

UDC 533.6.011
536.2

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-133

解離した極超音速流中での Teflon への熱伝達の測定

野 村 茂 昭

1967 年 4 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- | | | | |
|---------|--|-----------|---------------------------------------|
| TR-111T | An Asymptotic Solution of the Nonlinear Equations of Motion of an Airplane | Aug. 1966 | Hiroshi ENDO |
| TR-112 | 圧縮性と壁形状を考慮した軸流ターボ機械の作動円盤理論 (II)
—円周速度のある流れ—
A Theoretical Investigation of the Compressible Flow Through the Axial Turbo Machines (II)
—Swirling Fluids— | 1966年8月 | 藤井 昭一 |
| TR-113 | 地面近くでホバリングするヘリコプタ・ロータに関する実験
Experimental Study on the Ground Effect of a Model Helicopter Rotor in Hovering | 1966年8月 | 幸尾 治朗, 岡 遠一 |
| TR-114 | フライングテストベッドの高度制御システムの検討 (I)
Analytical and Simulation Studies of the Height Control of the Flying Test Bed (I) | 1966年8月 | 武田 峻, 甲斐 忠夫 |
| TR-115 | NAL-16 ロケットの研究試作および飛しょう実験 —D型およびIT型—
Single-Stage Solid Propellant Rocket (NAL-16) | 1966年8月 | ロケット性能研究室 |
| TR-116 | 50 cm 極超音速風洞の計画と構造
Design and Construction of the 50 cm Hypersonic Wind Tunnel at National Aerospace Laboratory | 1966年9月 | 極超音速風洞建設グループ |
| TR-117 | 弾性振動方程式の差分解に関するエネルギー不等式
Energy Inequalities for the Difference Solutions of Equations of Elastic Vibration | 1966年10月 | 三 好 甫 |
| TR-118 | 高負荷燃焼器の箱形模型による実験
Some Experiments on High Intensity Combustor with Partial Models | 1966年10月 | 大塚 貞吉, 福田 広
相波 哲朗 |
| TR-119 | 多次元1階準線型双曲型方程式の解の存在について
On the Existence of Discontinuous Solutions of the Cauchy Problem for Quasi-Linear First-Order Equations | 1966年10月 | 小島 清史 |
| TR-120 | 航技研フライングテストベッドの姿勢制御方式の検討
Analytical and Simulation Studies on the Attitude Control System of the Flying Test Bed | 1966年11月 | 武田 峻, 堀川 勇壮
小川 敏雄, 森 幹彦 |
| TR-121 | パルスレシオ変調回路およびその修正回路について
Some Circuits for Pulse Ratio Modulation and their Modified Circuits | 1966年11月 | 村上 力 |
| TR-122 | 失速が起こるような高い迎角で, 調和振動する二次元翼に働く空気力に対する半実験的理論
Semi-Empirical Theory to Estimate the Airforces Acting on the Harmonically Oscillating Two-Dimensional Wing at High Angle of Attack Where Separation Can Occur | 1966年12月 | 磯貝 紘二 |
| TR-123 | 姿勢制御用空気ジェットノズルの研究
Design and Experimental Study of Air Jet Nozzles for the Attitude Control of VTOL Aircraft | 1966年12月 | 滝沢 直人, 西村 博史
藤枝 郭俊, 田辺 義一
渋谷 昭義 |

解離した極超音速流中での Teflon への熱伝達の測定*

野 村 茂 昭**

Measurements of Heat-Transfer to Teflon in Dissociated Hypersonic Flow

By Shigeaki NOMURA

Heat-transfer rates to Teflon and to polished copper are measured in low density hypersonic flow of partially dissociated nitrogen at Mach number 5, with flow enthalpies of 1,400 to 2,500 cal/g and impact pressure of 15 mmHg.

The heat-transfer rate to Teflon is obtained from the transient temperature rise at the rear surface of the Teflon coated stainless steel disk before ablation starts. The thickness of the Teflon film is 0.1 mm.

The ratio of heat-transfer rates to both Teflon and copper surfaces is reduced from 1.0 to 0.6 as stagnation enthalpy is increased from 1,400 to 2,500 cal/g.

Comparing these experimental results with the theoretical value introduced by Goulard¹⁾, it is shown that the effect of catalytic recombination upon the heat-transfer to the Teflon surface is very small compared with that to the copper surface. (see Fig 14, page 11.)

1. ま え が き

大気圏へ再突入する宇宙飛しょう体の頭部に生ずる衝撃波の後方では気体は一部解離しており、そのよどみ点付近での境界層の熱力学的状態は、一般に再突入のかなりの範囲にわたって——最も苛酷な空力加熱を受ける高度にいたるまで非平衡状態にあるといわれる(図8参照)。この様な条件のもとでは、飛しょう体が受ける空力加熱のうち、物体表面における解離した原子の再結合による加熱が非常に大きな割合を占める。したがって、再突入飛しょう体への空力加熱は、物体表面が解離原子の再結合に対し触媒性を持つかどうかにより、大きな影響を受ける(図1参照)。

再突入飛しょう体のアブレーション材料には、プラスチックが多く用いられるが、プラスチックの表面再結合に対する触媒性に関する資料はほとんどない。

そこで当所のアーク加熱極超音速風洞を用いて、

5,000~6,000°K に加熱され一部解離した希薄な窒素の極超音速流中で、Teflon および銅への熱伝達量を測定し、その比較から Teflon 表面の原子の再結合に対する触媒性を調べた。

2. 記 号

A : ノズル断面積または(3)式で示す量

a : $k/c\rho$

C : ρ_A/ρ

c : 比 熱

D : 拡散係数

d : 図2に示す量

f : u/u_e

g : h/h_e

\bar{g} : \bar{h}/\bar{h}_e

h : エンタルピー

\bar{h} : $h-h_R C$

h_R : 分子の解離エネルギー

k : 熱伝導率

k_0 : ボルツマン定数

* 昭和42年3月4日受付

** 空気力学第一部

k_w : 触媒性再結合速度定数

Le : Lewis 数

l : $\rho\mu/\rho_e\mu_e$

M : マッハ数

m : 質量

m_A : 原子 1 個の質量

m_r : 反応次数

\dot{m} : 質量流量

p : 絶対圧力

P_r : Prandtl 数

\dot{q} : 単位時間に単位面積へ伝達される熱量

R_n : 鈍頭物体の頭部曲率半径

r_0 : 物体の回転軸からの距離

S : 表面積

s : $\int_0^x \rho_e \mu_e r_0^2 u_e dx$

Sc : Schmidt 数

T : 温度

t : 時間

u : 速度の x 方向成分

V : 飛しょう体の速度

W : 熱量

x : 壁に沿ってとった座標

y : 壁に垂直にとった座標

Z : C/C_e

β : du_e/dx

η : $(u_e/\sqrt{2s}) \int_0^y r_0 \rho dy$

λ : 熱伝達係数

μ : 粘性係数

ρ : 密度

ρ_A : 原子の密度

φ : 触媒性反応速度パラメータ

添字および添付記号はつぎの状態での諸量を表わす。

a : アブレーション開始時の状態

e : 境界層端での状態

F : 実際の飛しょう状態

s : よどみ点での状態

T : 風洞実験状態

w : 壁上での状態

0 : 貯気槽状態

タルビ流で、主流が熱力学的に平衡状態にあり、かつ境界層が層流で凍結状態にある場合には、解離した分子の物体表面での再結合による加熱を考慮すると、熱伝達量は次式で与えられる: (理論式の導き方、および結果の妥当性については付録 1 を参照されたい。)

$$\begin{aligned} \dot{q} = & 0.664 (\beta \mu_{se} \rho_{se})^{1/2} P_{rw}^{-2/3} h_{se} \left[1 \right. \\ & \left. + (Le^{2/3} \varphi - 1) \frac{h_R C_{se}}{h_{se}} \right] \quad (1) \\ \varphi = & \left\{ 1 + \frac{0.47 Sc_w^{-2/3} (2\beta \mu_{se} \rho_{se})^{1/2}}{\rho_w k_w} \right\}^{-1} \end{aligned}$$

ここで表面の再結合についての触媒性は k_w ないし φ で表わされ、つぎのように定義される。壁に単位時間に衝突する原子の総数を N_{total} とし、そのうちで壁上で再結合するものの数を $N_{recomb.}$ とすると、窒素ガスの場合には、

$$k_w = \sqrt{\frac{k_0 T_w}{2\pi m_A}} \frac{N_{recomb.}}{N_{total}} = (10^4 \sim 10^5) \frac{N_{recomb.}}{N_{total}} \quad (\text{cm/s})$$

壁の触媒性と、 k_w ないし φ の値との関係は表 1 のようになる。

表 1 窒素原子再結合に対する壁の触媒性と $N_{recomb.}$, k_w , φ の値の関係

	触媒性のない壁	触媒性の十分大きい壁
$N_{recomb.}$	0	N_{total}
k_w (cm/s)	0	$10^4 \sim 10^5 (\sim \infty)$
φ	0	~ 1

表面再結合の効果を明らかにするために、(1)式の結果と、 k_w が ∞ の場合の熱伝達量との比をとると次式となる。

$$\bar{q} = \frac{\dot{q}}{\dot{q}_{k_w \rightarrow \infty}} = 1 - \left\{ \frac{Le_w^{2/3} h_R C_e / h_{se}}{1 + (Le_w^{2/3} - 1) h_R C_e / h_{se}} \right\} (1 - \varphi) \quad (2)$$

種々の物質の k_w と、それらの表面をもった高速飛しょう体の \bar{q} を図 1 に示す。この図からわかるように、 $k_w \rightarrow \infty$ の物質としては表面をよく磨いた銅をあげることができる。

そこで Teflon 表面の触媒性を調べるためには、全く同一条件の流れのなかで Teflon および銅の両表面への熱伝達量 \dot{q}_{Teflon} , \dot{q}_{copper} を測定し、(2)式を用いて Teflon 表面での φ を求めればよい。

3.2 \dot{q}_{Teflon} の測定法

Teflon コーティングを施した薄い金属板を急激に流れのなかに入れ、コーティング面を一様加熱した

3. 測定原理

3.1 触媒性表面への熱伝達

Goulard¹⁾ によると、物体のよどみ点付近の高エン

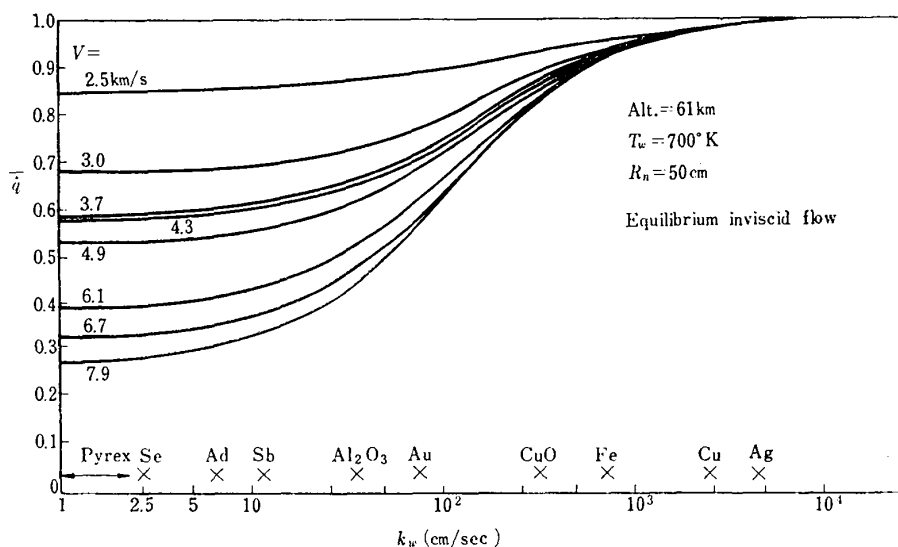
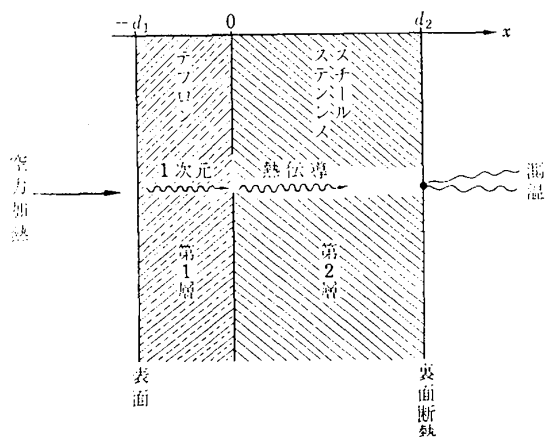
図 1 表面の触媒性と熱伝達量の減少¹⁾

図 2 模型内の熱伝導

ときの裏面の温度を測定し、その結果から \dot{q}_{Teflon} を求めた。コーティング板内部の熱伝導は、板厚を十分薄くすることによって、一次元的に取り扱うことができる。図2に示すように、裏面を断熱壁と仮定した板の表面から一様加熱したとき、表面に垂直にとった x 座標の原点を2層の境界に置くと、内部熱伝導方程式、境界条件および初期条件はつぎのようになる。

一次元熱伝導方程式

$$k_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} = \rho_1 c_1 \frac{\partial T_1}{\partial t}, \quad k_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} = \rho_2 c_2 \frac{\partial T_2}{\partial t}$$

境界条件

$$x = -d_1: k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = \dot{q}_{\text{Teflon}}$$

$$x = 0: T_1 = T_2, \quad k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}$$

$$x = d_2: k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = 0$$

初期条件

$$t = 0: T_1 = T_2 = T_0$$

これらは $\dot{q}_{\text{Teflon}} = \text{const.}$ と仮定すると Laplace 変換を用いて解析的に解け^{2),3)}、表面温度 T_S および裏面温度 T_R は次式で与えられる。

$$T_S = T_0 + \dot{q}_{\text{Teflon}} \left[\frac{t}{\rho_1 c_1 d_1 + \rho_2 c_2 d_2} + \frac{1 + 2 \frac{k_2}{k_1} \frac{d_1}{d_2} + \frac{a_2}{a_1} \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^2}{2(1+A)} \cdot \frac{d_2}{k_2} - \frac{1 + 3A + (3+A)AB}{6(1+A)^2} \cdot \frac{d_2}{k_2} - \frac{2a_2}{d_2 k_2} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\lambda_n^2 t) \cdot \left\{ \cos \left(\frac{\lambda_n d_1}{\sqrt{a_1}} \right) \cos \left(\frac{\lambda_n d_2}{\sqrt{a_2}} \right) + \sqrt{\frac{a_1}{a_2}} \frac{k_2}{k_1} \sin \left(\frac{\lambda_n d_1}{\sqrt{a_1}} \right) \sin \left(\frac{\lambda_n d_2}{\sqrt{a_2}} \right) \right\} \right] \quad (3)$$

$$T_R = T_0 + \dot{q}_{\text{Teflon}} \left[\frac{t}{\rho_1 c_1 d_1 + \rho_2 c_2 d_2} - \frac{(1+3A) + (3+A)AB}{6(1+A)^2} \cdot \frac{d_2}{k_2} - \frac{2a_2}{d_2 k_2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-\lambda_n^2 t)}{\left\{ \lambda_n^2 \left\{ (A+1) \cos \left(\frac{\lambda_n d_1}{\sqrt{a_1}} \right) \cos \left(\frac{\lambda_n d_2}{\sqrt{a_2}} \right) - \sqrt{\frac{a_2}{a_1}} \left(\frac{k_1}{k_2} + \frac{d_1}{d_2} \right) \sin \left(\frac{\lambda_n d_1}{\sqrt{a_1}} \right) \sin \left(\frac{\lambda_n d_2}{\sqrt{a_2}} \right) \right\} \right\}} \right] \quad (4)$$

ただし

$$A = \frac{\rho_1 c_1 d_1}{\rho_2 c_2 d_2}, \quad B = \frac{d_1 k_2}{d_2 k_1}$$

λ_n は

$$\frac{k_1}{k_2} \sqrt{\frac{a_2}{a_1}} \tan \frac{d_1}{\sqrt{a_1}} \lambda + \tan \frac{d_2}{\sqrt{a_2}} \lambda = 0 \quad (5)$$

の n 次の正根である。

また添字 1, 2, はそれぞれコーティングおよびその母材での値を表わすものとする。

かくして、物性定数 ρ, c, k が知れていると、(4) 式を用いて $\Delta T_R = T_R - T_0$ の測定結果から \dot{q}_{Teflon} を求めることができる。得られた \dot{q}_{Teflon} を (3) 式に入れると T_s が、また T_1, T_2 の解に入れると任意の時刻での物体内部の温度分布を知ることができる。

この数値計算は電子計算機 OKITAC 5090 を用いた。 λ_n は (5) 式の近似解をグラフから求め、Newton 法で 7 桁の解を計算した。(3), (4) 式の無限級数は $t=10^{-3}$ 秒でも $n=3 \sim 4$ でほぼ収れんし、 $n=5$ までとれば十分であった。

3.3 \dot{q}_{copper} の測定法

流れのなかに表面積、質量のわかっている銅の小片を急激に露出し、その温度上昇率から \dot{q}_{copper} を求めた。

銅小片の温度変化は気流の温度に比して無視できること、熱伝導および輻射による熱損失がないこと、銅の熱伝導率が大きく銅片の厚さが小さいので銅片内部の温度勾配が無視できること、および気流から銅表面への輻射は非常に小さいことを仮定すると次式が得られる。

$$\dot{q}_{\text{copper}} = \frac{mc}{S} \cdot \frac{dT}{dt}$$

したがって銅小片の温度上昇率の測定から \dot{q}_{copper} が得られる。

4. 実験装置および模型

4.1 風 洞

実験はアーク加熱極超音速風洞で行なった。その系統を図 3 に示す。本風洞の特性等についてはすでに一部報告されており^{4), 5), 6)}、さらに詳細の報告がおこなわれる予定であるが、その仕様の大略をつぎに記す。

作業気体：アルゴンまたは窒素

電 源：直流出力 60 kW セレン整流器 (60 V × 1,000 A, 120 V × 500 A)

アーク加熱器：Vortex Stabilize 型のプラズマガンにアークの回転を強化するための電磁石を併用したもので、中心での磁場の強さは 1,500 ガウス程度である。

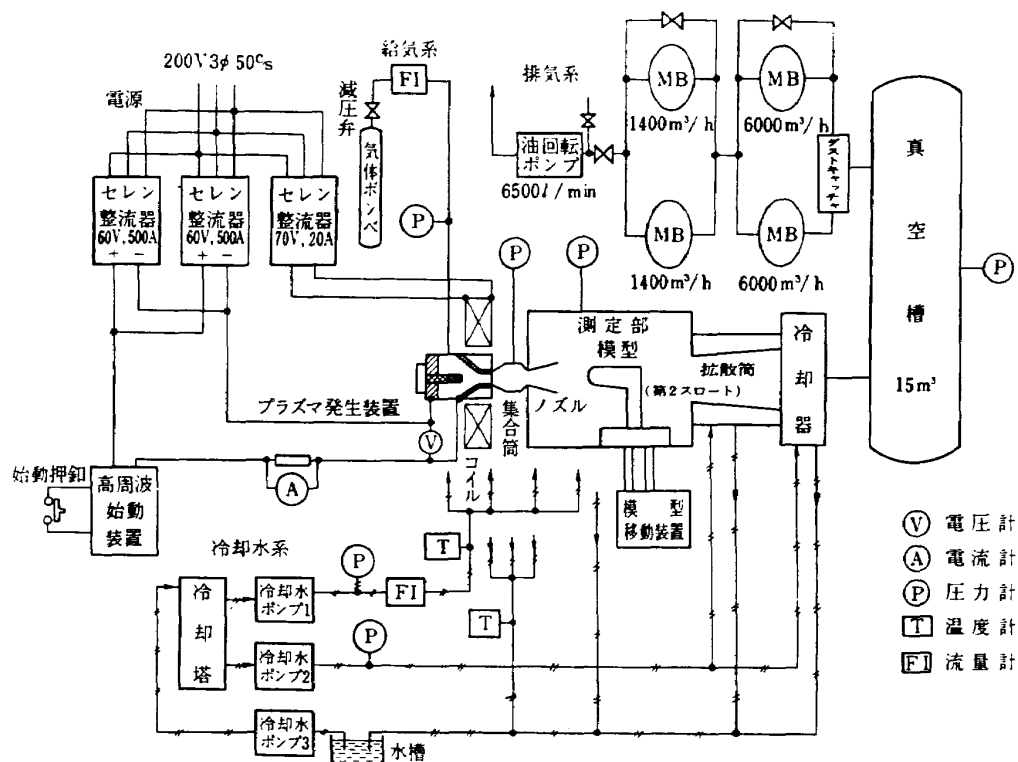


図 3 アーク加熱極超音速風洞の系統

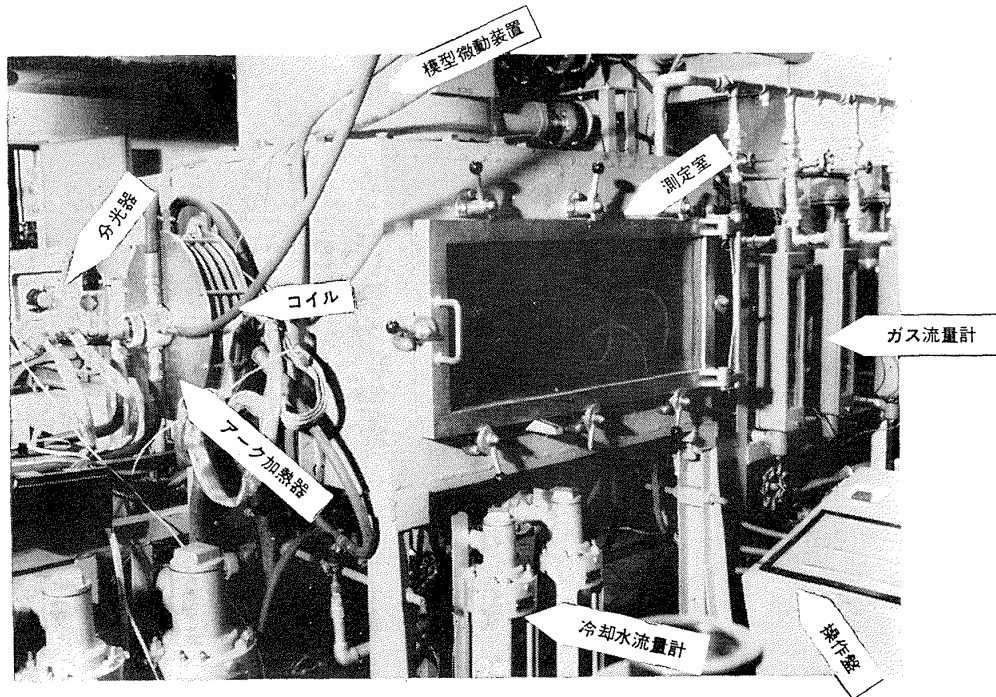


図 4 アーク加熱極超音速風洞の外観

ノズル: スロート直径 4 mm, 出口直径 68 mm の円錐形ノズルで、窒素ガスに対する計算上のマッハ数は 8 である。

測定室: 100 cm×100 cm×60 cm の角形で、側面に観測窓、分光測定窓、圧力取出口、電気端子が設けられている。模型の三次元微動装置が天井に取り付けられ、外部から 0.1 mm の精度で遠隔操作される。

排気装置: 12,000 m³/h(at 1 mmHg)のメカニカルブースタポンプに、2,800 m³/h のメカニカルブースタポンプおよび 400 m³/h のロータリポンプを後段に用いている。

運転時間: 安定な連続運転可能

気流汚染: アーク加熱器の電極物質の混入は、肉眼では観測できない。分光器で長時間露光写真をとると、窒素を用いた場合には銅またはタングステンのスペクトルが若干認められるが、アルゴンを用いた場合にはこれらは皆無である。

4.2 模型および測定装置

模型は図 5 に示すとおりである。外径 12 mm の円筒先端に、直径 10 mm のテストピースを埋め込み円柱状模型とした。テストピースは側面を断熱材でささ

え裏面は空間とし、裏面に 0.2 mmφ のクロメル・アルメル熱電対を点溶接した。点溶接の方法は文献⁷⁾にしたがった。

テストピースは、直径 10 mm, 肉厚 0.4~0.9 mm のステンレス鋼の表面および側面に 0.1 mm の Teflon コーティングを施したもの、および直径 10 mm, 肉厚 4 mm の銅円板の 2 種類とした。

Teflon 模型の厚さは 0.5~1.0 mm で直径に比して十分小さく、側面を断熱しているので内部熱伝導は一次元的とみなすことができる。

Teflon および銅の一对の模型を測定室内の微動装置に、流れに模型軸を平行にして取り付ける。風洞運転開始後図 5 に示す cap をかぶせられた模型を微動装置によって流れのなかに入れる。流れの所定位置で外側 cap の銅線に 10 V の交流電圧を加えてこれを焼き切って cap を落下させる。内側 cap の糸ハンダは気流からの加熱を受けて数秒後に溶けて、後部からパネで引かれているため瞬間的に取りはずされる。cap を二重にした理由は、内側 cap は、外側 cap の銅線に電流を流したときに熱電対に誘起される電氣的雑音が自然消滅するまで加熱開始を遅らせるためにあり、外側 cap は内側 cap をしばっている糸ハンダが模型の移動中に溶けないように保護するためである。

模型への加熱開始時刻を知るために、0.1 mmφ のクロメル・アルメル裸熱電対を模型表面と面一に並べ

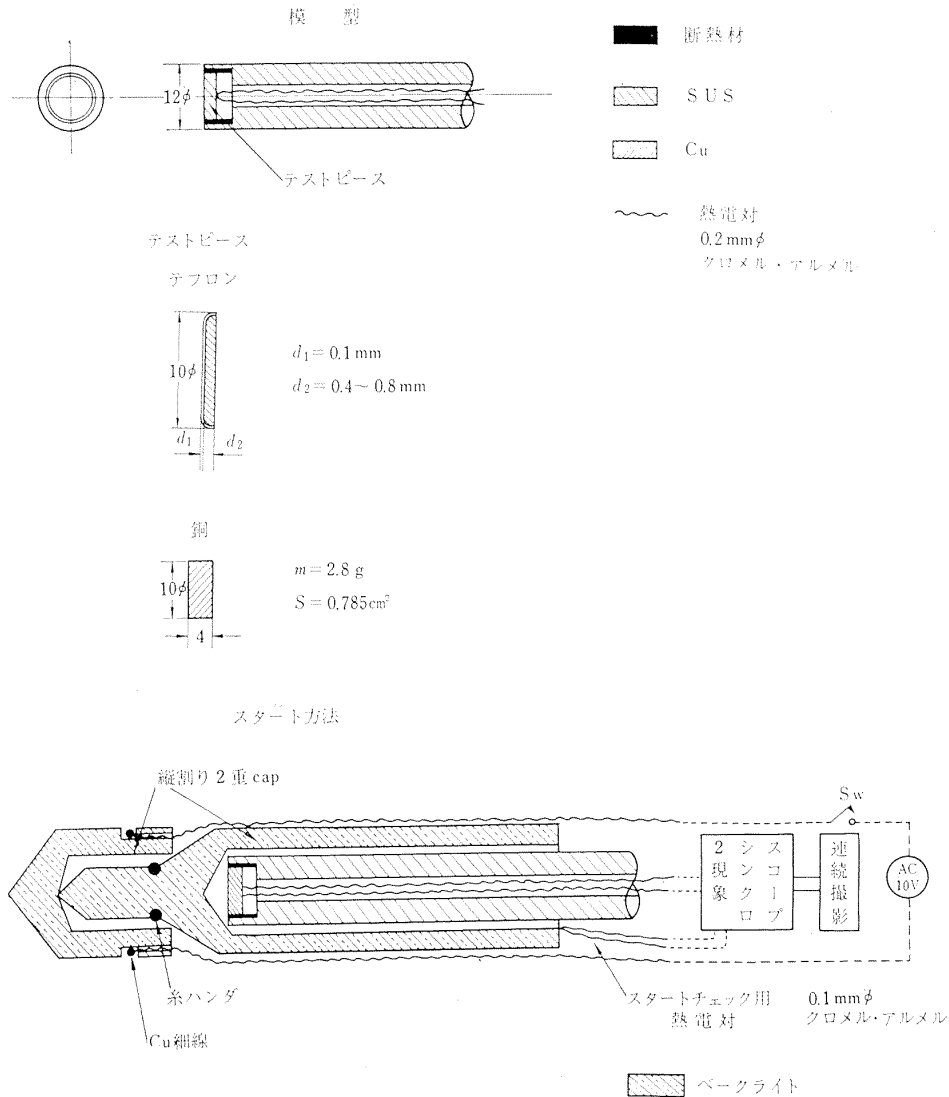


図 5 模 型 と cap

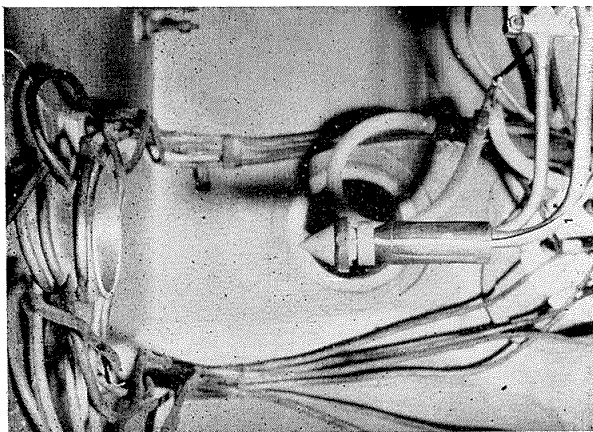


図 6 cap の外観写真

て取り付けられている。

模型裏面および加熱開始検出用の 2 本の熱電対の出力は、広帯域直流増幅器を通して 2 現象シンクロスコープに入れられ、連続撮影装置で記録された。記録紙

上で時間軸は 0.02 s/cm, 感度は 0.1~0.5 mV/cm である。

5. 流 れ の 特 性

作業気体の窒素は、アーク加熱器で加熱されて一部解離した状態で貯気槽にためられ、極超音速ノズルを通して測定室に free jet として噴出される(図 7 参照)。

実験はつぎの条件のもとで行なった。

ガス流量	0.5 g/s
貯気槽圧力	400~700 mmHg(abs.)
貯気槽エンタルピ	1,000~2,500 cal/g
よどみ点(ピート)圧力	15 mmHg(abs.)
測定室壁圧力	0.2 mmHg(abs.)

貯気槽エンタルピは実験結果に大きな影響を与えるので、いわゆる Heat-Balance 法および Sonic-Throat

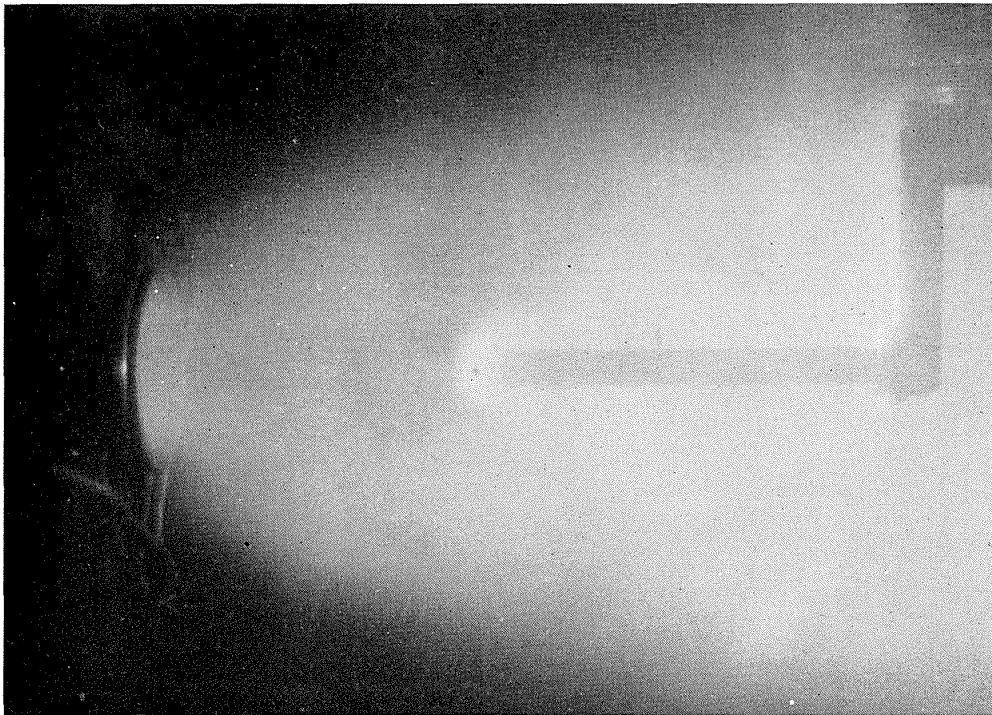


図 7 窒素の高エンタルピ流

法の両者を併用した(付録2 参照)。

貯気槽およびジェットでの諸量は、ノズルスロート上流で熱力学的平衡状態を、スロート下流で凍結等エントロピ流を仮定するとすべて決定され、その主な量はつぎのようである。

貯気槽平均温度	~6,000°K ⁸⁾
解離度	~13% ⁹⁾
マッハ数	約 5

ただしマッハ数は、Rayleigh のピトー公式が用いられると仮定してピトー圧力から求めた値である。

このような流れのなかに置かれた鈍頭物体のよどみ点付近の流れが、熱力学的にどのような状態にあるかは、測定された諸量のみでは確定できないのでつぎのような考察を行なった。Goodwin & Chung¹⁰⁾ によれば半径1フィートの弾頭をもつ高速飛しょう体の、よどみ点付近の気流の状態は図8に示すようになる。一方、本実験で風洞で得られた流れで相似できる飛しょう領域を同図に記入すると、Exp. I と Exp. II になる。Exp. I は $h_{se}-p_{se}$ 相似であり、Exp. II は模型の大きさを、半径1フィートの弾頭に換算した $h_{se}-\dot{q}$ 相似である(付録3 参照)。このアーク加熱風洞では、 h_{se} は流れの運動エネルギーからだけでなく、熱エネルギーの形で与えられるため、マッハ数の相似ができない。しかし熱伝達量は、(1)式でわかるようにマッハ数に直接依存しないので、本風洞で熱伝達実験を

行なうには大きな支障はない。Exp. I および Exp. II の領域からみて、この流れの状態は、結果を比較すべき(2)式の熱力学的平衡非粘性層と凍結境界層という仮定が、十分あてはまるものと思われる。この結果、風洞で得られた流れは、ノズルスロート下流で凍結等エントロピ流となり、模型前方の離脱衝撃波を通過後、圧力上昇とともにふたたび熱力学的平衡状態に達し、境界層内では化学的に凍結していることになる。

(2)式に含まれる流れに関する三つの量としてはつぎの値を用いた。

h_{se} : 貯気槽エンタルピ

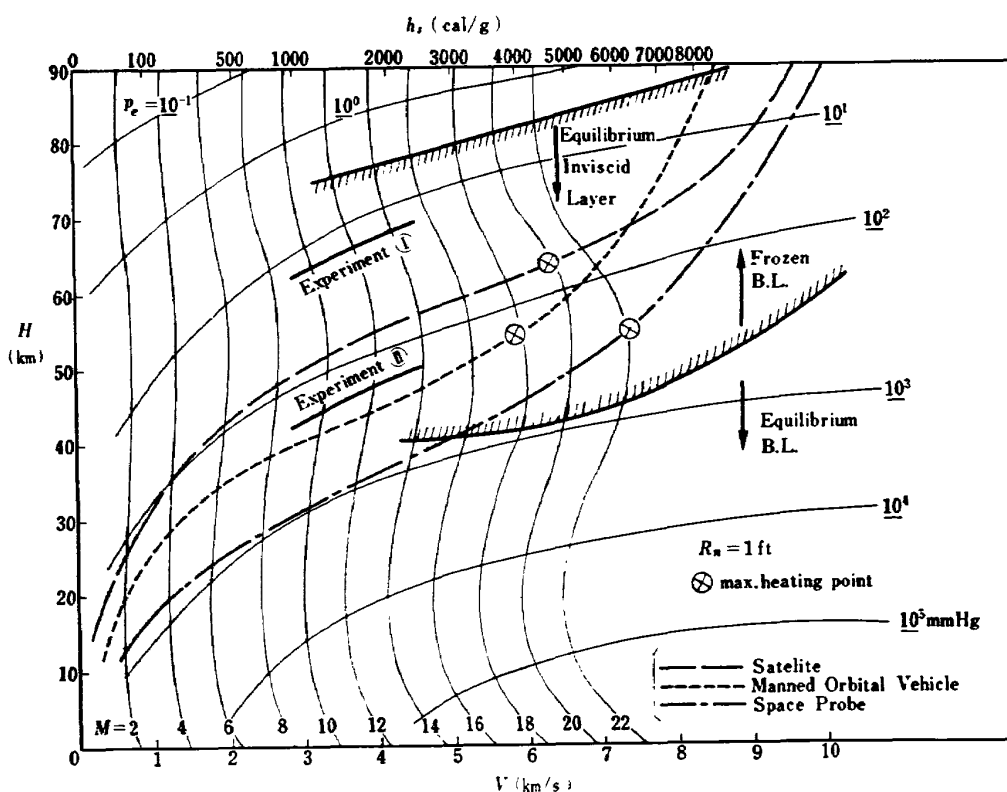
Le_w : 1.4 (文献¹⁰⁾による。)

C_{se} : 境界層端で熱力学的平衡状態を仮定して、窒素の Mollier Chart⁸⁾ と Gas Table⁹⁾ から求めた。

6. 実験結果

6.1 \dot{q}_{Teflon} の測定結果

実験は、模型表面でのよどみ点圧力 p_e を 15 mmHg として一定に保ち、よどみ点エンタルピ h_{se} を 1,400 ~ 2,500 cal/g の間で変えて行なった。図9にコーティング板の裏面温度上昇の測定結果(シンクロスコープの連続撮影写真)の一例を示す。この記録から加熱開始後の時間と温度上昇の関係が得られ、また同時に測定している自動平衡記録計の加熱直前までの記録が

図 8 高速飛しょう体のよどみ点付近の状態¹⁰⁾

ら時刻ゼロでの温度 T_0 が得られる。

図 9 に示す結果を含めて、すべての記録について T_R-t の曲線は時間の経過順に、(i) 指数関数的な温度上昇域、(ii) 直線的な温度上昇域、(iii) 温度上昇率が低下する領域の三つの領域に分けることができる。(4) 式によれば、(i) の領域では t が小さいため $\exp(-\lambda_n^2 t)$ を含む項が $t/(\rho_1 c_1 d_1 + \rho_2 c_2 d_2)$ の項より大きいので非直線的となり、(ii) の領域では t が大きくなり、項の大小が (i) の逆となって直線的な温度上昇を示すことが説明されるが、(iii) の傾向は (4) 式では説明されない。

図 9 から T_R-t を読み取って図示すると図 10 となる。(4) 式と合せて $\dot{q}_{\text{Teflon}} = 11.6 \text{ cal/cm}^2\text{s}$ となり、これを用いて (3) 式、(4) 式から T_s 、 T_R を計算すると同図に示すとおりとなる。実験値は (i)、(ii) の領域では計算値と非常によく一致する。実験値が計算値からずれ始める時刻 t_a での表面温度は T_a

$= 362^\circ\text{C}$ となる。実験条件、模型の厚さを種々変えた場合にも (他の結果の一例を図 11 に示す) (i)、(ii) の領域では実験値と計算値はよく一致する。また t_a はそれぞれの場合で異なるが、表面温度はいずれの場合も $T_a = 360 \sim 380^\circ\text{C}$ の値となる。この温度は Teflon の分解速度が急激に大きくなる温度¹¹⁾にほぼ対応づけられるので (図 12 参照)、時刻 t_a からアブレーションが開始するものとみなされる。また実験結果は $t \leq t_a$ では計算値とよく一致していることから、 $T_s \leq T_a$ では計算で与えた $\dot{q}_{\text{Teflon}} = \text{const.}$ の仮定が満足されていると考えられる。このことから表面温度が T_a 以下では、表面での原子の再結合の度合は表面温度によらないと考えられる。

6.2 \dot{q}_{copper} の測定結果

熱伝達実験の精度を検討する意味も含めて、よどみ点エンタルピ h_{se} 、よどみ点圧力 p_{se} を種々の値に変えて \dot{q}_{copper} を測定した。 $k_w \sim \infty$ の表面の熱伝達量

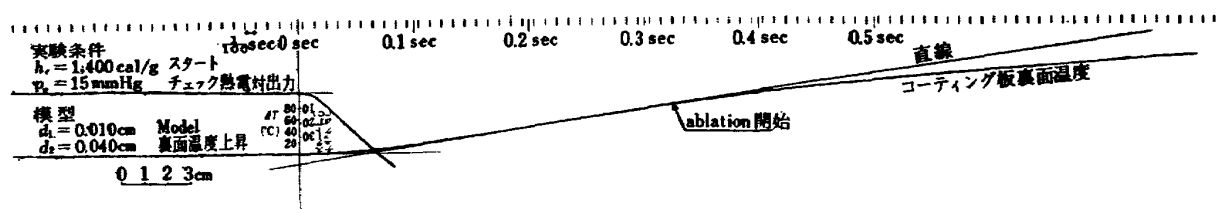


図 9 模型表面温度測定例 (シンクロスコープの連続撮影写真)

は理論的に Fay & Riddell¹²⁾ によって非常に精度のよい式が与えられているが、式の中に流れに関する熱力学的係数、輸送係数が複雑な形ではいているため、流れの条件が異なる多くの実験結果と比較するには不便である。かなり精度のよい近似式として、Lewis & Burgess¹³⁾、Dietra & Hidalgo¹⁴⁾ は次式を与えている。

$$\dot{q} \propto h_{se}^{1.1} (p_{se}/Rn)^{0.5} \quad (6)$$

一つの実験結果 (p_{se} , h_{se} , \dot{q}) を基準にとって、これに添字 ref. を付すと(6)式はつぎのように書ける。

$$\dot{q}/\dot{q}_{ref.} = (h/h_{ref.})_{se}^{1.1} (p/p_{ref.})_{se}^{0.5} \quad (7)$$

そこで実験結果を、 $(h/h_{ref.})_{se}^{1.1}$ および $(\dot{q}/\dot{q}_{ref.}) \cdot (p_{ref.}/p)_{se}^{0.5}$ に関して整理すると図 13 となり、実験結果は(7)式とよく一致した。ここで基準となる実験値については、Fay & Riddell の式とよく一致することを確認している。

6.3 $\bar{q} = \dot{q}_{\text{Teflon}}/\dot{q}_{\text{copper}}$ の実験結果

同一条件のもとでの \dot{q}_{Teflon} および \dot{q}_{copper} の測定結果の比をとり、これをよどみ点エンタルピーに対して図示すると図 14 となる。これによると $h_{se} \approx 1,500$ cal/g では $\bar{q} \approx 1$ すなわち $\dot{q}_{\text{Teflon}} \approx \dot{q}_{\text{copper}}$ であり、 $h_{se} > 1,500$ cal/g になると $\bar{q} < 1$ となり、 $h_{se} = 2,500$ cal/g では $\bar{q} \approx 0.6$ にまで低下する。 $h_{se} < 1,500$ cal/g では窒素の解離原子は存在しないため、同一条件の下での Teflon および銅への熱伝達量は、表面の性質の相違が全く影響せず等しい値をもつ。

同図に(2)式の \bar{q} を、 $\varphi = 0, 0.2, \dots, 1.0$ の場合について図示する。実験結果は(2)式において $\varphi = 0 \sim 0.1$ とした曲線とほぼ一致する。このことから、表面では $\varphi \approx 0$ であり、原子再結合に対する触媒性は非常に小さいと結論づけられる(表 1 参照)。

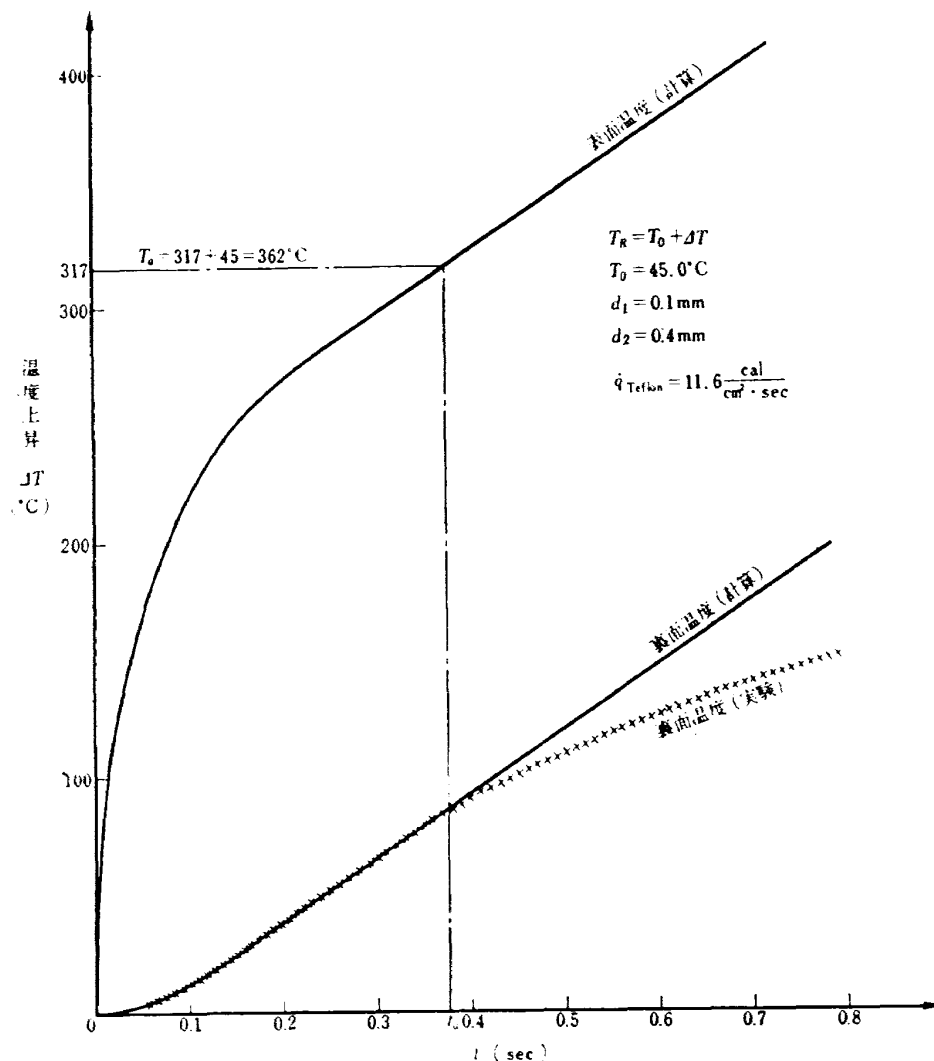


図 10 模型の温度上昇の実験結果と計算 (その1)

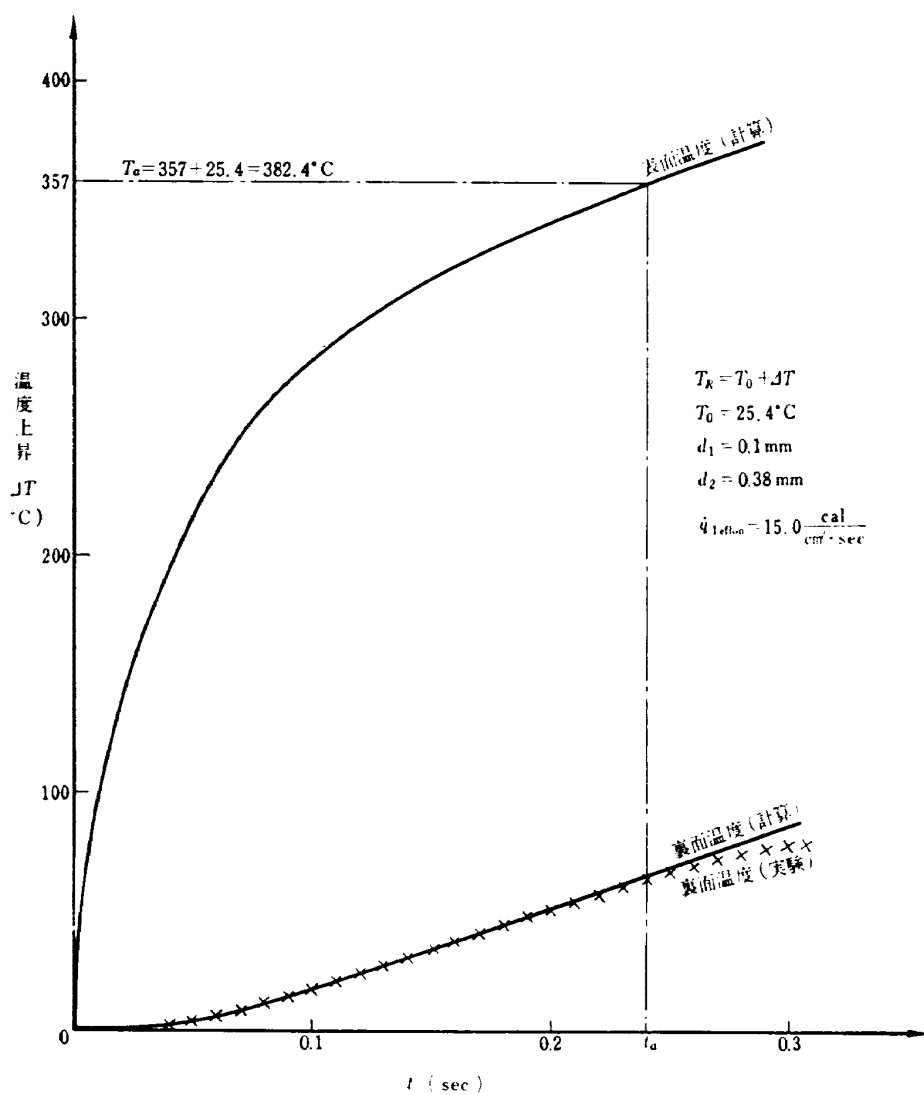
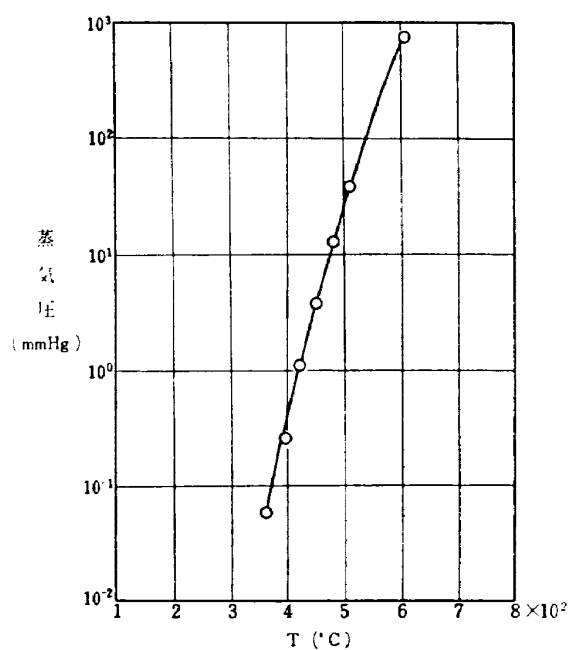
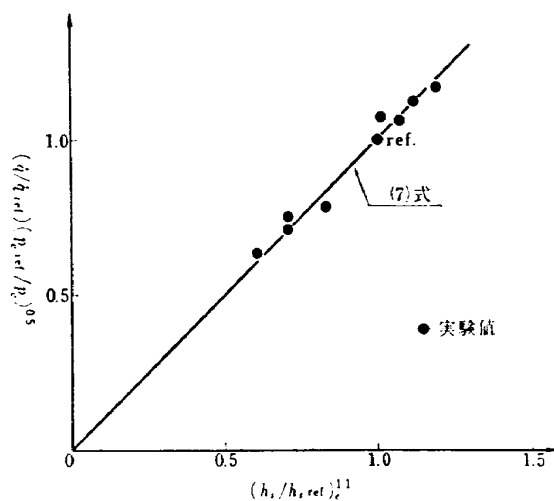


図 11 模型の温度上昇の実験結果と計算 (その2)

図 12 Teflon の蒸気圧¹¹⁾図 13 \dot{q}_{copper} の実験結果と理論式の比較

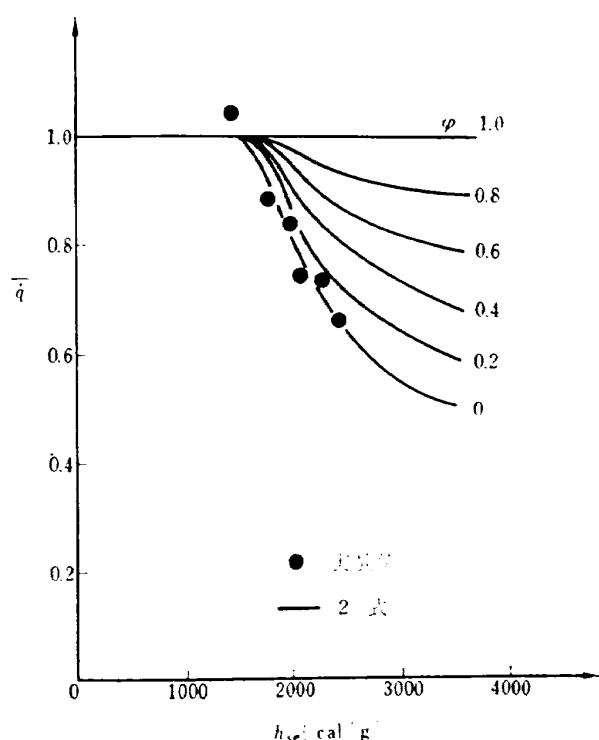


図 14 $\bar{q} = \dot{q}_{\text{Teflon}} / \dot{q}_{\text{copper}}$ 実験結果と理論式の比較

7. 結果の検討

Teflon 表面では $\phi \approx 0$ なる結果を得たが、これは非金属の触媒性が非常に小さいことを示す図 1 と矛盾しない。プラスチックの触媒性に関し、アブレーション開始以前にその表面への熱伝達量を測定した例がほかに全くないため、結果の比較ができない。文献¹⁵⁾では Teflon のアブレーション実験から $\phi \approx 1.0$ なる結果を得ている。しかしこれは図 1 の傾向と矛盾し、またアブレーションの解析法にも疑問がある。また結果にもばらつきが多く、文献¹⁵⁾の実験法は ϕ の明確な値を求めるものとしては、適当とは思われない。

実験結果を比較すべき Goulard の理論式 (1) は、 $k_w \sim \infty$ の表面に対して Fay & Riddell の厳密な式に比して熱伝達量をほぼ 20% 小さく見積っているといわれるが¹⁷⁾、その比をとった (2) 式は精度よい結果を与えるものとみなされる (付録 1 参照)。また実験に関しては、アブレーション開始温度の一致および \dot{q}_{copper} の理論との一致等からみてかなりよい精度が期待でき、したがって、Teflon 表面の触媒性に関する結果も、かなりよい精度が得られたと思われる。

8. ま と め

一部解離した窒素ガス中で Teflon および銅の各表面への熱伝達量を測定した結果、つぎのことが明らか

となった。

- (1) 流れのなかで時刻 $t=0$ から一様加熱を必要とする短時間の実験方法として、cap を離脱させて非定常熱伝達を測定する方法はよい結果を与えた。
- (2) Teflon および銅への熱伝達量の比は、解離が開始しないエンタルピに対してはほぼ 1 であるが、解離の開始とともに急激に低下し、エンタルピ 2,500 cal/g では 0.6 になった。
- (3) 実験結果と理論式との比較から、Teflon 表面の触媒性は非常に小さいことがわかった。
- (4) Teflon への熱伝達量は、Teflon 表面の温度がアブレーション温度になるまでは表面温度によらず一定であった。このことから、Teflon 表面の触媒性は表面温度が 400°C 前後になるまでは不変であるものと考えられる。

さいごに本実験について、全般にわたり、ご指導いただいた空気力学第一部平木部長、終始貴重なご意見を下さった同部相原室長、またアーク加熱器の製作運転等についてご尽力いただいた三菱電機 K. K. 中央研究所のかたがたに深く感謝の意を表わします。実験、計算等については空気力学第一部佐藤技官* および堀尾技官にご協力いただいた。

文 献

- 1) Goulard, R.; On Catalytic Recombination Rates in Hypersonic Stagnation Heat Transfer, Jet Propulsion, Vol. 28, No. 11, (1958/11).
- 2) Carslaw, H.S. and Jaeger, J.C.; Conduction of Heat in Solids, (1959), Oxford University Press.
- 3) Papetti, R.A.; Temperature Distribution in a Conductor Adjacent to a Plate of Infinite Conductivity, Douglas Rep. No. SM-37766, (1960/8).
- 4) 相原康彦, 野村茂昭; プラズマ風洞の開発, 日本航空学会誌, 12巻, 122号, (1964/3).
- 5) 平木 一, 相原康彦, 野村茂昭; プラズマ風洞の実験, 日本航空学会誌, 13巻, 140号, (1965/9).
- 6) 野村茂昭, 小村宏次, 伊藤利朗; 大電力窒素プラズマジェットの特特性, 三菱電機技報, Vol. 41, (1967/3).
- 7) 竹中幸彦, 江川幸一; 急速加熱を受ける金属表面温度の測定について, 日本機械学会・精機学会前刷集 No. 122, (1964/10).
- 8) Humphrey, R.L. and Seeley, L.A.; Mollier

* 現在東京大学宇宙航空研究所

Diagram for Nitrogen, AEDC-TN-60-83, (1960/5).

- 9) Ahtye, W.F. and Peng, T.C.; Approximations for the Thermodynamic and Transport Properties of High-Temperature Nitrogen with Shock-Tube Applications, NASA TN D-1303, (1962/7).
- 10) Goodwin, G. and Chung, P.M.; Effects of Nonequilibrium Flows on Aerodynamic Heating During Entry into the Earth's Atmosphere from Parabolic Orbits, Advances in Aeronautical Sciences, Vol. 4; Proc. Second Inter. Cong. for Aero. Sci., (1961), Pergamon Press.
- 11) Wentink, T.Jr.; High Temperature Behavior of Teflon, AVCO Re. Rep. 55, (1959/7).
- 12) Fay, J. A. and Riddell, F. R.; Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air, Jour. Aero. Sci., Vol. 25, No. 2r (1958/2).
- 13) Lewis, C.H. and Burgess, E.G.III.; Charts of Sphere Stagnation Heat-Transfer Rate in Air and Nitrogen at High Temperatures, AIAA Jour., Vol. 1, No. 8, (1963/8).
- 14) Dietra, R.W. and Hidalgo, H.; Generalized Heat Transfer Formulas and Graphs for Nose Cone Re-Entry into the Atmosphere, ARS Jour., Vol. 31, No. 3, (1961/3).
- 15) Vojvodich, N. S.; The Performance of Ablative Materials in a High-Energy, Partially Dissociated, Frozen Nitrogen Stream, NASA TN D-1205, (1962/5).
- 16) Lees, L.; Laminar Heat Transfer over Blunt Nosed Bodies at Hypersonic Flight Speeds, Jet Prop., Vol. 26, (1956/4).
- 17) Probstein, R. F.; Methods of Calculating the Equilibrium Laminar Heat Transfer Rate at Hypersonic Flight Speeds, Jet Prop., Vol. 26, (1956/6).
- 18) Yoshikawa, K.K. and Katzen, E.D.; Charts for Air-Flow Properties in Equilibrium and Frozen Flows in Hypervelocity Nozzles, NASA TN D-693, (1961/4).

付 録

付録 1 表面再結合を含む境界層方程式の解

軸対称流の境界層方程式 および 境界条件は, Doronitzin-Lees 変換を用いて次式となる。

境界層方程式

$$ff'' + (lf'')' + \frac{2s}{u_e} \cdot \frac{\partial u_e}{\partial s} \cdot \left(\frac{\rho_e}{\rho} - f'^2 \right) = 0 \quad (\text{モーメントム})$$

$$f\bar{g}' + \left(\frac{l}{P_r} \bar{g}' \right)' + \frac{u_e^2}{2h_{se}} \cdot \left[2l \left(1 - \frac{1}{P_r} \right) f'f'' \right]' = 0 \quad (\text{エネルギー})$$

$$fZ' + \left(\frac{l}{S_c} Z' \right)' - 2s \frac{\partial Z}{\partial s} f' = 0 \quad (\text{拡散})$$

境界条件

$$f(0) = f'(0) = 0, \quad f'(\infty) = 1$$

$$\bar{g}(0) = \bar{h}_w / \bar{h}_{se}, \quad \bar{g}(\infty) = 1$$

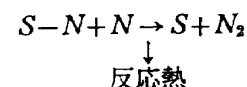
$$Z'(0) = \frac{(2s)^{1/2}}{r_0 u_e} \cdot \frac{k_w}{\rho_w^{2-m_r} D_w} \cdot C_e m_r^{-1} Z(0)^{m_r},$$

$$Z(\infty) = 1$$

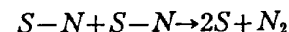
ここで問題の特徴づける表面再結合は Z の境界条件に含まれる。定常状態では表面へ拡散してくる原子の数と表面で再結合して消滅する原子の数は同じであるから

$$\rho_w D_w \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)_w = k_w (C_w \rho_w)^{m_r}$$

となる。 m_r は表面反応の次数を表わし, $m_r=1$ の反応は表面に吸着された原子 ($S-N$ と表わす。) と気体原子の反応



で, 一般にはこの反応が高次の反応



などよりも圧倒的に多く, $m_r=1$ と置くことができる。 C, y を Z, η 表示すると $Z'(0)$ が与えられる。

Lees¹⁶⁾によれば, 気体に比して十分低い表面温度の鈍頭物体よどみ点流においては, モーメントム, エネルギー保存式の第(3)項はいずれもよい近似で落とすことができ, また境界条件で $\bar{g}(0) \doteq 0$ とすることができる。さらに $l=1, P_r=\text{const.}$ とすることによってモーメントム, エネルギー保存式は連立させることなく個々に解くことができる。表面での第一次反応近似 ($m_r=1$) およびよどみ点流近似 ($r_0(x)=x, u_e=\beta x$) を適用すると, Z の境界条件は

$$Z'(0) = \left(\frac{\mu \rho}{2\beta} \right)_{es}^{1/2} \cdot \left(\frac{k}{\rho D} \right)_w Z(0)$$

となって s を含まなくなる。

かくして境界層方程式は相似な形となり

$$\begin{aligned} f''' + ff'' &= 0 \\ \bar{g}'' + Pr f \bar{g}' &= 0 \\ Z'' + Sc f Z' &= 0 \end{aligned}$$

境界条件は

$$\begin{aligned} \left[\begin{aligned} f(0) &= f'(0) = 0 \\ f'(\infty) &= 1 \end{aligned} \right], \quad \left[\begin{aligned} \bar{g}(0) &= 0 \\ \bar{g}(\infty) &= 1 \end{aligned} \right], \\ \left[\begin{aligned} Z'(0) &= \left(\frac{\mu \rho}{2\beta} \right)_{es}^{1/2} \cdot \left(\frac{k}{\rho D} \right)_w Z(0) \\ Z(\infty) &= 1 \end{aligned} \right] \end{aligned}$$

物体への熱伝達量は

$$\begin{aligned} \dot{q} &= \dot{q}_{\text{conv.}} + \dot{q}_{\text{diff.}} = \lambda_w \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w + h_R \rho_w D_w \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)_w \\ &= \frac{\lambda_w}{\bar{c}_{pw}} \cdot \left(\frac{\partial \bar{h}_s}{\partial y} \right)_w + h_R k_w C_w \rho_w \\ &= \frac{\lambda_w}{\bar{c}_{pw}} \cdot \bar{h}_{se} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)_w g'(0) + k_w h_R C_e Z(0) \rho_w \end{aligned}$$

ここで f および g は Blasius & Polhausen によって解かれている。また、 Z についての方程式は g についての方程式と相似なので Z は簡単に求められる。かくして Goulard¹⁾ は次式を与えた。

$$\begin{aligned} \dot{q} &= 0.664 (\beta \mu_{se} \rho_{se})^{1/2} Pr_w^{-2/3} h_{se} \left[1 \right. \\ &\quad \left. + (Le_w^{2/3} - 1) \frac{h_R C_e}{h_{se}} \right] \end{aligned}$$

Fay & Riddell は $k_w \sim \infty$ の表面へのさらに厳密な熱伝達量の式として次式を与えている。

$$\begin{aligned} \dot{q} &= 0.763 (\beta \mu_{se} \rho_{se})^{0.5} Pr_w^{-0.6} \left(\frac{\rho_w \mu_w}{\rho_e \mu_e} \right)_s^{0.1} (h_{se} \\ &\quad - h_w) \left[1 + (Le_w^{0.63} - 1) \frac{h_R C_e}{h_{se}} \right] \end{aligned}$$

この式は実験的に十分裏付けられている。

$k_w \sim \infty$ の表面に対して両式を比較すると、前式は後式よりほぼ20%少なめに見積っている¹⁷⁾。この相違はおもに前式での l に対する近似による常数係数の相違によっており、再結合の効果を示す $\left[1 + (Le_w^{2/3} \text{ or } 0.63 - 1) \frac{h_R C_e}{h_{se}} \right]$ の量はほとんど同じである。したがって、 $\bar{q} = \dot{q}_{kw} / \dot{q}_{kw \sim \infty}$ の比を取るかぎりにおいては、近似解析の影響は消えて精度よい結果が得られることになる。

付録 2 貯気槽エンタルピの決定法

貯気槽エンタルピの決定法としては、Heat-Balance

法と Sonic-Throat法¹⁸⁾を用いた。

Heat-Balance 法は風洞が熱平衡に達したとき、加熱量と冷却水への熱損失量およびガスの質量流量の測定からエンタルピを求める方法で、原理的に流れに関する仮定を含まないことが長所であるが、実験的に熱損失量の測定精度があまりよくならない欠点がある。エンタルピは次式で与えられる。

$$(h_0)_{\text{heat-balance}} = (W_{\text{in put}} - W_{\text{heat loss}}) / \dot{m}$$

Sonic-Throat 法は流れに関する仮定を含んでいる。流れは貯気槽からスロートまで熱力学的に平衡状態にあると仮定し、 $\dot{m} = \rho^* \cdot u^* \cdot A^*$ を与える h_0, p_0 をスロートから等エントロピ的に Equilibrium Mollier Chart⁸⁾ を用いて貯気槽までさかのぼって決定する。まず貯気槽状態 (h_0, p_0) を決める。流れの h の変化に対応して流速は

$$u = \sqrt{2(h_0 - h)}$$

で与えられる。密度は等エントロピ線に沿って決められ、 h に対する積 $\rho \cdot u$ が求められる。スロートでは積 $\rho \cdot u$ が最大になることからスロート状態が決められ、(h_0, p_0) に対する流量 $\dot{m} = \rho^* \cdot u^* \cdot A^*$ が与えられる。かくして h_0, p_0, \dot{m} の間の関係が得られ、 \dot{m} および p_0 の測定から h_0 が求まる。

付録 3 熱伝達量の相似

極超音速で飛しようする鈍頭物体へのよどみ点層流熱伝達量は近似的に次式で与えられることがわかっている。

$$\dot{q} \propto (h_{se})^{1.1} (p_{se}/R_n)^{0.5}$$

この式にしたがって風洞で熱伝達量相似ができる高度—エンタルピ領域を決める。

$$(h_{se})_F = (h_{se})_T \quad \text{において}$$

$$\dot{q}_F = \dot{q}_T \quad \text{となるとすると}$$

$$(p_{se}/R_n)_F = (p_{se}/R_n)_T \quad \text{となり}$$

$$(p_{se})_F = \frac{(R_n)_F}{(R_n)_T} (p_{se})_T \quad \text{が与えられる。}$$

これから、図8の $(h_{se})_F - (p_{se})_F$ 図へ熱伝達量相似ができる領域を記入することができる。

$$(h_{se})_F - (p_{se})_F \text{ 図を用いなくとも、}$$

$$(p_{se})_F \div (\rho)_F V^2 = 2(h_{se})_F \cdot (\rho)_F = 2(h_{se})_T \cdot (\rho)_F$$

したがって

$$(\rho)_F = \frac{(R_n)_F}{(R_n)_T} \cdot \frac{(p_{se})_T}{2(h_{se})_T}$$

となって $(\rho)_F$ は高度に対応づけられるから、高度—エンタルピ図上に相似できる領域を決めることができる。

TR-124	FM 多重テレメータの動特性 Dynamic Characteristics of FM Multi-channel Telemetry System	1966年12月	新田慶治, 桜井善雄 松崎良継
TR-125T	Experimental and Calculated Results of Supersonic Flutter Characteristics of a Low Aspect-Ratio Flat-Plate Surfaces	Jan. 1967	Eiichi NAKAI, Toshiro TAKAGI, Koji ISOGAI, Toshiyuki MORITA
TR-126	高負荷燃焼器の箱形模型による実験 (II) Some Experiments on High Intensity Combustor with Partial Models (II)	1967年2月	大塚貞吉, 福田 広 相波哲朗
TR-127	周波数変換による微小回転角の計測 Measurement of Small Rotating Angle by the Frequency Modulation Technique	1967年3月	大月正男, 鈴木孝雄 円居繁治
TR-128	輻射加熱による固体の熱的物性値の測定法 Infra-red Radiation Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity of Solid Materials	1967年3月	小川 敏一
TR-129	金属箔による円管流の熱絶縁 Thermal Insulation of Metal Foil for the Case of Circular Pipe Flow	1967年3月	井上建二
TR-130T	An Experimental Study of Melting Phenomena in the Axisymmetric Stagnation Region of Thermally Highly-Conducting Materials	Mar. 1967	Yasuhiko AIHARA
TR-131	風があるときのロケットの運動の近似解析およびランチャ角修正法 An Approximate Analytical Solution for Dispersion of Unguided Rockets Due to Wind with its Application to the Calculation of Wind Compensation for Launching	1967年4月	毛利 浩
TR-132	軸方向に補強されたパネルの最大軸圧縮力 (近似解) Ultimate Axial Forces of Longitudinally Stiffened Plate Panels	1967年4月	築地恒夫

航空宇宙技術研究所報告133号

昭和42年4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)
印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川 2~27~12
