cos \varphi}{r+n \cos \varphi} \right) \right. \\ & \qquad \qquad \qquad \left. \left(\frac{\partial u}{\partial n} - \frac{\kappa u}{1+\kappa n} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{u}{1+\kappa n} \frac{\partial v}{\partial s} + v \frac{\partial v}{\partial n} - \frac{\kappa u^2}{1+\kappa n} \right) + \frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{u}{1+\kappa n} \frac{\partial H}{\partial s} + v \frac{\partial H}{\partial n} \right) - v \frac{\partial b}{\partial n} + \frac{\rho \kappa u^2 v}{1+\kappa n} \\ & = \varepsilon^2 \left[\frac{\partial \Phi}{\partial n} + \Phi \left(\frac{\kappa}{1+\kappa n} + \frac{\cos \varphi}{r+n \cos \varphi} \right) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{u}{1+\kappa n} \frac{\partial \tilde{C}_j}{\partial s} + v \frac{\partial \tilde{C}_j}{\partial n} \right) \\ & = \frac{\varepsilon^2}{(1+\kappa n)(r+n \cos \varphi)} \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left[(1+\kappa n)(r+n \cos \varphi) \right. \right. \\ & \qquad \qquad \qquad \left. \left. \frac{\mu Pr}{Le} \frac{\partial \tilde{C}_j}{\partial n} \right] \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

$$p = \frac{\rho T R^*}{M^* C_{p,\infty}^*} \quad (6)$$

但し,

$$\begin{aligned} & \varepsilon = \sqrt{\frac{\mu_{ref}^*}{\rho_{\infty}^* U_{\infty}^* R_n^*}} \quad , \quad H = h + \frac{1}{2} u^2 \\ & \Phi = \frac{\mu}{Pr} \left[\frac{\partial H}{\partial n} + (Le-1) \sum_{i=1}^{Ns} h_i \frac{\partial C_i}{\partial n} + (Pr-1) u \frac{\partial u}{\partial n} - \frac{Pr \kappa u^2}{1+\kappa n} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

これらの方程式はEq.(3)を除いて放物形の性質を持つが、n-momentum 方程式であるEq.(3)は双曲形の性質を有する。従って、数値計算を行う上では次のような手法を用いる。すなわち、先ず Thin Shock Layer 近似を用いて Eq.(3)を書き直すと次式を得る。

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\kappa \rho u^2}{1 + \kappa n} \quad (8)$$

従って Eq.(3)の代りに Eq.(8)を用いると VSL 方程式は放物形となり、数値計算上では境界層方程式とほぼ同じようにして解ける。Eq.(8)を使った解が得られたなら、n-momentum 式を Eq.(3)にもどして再計算することにより Thin Shock Layer 近似を取り除く。

本研究では化学平衡流を仮定しているので、Eq.(5)は気流中の各原子についての拡散方程式を意味する。それゆえ、Eq.(5)は気流中に含まれる原子の種類の数だけ必要となるが、仮定により原子の拡散係数が等しく一定であるので式の数を減らすことができる。すなわち、拡散係数がすべて等しいということにより、気流中の酸素原子と窒素原子のモル比は常に一定で一様流中の値に等しくなければならない。またアブレーションによる物体表面からの噴き出しが有る場合でも、噴き出し気体の構成原子のモル比は常に一定となる。具体的にテフロン(C_2F_4)のアブレーションについて考えると、炭素とフッ素原子のモル比は衝撃波層内で常に1/2でなければならない。それ故、噴き出しが有る場合は Eq.(9)で定義する噴き出し気体の衝撃波層内での質量分率 C_A さえ決まればすべての原子の質量分率は自動的に決まる。

$$C_A = \sum_{\text{ablated}} \tilde{C}_j = \tilde{C}_C + \tilde{C}_F \quad (9)$$

空気中の酸素と窒素のモル比を 0.217/0.783 とすると、 C_2F_4 の1モルに対する各原子のモル数 n_x は、

$$n_C = 2, \quad n_F = 4 \quad (10)$$

$$n_O = 1.50(1 - C_A)/C_A, \quad n_N = 3.61 n_O$$

となる。以上のことにより、拡散方程式(5)は C_A に関する次式に帰着する。

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{u}{1 + \kappa n} \frac{\partial C_A}{\partial s} + v \frac{\partial C_A}{\partial n} \right) \\ & = \frac{\epsilon^2}{(1 + \kappa n)(r + n \cos \varphi)} \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left[(1 + \kappa n)(r + n \cos \varphi) \frac{u Pr}{Le} \frac{\partial C_A}{\partial n} \right] \right\} \quad (11) \end{aligned}$$

2.2 境界条件

(i) 物体面上における境界条件

物体面上($n=0$)では、「滑り無し」の条件を適用する。すなわち、

$$u = 0 \quad (12)$$

$$v = \dot{m} / \rho \quad (13)$$

ここでアブレーション率

$$\dot{m} = (\rho v)_w \quad (14)$$

は物体内の熱伝導、アブレーション物質の物性値等で決まるものであるが、この研究では物体表面に沿ってのアブレーションによる噴き出し分布を次式で与えることにする。(第2図)

$$\dot{m} = \dot{m}_0 e^{-3.47r^2} \quad (15)$$

但し \dot{m}_0 はよどみ点での噴き出し率を示す。この Eq. (15) は文献[8], [9] から引用したもので、また物体内の熱伝導を考慮した非定常アブレーションの計算[10]の結果をよく記述している事から、アブレーション噴き出しの効果を調べるには有用であろうと思われる。物体面での温度及び全エンタルピーは次式で与えられる。

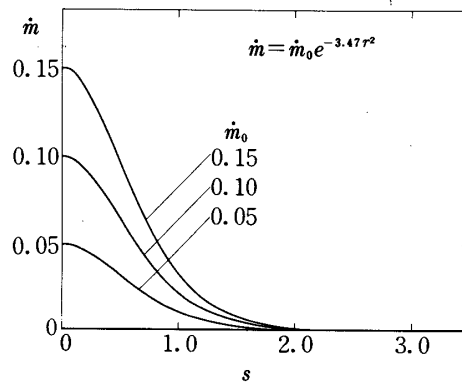
$$T = T_w \text{ (一定)} \quad (16)$$

$$H = \sum_{i=1}^{NS} h_i C_i \quad (17)$$

噴き出し気体の質量分率 C_A に対する境界条件は次式で与えられる。

$$\left(\frac{\partial C_A}{\partial n} \right)_w - \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{\dot{m} Pr}{\mu Le} \right)_w \left[(C_A)_w - 1 \right] = 0 \quad (18)$$

但し物体面での解媒性は無いものとする。一般に非金属の触媒性は非常に小さく、テフロ



第2図 無次元噴き出し率分布

ンについても文献[11]でその事が確かめられている。

(ii) 衝撃波上における境界条件

衝撃波での境界条件は Rankine-Hugoniot の関係式で与える。また流れは化学平衡を仮定する。

$$\rho_s v_s'' = -\sin \alpha \quad (19)$$

$$u_s'' = \cos \alpha \quad (20)$$

$$p_s = \frac{1}{\gamma M_\infty^2} + \sin^2 \alpha \left(1 - \frac{1}{\rho_s} \right) \quad (21)$$

$$h_s = h_\infty + \frac{\sin^2 \alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{\rho_s^2} \right) \quad (22)$$

$$p_s = \frac{p_s \bar{M}_s^* C_{p\infty}^*}{T_s R^*} \quad (23)$$

$$h_s = \sum_{i=1}^{N_s} h_{i,s} \quad (24)$$

$$C_A = 0 \quad (25)$$

2.3 熱伝達率

物体面における熱伝達率 q は、温度勾配による量及び拡散による寄与の和として与えられる。

$$q = -\epsilon^2 \left(k \frac{\partial T}{\partial n} + \frac{\mu Le}{Pr} \sum_{i=1}^{N_s} h_i \frac{\partial C_i}{\partial n} \right)_w \quad (26)$$

物体内部へ入る正味の熱は、更に潜熱による吸収を考慮して得られるが、ここでは空力加熱のみについて議論することにする。

スタントン数は次式で定義する。

$$St = \frac{q}{H_\infty - H_w} \quad (27)$$

2.4 熱力学的係数及び輸送係数

化学平衡の各分子の質量分率は、与えられた温度、圧力及び原子の質量分率に対して、自由エネルギーを最小化する事によって決まる。この化学平衡計算の詳細は文献[12]に譲る。各成分気体の比熱、エンタルピー及び自由エネルギーの熱力学的係数は温度の多項式として

与える [13], [14]. 粘性係数については, テフロン関係のデータが不十分であるためすべてサザーランドの式で与えることにする. Lewis 数及び Prandtl 数は一定値を与え, この論文で用いた値は, $Le = 1.4$, $Pr = 0.7$ である.

構成気体は, 空気については O , O_2 , N , N_2 , NO の5気体を考え, テフロンのアブレーションがある場合は更に, C_2F_4 , COF_2 , F , CO , CO_2 を加えた計10の成分からなる混合気体を考える. 実際の流れ場では更に多くの反応気体が生成されるであろうが, 噴き出し気体の燃焼の効果を知る目的としては前記の10成分で十分であろうと思われる [4].

2.5 数値解法

VSL 方程式の数値解法は Davis [7] の方法に主に従うが, ここにその概要を記す. まず, 数値計算を簡単化するために物理量をその局所的な衝撃波上の値でもって正規化する.

$$\left. \begin{aligned} \eta = n/n_s, \quad \xi = s, \quad \bar{u} = u/u_s, \quad \bar{v} = v/v_s \\ \bar{p} = p/p_s, \quad \bar{\rho} = \rho/\rho_s, \quad \bar{T} = T/T_s, \quad \bar{H} = H/H_s, \quad \text{etc.} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

この変換により壁面に垂直な座標は壁面と衝撃波がそれぞれ $\eta=0$ と $\eta=1$ に対応し, この座標系上の差分格子の数は衝撃波層の厚さに関係なく一定となる.

この新しい座標及び変数で先の Eq. (2), (4), (5) の三つの二階偏微分方程式を書きなおすと, 次の放物形方程式の一般形に整理される.

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \eta^2} + \alpha_1 \frac{\partial W}{\partial \eta} + \alpha_2 W + \alpha_3 + \alpha_4 \frac{\partial W}{\partial \xi} = 0 \quad (29)$$

ここに W は, Eq. (2), (4), (5) に対してそれぞれ \bar{u} , \bar{H} , C_A を表わす. そしてこの Eq. (29) をテイラー級数展開を使って差分形に直すと最終的に次の形に帰する.

$$A_n W_{m, n-1} + B_n W_{m, n} + C_n W_{m, n+1} = D_n \quad (30)$$

ここに, 添字の n は η 方向の格子点を示し, 添字 m は ξ 方向の格子点を示す. この Eq. (30) は三項方程式となり容易に数値計算できる [15].

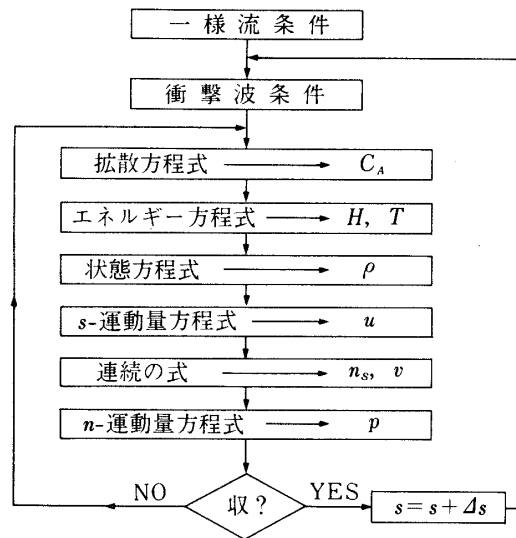
η 及び ξ 方向の差分格子は物理量の変化が大きい所で密になるように与え, 打ち切り誤差は $O(\Delta \eta^2)$ 及び $O(\Delta \xi)$ である.

数値計算の手順を以下に示す. まずよどみ点での解を求め, 次にそれを初期値として順々に下流へ計算を進めて行く. s 方向の各点における解法は図3に示す. そして希望の下流点まで計算が進んだならそこで打ち切るが, これにより得られた流れ場の解は次の仮定を含んでおり不十分である. すなわち

(a) n -momentum の式に Thin shock layer 近似 (8) 式を使っている.

(b) 衝撃波の傾き $dn_s/d\xi$ を零と置いている.

従って, これらの解を第一近似として $dn_s/d\xi$ を評価し, また n -momentum 式として Eq. (3) を用いて再計算を行い, 同様な手続きを解が収束するまで繰り返す.



第3図 VSL方程式の数値計算流れ図

3. 結果と考察

3.1 計算条件

この研究において用いた一様流条件及び物体を下に示す。この一様流条件には地球大気高度 60 km に相当する値を用いた。

(a) 一様流条件

$$U_{\infty}^* = 3208 \text{ m/s } (M_{\infty} = 10)$$

$$\rho_{\infty}^* = 3.059 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3, \quad T_{\infty}^* = 256^{\circ} \text{K}$$

(b) 物体条件 (22.5° 半頂角 Hyperboloid)

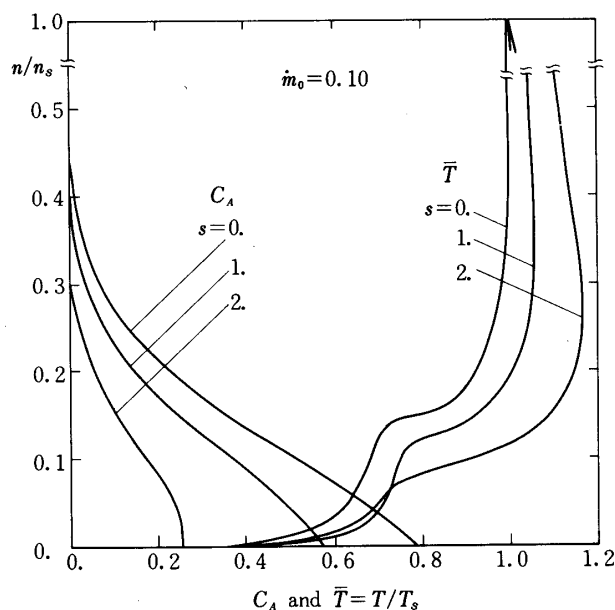
$$\text{頭部曲率半径 } R_n^* = 0.1 \text{ m}$$

$$\text{壁面温度 } T_w^* = 900^{\circ} \text{K}$$

この条件での Reynolds 数は $Re^* = \rho_{\infty}^* U_{\infty}^* R_n^* / \mu_{\infty}^* = 6.01 \times 10^3$ であり、流れは層流を保つと見なしてよい。

3.2 結果と考察

まずアブレーション噴き出しのある場合について、衝撃波層内での温度 T 及び噴き出し気体の質量分率 C_A の分布を図4に示す。この図は $m_0 = 0.1$ の場合であるが、温度分布は途中に温度勾配の小さな所を持つ特徴ある形をしている。また図4に対応して、物体上の三箇所 ($s = 0, 1.0, 2.0$) での各成分気体の質量分率の分布を図5(a) ~ (c)に示す。図5(a)はよどみ点 ($s = 0$) における結果であるが、壁面近くでは C_2F_4 , COF_2 が高い値を持ち、壁面から離れるに従ってそれらが急激に減少するとともに、 CO , CO_2 , F が増して極大値をとる事が示されている。図5(b), (c)の下流での結果はその場所の局所

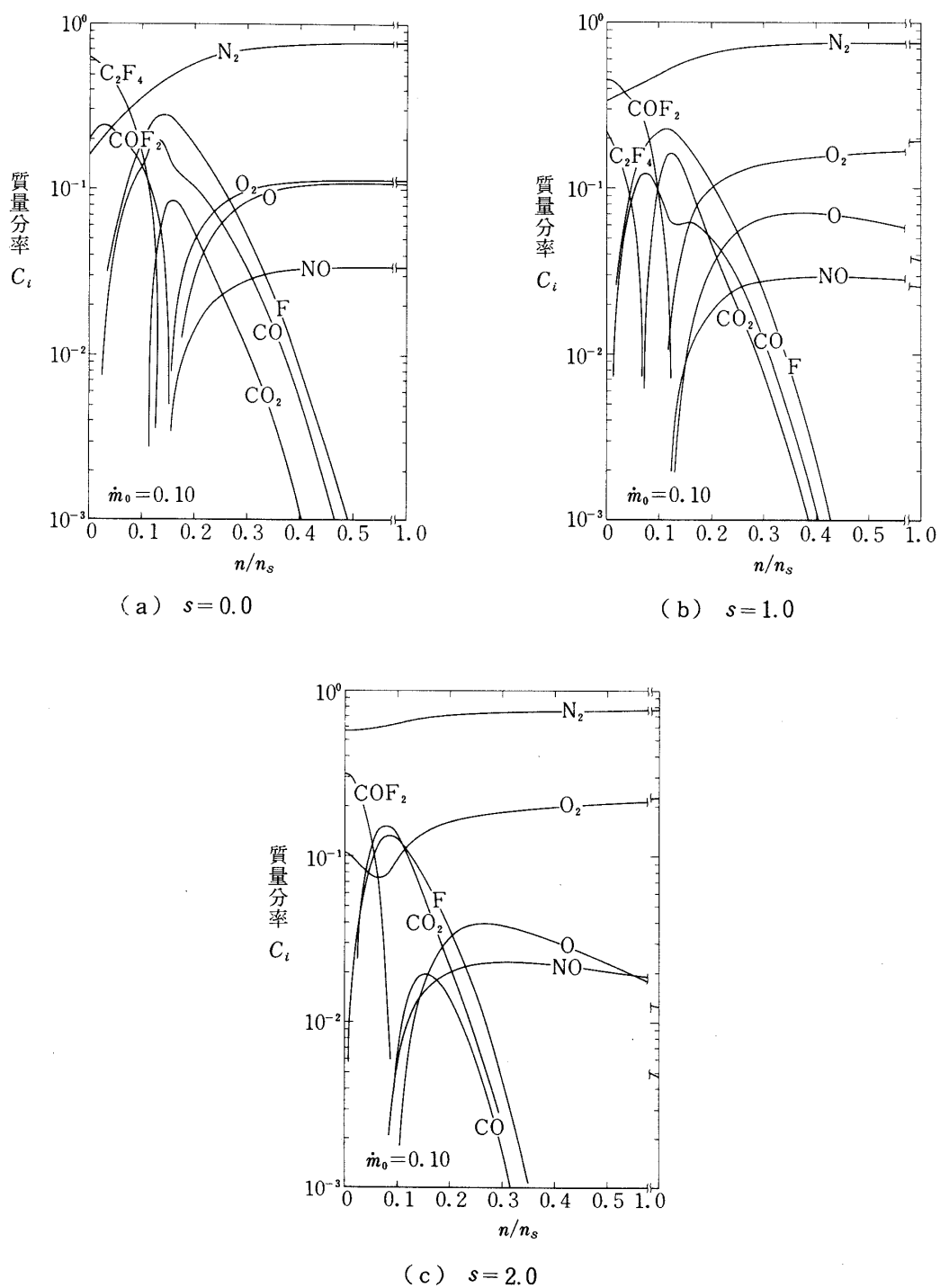
第4図 衝撃波内の C_A 及び温度の分布 ($\dot{m}_0=0.10$)

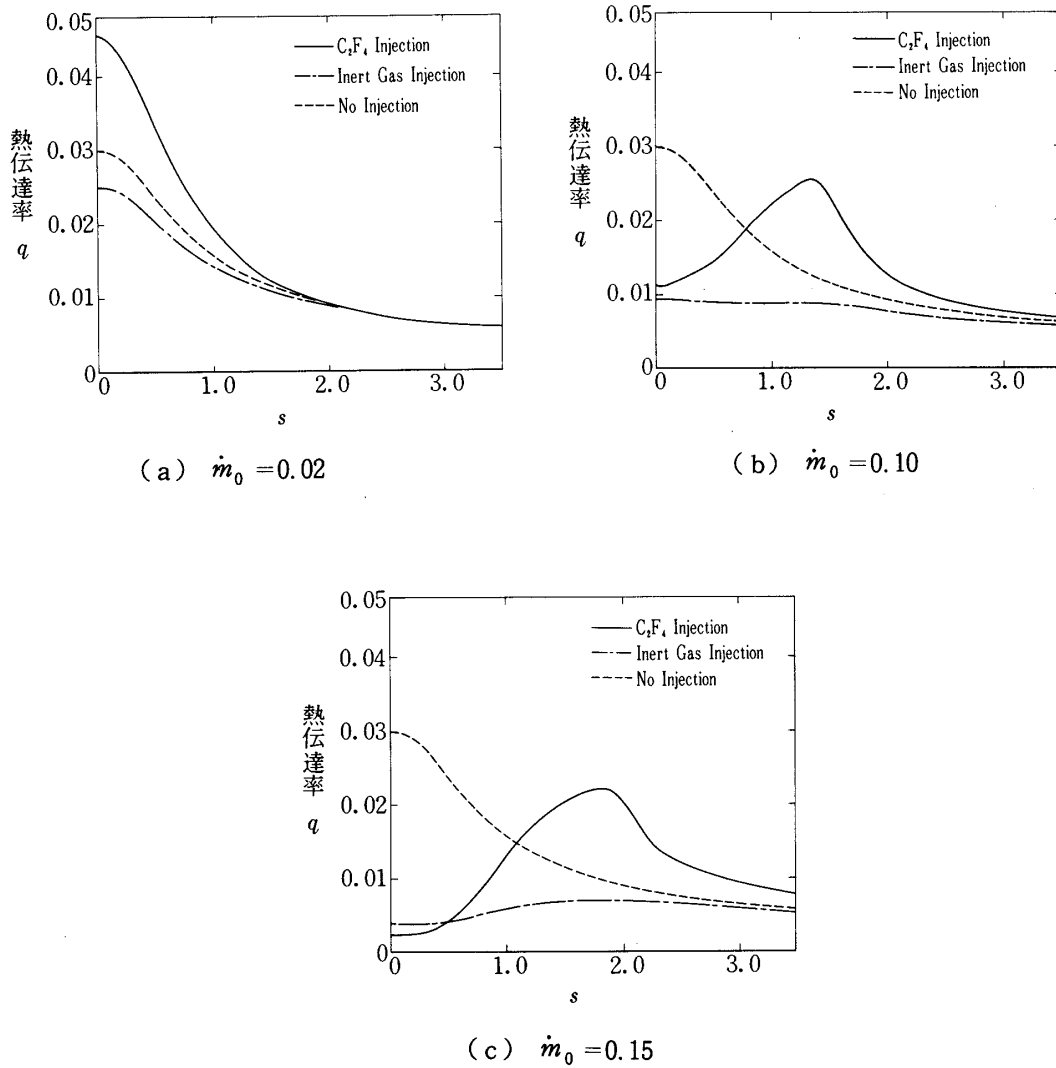
条件がそれぞれ異なるため質量分率の分布も当然違ってくる。ただ、 $s=2.0$ の所での結果を示す図5(c)において、この場所では図2を見てもわかるようにアブレーション噴き出しがほとんど無いにもかかわらず、 COF_2 、 F 、 CO_2 等が大きな割合で残っており、上流の噴き出しの影響を大きく受けている事を示している。

図6(a)~(c)は各噴き出し率分布 ($\dot{m}_0 = 0.02, 0.10, 0.15$) について、物体面に沿っての熱伝達率分布を表したものである。ここでは特にテフロンガス (C_2F_4) の気流中での燃焼等の影響を噴き出し効果とは区別して調べるために、 C_2F_4 ガスを不活性気体として扱った場合の計算結果 (一点鎖線) 及び噴き出しの無い場合 (破線) を共に示す。これらの図で示されるように、不活性気体の噴き出しの場合は噴き出し効果によって熱伝達率が一様に減少しているが、燃焼のある場合には大きな違いが現れている。すなわち、比較的小さな噴き出し率の場合 (図6(a)) には、噴き出しの無い場合よりも逆に大きな熱伝達率を示している。また、噴き出し率が大きい場合 (図6(b), (c)) では、噴き出し効果が卓越するためによどみ点近くの熱伝達率は減少するが、下流の噴き出し効果が小さくなったところで熱伝達率のピークが現れる。このピークのできる理由は、その近傍の噴き出し効果が小さいために燃焼の影響が強くと現れるという事に加えて、先の図5(c)の説明において述べたように、上流で噴き出されたアブレーション気体も影響を及ぼしているためと思われる。

次に、噴き出しの強さと熱伝達率との関係調べたのが図7(a)~(c)である。図7(a)はよどみ点での結果で、(b), (c)はそれぞれ下流点 $s=0.5$, $s=1.0$ におけるものである。図では更に、従来よく用いられてきた噴き出し効果を評価する近似式との比較を行った。

アブレーション問題の近似計算の場合、噴き出し効果による熱伝達率の減少を、噴き出し

第5図 衝撃波層内の C_i の分布



第6図 壁面に沿っての熱伝達率の分布

の無い場合の熱伝達率から簡単に評価する方法として次式がよく使われている.[3],[5].

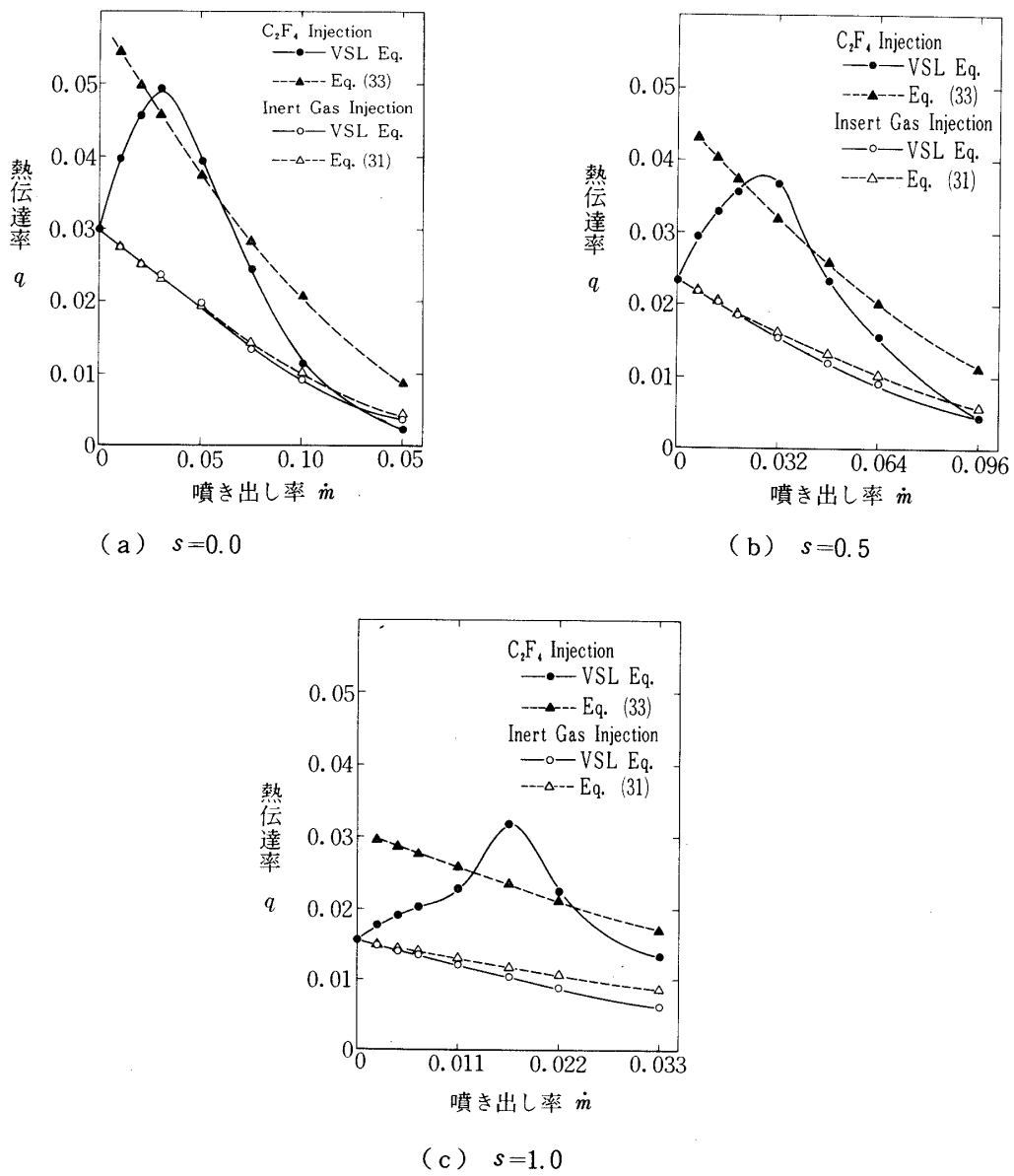
$$q_i^* = \psi q_0^*, \quad \psi = 1 - \beta_1 \frac{\dot{m}}{St_0} + \beta_2 \left(\frac{\dot{m}}{St_0} \right)^2 \quad (31)$$

ここに q_0^* , q_i^* はそれぞれ噴き出しの無い場合と有る場合の加熱率を示し, St_0 は噴き出しの無い場合のスタントン数である. β_1 , β_2 はテフロンのアブレーションについては次のように与えられる[5].

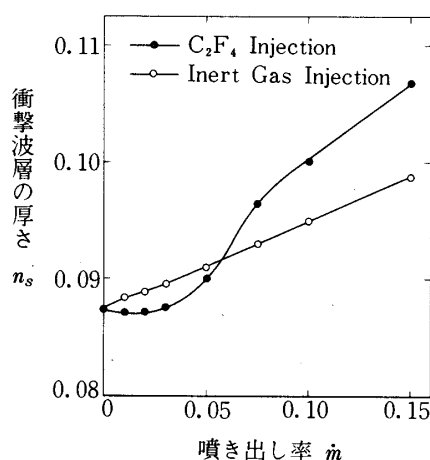
$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= 0.72 (M_\infty^*/M_w^*)^{0.4} = 0.72 (29/100)^{0.4} = 0.44 \\ \beta_2 &= 0.13 (M_\infty^*/M_w^*)^{0.8} = 0.048 \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

更に、燃焼による熱伝達率の増加の評価には、次の近似式が用いられる [5].

$$q^* = q_i^* + q_{comb}^*, \quad q_{comb}^* = \psi K h_c^* St_0 \quad (33)$$



第7図 熱伝達率と噴き出し率の関係

第8図 衝撃波層厚さと噴き出し率の関係 (よどみ点 $s=0$)

但し、 K は一様流中の酸素の質量分率とし、また h_c^* は酸素単位質量当りの噴き出し物質の燃焼熱で、テフロンでは 23.7 MJ/kg の値が文献[5]で用いられている。Eq. (31)及びEq. (33)は鈍頭物体のよどみ点について成り立つ式であるが、よどみ点以外の所では普通その所での局所的な値を当てはめて使われている。

まず、図7(a)~(c)において、燃焼のない不活性気体の噴き出しの結果について見ると、よどみ点(図7(a))では噴き出し効果の近似式(31)は、VSL方程式を用いた本研究の結果と非常によくあっている。よどみ点以外の下流では、噴き出しの大きい場合に上流の影響を評価できないためのずれが生じるものの、近似式としては十分であることがわかる。

次に燃焼のある場合については、先に言及したように、比較的小さな噴き出し率の所で熱伝達率が最大になり、それ以上の噴き出し率では噴き出し効果が著しくきいている。下流の結果(b),(c)においても、ある噴き出し率の所で熱伝達率が最大となる関係を示しているが、各点での熱伝達率が最大となる局所噴き出し率の値を調べてみると、 $s=0$ では $\dot{m}=0.031$ 、 $s=0.5$ では $\dot{m}=0.028$ 、 $s=1.0$ では $\dot{m}=0.017$ となり、下流へ行くほど \dot{m} の値は小さくなっている。このことは、それぞれの場所での他の条件も違っているから一概には言えないが、下流においてはそこの局所的な噴き出しの燃焼の他に上流からくる未燃焼噴き出し気体も寄与していることを示している。また、燃焼の効果を評価する近似式(33)は、非常に粗い近似しか与え得ないことが示されており、特に燃焼のある場合は下流までその影響が及ぶため近似式の結果は本計算結果から大きくずれる。

図8は、よどみ点の衝撃波層の厚さに関する噴き出しの影響を示すもので、ここでも燃焼のある場合と無い場合との違いが明白である。特に噴き出し率の大きい場合には、物体面から少し離れた所での化学反応によって衝撃波層を更に厚くしている。先の図6(c)においてよどみ点近傍の熱伝達率が、不活性ガスの噴き出しの場合よりもテフロンガスの場合の方が低くなっているのは、熱伝達率における壁面近くの各成分気体の拡散による寄与の他に、この衝撃波層の厚さの増加ということも寄与しているためと思われる。

4. 結 論

化学平衡流の仮定のもとに Viscous-Shock-Layer 方程式を用いて、アブレーションを行っている物体の空力加熱に対する化学反応の効果を調べ、以下のことが示された。

- (1) アブレーションによる気体の噴き出し率が比較的小さい場合は、熱伝達率は燃焼の影響により噴き出しの無い場合よりも大きくなる。
- (2) 噴き出し率が大きい場合は、噴き出しの冷却効果により熱伝達率が減少するが、下流の噴き出し率の小さな所で熱伝達率が増す。
- (3) 不活性気体の噴き出しの場合には、噴き出し効果を評価する近似式がかなり良い精度を持ち、よどみ点以外の下流においてもその局所的な値を用いることにより十分有効な近似を与える。
- (4) 燃焼効果を評価する近似式は、特によどみ点下流における熱伝達率を精度よく記述できない。このことは、噴き出しの冷却効果と燃焼とのからみ合う複雑な現象については Eq.(33) のような単純な式ではとらえきれないことを示している。

1978年9月18日 (航空力学部)

参 考 文 献

- [1] C. B. Cohen, R. Bromberg and R. P. Lipkis; Boundary Layers with Chemical Reactions due to Mass Addition., *Jet Propulsion*, **28**, pp. 659-668 (1958).
- [2] M. C. Admas; Recent Advances in Ablation., *ARS J.*, **29**, No. 9 pp. 625-632 (1959)
- [3] J. G. Marvin and R. B. Pope; Laminar Convective Heating and Ablation in the Mars Atmosphere., *AIAA J.*, **5**, No. 2, pp. 240-248 (1967)
- [4] R. A. Greenberg, N. H. Kemp and K. L. Wrey; Structure of the Laminar Ablating Air-Teflon Boundary Layer., *AIAA J.*, **8**, No. 4, pp. 619-626 (1970).
- [5] R. B. Pope; Simplified Computer Model for Predicting the Ablation of Teflon., *J. Spacecraft*, **12**, No. 2, pp. 83-88 (1975)
- [6] 相原康彦, 野村茂昭, 渡辺泰夫; よどみ点におけるグラファイトのアブレーションの実験的研究, 航空宇宙技術研究所報告 TR-149 (1968)
- [7] R. T. Davis; Numerical Solution of the Hypersonic Viscous Shock-Layer Equations., *AIAA J.*, **8**, No. 5, pp. 843-851 (1970)
- [8] J. N. Moss; Reacting Viscous-Shock-Layer Solutions with Multicomponent Diffusion and Mass Injection., *NASA TR R-411* (1974)
- [9] R. E. Whitehead and R. T. Davis; Numerical Solutions to the Viscous Shock-Layer Blunt Body Problem with Inert Gas Injection., *Sandia Lab. SC-CR-70-6162* (1971)
- [10] 中橋和博, 辛島桂一; 極超音速流中の軸対称鈍頭物体における過渡的熱応答について, 日本航空宇宙学会第9回年会講演集 pp. 112-113 (1978)
- [11] 野村茂昭; 解離した極超音速流中での Teflon への熱伝達の測定, 航空宇宙技術研究所報告 TR-133 (1967)
- [12] C. W. Stround and K. L. Brinkley; Chemical Equilibrium of Ablation Materials

- Including Condensed Species., NASA TN D-5391 (1969)
- [13] B. J. McBride, S. Heibel, J. G. Ehlers and S. Gordon; Thermodynamic Properties to 6000°K for 210 Substances Involving the First 18 Elements. NASA SP-3001 (1963)
- [14] Anon; JANAF Thermochemical Tables., Thermal Res. Lab., The Dow Chem. Co. (1962)
- [15] R. D. Richtmyer; "Difference Methods for Initial-Value Problems", Interscience Publishers, Inc., New York (1957)