

UDC 533.6.011
536.2

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-167

アブレーションによるよどみ点空力加熱
の減少の測定

野村茂昭

1968年11月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- | | | | |
|--------|--|----------|------------------------------|
| TR-145 | ロケット用耐熱材料の研究
Study on the Heat Insulation Materials for Rocket | 1967年11月 | 古田敏康 |
| TR-146 | 半導体歪ゲージを用いる小型高感度加速度計の研究
Study on the Miniature Type High Sensitivity Accelerometer Using Semiconductor Strain Gages | 1967年11月 | 田畑 浄治, 大坪 孔治
滝沢 実 |
| TR-147 | 固体ロケットモータのノズルにおける熱伝達の実験的研究
—プロペラント内へ添加されたアルミニウムの影響—
An Experimental Investigation of Heat Transfer in the Nozzle of High-Aluminized Solid Rocket | 1968年2月 | 五代 富文, 湯沢 克宣
伊藤 克弥, 西村 久男 |
| TR-148 | 失速角以上で振動する翼のまわりの流れの観察
—失速フラッタの研究(I)—
Optical Observation of the Separated Flow around an Oscillating Aerofoil at High Mean Angles of Attack with Special Reference to Stall Fluter | 1968年2月 | 中村 泰治, 磯貝 紘二
江尻 宏 |
| TR-149 | 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
An Experimental Study of the Ablation of Graphite in the Stagnation Region | 1968年2月 | 相原 康彦, 野村 茂昭
渡辺 泰夫 |
| TR-150 | 強化プラスチックの熱的物性値について
(輻射加熱による測定)
The Measurement of Thermal Properties of Reinforced Plastics at Temperatures up to 150°C (Infra-red Radiation Method) | 1968年2月 | 小川 鉦一, 野口 義男 |
| TR-151 | 空気力学的加熱の少ない極超音速飛しょう体
Minimum Heat Transfer Body at Hypersonic Speeds | 1968年3月 | 相原 康彦 |
| TR-152 | 二次元二重円弧翼列の遷音速実験
High Speed Tests of Compressor Cascades with Double Circular Arc Blades Sections | 1968年3月 | 近藤 博, 襲田 光弘
山崎 紀雄, 古川 昇 |
| TR-153 | アーク加熱衝撃波管による物体のまわりの高温気流の研究
Study of High Temperature Flow around Body Using an Arc-Driven Shock Tube | 1968年4月 | 松崎 利一, 上瀬 千春 |
| TR-154 | フライングテストベッドの計画
—本体のシステムデザイン—
System Design of Flying Test Bed for VTOL Aircraft at National Aerospace Laboratory | 1968年5月 | 新型航空機部 |
| TR-155 | 遷音速における Control-Surface Buzz に関する研究
An Investigation on Control-Surface Buzz at Transonic Speeds | 1968年5月 | 中村 泰治 |
| TR-156 | 二次元湾曲ジェットの相似構造と乱流混合におよぼす曲率の研究
Effects of Curvature on the Similar Structure and Turbulent Mixing of Two-dimensional Curved Jets | 1968年5月 | 遠藤 浩 |
| TR-157 | 電子線密度測定法による低密度極超音速流の実験的研究
Experimental Study of Low Density Hypersonic Flow Using Electron-Beam Densitometry | 1968年6月 | 和田 勇, 曾 我国男 |

アブレーションによるよどみ点空力加熱の減少の測定*

野村 茂 昭**

Measurements of Heat Transfer Reduction by Ablation at Stagnation Region

By Shigeaki NOMURA

The heat transfer to ablating teflon surface was measured in a low density, high enthalpy nitrogen flow; the impact pressure of 7×10^{-3} atm and the total stream enthalpy of 900 to 4,500 cal/g.

The concluding remarks of this experimental investigation are as follows;

- (1) Ranging the blowing parameter B from 0.8 to 1.33, the value ϕ_c , the ratio of the heat transfer rates both to the ablating and the nonablating teflon surfaces, was reduced approximately linearly with R as $\phi_c \doteq 1 - 0.52 B$.
- (2) The experimental results were in good agreement with the shock layer theory throughout the experiments ($B=0.8 \sim 1.33$) and in fairly good agreement with the laminar boundary layer theory within the limited region $B < 1$.
- (3) Comparison of the theories and the experiments conducted in a chemically frozen flow shows that the surface of ablating teflon is noncatalytic for the surface recombination of nitrogen atoms.
- (4) From the measurements of the temperature distribution in the ablating teflon, it was found that the ablation theory considering the melting layer had to be applied to teflon ablation instead of the usually applied sublimation theory.
- (5) Concerning the ablation measurement, it was indicated that the effects upon ϕ_c of the following phenomena cannot be neglected; the density decrease and the area increase at the ablating surface caused by thermal expansion, and the surface temperature change related to the ablation rate.

1. 結 言

空力加熱の減少の最も強力な手段の一つであるアブレーションに関しては、多くの理論的、実験的研究がなされている。また更に有効な加熱の減少をもたらす材料の開発が現在なお盛んに行なわれており、アブレーション現象もこれら材料の種類と共に多様化をきわめている。この中で、高温窒素流中でのテフロンのアブレーションは、気流中に噴き出した気体の化学反応および気流と表面との間の化学反応が無視できることから、空力加熱減少の解析のための最も基礎的な現象として、理論的実験的に数多く取り扱われてきた。しかしながら、この最も基礎的な現象に関してさえも、いまだに次の諸点に疑問を残している。

- (1) 多くの実験結果が、それぞれかならずしも一致しない。
 - (2) アブレーションを伴う流れに対する境界層理論、Shock Layer理論の妥当性、ならびにアブレーション現象を支配するパラメータが明確でない。
 - (3) テフロンアブレーションに対して通常用いられる、定常 Sublimation理論の妥当性。
 - (4) アブレートしているテフロン表面の、解離分子再結合に対する触媒性の有無。
- などであり、これらはテフロンに限らず一般のアブレーションに共通した重要な問題を含んでいる。

そこで、これらの諸点に主眼を置いて、高エンタルピ窒素流中でテフロンのアブレーションの実験を行ない、アブレーションによる空力加熱の減少を測定した。これと、これまでに行なわれた代表的な理論的、実

* 昭和43年10月28日受理

** 空気力学第一部

験的研究とをまとめてこれと比較検討し、その結果について報告する。

2. 記号

A^*	ノズルスロート断面積	[mm ²]	Re	Reynolds 数	
B	気体噴き出しパラメータ, (A3 式)		R_{eff}	有効曲率半径	[cm]
\tilde{B}	凍結流中の $k_w=0$ の壁での B		R_n	物体頭部の曲率半径	[cm]
C	熱伝達定数, (12 式)	[gcm ^{-3/2} atm ^{-1/2} s ⁻¹]	r_0	付図 1,2	
C_e	解離粒子の密度比		S	表面積	[cm ²]
c_b	気体以外の物体の比熱	[cal g ⁻¹ °C ⁻¹]	s	表面の後退長さ	[mm]
c_p	気体の定圧比熱	[//]	\dot{s}	アブレーション速度	[cms ⁻¹]
c_p	解離電離粒子の拡散を含む総比熱	[//]	Sc	Schmidt 数	
E	活性化エネルギー	[cal mole ⁻¹]	St_0	$B=0$ の時の Stanton 数	
f	無次元流れ関数		\tilde{St}_0	凍結流での St_0	
f_w	(5) 式		T	温度	[°C]
g	h/h_e		t	時間	[s]
H	(A4) 式		t_m	溶融温度に達する時間	[//]
H_s	(2b) 式	[cal g ⁻¹]	T_a	アブレーション温度	[°C]
h	エンタルピ	[//]	T_b	初期物体温度	[//]
h_0	総エンタルピ	[//]	T_m	溶融温度	[//]
\tilde{h}_0	凍結エンタルピ $h_0-h_R C_e$	[//]	U_∞	主流速度	[cm s ⁻¹]
h_R	解離分子の化学的エンタルピ	[//]	U_∞	$U_\infty/(3.05 \times 10^6 \text{ cm/s})$	
h_v	蒸発の潜熱	[//]	u	x 方向速度成分	[cm s ⁻¹]
h_{eff}	有効アブレーション熱	[//]	v	y 方向速度成分	[//]
h_m	溶融の潜熱	[//]	V	体積	[cm ³]
J	$C_e(\eta)/C_e(\infty)$		W	気体の質量流量	[g cm ⁻² s ⁻¹]
k	熱伝導率	[cal cm ⁻¹ s ⁻¹ °C ⁻¹]	x	図 1 または付図 1,2	[cm]
\tilde{k}	解離電離粒子の拡散を含む総熱伝導率	[//]	y	//	[//]
k_w	触媒性再結合速度定数	[cm s ⁻¹]	Z	流れの中心軸上ノズル出口からの距離	[mm]
l	$\rho\mu/(\rho\mu)_e$		z	図 1	
Le	Lewis 数		β	よどみ点で表面に沿う気流の速度勾配	[s ⁻¹]
\dot{m}	アブレーション率	[g cm ⁻² s ⁻¹]	γ	比熱比	
\bar{M}	流れと噴き出し気体の分子量の比		δ_m	溶融層の厚さ	[cm]
Nu	Nuselt 数		ε	ρ_∞/ρ_s	
p	圧力	[mmHg または atm]	η	$u_e r_0 \left(2 \int_0^x \rho_e \mu_e u_e r_0 dx \right)^{-1/2} \int_0^y \rho dy$	
p_t	貯気槽圧力	[//]	κ	$k/(c_b \rho)$	[cm ² s ⁻¹]
p_0	ピトー圧力	[//]	λ	$\rho\mu H/(\rho_0 \mu_s H_s)$	
Pr	Prandtl 数		μ	力学的粘性係数	[g cm ⁻¹ s ⁻¹]
\tilde{Pr}	c_p, k を含む total Prandtl 数		ν	動粘性係数	[cm ² s ⁻¹]
\dot{q}	単位時間に単位面積への熱伝達量	[cal cm ⁻² s ⁻¹]	ξ	$u_s r_0 H^{-1} \left(2 \int_0^x \rho_s \mu_s u_s r_0 H^{-1} dx \right)^{-1/2} \int_0^y H \rho dy$	
\dot{q}_B	噴き出しのある時の \dot{q}	[//]	ρ	密度	[g cm ⁻³]
$\dot{q}_{B=0}$	噴き出しのない時の \dot{q}	[//]	φ	$\{1+0.43Sc^{-2/3}(2\beta\mu_e\rho_e)^{1/2}(\rho_w k_w)^{-1}\}^{-1}$	
\dot{q}_{tr}	噴き出しによる \dot{q} の減少量		ϕ_e	$\dot{q}_B/\dot{q}_{B=0}$	
R	普遍気体定数		添字		
			1	溶融層内での量	
			2	固体層内での量	
			∞	主流での量	

- e 堺層端での量
- m 溶融状態での量
- o よどみ点領域での量
- s 衝撃波面での量
- T_a アブレーション温度での量
- T_b 初期温度での量
- w 壁上での量

3. 定常アブレーション

テフロンのアブレーションを取り扱うにあたって、次の物理的仮定を置く。

- (1) アブレーション物質は半無限長であり、そのアブレーションは定常的であること。
- (2) 溶融した物質の粘性が十分大きく、その形状変化がないこと。
- (3) よどみ点領域で考えるので、物体内部の熱伝導は一次元的であること。

テフロンは、溶融潜熱が小さく ($h_m = 14 \text{ cal/g}$) 溶融テフロンから粘性が大きい ($\mu \doteq 10^{11} \text{ poise}$) ため、通常表面からの Sublimation のみを考えるが¹⁾、厳密にはその溶融層を考慮に入れて次のように取り扱わねばならない。

図1において、仮定 (1) から蒸発面、溶融面ともに座標に関して一定速度 \dot{s} で移動する。各面に y 軸、 z 軸を固定する。テフロン内部の熱伝導は次式で支配される。

$$k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = c_b \rho \frac{\partial T}{\partial t}$$

これから、溶融層、固体層内での温度はつぎのように求められる。

溶融層

$y = x - \dot{s}t$ であるから

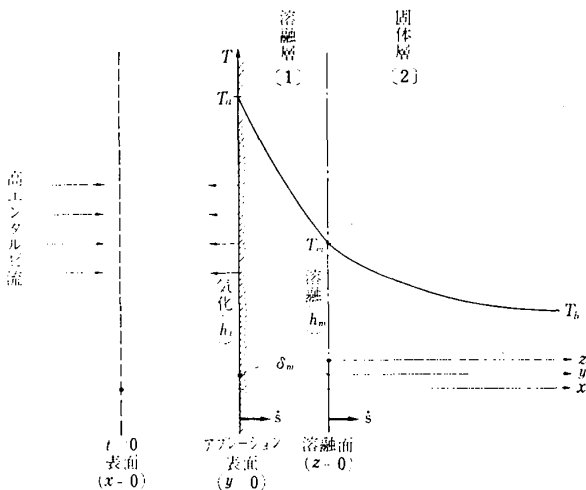


図1 溶融層を考慮した定常アブレーション

$$\begin{aligned} \kappa_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} &= -\dot{s} \frac{\partial T_1}{\partial y} \\ y=0: T_1 &= T_a \\ y=\delta_m: T_1 &= T_m \end{aligned}$$

これに解いて

$$T_1 = T_a - (T_a - T_m) (1 - e^{-\dot{s}y/\kappa_1}) / (1 - e^{-\dot{s}\delta_m/\kappa_1})$$

固体層

$z = y - \delta_m = x - \dot{s}t - \delta_m$ であるから

$$\begin{aligned} \kappa_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} &= -\dot{s} \frac{\partial T_2}{\partial z} \\ z=0: T_2 &= T_m \\ z \rightarrow \infty: T_2 &= T_b \end{aligned}$$

これを解いて

$$T_2 = T_b + (T_m - T_b) e^{-\dot{s}z/\kappa_2}$$

この温度分布の特徴は

$$\frac{d}{dt} \ln(T_2 - T_b) = \dot{s}^2 / \kappa_2 = \text{const} \quad (1a)$$

表面への加熱量 \dot{q}_B は、表面での熱平衡から

$$\begin{aligned} \dot{q}_B &= \dot{q}_{B=0} - \dot{q}_{tr} = \dot{s}\rho_1 h_v - k_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial y} \right|_w \\ &= \dot{s}\rho_1 h_v + c_{b1} \rho_1 \dot{s} (T_a - T_m) / (1 - e^{-\dot{s}\delta_m/\kappa_1}) \end{aligned}$$

また、溶融面での熱平衡式

$$-k_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial y} \right|_{y=\delta_m} = -k_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=0} + \dot{s}\rho_2 h_m$$

から

$$\begin{aligned} \dot{s}\rho_1 c_{b1} (T_a - T_m) e^{-\dot{s}\delta_m/\kappa_1} / (1 - e^{-\dot{s}\delta_m/\kappa_1}) \\ = \dot{s}\rho_2 c_{b2} (T_m - T_b) + \dot{s}\rho_2 h_m \end{aligned}$$

両式から $e^{-\dot{s}\delta_m/\kappa_1}$ を消去して

$$\begin{aligned} \dot{q}_B &= \dot{q}_{B=0} - \dot{q}_{tr} = \dot{s}\rho_1 \left\{ h_v + c_{b1} (T_a - T_m) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\rho_2}{\rho_1} h_m + \frac{\rho_2}{\rho_1} c_{b2} (T_m - T_b) \right\} \end{aligned}$$

となる。

これに反し Sublimation 理論では

$$\begin{aligned} \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} &= -\dot{s} \frac{\partial T}{\partial y} \\ y=0: T &= T_a \\ y \rightarrow \infty: T &= T_b \end{aligned}$$

これを解いて

$$T = T_b + (T_a - T_b) e^{-\dot{s}y/\kappa}$$

$$\frac{d}{dt} \ln(T - T_b) = \dot{s}^2 / \kappa = \text{const.} \quad (1b)$$

$$\dot{q}_B = \dot{s}\rho \{ h_v + c_b (T_a - T_b) \}$$

となる。ここで通常 h_v に溶融潜熱 h_m を含めた値を用い、また T_a の各アブレーションにおける相違の影響は h_v に比して小さいとして、 $\dot{q}_B / \dot{s}\rho$ を定数 $H_s^{(1),(18),(19),(20)}$ とみなし、つぎの値をとっている。

$$H_s = 410 \text{ cal/g}^{18)}$$

かくして、アブレーションにおいて重要なパラメータである有効アブレーション熱量 h_{eff} はそれぞれ

$$\begin{aligned} h_{\text{eff}} &\equiv \dot{q}_{B=0} / \dot{m} = (\dot{q}_{tr} + \dot{q}_B) / \dot{m} \\ &= \dot{q}_{tr} / \dot{m} + \left\{ h_v + c_{b1}(T_a - T_m) + \frac{\rho_2}{\rho_1} h_m \right. \\ &\quad \left. + \frac{\rho_2}{\rho_1} c_{b2}(T_m - T_b) \right\} \end{aligned} \quad (2a)$$

または

$$h_{\text{eff}} = \dot{q}_{tr} / \dot{m} + H_s \quad (2b)$$

アブレーションによって噴き出した気体による対流加熱減少効果 ψ_c は

$$\begin{aligned} \psi_c &\equiv \left(\frac{\dot{q}_B}{\dot{q}_{B=0}} \right)_{\text{convection}} = 1 - \left(\frac{\dot{q}_{tr}}{\dot{q}_{B=0}} \right)_{\text{conv.}} \\ &= \left[\frac{\dot{m} \left\{ h_v + c_{b1}(T_a - T_m) + \frac{\rho_2}{\rho_1} h_m + \frac{\rho_2}{\rho_1} c_{b2}(T_m - T_b) \right\}}{\dot{q}_{B=0}} \right]_{\text{conv.}} \end{aligned} \quad (3a)$$

または

$$\psi_c = \left[\frac{\dot{m} H_s}{\dot{q}_{B=0}} \right]_{\text{conv.}} \quad (3b)$$

で与えられ、これは気体の噴き出しのある場合とない場合の壁への対流熱伝達量の比を表わす。(3)式を用いて ψ_c は、 \dot{m} 、 $\dot{q}_{B=0}$ 、およびその他の諸物性値の測定から実験値に求めることができる。

つぎに、 ψ_c の理論値に関しては、境界層理論にもとづいて Reshotko & Cohen,²⁾ Hidalgo, H.,³⁾ Marvin & Pope⁴⁾ および Chung, P.M.⁵⁾ が、また Shock Layer 理論にもとづいて Howe & Sheaffer⁷⁾ がそれぞれ種々の状態の流れについて解析を行なっている。これらの理論解析に関する簡単な Review を付録に示す。

4. 実験装置と実験方法

実験に用いたアーク加熱極超高速風洞の概略を付録に示す。測定すべき量は、流れに関しては気体の流量、貯気槽圧力、実験点におけるピトー圧力、カロリメータによるよどみ点熱伝達量であり、アブレーション実験としては、テフロンのアブレーション速度、アブレートしているテフロン内部および表面の温度の諸量である。

模型の構造を図2に示す。0.1mmφの一本の線状に仕上げたクロメルアルメル熱電対を、粉末テフロン材料に埋めて加圧、焼成して6mmφのテフロン棒とし、これを16mmφ(内径6mmφ)のテフロン円筒に埋めて模型とした。埋め込まれた熱電対の状態、

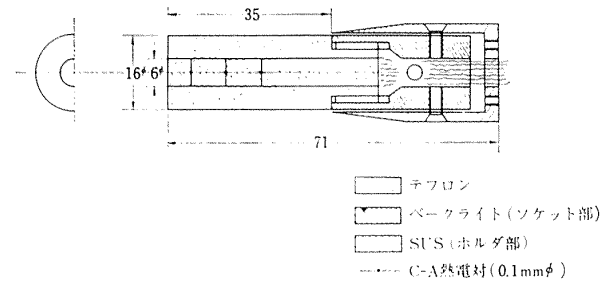


図2 模型の構造 (熱電対は表面に近い1本のみ使用)

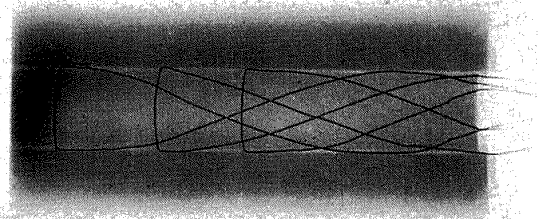


図3 模型の Soft-X 線写真

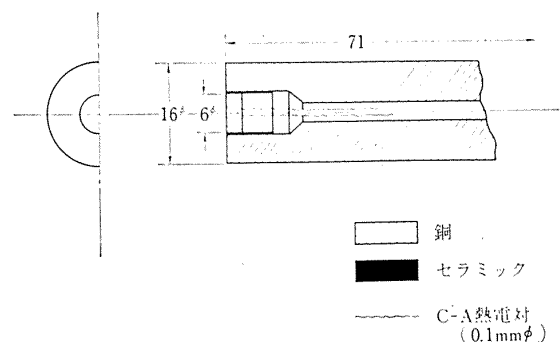


図4 カロリメータの構造 (頭部銅円板 0.5g)

接点の位置を調べるために Soft-X 線写真 (図3) を用いた。

カロリメータは図4に示すとおりのもので、カロリメータへの熱伝達量 \dot{q}_{cu} は、頭部銅円板の温度上

昇率 dT/dt の測定値から

$$\dot{q}_{cu} = (mc_b/S)_{\text{disk}} dT/dt$$

で求められる。 $(mc_b/S)_{\text{disk}}$ は銅円板の単位表面積あたりの熱容量を表わす。なお詳細については文献^{11), 24)}を参照されたい。

流れは超音速ノズルから測定室に自由噴出され、実験はノズル出口から 10 mm の位置での流れの中心軸上で行なった。

実験方法はつぎのとおりである。

模型およびカロリメータ各一個を 2 本の回転腕に取り付け、同一条件の流れに順次挿入する。測定は、ガス流量を一定に保ち、アーク加熱器への投入電力を変えて、種々のエンタルピの流れにおいて行なった。アブレーション実験においては、加熱直前から表面後退によって熱電対が表面から露出するまでの、内部温度の連続的測定と、数秒間隔の写真撮影によるアブレーション速度の測定を行なった。写真撮影は気流の強い発光を避けるために、シュリーレン光学系によるシャドウの撮影を行なった(図 5, 6)。同図に示すように、アブレーションによる頭部形状の変化の対線性は良好であった。

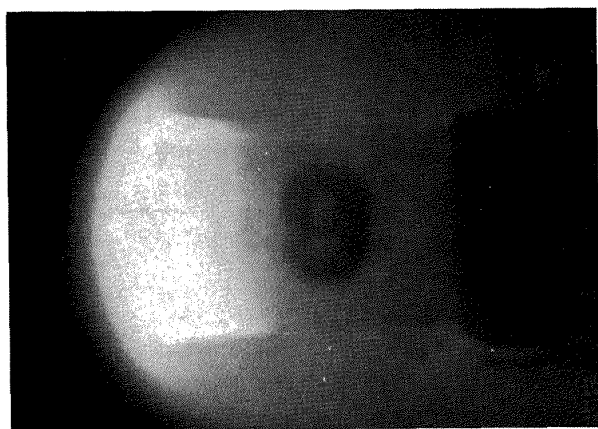


図 5 アブレーションの写真(照明なし)

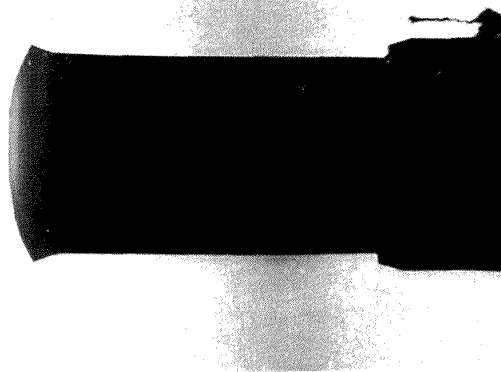


図 6 アブレーションの shadow 写真
($h_0=2,200 \text{ cal/g}$, $t=50 \text{ s}$)

5. 流れの特性

実験に用いた流れの諸量はつぎのようである。

作業気体	: 窒素
ガス流量 (w)	: 0.5 g/s
貯気槽圧力 (p_t)	: 400~700 mmHg (abs.)
ピトー圧力 (p_0)	: 4~7 mmHg (abs.)
総エンタルピ (h_0)	: 1,00~4,500 cal/g
マッハ数	: 約 5
解離度	: 0~25%

噴き出しに伴う空力加熱の減少については、 ϕ_c の理論値に示すごとく B ないし f_w が量要なパラメータになっており、したがって (A3), (A8) 式からアブレーション実験で重要な流れの量は、よどみ点エンタルピとピトー圧力である。一定ガス流量でよどみ点エンタルピを変化させたときの、ピトー圧力の変化は図 7 に示すようであり、アブレーション実験で h_0 を大幅に変化させても流れが本質的に変ることではない。

流れの総エンタルピ h_0 の測定は精度を要するので、次の二つの測定法を併用した。

(1) Sonic Throat 法

Jorgensen⁹⁾によれば、貯気槽から超音速ノズルを通して実験点に到るまでの流れに対して、ノズル入口からスロートまでを熱的に平衡な一次元等エントロピ流を、スロートから実験点までを断熱等エンタルピ流を仮定することによって、 h_0 は p_t , W/A^* からよい近似で求めることができる。超音速部での一次元等エントロピ流の仮定は、壁への熱伝達、境界層の発達による A^* の減少の両効果によって実際の流れとずれるが、両者の h_0 におよぼす影響は Winovich¹⁰⁾ の計算から、ほぼ打消し合い、また、超音速部では壁への熱伝達が小さいので、流れの中心部については等エンタルピの仮定がほぼ成立つとしている。この結果を用いて、ガス流量一定の実験では、貯気槽圧力のみ測定

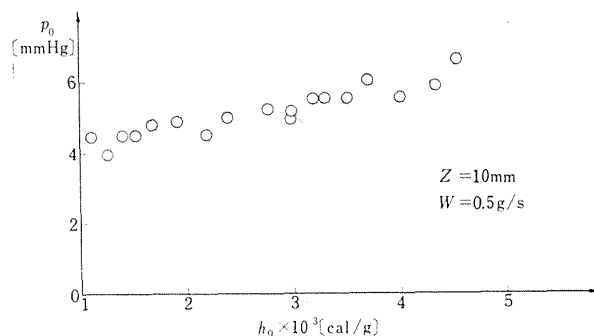


図 7 よどみ点エンタルピと流れの中心軸上でのピトー圧力の関係

値から総エンタルピが求められる。

(2) 熱伝達法

カロリメータへの熱伝達量とピトー圧力の測定から、流れのよどみ点エンタルピを求める。図7に示されるような高エンタルピ、低圧力の流れの中に置かれた物体のよどみ点領域においては、文献(11)に示されるように流れは解離凍結状態にあると考えられる。凍結した流れのもつ総エンタルピ h_0 は、熱および運動エネルギーに基づく項——凍結エンタルピ h_0 ——と、解離の形でもたれる化学的エネルギーに基づく項とに分けられる。

$$h_0 = (\tilde{c}_p T + u^2/2) + h_R C_e$$

h_0 のなかで、物体への熱伝達に寄依する量は、 $h_R C_e$ のうちの物体表面上で解離分子が再結合して放出する量および h_0 である。解離分子が表面上で再結合する割合は全く表面の性質（触媒定数 k_w で表わされる）に依存する。Goulard⁽¹²⁾によれば、任意の表面 (k_w) への熱伝達量は、100% 再結合をうながす表面 ($k_w \sim \infty$, $\varphi=1$) への熱伝達量に対して次式で与えられる。

$$\frac{\dot{q}_{k_w}}{\dot{q}_{k_w \sim \infty}} = 1 - \frac{h_R C_e}{h_0} (1 - \varphi) = \frac{h_0 - h_R C_e (1 - \varphi)}{h_0} \\ = \frac{\tilde{h}_0 + \varphi h_R C_e}{\tilde{h}_0 + h_R C_e} \quad (4)$$

(但し $Le=1$)

$$\varphi = \{1 + 0.43 Sc^{-2/3} (2\beta\mu_e\rho_e)^{1/2} \rho_w^{-1} k_w^{-1}\}^{-1}$$

一方 $k_w \sim \infty$ の表面への熱伝達量は

$$\dot{q}_{k_w \sim \infty} = C(h_0 - h_w) \sqrt{p_0/R_n} \doteq Ch_0 \sqrt{p_0/R_n} \quad (5)$$

ここで、定数 C の値は Marvin & Pope⁽⁴⁾によれば、

$$C = 0.11 \text{ (for } N_2) \text{ g/cm}^{3/2} \text{ atm}^{1/2} \text{ s}$$

$$= 0.16 \text{ (for Air)} \quad //$$

したがって

$$\dot{q}_{k_w} = C(\tilde{h}_0 + \varphi h_R C_e) \sqrt{p_0/R_n}$$

解離分子がもつ化学的エンタルピ $h_R C_e$ に対して、熱伝達に寄依するものの割合は、 k_w を含む再結合パラメータ φ ある。

かくして、任意の k_w の表面をもつカロリメータで \dot{q}_{k_w} を測定すると、流れのよどみ点エンタルピは次式で求められる。

$$k_w \sim \infty \quad (\varphi=1) : \tilde{h}_0 = \frac{1}{C} \dot{q}_{k_w \sim \infty} \sqrt{R_n/p_0} \quad (6)$$

$$k_w = 0 \quad (\varphi=0) : \tilde{h}_0 = \frac{1}{C} \dot{q}_{k_w=0} \sqrt{R_n/p_0} \quad (7)$$

$$0 < k_w < \infty \quad (0 < \varphi < 1) : \tilde{h}_0 + \varphi h_R C_e \\ = \frac{1}{C} \dot{q}_{k_w} \sqrt{R_n/p_0} \quad (8)$$

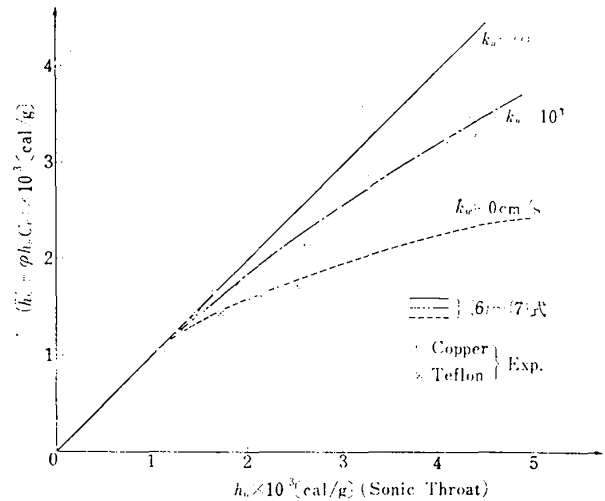


図8 よどみ点エンタルピ測定結果

銅表面では、 $k_w = 10^3 \text{ cm/s}^{(12), (13)}$ 、アブレートしていないテフロン表面では $k_w \doteq 0^{(9), (11)}$ と置くことができる。

両測定法を用いて求めたよどみ点エンタルピを図8に示す。横軸に Sonic Throat 法による総エンタルピ h_0 を、縦軸に熱伝達法による $\tilde{h}_0 + \varphi h_R C_e$ をとり、 $k_w = 0, 10^3, \infty$ における理論値と、銅およびテフロンを用いた実験値を示す。本実験の圧力下では窒素ガスは $h_0 > 1300 \text{ cal/g}$ で解離が生じ、それ以下では $C_e = 0$ で k_w の値によらず (7), (8) 式は (6) 式と同一となる。これを考慮すると理論値と実験値はそれぞれよく一致しており、このことは両測定法で求めたエンタルピが妥当な値であることを示している。なおテフロンに対する実験値は、文献(11)での著者の実験値を示している。

6. 実験結果とその検討

アブレートしている模型の内部温度およびアブレーション速度の測定結果の一例を図9, 10に示す。図9で $\log(T - T_b)$ は $t \geq 80$ 秒ではほぼ直線にのり、 $t > t_m$ でこれからずれる。このことは、(1a)式から、 $t > 80$ 秒で定常アブレーションになり、 $t > t_m$ で溶融層に入って直線からずれることを示しており、(1b)式が妥当でないことを示している。図10によれば、定常アブレーションになるのは $t > 90$ 秒であり、図9からの値とほぼ一致している。(1a)式を用いて図9から

$$s = \left\{ \frac{\kappa_2}{\log e} \frac{d}{dt} \log(T_2 - T_b) \right\}^{1/2} \doteq 5 \times 10^{-3} \text{ cm/s}$$

但し $\kappa_2 = 2 \times 10^{-3} \text{ cm/s}^{(14), (15)}$

を得る。一方図10から $s \doteq 5 \times 10^{-3} \text{ cm/s}$ となり両者

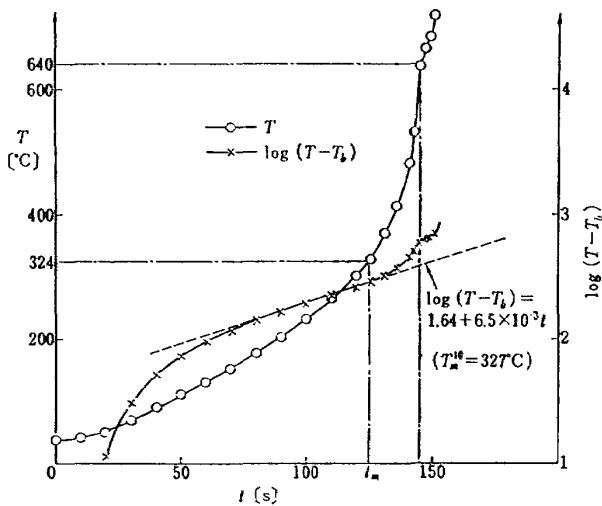


図9 テフロン内部温度測定結果の一例 ($h_0=2,200 \text{ cal/g}$)

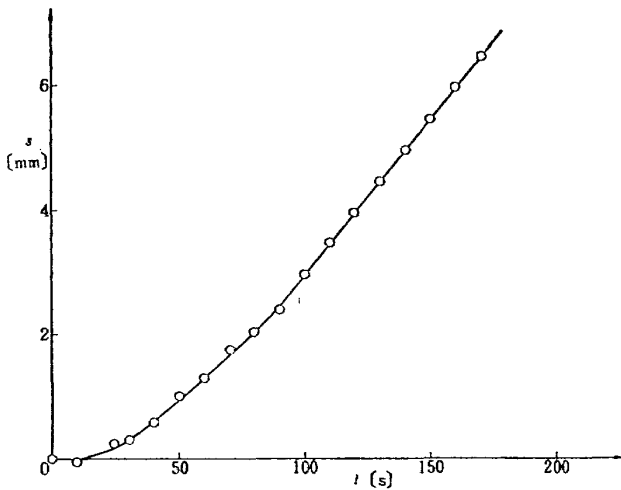


図10 テフロン表面位置の時間的変化の測定例 ($h_0=2,200 \text{ cal/g}$)

はよく一致している。このことは、(1a) 式の妥当性を裏づけるものである。

定常アブレーションに到達するまでの時間が長い原因は、初期 flat face からの形状変化に伴う熱伝達量の変化によるものであり、定常アブレーションに達して以後は一定形状が保たれる。この最終形状は流れの条件によって若干異なる。

s の測定値から、単位表面積当りの噴き出し速度 $\dot{m} = \rho s$ を求めるために、表面温度における密度 ρ_{Ta} を実測した。熱電対を含まない模型の内挿テフロン棒の質量変化を、長さ変化と併せて数回測定して $(\Delta m / \Delta s)_{\text{const. ablation}}$ を得た。また、この時のアブレートしている表面積の熱膨脹による増加 $(S_{Ta} / S_{Tb} \doteq 1.2)$ を写真測定した。これらから

$$\rho_{Ta} = \left(\frac{\Delta m / \Delta s}{S_{Ta}} \right)_{\text{const. abl.}} \doteq 0.8 \rho_{Tb} = 1.68 \text{ g/cm}^3$$

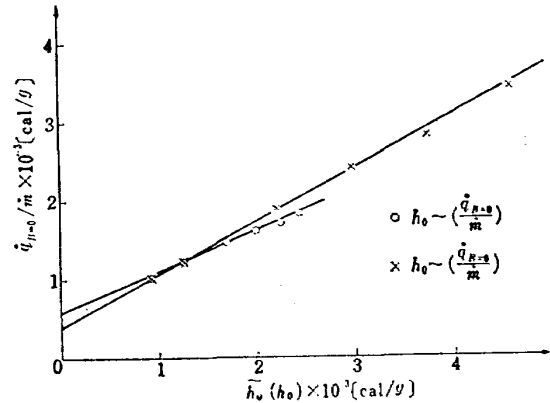


図11 よどみ点エンタルピと有効アブレーション熱の実験結果

を得た。

$h_0=900 \sim 4,500 \text{ cal/g}$ の範囲で行なったアブレーション実験の結果を、有効アブレーション熱 $h_{\text{eff}} = (\dot{q}_{B=0})_{\text{Teflon}} / \dot{m}$ で整理してエンタルピに対して示すと図11となる。ここで(7)式から

$$(\dot{q}_{B=0})_{\text{Teflon}} = (\dot{q}_{B=0})_{k_w=0} = C \tilde{h}_0 \sqrt{p_0 / R_n}$$

で、熱伝達に寄依するエンタルピは \tilde{h}_0 である。したがって、図11には実験結果を、 $\tilde{h}_0, (\dot{q}_{B=0})_{k_w=0} / \dot{m}$ で整理して示した(図中○印)。また比較のために、同一実験結果を $h_0, (\dot{q}_{B=0})_{k_w=\infty} / \dot{m}$ として整理した結果を併せて示す(図中×印)。実験結果はほぼ直線で近似することが出来る、

$$\tilde{h}_{\text{eff}} = (\dot{q}_{B=0})_{k_w=0} / \dot{m} \doteq 570 + 0.52 \tilde{h}_0 \quad (9)$$

これを(2a)、(2b)式と比較すると、 \dot{q}_B / \dot{m} 、 \dot{q}_{tr} / \dot{m} をそれぞれ(16)式の570、0.52 h_0 に対応づけられる。(2a)式で $500 < T_a < 750$ の範囲で \dot{q}_B / \dot{m} は

$$550 < \dot{q}_B / \dot{m} = h_v + c_{b1} (T_a - T_m)$$

$$+ \frac{\rho_2}{\rho_1} h_m + \frac{\rho_2}{\rho_1} c_{b2} (T_m - T_b) < 620$$

となり、(2a)式では $\dot{q}_B / \dot{m} = H_s = 410$ である。したがって(2a)式が妥当な値を与える。

このことと、前述の(1a)式の実験結果との一致、定常アブレーションに到る時間の一致、 s の値の一致等と合わせて、テフロンのアブレーションは、溶融層を考慮に入れた定常アブレーション理論が適用されるべきで、通常行なわれる定常 Sublimation 理論を用いるとかなりの誤差を含むことを示している。

なお(9)式は、平衡な流れに対しては ~印をとった形で適用される。

(3a)式から ϕ_c は

$$\psi_c = \left[\frac{\dot{m} \left\{ h_v + c_{b1}(T_a - T_m) + \frac{\rho_2}{\rho_1} h_m + \frac{\rho_2}{\rho_1} c_{l2}(T_m - T_b) \right\}}{(\dot{q}_{B=0})_{k_w=0}} \right]_{\text{conv.}} \quad (10)$$

テフロン の 諸 物 性 値 は 文 献 14) から 得 ら れ, T_a は 実 験 値 ない し Steg¹⁶⁾ に よ る 次 式 から \dot{s} と 関 連 し て 得 ら れ る。

$$\dot{s}^2 = \frac{\kappa K \exp(-E/RT_a)}{(E/RT_a)(-T_b/T_a)} \quad (11)$$

但 し $K=9.4 \times 10^{18}/s$
 $\kappa=9 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/s$
 $E=8.1 \times 10^4 \text{ cal/mole}$
 $R=1.98 \text{ cal/}^\circ\text{K mole}$

実 験 値 と (11) 式 と の 比 較 を 図 12 に 示 す。

こ れ ら か ら (10) 式 は

$$\psi_c = \left[\frac{\dot{q}_B}{\dot{q}_{B=0}} \right]_{\text{Teflon, conv.}} = \left[\frac{367 + 0.33 T_a}{(\dot{q}_{B=0})_{k_w=0}} \cdot \dot{m} \right]_{\text{conv.}} \quad (12)$$

図 から T_a は \dot{s} に よ っ て 100°C 以 上 の 幅 を も ち, ψ_c へ の 影 響 は (12) 式 か ら 10% 程 度 に な り T_a の 影 響 は 無 視 で き な い。

ア プ レ ー ト し て い る テ フ ロ ン 表 面 が, ア プ レ ー ト し て い な い 表 面 と 異 な り, $k_w \neq 0$ で あ る と す る と

$$(\dot{q}_B)_{\text{conv.}} = [\dot{m}(367 + 0.33 T_a)]_{\text{conv.}} = [\dot{m}(367 + 0.33 T_a)]_{\text{exp.}} - (\dot{q}_B)_{\text{recomb.}}$$

と な る。 $(\dot{q}_B)_{\text{recomb.}}$ は, 拡 散 に よ っ て 表 面 に 到 達 し た 原 子 の ア プ レ ー ト し て い る 表 面 上 で の 再 結 合 に よ る 加 熱 で あ り, 原 子 の 拡 散 は 原 子 の 密 度 勾 配 に よ る の で, 噴 き 出 し が あ る 場 合 も φ に 適 当 な 値 を 与 え れ ば 噴 き 出 し が な い 場 合 と 同 様 に

$$(\dot{q}_B)_{\text{recomb.}} \doteq C\varphi h_R C_e \sqrt{p_0/R_n}$$

の 関 係 が な り 立 つ と み て よ い。 し た が っ て (12) 式 は ア プ レ ー ト し て い る テ フ ロ ン 表 面 の 触 媒 性 を 考 慮 す る と

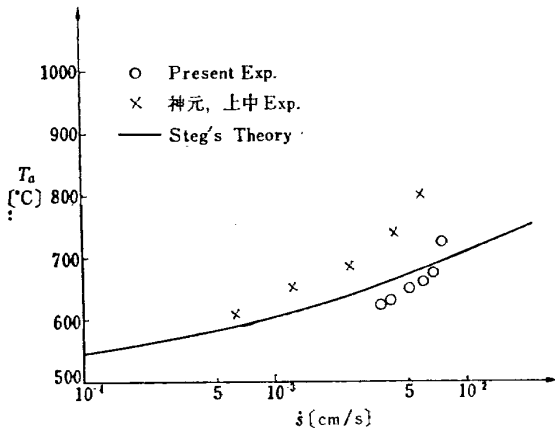


図 12 アブレーション速度と表面温度の関係

$$\psi_c = \frac{\dot{m}(367 + 0.33 T_a) - C\varphi h_R C_e \sqrt{p_0/R_n}}{(\dot{q}_{B=0})_{k_w=0}} \quad (13)$$

こ れ に 対 し て, 噴 き 出 し パ ラ メ ー タ B は 平 衡 流 に 対 し て は (A3) 式 で 定 義 さ れ る が, 凍 結 流 に お い て は $\tilde{B} \equiv \rho_w v_w / (\rho_e u_e \tilde{S}_{l_0})$ で 定 義 さ れ る。 し か し

$$\tilde{B} = \dot{m}(\tilde{h}_0 + \varphi h_R C_e) / \dot{q}_{B=0}(\varphi) = \frac{\dot{m}}{C} \sqrt{R_n/p_0} = B$$

と な っ て \tilde{B} は B と 全 く 同 一 の 値 と な る。

実 験 結 果 を (13) 式 に よ る ψ_c と B (ま た は \tilde{B}) で 整 理 す る と 図 13 に 示 す と お り で あ る。 $B=0.88, 1.03$ に 対 応 す る 実 験 条 件 で は, 流 れ は 解 離 し て い な い た め $C_e=0$ で あ り, し た が っ て (13) 式 で ψ_c に は φ の 項 が 含 ま れ な い。 他 の 四 つ の 実 験 点 で は, φ の 値 の と り 方 に よ っ て ψ_c が 各 々 異 な っ た 値 を と る が, 同 図 に は $\varphi=0, 0.2, 0.5, 1.0$ と 仮 定 し た 場 合 の ψ_c を 示 し て あ る。 た だ し, $\varphi=0.5, 1.0$ で B が 増 加 し て ψ_c が 負 に な る 場 合 は 除 い て あ る。 φ の 値 を 決 め る た

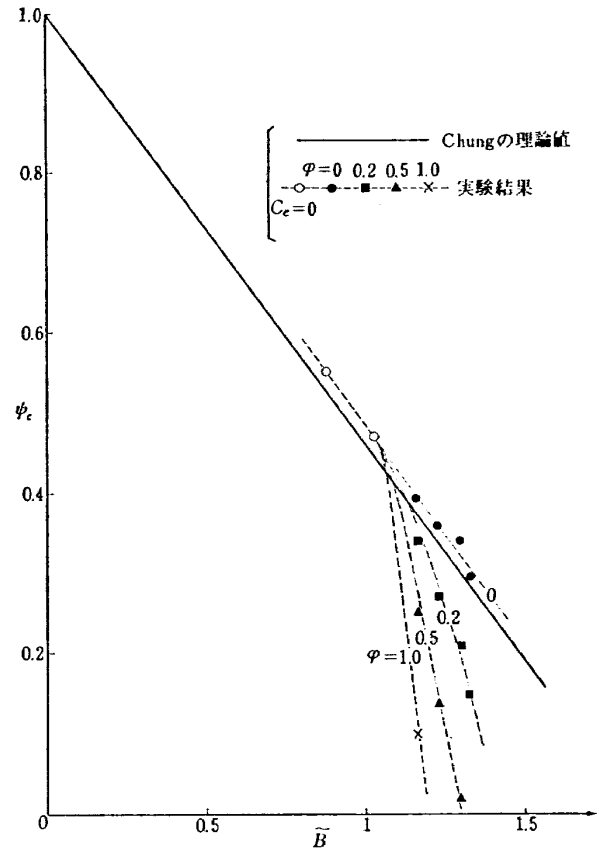


図 13 φ に 対 応 し た 実 験 値 の 変 化 と, Chung の 理 論 値 (A13) 式 の 比 較

表 1 実験条件

No.	B	h_0 [cal/g]	\tilde{h}_0 [cal/g]	$(\dot{q}_{B=0})_{k_w=0}$ [cal/cm ² s]	$p_0 \times 10^3$ [atm]
1	0.88	925	925	6.1	5.0
2	1.03	1,260	1,260	8.3	5.3
3	1.16	2,200	1,700	12.2	6.0
4	1.23	2,960	2,000	16.0	7.2
5	1.30	3,720	2,250	19.2	8.0
6	1.33	4,560	2,430	22.2	8.6

めに、解離凍結流における Chung の与えた理論値 (A13) 式との比較を行なった。(A13) 式は

$$\phi_t \equiv \left(\frac{\dot{q}_B}{\dot{q}_{B=0}}(\varphi) \right)_{\text{conv. + recomb.}}$$

で与えられているが、次のように ϕ_c 変換される。(A13) 式を

$$\phi_t = 1 - F(\varphi) \bar{M}^{1/4} \dot{m} h_0 / \dot{q}_{B=0}(\varphi)$$

と書き

$$\begin{aligned} \dot{m} h_0 / \dot{q}_{B=0}(\varphi) &= \frac{\dot{m} (h_0 + \varphi h_{RCe})}{\dot{q}_{B=0}(\varphi)} \frac{h_0}{\tilde{h}_0 + \varphi h_{RCe}} \\ &= \frac{h_0}{\tilde{h}_0 + \varphi h_{RCe}} \tilde{B} \end{aligned}$$

と変形すると

$$\phi_t = 1 - \left\{ \frac{F(\varphi)}{1 - \frac{h_{RCe}}{h_0} (1 - \varphi)} \right\} \bar{M}^{1/4} \tilde{B}$$

したがって、三つのエンタルピの流れに対して

$$\begin{aligned} \frac{h_{RCe}}{h_0} = 0.3; \quad \phi_t &= 1 - 0.83 \left(\frac{\varphi + 1.9}{\varphi + 2.3} \right) \bar{M}^{1/4} \tilde{B} \\ &= 0.5; \quad \phi_t = 1 - 0.8 \left(\frac{\varphi + 0.9}{\varphi + 1.0} \right) \bar{M}^{1/4} \tilde{B} \\ &= 0.7; \quad \phi_t = 1 - 0.78 \left(\frac{\varphi + 0.4}{\varphi + 0.43} \right) \bar{M}^{1/4} \tilde{B} \end{aligned}$$

となり、 B の係数は φ にほとんどよらない。 $\varphi=0 \sim 1.0$ の平均値をとって

$$\begin{aligned} h_{RCe}/h_0 = 0.3; \quad \phi_t &\doteq 1 - 0.53 \tilde{B} \\ &= 0.5; \quad \phi_t \doteq 1 - 0.54 \tilde{B} \\ &= 0.7; \quad \phi_t \doteq 1 - 0.55 \tilde{B} \end{aligned}$$

と書くことができ、さらに ϕ_t は h_{RCe}/h_0 にもほとんどよらない。したがって (A13) 式は

$$\phi_t = 1 - 0.54 \tilde{B}$$

とすることができる。すなわち ϕ_t は \tilde{B} をパラメータにとると φ に全くよらないことになり、

$$\phi_t = \phi_c = 1 - 0.54 \tilde{B} \quad (14)$$

と置くことができる。図 13 には (14) 式を示してい

る。(14) 式は、噴き出しの有無によらず表面に関する再結合パラメータ φ を等しくして作った ϕ_t は、ほぼ ϕ_c の値に等しくなることを示している。テフロン表面について、アブレートしている表面に関する再結合パラメータを φ として ϕ_t を作ると

$$\begin{aligned} \phi_t &= \frac{\dot{m} (367 + 0.33 T_a)}{\dot{q}_{B=0}(\varphi)} \\ &= \frac{\dot{m} (367 + 0.33 T_a)}{(\dot{q}_{B=0})_{k_w=0}} \frac{1}{1 + \varphi \frac{h_{RCe}}{\tilde{h}_0}} \end{aligned}$$

となり、一方 (13) 式から ϕ_c が与えられ、これを用いて $\phi_t = \phi_c$ を解くと、 $\varphi=0$ (他の根は 0 ないし負) が得られる。また、図 13 で Chng の理論値と実験値の比較からも $\varphi=0$ とみることができる。これらから、アブレートしているテフロン表面の分子再結合に対する触媒性はほとんど無いことが結論づけられる。

なお (13) 式の $(\dot{q}_{B=0})_{k_w=0}$ を求める際に、前述のごとく定常アブレーションでの頭部曲率および直径が初期形状と各実験ごとに異なった値となり、 $(\dot{q}_{B=0})_{k_w=0}$ もそれぞれの形状に対応した値を用いねばならない。写真撮影結果から文献 17) によってそれぞれの R_{eff} を求め、これを R_n として (7) 式から $(\dot{q}_{B=0})_{k_w=0}$ を求めた。

$\varphi=0$ とした本実験結果を、(A9)~(A14) 式で与えられる諸理論値と比較して図 14 に示す。実験値は Howe & Sheaffer の値と非常によい一致を示す。Hidalgo および Marvin & Pope の値とは B の小さい範囲でよく一致し、大きくなると差が拡大する。Chung の値は、基礎方程式 (A1) 式で圧力勾配項を省略しており、その値は同様の省略をほどこした Marvin & Pope の (A12) 式と $B < 1$ で非常に近い値となることから、圧力勾配を考慮すると (14) 式は $B < 1$ でおよそ (A11) 式に近い直線になると考えられる。Reshotko & Cohen の理論は解離を含んでいないので、 $h_0=1,000$ cal/g での値を示し、対応する

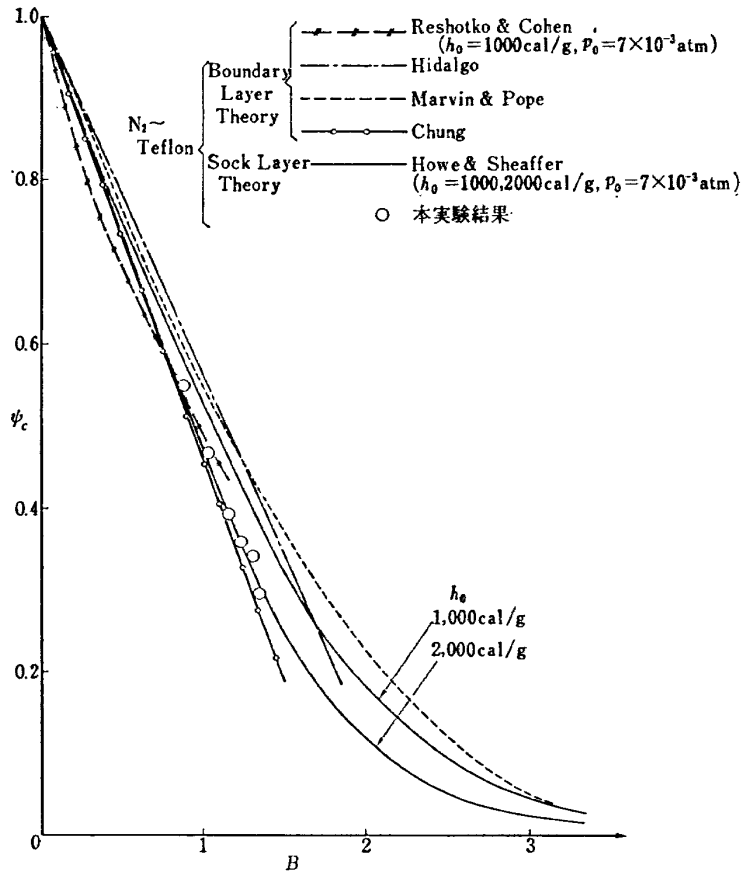


図 14 $\phi_c \sim B$ 実験結果および理論との比較

実験点 ($B=0.88$) とよく一致している。これらの結果から、 B が小さい範囲 ($B < 1$) では実験値は境界層理論、Shock Layer 理論のいずれの結果ともよく一致するが、 B が大きくなると ($B > 1$) Shock Layer 理論の結果とはよく一致するが、境界層理論の結果とはずれが大きくなることはいえる。 B が大きい状態は、(A3) 式から噴き出し速度が大きいこと、流れのエンタルピーが大きいことおよび圧力が小さいことに対応し、妥当な結果であるといえる。

このことはまた、アブレーションを支配するパラメータが B のみではないことを示している。

Howe & Sheaffer の (A14) 式は

$$\phi_c = F(U_\infty, f_w) = F(h_0, f_w)$$

$$f_w = \sqrt{R_n / (2 \rho_s \mu_s U_\infty)} \cdot \dot{m} = C \sqrt{p_0 / (2 \rho_s \mu_s U_\infty)} \cdot B$$

と書かれ、近似的に

$$p_0 / \rho_s \propto T_0, \mu_s \propto T_0^{1/2}, U_\infty \propto h_0^{1/2} \propto T_0^{1/2}$$

と置くと

$$f_w \propto B$$

$$\phi_c \doteq F(h_0, B)$$

と書ける。(A14) 式を h_0 および p_0 を変えて示すと図 15 となり p_0 にほとんどよらないことがわかる。

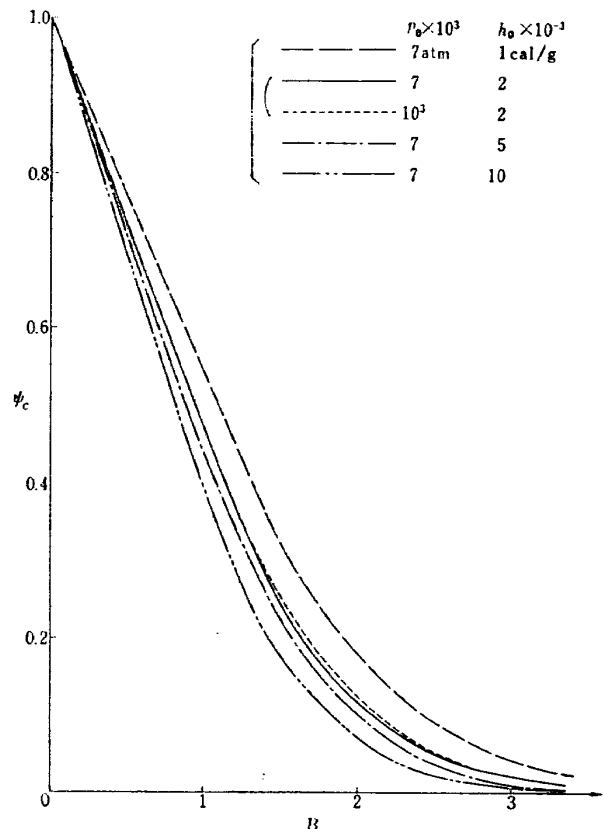


図 15 (10) 式の ϕ_c におよぼす h_0, p_0 の影響

したがって、アブレーションによる加熱の減少を支配する主なパラメータは、 B と h_0 であるといえる。

つぎに本実験結果をほかの代表的実験結果と比較すると図 16 に示すとおりであり、それらの実験条件および特徴を表 2 に示す。また表 2 には、流れの状態、 $\dot{q}_{B=0}$ 、 \dot{m} および B の諸量をこれらの実験でどのように評価したかを示した。また I~IV の影響を無視して求めた ϕ_c に対して、これらを考慮したときに加えるべきおおよその補正量をあわせて示した。

Georgiev など¹⁸⁾ の結果は、空気流中でのもので、テフロン[®]の燃焼を考慮して約 10% ϕ_c を下げてほかと

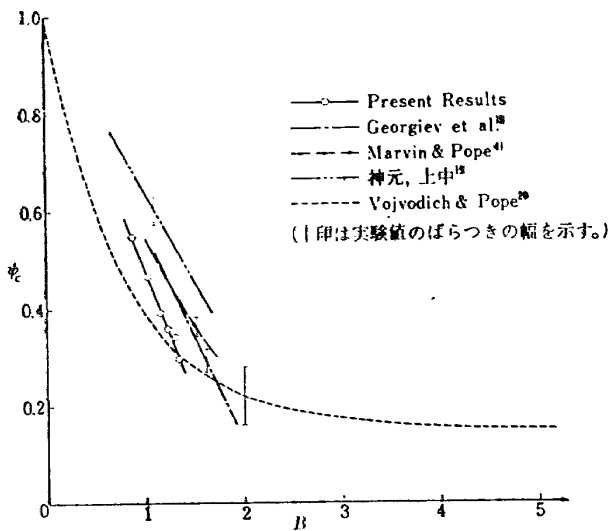


図 16 テフロンアブレーションに関する代表的実験結果の比較

比較せねばならない。また、I, II の影響を無視した実験結果には、その補正を考慮したうえでこれらの比較を行なうと、Georgiev など、Marvin & Pope, および Vojvodich & Pope²⁰⁾ の $B < 2$ での結果は、本実験結果とおおよそ一致し、神元、上中¹⁹⁾の結果は若干 ϕ_c が大きくでることがわかる。本実験では、得られる流れの条件 (h_0 , ρ_0 から \dot{m} の、一様流の径から R_n の制約) から、 B はあまり大きくとれず、Vojvodich などの $B > 3$ での結果との比較が行なえなかった。本実験からその妥当性が確かめられた Shock Layer 理論によれば、図 15 から h_0 が増すほど ϕ_c は低い値をもつことを考慮すると、非常に大きい h_0 で実験した Vojvodich の $B > 3$ での結果は、理論値とまったく一致せず、ここに大きな問題点を残している。

さいごに、凍結流中に置かれた $k_w \sim \infty$ の金属表面への加熱量と、アブレートしているテフロン表面への加熱量の比を考えると、

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{(\dot{q}_B)_{k_w=0}}{(\dot{q}_{B=0})_{k_w \sim \infty}} = \left(\frac{\dot{q}_B}{\dot{q}_{B=0}} \right)_{k_w=0} \cdot \frac{(\dot{q}_{B=0})_{k_w=0}}{(\dot{q}_{B=0})_{k_w \sim \infty}} \\ &= \phi_c \frac{\tilde{h}_0}{h_0} = \phi_c \frac{1}{1 + \frac{h_R C_e}{\tilde{h}_0}} \end{aligned}$$

となり、 h_0 が増大して解離が進むほど C_e が増加して \tilde{h}_0 が減少するため、噴き出しによる加熱の減少と共に、アブレーション材料表面の触媒性が小さいことが非常に重要であることがわかる。

表 2 各実験の条件と特徴

	気体	$h_0 \times 10^{-3}$ [cal/g]	$p_0 \times 10^3$ [atm]	I	II	III	IV
Georgiev et al ¹⁸⁾	Air	2~8.5	130	—	×	×	×
Marvin & Pope ⁴⁾	N ₂	5~15	5(推定)	○	×	×	?
神元, 上中 ¹⁹⁾	N ₂	0.3~3.4	8~30	×	×	×	×
Vojvodich & Pope ²⁰⁾	$B < 1$	N ₂	1~2	×	×	×	×
	$1 < B < 2$	N ₂	3~4.5	×	×	×	×
	$B > 3$	N ₂	6.5~20	×	×	×	×
本実験	N ₂	1.2~4.5	5~9	○	○	○	○
I~IVを考慮したとき ϕ_c に加えるべき補正量				+20%	-20%	+~ -10%	?

- (I) 凍結流の場合、テフロン[®]の $k_w=0$
 - (II) 表面の熱膨脹による表面積、密度変化
 - (III) アブレーション速度による表面温度変化の \dot{q}_B/\dot{m} への影響
 - (IV) 形状変化に対する $\dot{q}_{B=0}$ への補正
- (○印; (1)~(IV) を考慮している場合
(×印; // していない場合)

7. 結 語

アブレーションによる空力加熱の減少の実験を行ない、次の結果を得た。

(1) $B < 1.5$ の範囲では、空力加熱は B にほぼ比例して減少し、 $B = 1.33$ においては加熱量を噴き出しがない場合の約 30% に減少させることができた。

(2) 低圧力、高エンタルピ流中での噴き出し速度の大きいアブレーション ($B > 1$) では、境界層理論よりも Shock Layer 理論の適用が妥当である。アブレーションによる加熱の減少を支配する主なパラメータは、 B と h_0 である。

(3) テフロンのアブレーションに対しては、Sublimation 理論は適用できず、溶融層を考慮したアブレーション理論が適用されるべきである。

(4) アブレートしているテフロン表面は、アブレートしていない表面と同様に、解離窒素の表面再結合に対する触媒性は殆んどない。

(5) テフロンのアブレーションの測定に際しては、熱膨脹に伴う密度変化、表面積変化および、アブレーション速度に関連した表面温度変化が重要な影響をおよぼす。

本研究をすすめるにあたり、全般にわたって、空気力学第一部平木部長、相原室長および K. Yoshikawa 博士* に有益なご意見をいただいた。また、テフロン模型の製作あたりは、同部石井室長**のご尽力をいただいた。ここに厚く感謝の意を表わします。実験その他については、空気学第一部極超高速研究室のかたがたのご協力をいただいた。

文 献

- 1) Adams, M.C.; Recent Advances in Ablation, ARS Jour., Vol. 29, No. 9 (1959)
- 2) Reshotko, E. & Cohen, C.B.; Heat Transfer at the Forward Stagnation Point of Blunt Bodies, NACA TN 3513 (1955)
- 3) Hidalgo, H.; A Theory of Ablation of Glassy Materials for Laminar and Turbulent Heating, AVCO Res. Rep. 62 or ARS Jour., Vol. 30, No. 9 (1960)
- 4) Marvin, J.G. & Pope, R.B.; Laminar Convective Heating and Ablation in the Mars Atmosphere, AIAA Jour., Vol. 5, No. 2 (1967)
- 5) Chung, P.M.; Shielding Stagnation Surface

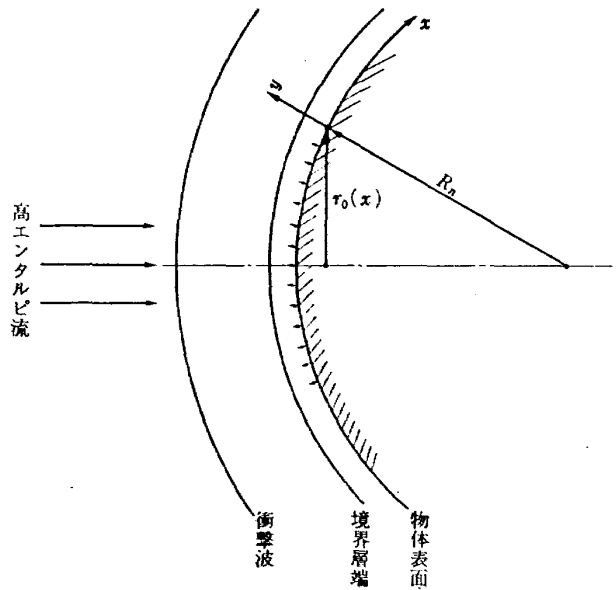
* NASA Ames 研究所, 科学技術庁 招聘研究員

** 現在日本オイルシール工業 K.K.

- of Finite Catalytic Activity by Air Injection in Hypersonic Flight, NASA TN D-27 (1959)
- 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) Howe, J.T. & Sheaffer, Y.S.; Mass Addition in the Stagnation Region for Velocity up to 50,000 ft per sec., NASA TR R-207 (1964)
- 8) Baron, J.R.; The Binary-Mixture Boundary Layer Associated with Mass Transfer Cooling at High Speeds, MT Naval Supersonic Labo. TR-160 (1956)
- 9) Jorgensen, L.H.; Total Enthalpy of a One-Dimensional Nozzle Flow with Various Gases, NASA TN D-2233 (1964)
- 10) Winovich, W.; On the Equilibrium Sonic-Flow Method for Evaluating Electric-Arc Air-Heater Performance, NASA TN-2132 (1964)
- 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) Goulard, R.; On Catalytic Recombination Rate in Hypersonic Stagnation Heat Transfer, Jet Prop., Vol. 28, No. 11 (1958)
- 13) Pope, R. B.; Stagnation-Point Convective Heat Transfer in Frozen Boundary Layer, AIAA Jour., Vol. 6, No. 4 (1968)
- 14) Wentinc, T.; High Temperature Behavior of Teflon, AVCO Res. Rep. 55 (1959)
- 15) Schultz, A.W. & Wong, A.K.; Thermal Conductivity of Teflon, Kel-F and Duroid 5600 at Elevated Temperatures, Watertown Arsenal Labo. TR-397/10 (1958)
- 16) Steg, L.; Materials for Re-entry Heating Protection of Satellites, ARS Jour. Vol. 30, No. 6 (1960)
- 17) Boison, J.C. & Curtiss, H.A.; An Experimental Investigation of Blunt Body Stagnation Point Velocity Gradient, ARS Jour., 29, No. 2 (1959)
- 18) Georgiev, S., Hidalgo, H. & Adams, M.C.; On Ablating Heat Shields for Satellite Recovery, AVCO Res. Rep. 65 (1959)
- 19) 神元五郎, 上中義敏; プラズマジェット風洞内におけるアブレーション物質の実験的研究, 日本航空宇宙学会誌, 15 巻, 161 号 (1967)
- 20) Vojvodich, N.S. & Pope, R.B.; The Influence of Ablation on Stagnation Region Convective Heating for Dissociated and Partially Ionized Boundary Layer Flow, Proc. 1965 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., Stanford Univ. Press (1965)
- 21) Howe, J.T. & Vieges, J.R.; Solution of

the Ionized Radiating Shock Layer, Including Reabsorption and Foreign Species Effects, and Stagnation Region Heat Transfer, NASA TR R-159 (1963)

- 22) 平木一, 相原康彦, 野村茂昭; プラズマ風洞の実験, 日本航空宇宙学会誌, 13 巻, 104 号 (1965)
- 23) 相原康彦, 野村茂昭, 渡辺泰夫; アークジェットの実験について, 42 年度電磁流体力学シンポジウム論文集 東京大学 宇宙 航空 研究所編 (1968)
- 24) 野村茂昭; 非定常空力加熱の測定, 航空宇宙技術研究所報告 TR-162 又は, 日本航空宇宙学会誌, 16 巻, 175 号 (1968)
- 25) 例えば³⁾ Dorrance, W.H; Viscous Hypersonic Flow, pp. 26-31, McGraw-Hill Book Co. Inc. New York (1962)



付図 1 境界層理論における流れの model

付 録

(1) 気体の噴き出しを伴うよどみ点空力加熱

高エンタルピ流中に置かれた軸対称鈍頭物体のよどみ点領域において, その壁面に垂直に微量の気体をゆっくり噴き出した場合の物体の受ける空力加熱については, 層流境界層理論, Shock Layer 理論を用いていくつかの理論計算がなされている。

層流境界層理論における基礎方程式は, 周知のごとく Navier-Stokes の方程式に境界層近似, よどみ点近似をほどこし, これに Less-Dorodnitsyn 相似変換をほどこして次のように得られる²⁵⁾。

流れが熱平衡にある場合

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{モーメント保存} \\ (lf_{\eta\eta})_{\eta} + ff_{\eta\eta} + \frac{1}{2}(\rho_e/\rho - f_v^2) = 0 \quad (A 1) \\ \text{エネルギー保存} \\ (lg_{\eta}Pr^{-1})_{\eta} + fg_{\eta} = 0 \quad (A 2) \end{array} \right.$$

(圧力勾配項)

境界条件 (壁上および境界層端)

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta=0: f_{\eta}=0, f=f_w = -\rho_w v_w (2\beta\rho_w\mu_w)^{-1/2}, \\ g=g_w \\ \eta \rightarrow \infty: f_{\eta}=1, g=1 \end{array} \right.$$

添字 η は, η についての微分を表わす。

Reshtko & Cohen²⁾ は, 流れのエンタルピが比較的小さく, 解離, 電離が生じていない空気を考え, $Pr=0.7$, 境界層を通じて $l=1$ を仮定して (A 1), (A 2) 式を数値的に解き, $Nu/\sqrt{Re_w}$ と $v_w/\sqrt{\nu_w\beta}$ の関係を数値的に与えた。この結果は近似的に次式で表わすことができる。

$$\phi_c \doteq 1 - 1.26 f_w + 0.334 f_w^2$$

ただし $f_w = -\dot{m} (2\rho_w\mu_w\beta)^{-1/2}$

Hidalgo, H.³⁾ は一部解離した高エンタルピ空気について, 熱平衡を仮定して数値計算を行ない, その結果 ϕ_c は B のみをパラメータとして次式で与えられることを示した。

$$\phi_c = 1 - 0.58 l^{0.04} Pr^{-0.18} B \doteq 1 - 0.6 B \dots \dots \text{(Georgive et al.¹⁸⁾ による 単純化)}$$

ここで噴き出しパラメータ B は, 噴き出しのない時のスタントン数 St_0 を用いて次式で定義され

$$B \equiv \frac{\rho_w v_w}{\rho_e u_e St_0} = \frac{\dot{m}(h_0 - h_w)}{q_{B=0}} = \frac{\dot{m}}{C} \sqrt{Rn/p_0} \quad (A 3)$$

と変形されるので, ϕ_c は実用的に非常に使いやすい形となる。

ここで, 流れが解離, 電離している場合には, (A 2) 式の Pr は解離, 電離した粒子の拡散を考慮した \tilde{c}_p, \tilde{k} からなる total Prandtl 数 \tilde{Pr} を表わすものとする。

Marvin & Pope⁴⁾ は, 解離, 電離を含む多くの気体 (Air, N₂, Ar, CO₂) について熱平衡を仮定して数値計算を行ない, いずれの気体についても ϕ_c は次式で示されるとした。

$$\phi_c = 1 - 0.72 B + 0.13 B^2$$

なお, モーメント保存 (A 1) 式で, 圧力勾配項を無視すると

$$\phi_c = 1 - 0.80 B + 0.11 B^2$$

となることも示している。

流れが凍結状態にある場合

上記 (A 1), (A 2) 式とその境界条件に, 次式を連立させたものが基礎方程式となる⁶⁾。

粒子保存

$$fJ_\eta + S_c^{-1}J_{\eta\eta} = 0$$

境界条件

$$\begin{cases} \eta=0: J_\eta = S_c \{k_w \rho_w (2\beta \rho_{es} \mu_{es} l)^{-1/2} - f_w\} J \\ \eta \rightarrow \infty: J = 1 \end{cases}$$

Chung, P.M.⁵⁾ は, 境界層内で流れが解離凍結状態にある場合について, 表面の解離分子再結合に対する触媒性を考慮し ((A 4) 式を加え) て数値的に解いた。ただし (A 1) 式の圧力勾配項を無視している。数値解は三つのよどみ点エンタルピの流れについて行なわれ, 再結合パラメータ $\varphi = 0, 0.2, 0.4 \dots 1.0$ について \dot{q}_B と f_w の関係を数値的に与えている。これを整理すると近似的に次式で表わすことができる。

$$\begin{aligned} h_R C_e / h_0 &= 0.3; \phi_t \doteq 1 - (0.48 + 0.25 \varphi) \dot{m} h_0 / \dot{q}_{B=0}(\varphi) \\ &= 0.5; \phi_t \doteq 1 - (0.35 + 0.40 \varphi) h_0 / \dot{q}_{B=0}(\varphi) \\ &= 0.7; \phi_t \doteq 1 - (0.22 + 0.55 \varphi) \dot{m} h_0 / \dot{q}_{B=0}(\varphi) \end{aligned}$$

ここで $\phi_t \equiv (\dot{q}_B / \dot{q}_{B=0})_{\text{conv.} + \text{recombination}}$ であり, 表面での触媒性再結合加熱を含んでいる。従って, このままの形では ϕ_c との比較はできず, また $\dot{m} h_0 / \dot{q}_{B=0}(\varphi)$ は B で置きかえることはできない。

境界層理論では, 衝撃波と境界層端との間は非粘性等エンタルピ領域であり, 噴き出した気体は境界層内に止どまることを仮定している。しかし, 流れが高エンタルピ, 低圧力の場合および噴き出し速度が大きい場合等にはこの仮定は厳密ではなくなる。このことは, 噴き出した気体が衝撃波前面近くまで達すると

いう事実⁶⁾ によっても裏づけられる。Shock Layer 理論ではこの点を補うために, 衝撃波と物体間をエンタルピ勾配のある一つの薄い粘性領域として取扱かう。

Shock Layer 理論で取扱かう基礎方程式は次のようである²¹⁾。考える流れの様子は付図 2 に示すようであり次式が成り立つ。

$$r_0(x, y) = Hx, \quad H = 1 + y/R_n \quad (\text{A } 5)$$

$r_0 = x(H=1)$ とすると, 以下全く境界層理論における基礎方程式と同一となる。

$$\begin{cases} \text{モーメントム保存} \\ (\lambda f_{\xi\xi}) \xi + f f_{\xi\xi} + \frac{1}{2} [\rho_\infty (1-\varepsilon) / \rho - f \xi^2] = 0 \end{cases} \quad (\text{A } 6)$$

$$\begin{cases} \text{エネルギー保存} \\ (\lambda g_\xi P r^{-1}) \xi + f g_\xi = 0 \end{cases} \quad (\text{A } 7)$$

境界条件 (壁上および衝撃波面)

$$\begin{cases} \xi=0: f_\xi=0, f=f_w = -\rho_w v_w \sqrt{R_n} / (2\rho_s \mu_s U_\infty) \\ \xi=\xi_s: f_\xi=1, f=f_s = \rho_\infty U \sqrt{R_n} / (2\rho_s \mu_s U_\infty) \\ g=g_s=1 \end{cases}$$

(ξ_s の値は, f_ξ, f_s の条件が満足される ξ の値として決まる。)

Howe & Sheaffer⁷⁾ は, 解離, 電離を含んだ平衡状態にある高エンタルピ空気について, U_∞, p_0, R_n, f_w に種々の値をとって (A 6), (A 7) 式を数値的に解き次の結果を得た。

$$\begin{aligned} U_\infty \geq 15 \text{ km/s}; \phi_c \\ = \exp \left[-\frac{45}{U_\infty^2} \left(1 - \frac{300}{U_\infty^6} \right) (-f_w)^{3/2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U_\infty < 15 \text{ km/s}; \phi_c \\ = \exp [- (0.706 + 1.6 U_\infty - 0.28 U_\infty^2) (-f_w)^{3/2}] \end{aligned}$$

ただし,

$$f_w = \dot{m} (R_n / 2\rho_s \mu_s U_\infty)^{1/2} \quad (\text{A } 8)$$

以上の計算は噴き出す気体の流れと同一の場合であるが, 異質の気体を噴き出した場合には, Barm⁸⁾, Adams¹⁾ によると, 噴き出し速度に両気体の分子量比 $\bar{M} = M_\infty / M_w$ の 1/4 乗を乗じて保られる。したがって以上の各式は次のように書くことができる。

Reshotko & Cohen;

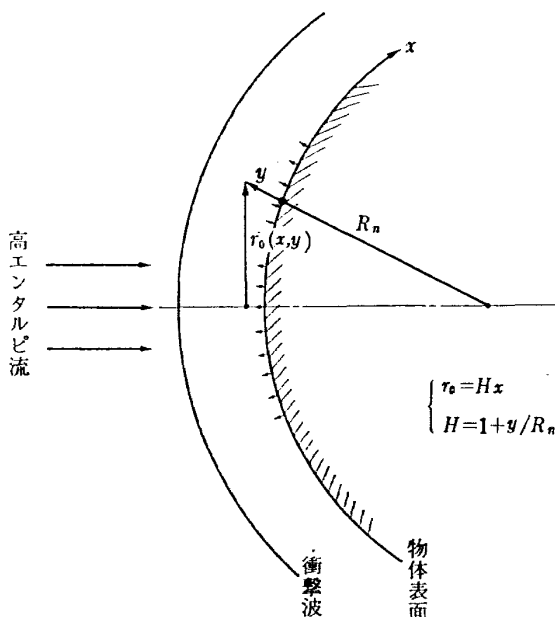
$$\phi_c = 1 - 1.26 (\bar{M}^{1/4} f_w) + 0.334 (\bar{M}^{1/4} f_w)^2 \quad (\text{A } 9)$$

Hidalgo, H.;

$$\phi_c = 1 - 0.6 \bar{M}^{1/4} B \quad (\text{A } 10)$$

Marvin & Pope;

$$\phi_c = 1 - 0.72 (\bar{M}^{1/4} B) + 0.13 (\bar{M}^{1/4} B)^2 \quad (\text{A } 11)$$



付図 2 Shock Layer 理論における流れの model

$$\phi_c = 1 - 0.80(\bar{M}^{1/4}B) + 0.11(\bar{M}^{1/4}B)^2 \quad (A\ 12)$$

Chung, P. M.;

$$\left. \begin{aligned} \phi_t &= 1 - (0.48 + 0.25\varphi) \bar{M}^{1/4} \dot{m} h_0 / \dot{q}_{B=0}(\varphi) \\ &= 1 - (0.35 + 0.40\varphi) \bar{M}^{1/4} \dot{m} h_0 / \dot{q}_{B=0}(\varphi) \\ &= 1 - (0.22 + 0.55\phi) \bar{M}^{1/4} \dot{m} h_0 / \dot{q}_{B=0}(\varphi) \end{aligned} \right\} \quad (A\ 13)$$

Howe & Sheaffer;

$$\left. \begin{aligned} \phi_c &= \exp[-45/\bar{U}^2 \infty] (1 - 300/\bar{U}^6 \infty) (-\bar{M}^{1/4} f_w)^{3/2} \\ &= \exp[-(0.706 + 1.0\bar{U} \infty - 0.28\bar{U}^2 \infty) \\ &\quad \times (-\bar{M}^{1/4} f_w)^{3/2}] \end{aligned} \right\} \quad (A\ 14)$$

(A 9)~(A 14) 式では、噴き出した気体は気流中で化学反応を生じないことを仮定している。テフロンのアブレーションでは噴き出す気体は C_2F_4 のみとみなすことができ¹⁴⁾、 $M_w=100$ である。

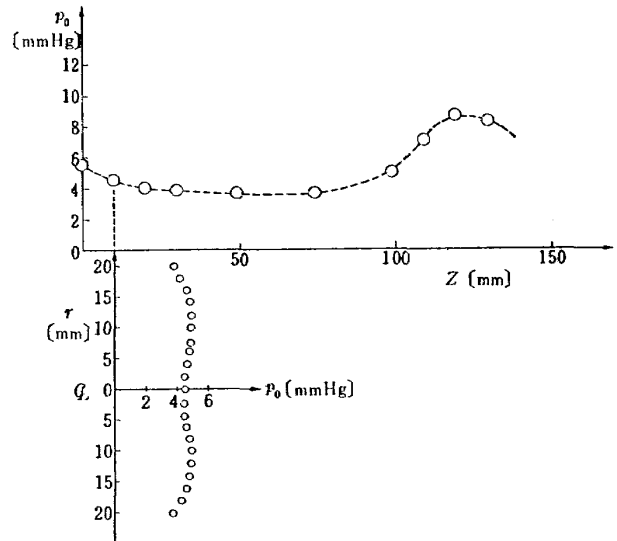
(2) アーク加熱極超高速風洞の概略

実験に用いた風洞の系統を付図3に、またその概略を次に示す(詳細については文献 22), 23)を参照されたい)。

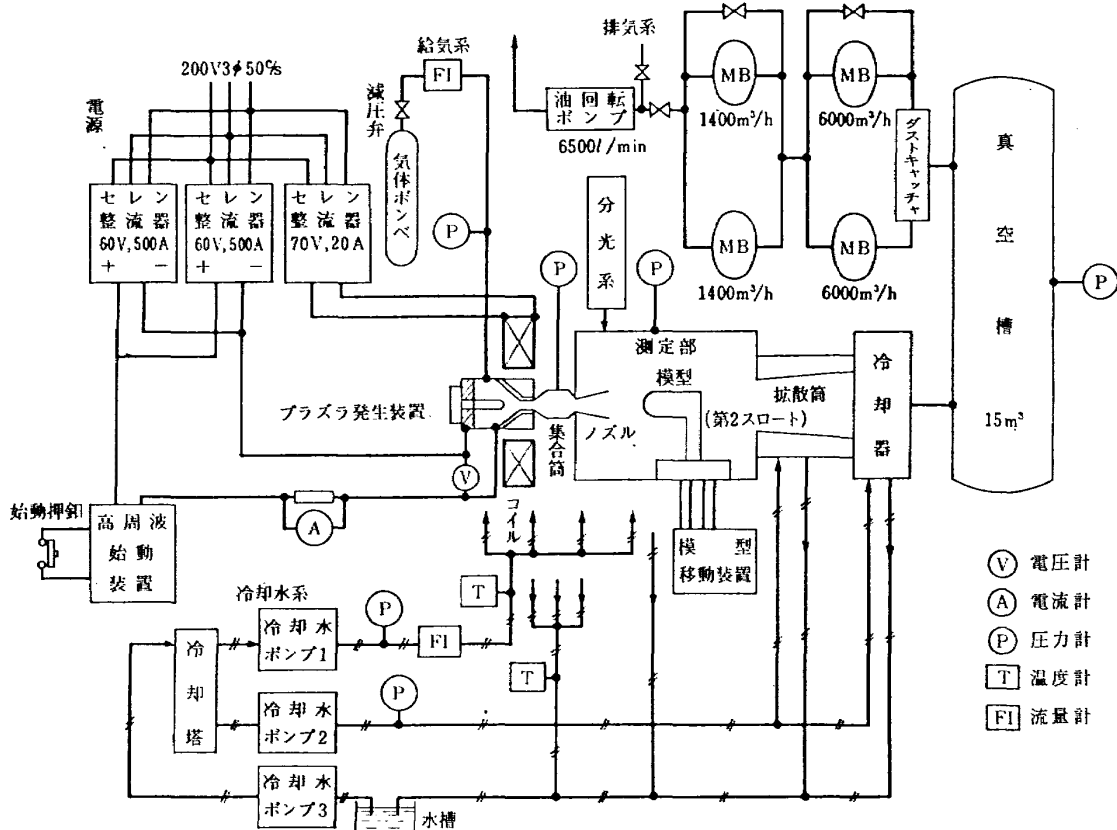
作業気体は流量を測定された後、アーク加熱器に流入し直流放電による加熱を受け、貯気槽、超音速ノズルを経て測定室に自由噴出される。測定室からは、ディフューザ、熱交換器、真空タンク、ダストキャッチ

ャを経て真空ポンプによって大気に排出される。アーク加熱器、貯気槽およびノズルは高圧冷却水で冷却され、加熱器への投入電力、冷却水への流出熱量から、作業気体への投入エネルギーが見積られる。その仕様を次に示す。

作業気体：アルゴン、窒素で、貯気槽から他の気体の混入可能²⁴⁾



付図4 窒素の高エンタルピ流のピトー圧力分布の一例 ($h_0=1,500\text{ cal/g}$)



付図3 アーク加熱極超高速風洞系統

- 電 源：直流出力 30 kW セレン整流器二基
60 V×1,000 A, 120 V×500 A
- アーク加熱器：直流放電加熱, Vortex-Stabilize と
Magnetic-Rotation の併用型
- ノズル：スロート 4 mm ϕ , 出口 68 mm ϕ の円錐
形, 2 原子気体等エントロピ流を仮定し
たマッハ数 8
- 測 定 室：1 m×1 m×0.6 m, 模型の電動三次元微
動装置, 手動回転装置をもつ。
- 排気装置：前段 12,000 m³/h, 中段 2,800 m³/h の
メカニカルブースタ, 後段 400 m³/h の
ロータリポンプ
- 運転時間：1 時間前後の安定な連続運転可能
- 気流汚染：放電電極物質は肉眼で検出不能, 窒素流
での分光写真から若干検出さる。
- 流れのピトー圧力分布の一例を付図 4 に示す。ノズ
ル出口から 10 mm の位置では, 約 30 mm ϕ のほぼ圧
力一定の領域がとれる。

TR-158	局所凸線形位相空間内の非線形初期値問題に 対する近似について On Approximations for Nonlinear Cauchy Problems in Locally Convex Spaces	1968年6月	小島清史
TR-159	T型結合板の振動 The Vibration of T-Shape Plates Structure	1968年7月	埜 武敏, 築地恒夫 越出慎一
TR-160	梁, 板結合構造物の振動(II) On the Natural Vibration of Plate-Beam Combination Structures (II)	1968年8月	埜 武敏, 築地恒夫 多田保夫, 越出慎一 林 洋一, 日下和夫
TR-161	宇宙飛しょう体の直接式最適誘道法 The Optimal Explicit Guidance Equation for Space Vehicle	1968年8月	新田慶治, 松島弘一 大坪孔治, 志甫 徹
TR-162	よどみ点領域での非定常空力加熱の測定 Measurements of Unsteady Aerodynamic Heating of Stagnation Region	1968年9月	野村茂昭
TR-163	双発プロペラ STOL 機の安定操縦性に 関する考察 Investigation on the Stability and Control Characteristics of a Twin-propeller STOL Airplane	1968年9月	別府護郎
TR-164	熱伝導を考慮した空力加熱による薄肉機体外 板の温度上昇とその電気抵抗アナログ回路 Investigation of the Streamwise Heat Conduc- tion Effect on the Transient Aerodynamic Heating of Thin-skinned Bodies by the Resistance Network Analog Method	1968年10月	小川 鉦一
TR-165	有限要素法による箱型梁の解析 Applications of the Finite Element Method to Box Beams	1968年11月	三本木茂夫
TR-166	EPFバルブを用いたジンバルエンジン駆動 用油圧制御系の基礎的解析 Fundamental Analyses of Gimbal-Engine Positioning Hydraulic Control System Made use of DPF Servovalve	1968年11月	畑山茂樹, 興石 肇

航空宇宙技術研究所報告167号

昭和43年11月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)44-9171(代表)☎182

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川 2~27~12
