

# テフロンに関するよどみ点アブレーションの実験

河村龍馬・辛島桂一・佐藤 清

## An Experimental Study of Stagnation Ablation for Teflon

By

Ryuma KAWAMURA, Keiichi KARASIMA and Kiyoshi SATO

**Abstract:** This paper is concerned with an information of detailed performance of a small size high-enthalpy supersonic wind tunnel constructed for the purpose of the experimental study of ablation and also with the results of an experimental investigation of stagnation ablation carried out by use of models made of teflon. It is shown that the flow in the test chamber is uniform with respect to stagnation pressure and temperature within a circular cross section of 40 mm diameter at the stagnation temperature below 1200°C, thus indicating that the wind tunnel is adequate and satisfactory for making experimental investigation concerning ablation.

Measurement of ablation rate at stagnation point and observation of detached shock wave are carried out by use of hemisphere-cylinder models made of teflon and the results are compared with existing theory. Agreement between theory and experiment is fairly good.

### 概 要

アブレーションの空気力学的研究を目的として新設された小型超音速熱風洞の性能およびこれを用いて行なわれたテフロンのよどみ点アブレーションに関する実験結果の報告である。風洞は空気加熱炉、風洞本体、排気系の3部より成る吸込型で、連続運転が可能である。加熱炉内最高温度は1600°C。これに対応する測定部における気流の温度は1200°C程度である。測定部では気流軸を中心にして直径40mmの円形断面内で、圧力および温度に関する一様流が実現されている。

テフロンで作られた半球模型のよどみ点における ablation rate, 模型の曲率半径の変化, 衝撃波の離脱距離などが測定され理論と比較されている。理論と実験の一致は大体良好である。

### 1. 緒 言

宇宙船が大気圏に再突入する際に受ける空力加熱を緩和するために、何らかの方法で熱吸収または冷却が必要であることはよく知られている。特に短時間で再突入を行なう steep descent の場合には、熱防御の方法としてアブレーションを利用することが最も経済的かつ有効であると考えられている。アブレーションのおもな効果の一つは、表面物質の液化や気化などの相変化、熱分解、化学反応などを積極的に起させて、空力加熱によって物体に伝達されようとする熱の大部分を変化の潜熱に吸収させ、物体内部に伝達される熱を効果的に制限することにある。したがってアブレーションの現象は、本質的には、非平衡化学反応の過程と、空気力学熱的輸送の過程との coupling によって解明されるべきもので、この意味で、

アブレーションの問題は材料、化学、空気力学などの各学問分野で多くの人々によって研究されてきた。然しながら、有効なアブレーション材料と考えられている多くの物質は、主として高分子有機化合物であり、これらの物質の熱分解の過程はきわめて複雑で、chemical kinetics を用いたこの分野での定量的な研究は未だあまり進んでいないように見える。

一方アブレーションの空気力学的研究は、吹き出しを有する境界層の熱輸送の問題とも関連して、主として理論的に、多くの人々によって詳細な議論がなされ、熱防御の可能性に関してはかなりの成果をあげている。特に Roberts [1][2][3] によって提出された簡単な解析方法は、アブレーションに関係する種々の空気力学的、物性的パラメタの ablation rate に対する定性的な効果の見通しを与えるものとして注目に値する。アブレーションがある場合または吹き出しを有する境界層方程式の解の振舞いに関してはすでに多くの報告があり、これらを列挙することは省略するが、いずれも方程式の解の振舞いに重要な役割を果していると考えられる境界層方程式に関する各種輸送係数の評価に単純化の近似を含んでいて、定量的な information を具体的なアブレーションに関して得ることは困難である。最近、境界層に関する輸送係数を気体の kinetic theory を用いて厳密に評価した上で、よどみ点アブレーションに関するより一般的な解析方法が辛島および久保田 [4] によって提案され、实例としてテフロンに対する数値計算が行なわれ、与えられた周囲条件の下で、ablating field に関するすべての物理量が一義的に決定されることが示された。

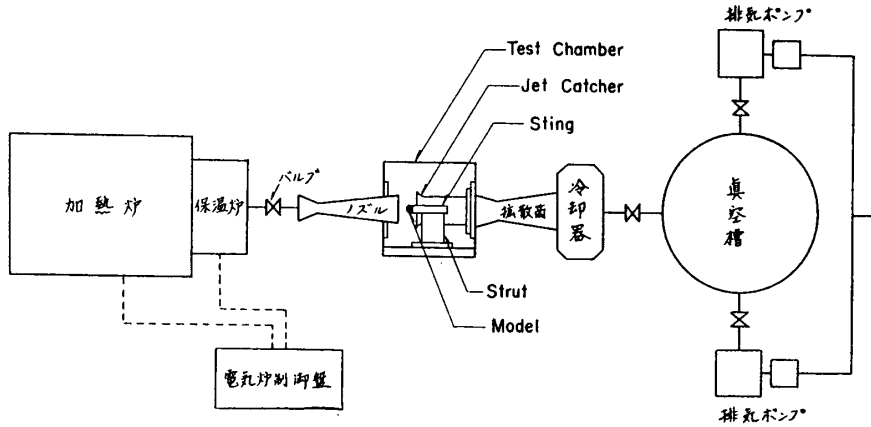
理論的成果に関する数多くの報告にもかかわらず、アブレーションの実験的研究では Winters [5][6][7] の飛しょう実験のデータを除いては有力な報告が見当らない。これはアブレーションの現象に複雑に介入する種々の空気力学的、物性的パラメタの効果を分離して議論することが実験的に困難であると同時に、再突入時の周囲条件に実験を simulate できるような大きな地上設備を得ることや、さらに高温において信頼のおける測定結果を得ることの困難さなどによるものと考えられる。

かような事情のもとにありながらなおアブレーションに関する実験データを得る目的を持って小型超音速熱風洞の建設が行なわれた。実験データの価値は、それが実用問題に対して直接定量的な information を与え得ると言うことにある。この意味では、再突入時の実飛行状態に simulate できる装置を作ることが最も望ましいことであるが、諸般の事情からこれは不可能である。またアブレーションは高温に付随して起る現象であるから、風洞が供給し得る気流のエンタルピーはより高い方が望ましく、これは、プラズマジェットなどの装置を用いば不可能ではないけれども、その場合にはまた別の意味で測定 of 困難さが生じる。したがって、実験を実飛行状態に simulate させることや、高エンタルピー気流を得ることは最初から断念し、実飛行状態におけるアブレーションの解明は主として理論的研究に頼ることにして、実験の容易な比較的低温におけるアブレーションの実験から、その理論の有効性を確かめ、また現象に直接関係する幾つかのパラメタの効果を明かにしようとするものである。

この論文では、まず風洞の諸元および性能を紹介し、次にテフロンで作られた半球模型を用いたよどみ点アブレーションに関する実験結果を報告することにする。

## 2. 小型超音速熱風洞

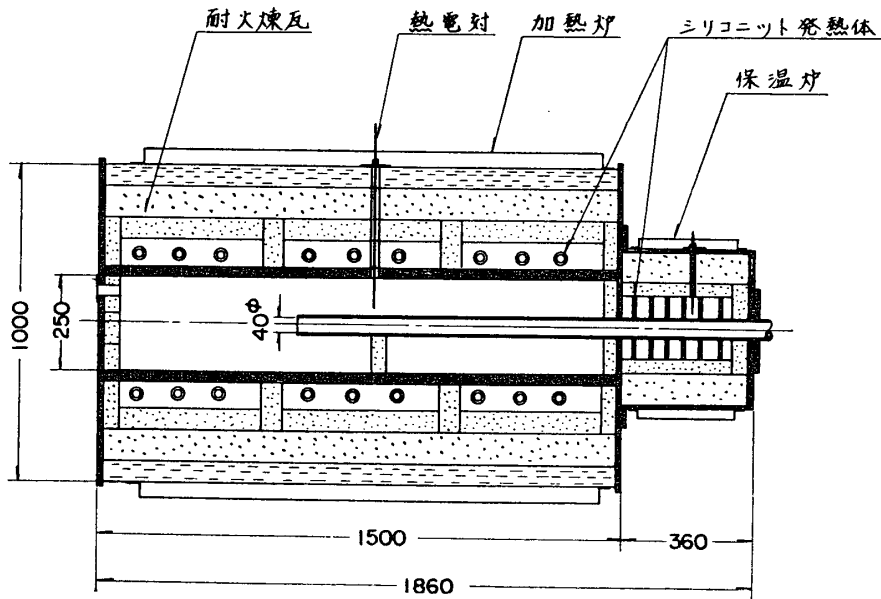
風洞系は大別して三つの部分から成っている。すなわち、空気加熱炉、風洞部および排気系である。全体的な概略図を第1図に示す。



第1図 風洞概略図

### 2.1 空気加熱炉

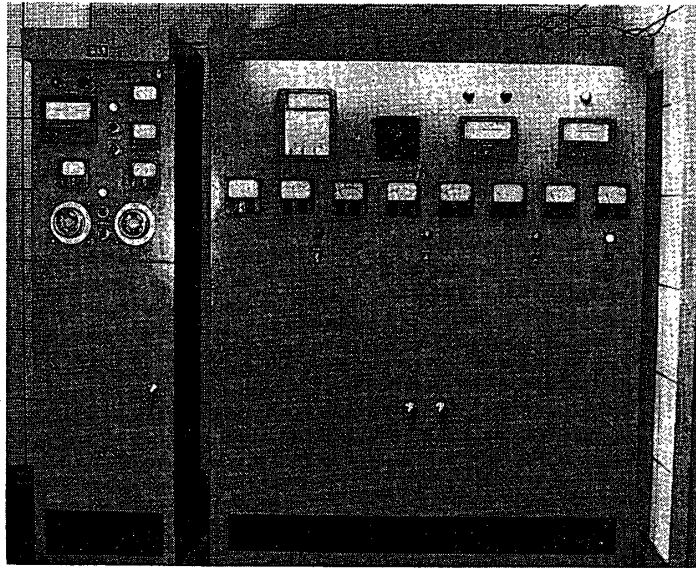
空気加熱炉は本炉と保温炉の2部分から成り、別に自動温度制御装置がある。本炉は常温の空気を吸込んで必要な温度にまで高める目的を持つもので、その内部構造は縦断面形を第2図に示すごとく、カーボランダム製の耐火煉瓦で中心部に250mm×250mmの正方形断面をもつ空隙を作り、その中に空気の流路として内径40φmmの磁製管を内蔵している。カーボランダムの耐火煉瓦の外側に上下左右に井型に合計36本のシリコニット発熱体を配置し、さらにその外側を断熱耐火煉瓦で保護してある。炉内温度は炉の中心付近に配置してある13%白金ロジウムの熱電対の出力を利用して自動温度調節計を作動させ、炉内温度を



第2図 加熱炉，保温炉断面詳細図

一定に保たせている。なおシリコニット発熱体は3相交流で加熱され、電圧の調節によって熱出力が加減できる。

保温炉は本炉で昇温された空気がノズル入口に達するまで熱伝導その他の方法で冷却されるのを防ぐ目的を持つもので内部構造は第2図に示されており、12本の小型のシリコニット発熱体で加熱され、本炉と同じ方法で自動的な温度調節および昇温が可能である。本炉および保温炉の詳細な諸元は次の通りであり、なお自動温度調節装置の写真を第3図に示す。



第3図 自動温度調節装置の写真

(本 炉)

|        |  |
|--------|--|
| 型 式    | 電気炉式                                     |
| 発 熱 体  | シリコニット発熱体 36 本<br>No. 18 A (シリコニット高熱工業製) |
| 入力電源   | 3 相 200 V                                |
| 電 力    | 最大 81 kW                                 |
| 炉内温度   | 最高 1600°C<br>常用 1400°C 以下                |
| 出口空気温度 | 最高 1400°C (常温より昇温)                       |
| 空気流量   | 最大 8 gr·sec <sup>-1</sup> (於 1300°C)     |

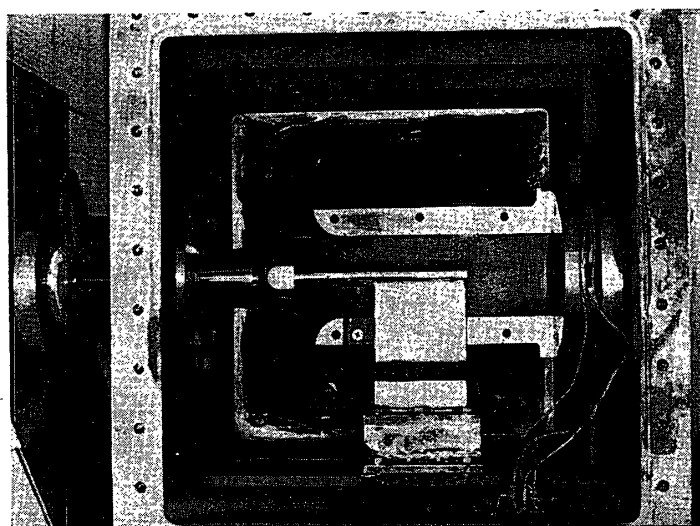
(保温炉)

|       |                                       |
|-------|---------------------------------------|
| 型 式   | 電気炉式                                  |
| 発 熱 体 | シリコニット発熱 12 体<br>No. 11 (シリコニット高熱工業製) |
| 入力電源  | 3 相 200 V                             |
| 電 力   | 最大 11.5 kW                            |
| 炉内温度  | 最高 1600°C                             |

常用 1400°C 以下

## 2.2 風洞部

風洞部はきわめて簡単な構造の弁とそれに続く conical expansion nozzle および測定室, jet catcher, 拡散筒, 冷却器より成る. 弁は風洞が始動する際にあらかじめ測定室内を減圧する必要があるために付けたもので, 高温になるため不銹鋼で作られ一部水冷されている. ノズルは咽喉部を除いて直線的な conical expansion nozzle で, 測定部は free jet であり, この free jet 内の物理量の分布をできるだけ一様にするために内径 85 φmm の jet catcher が付けられている. 気流が高温であるから拡散筒の後部に水冷式冷却器を配置して気流温度を 50°C 程度まで下げている. なお, 念のため拡散筒も水埋させて冷却している. 測定室の両扉には光学的観測のため直径 100 φmm の窓ガラスがあり, また模型支持台として jet Catcher 部分に strut および sting が取り付けられ, いずれも水冷されている. 風洞部の概略断面図は第1図に示し, 測定室付近の写真を第4図に示す. 風洞に関する概略諸元は次の通りである.



第4図 風洞測定部の写真

|            |                                       |
|------------|---------------------------------------|
| ノズル咽喉部内径   | 8.4 φmm                               |
| ノズル出口内径    | 60 φmm                                |
| ノズル全長      | 195 mm                                |
| マッハ数       | 5.74                                  |
| よどみ点圧力     | 1 atm                                 |
| よどみ点温度     | 最高 1200°C                             |
| よどみ点エンタルピー | 412 cal·gr <sup>-1</sup> (於 1200°C)   |
| 空気流量       | 5.6 gr·sec <sup>-1</sup> (於 1200°C)   |
| レイノルズ数     | 1.88 × 10 <sup>3</sup> /cm (於 1200°C) |

## 2.3 排気系

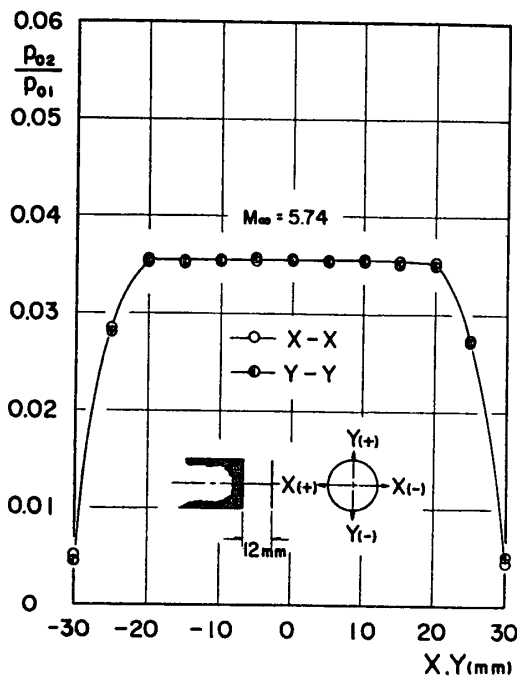
排気系は内容積 4 m<sup>3</sup> の真空槽と排気ポンプ一式およびポンプ類の起動装置より成る. ポ

ンプ類はメカニカルブースタおよびロータリーポンプの組み合わせとなっていて、それぞれ性能は下記の通りである。

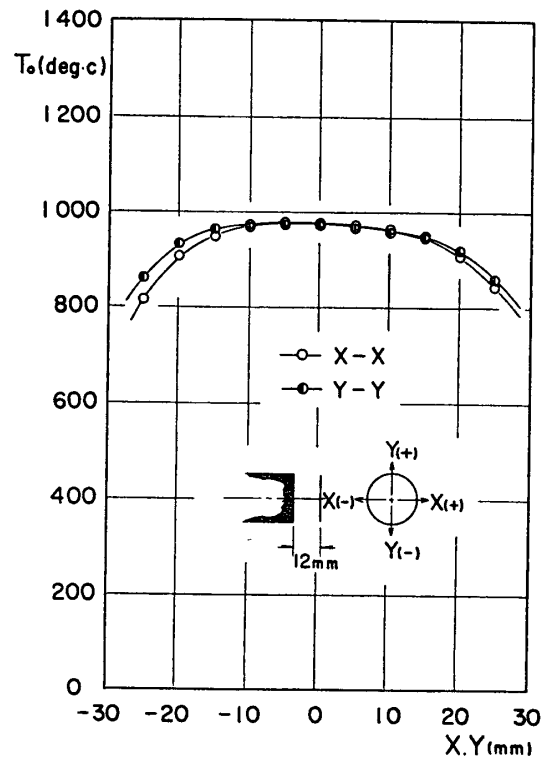
|           |                         |     |  |
|-----------|-------------------------|-----|--|
| メカニカルブースタ | (日本真空製 PBM-020)         |     |  |
| 排気量       | 2000 m <sup>3</sup> /hr | 2 台 |  |
| モータ       | 10 HP                   | 2 台 |  |
| ロータリーポンプ  | (日本真空製 PKS-030)         |     |  |
| 排気量       | 3000 l/min              | 2 台 |  |
| モータ       | 5 HP                    | 2 台 |  |

### 3. 風洞気流の一様性

とかくこの種の風洞では高温気流に重点が置れるあまり、気流の一様性に対する検討が怠られ勝ちであるが、アブレーションの現象は、たとえ局所的な熱輸送の問題に限定したとしても、物体前方の自由流の一様性の影響がかなり大きな効果を持つので、気流の一様性を、特に温度分布の一様性を無視した実験結果はその価値が半減する。経験的な見地から言えば、とかく風洞と言うものはその建設当初から気流の一様性が確保されている例は少く、この風洞もまた例外ではなかった。すなわちある一つの測定断面内における速度、温度の分布が悪いだけでなく、気流方向の分布も悪かった。これを改善するために、ノズルの流量や形状を変えたり、ノズル出口と jet catcher の相対的な位置を調節したりして、かなりの時間と努力が費され、ようやくある程度満足のゆく状態にまで到達することができた。第5図は

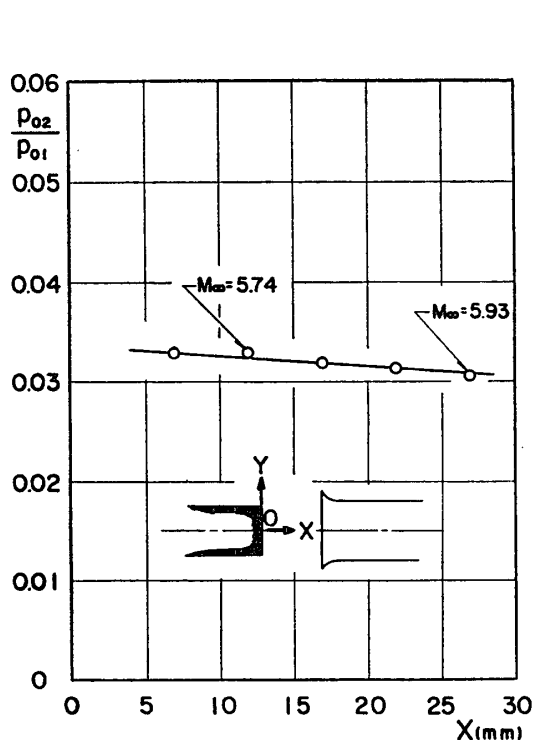


第5図 気流断面内の総圧分布  
( $p_{01}=1 \text{ atm}$ ,  $T_0=980^\circ\text{C}$ )

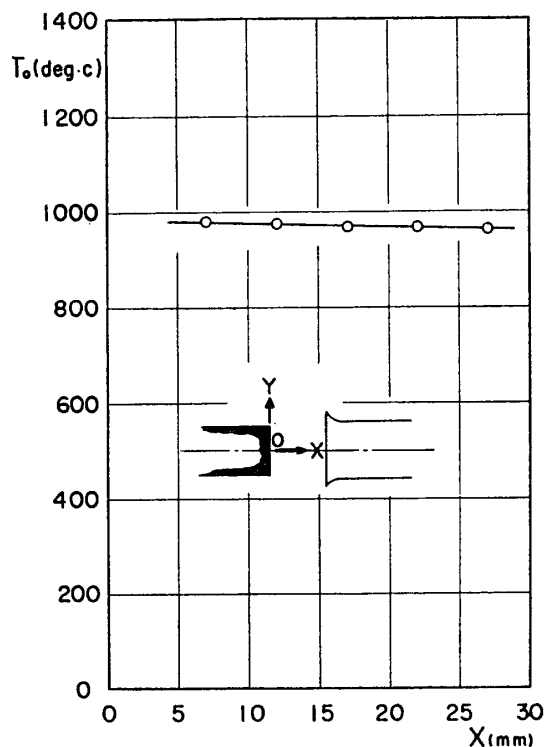


第6図 気流断面内のよどみ点温度分布  
( $p_0=1 \text{ atm}$ , 加熱炉温度 =  $1250^\circ\text{C}$ )

ノズル出口から 12 mm 後流において気流に直角な断面内における総圧の分布を示すもので、第 6 図は同じ断面内のよどみ点温度の分布を示す一例である。図でわかるごとく、気流軸を中心として直径約 40 mm の円形断面内では総圧、よどみ点温度共にほとんど一様であり、この範囲が実験に使用できると考えられる。図の両端における圧力および温度の急速な減少は粘性による運動量およびエネルギーの損失に起因するもので、たとえば境界層の排除厚を概略見積ると、ノズル出口で約 6 mm となることから理解できる。第 7 図および第 8 図はそれぞれノズル出口から気流軸に沿って測った総圧およびよどみ点温度の分布を示すもので、いずれもその一様性はかなり良好である。



第 7 図 気流軸に沿う総圧分布  
( $p_{01}=1 \text{ atm}$ ,  $T_0=980^\circ\text{C}$ )

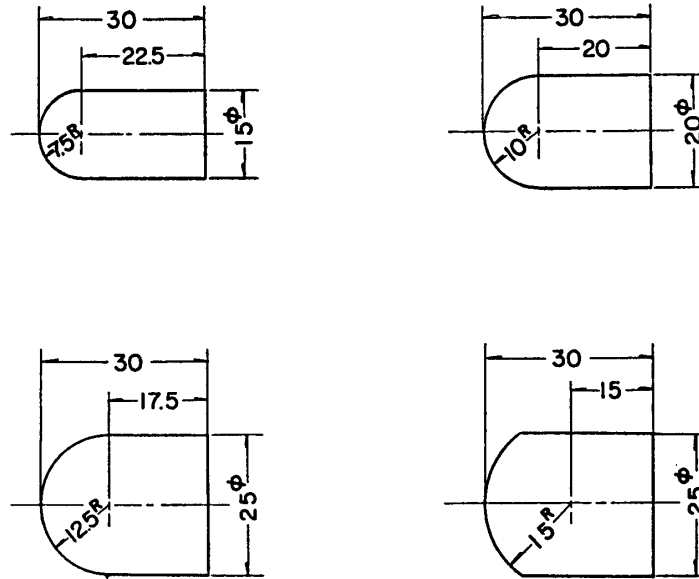


第 8 図 気流軸に沿うよどみ点温度分布  
( $p_0=1 \text{ atm}$ , 加熱炉温度 =  $1250^\circ\text{C}$ )

この風洞で許容できる模型の blockage ratio を知るために種々の径の hemisphere-cylinder の模型を気流中にそう入しシュリーレン法による流れ場の観察と、同時に模型よどみ点部に設けられた圧力孔によるよどみ点圧力の測定が行なわれた。その結果によると、この風洞で許容し得る模型の最大寸法は直径 25 mm の軸対称物体で、それ以上の模型寸法では風洞は始動しないことがわかった。直径 25 mm の許容寸法は、一様流範囲が直径 40 mm であることに比して相対的にかなり大きいと考えられる。

#### 4. 模 型

実験に使用した模型はすべてテフロンで作られた hemisphere-cylinder で球の半径が 7.5 mm, 10 mm, 12.5 mm および 15 mm の 4 種であり、その詳細寸法は第 9 図に示す。前節で述べたごとく風洞の許容 blockage は直径 25 mm であるから、球半径 15 mm の模型は



Unit of Scale = mm

第 9 図 模型の寸法

cylinder の直径は 25 mm にして頭部の曲率半径を 15 mm とした。テフロンの市販品には圧縮成形材と押し出し成形材の 2 種があり、後者の熱膨張係数は前者のそれに比較して幾分大きく、この実験の目的のためには不都合であるから、模型はすべて圧縮成形材の丸棒から加工された。またテフロンの密度はその材料ごとに幾分変動するので、すべての模型について密度が測定され、その平均値  $\rho_0 = 2.19 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$  をテフロンの密度として採用した。

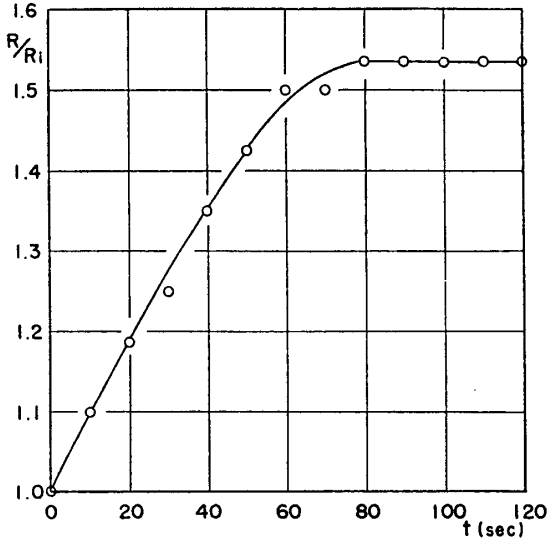
### 5. 実験および結果

アブレーションの現象は本質的には非定常であるから時間に関しては連続的なデータを得ることが重要である。然しながら、現在のところ計測器具の不足により連続的なデータを得ることが不可能であり、またアブレーションの現象そのものもある遷移時間を経過したあとでは近似的に準定常的になることが実験によって確認できたので、今回の実験は定常アブレーションに限ることにして、次の手続によって測定が行なわれた。すなわち ablation rate の測定は、ノズル前方の弁を開いて風洞が始動した時刻を時間の原点に取り、以後 10 sec ~ 20 sec の時間間隔で模型の写真を撮り、この写真をコンパレーターで正確に読むことにより模型の長さとの関係を示す図を作成し、十分時間が経過した後で模型の長さの変化が定常になることを確認した上で、図から ablation rate を計算する。写真を撮る時間間隔は気流のよどみ点温度の高低にしたがって必要十分な実験点が得られるように調節した。シュリーレン写真による離脱衝撃波の観察も同様な手続に従った。

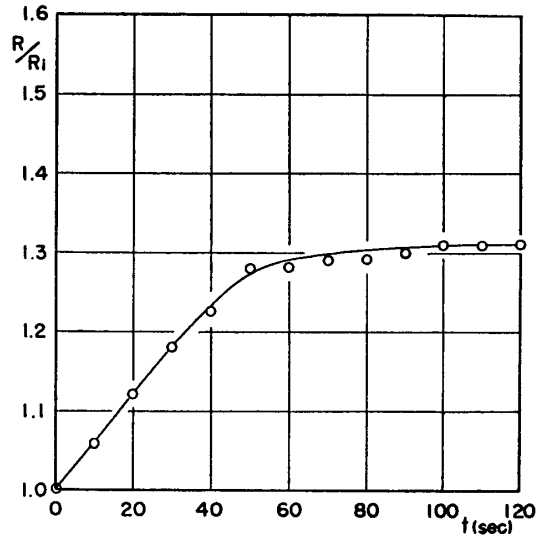
第 10 (a) 図および 10 (b) 図は模型のよどみ点における曲率半径の時間的变化を示す例で、図中  $R$ ,  $R_i$ ,  $M_\infty$ ,  $T_0$  および  $P_0$  はそれぞれ模型のよどみ点における曲率半径、初期曲率半径、一様流のマッハ数、一様流のよどみ点温度および圧力である。図でわかるごとく弁



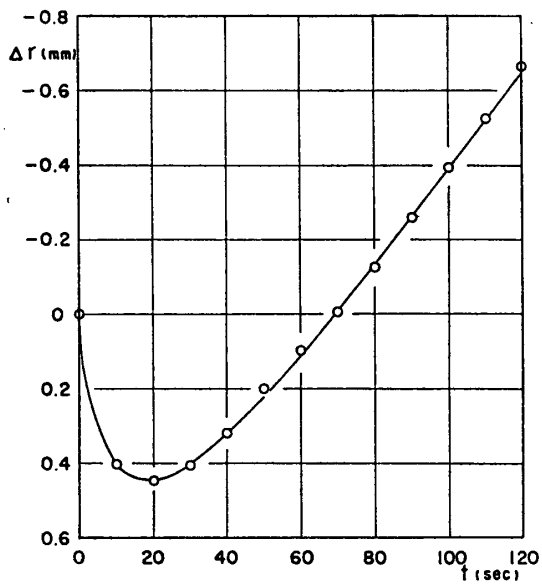
を開いてから約 80 sec 以後は曲率半径の変化はほとんど無くなり，この時刻以後は定常アブレーションが存在することを示している．他のよどみ点温度における曲率半径の変化の傾向も全く同様である．



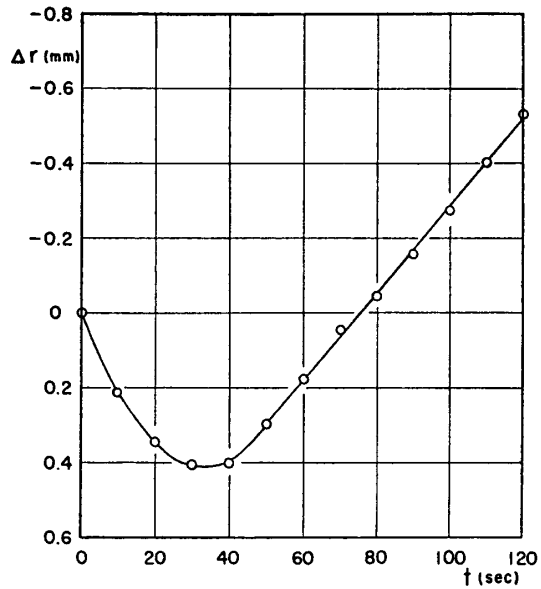
第 10(a) 図 曲率半径の時間的变化  
( $R_i=10.0\text{mm}$ ,  $M_\infty=5.74$ ,  $T_0=1088^\circ\text{C}$ ,  $p_0=1\text{atm}$ )



第 10(b) 図 曲率半径の時間的变化  
( $R_i=12.5\text{mm}$ ,  $M_\infty=5.74$ ,  $T_0=1088^\circ\text{C}$ ,  $p_0=1\text{atm}$ )



第 11(a) 図 模型の長さの時間的变化  
( $R_i=10.0\text{mm}$ ,  $M_\infty=5.74$ ,  $T_0=1088^\circ\text{C}$ ,  $p_0=1\text{atm}$ )



第 11(b) 図 模型の長さの時間的变化  
( $R_i=12.5\text{mm}$ ,  $M_\infty=5.74$ ,  $T_0=1088^\circ\text{C}$ ,  $p_0=1\text{atm}$ )

第 11(a) 図および第 11(b) 図は模型の長さの時間的变化を示す例で図中  $\Delta r$  は模型の初期長さからの差を意味している．したがって正符号は模型の伸びを，負符号は長さの減少を示す．奇妙なことにいかなる温度範囲でも実験結果は最初の数十秒間は模型が伸びることを示した．これは当初全く予期しなかったことであるが，考えてみると，このことはテフロン

の熱膨張係数がかなり大きいということから理解できる。最初常温にあった模型が突然熱風にさらされた場合、かなり大きな熱輸送が模型の表面を通して起ったとしても、この熱は模型の熱容量に吸収されて表面温度はそれほど急速に上昇しない。したがって、アブレーションは、もし起ったとしても、それほど大きくはないはずである。一方模型は温度上昇に比例して熱膨張するから、両者の全体的な効果は模型が伸びたと言う結果をもたらす。ある時間が経過すると模型内部の温度分布が平衡に近づくので熱膨張が急速に減少し、表面温度の上昇がアブレーションの効果をも顕著にする。以上の定性的な考察を定量的に確認するためテフロンの熱膨張係数を  $10^{-4} \text{ deg}^{-1}$  として計算すると

模型の effective length 20 mm

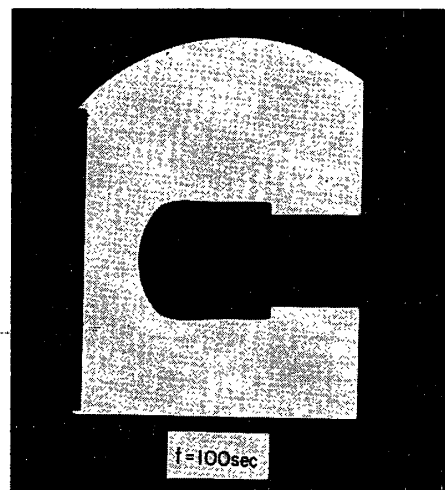
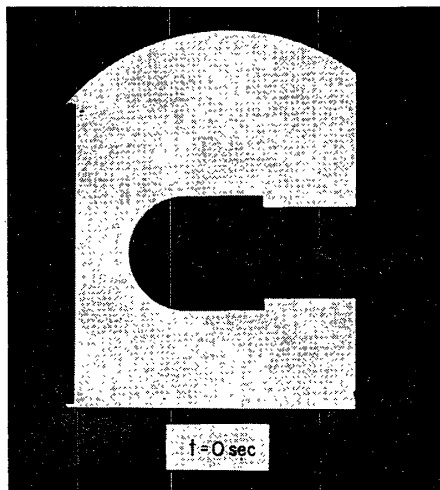
模型内部の平均温度 200°C

伸び  $= 20 \times 200 \times 10^{-4} = 0.4 \text{ mm}$

となり第 11(a) 図および第 11(b) 図に示された伸びの実測値と comparable である。ただし模型内部の平均温度 200°C は、模型の表面温度が 600°C に近いと言う事実と、表面より 20 mm 内部で熱電対ではかった温度の平衡値が 100°C 付近であると言う事実から推定した値である。80 秒以後の模型の長さの時間的な減少はほとんど直線的であり、第 10(a), (b) 図に示した結果と共に定常アブレーションの存在が確認できる。よどみ点温度の別の値に対してもこの傾向は全く同様である。ablation rate はこれらの図から  $d\Delta r/dt$  を読み取り

$$\bar{m} = -\rho_b \times \frac{d\Delta r}{dt} (\text{gr} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1})$$

から計算できる。ただし  $\bar{m}$  はよどみ点における ablation rate である。第 12(a) 図および第 12(b) 図はそれぞれ加熱前および弁開後 100 sec における模型の形状を示す写真である。



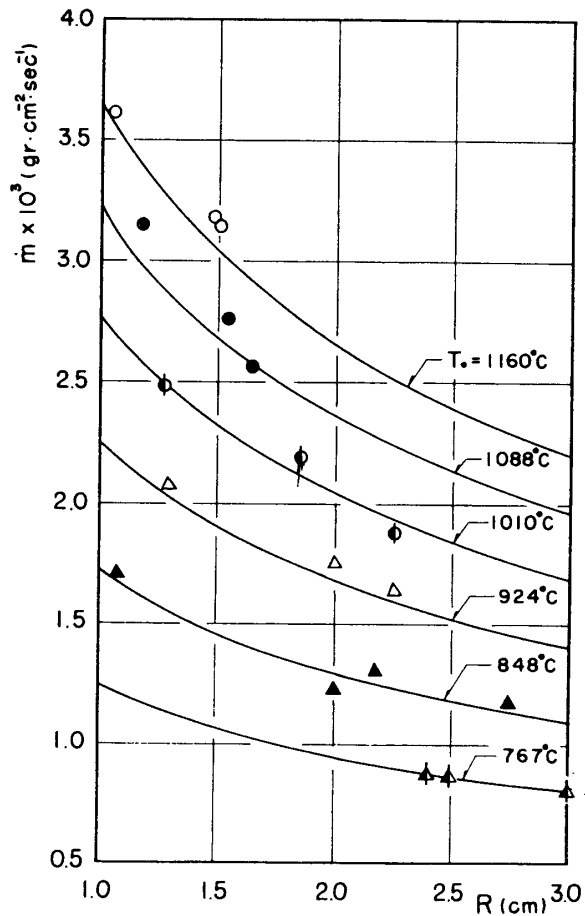
第 12(a) 図 測定時の Teflon 模型の形状 (第 12(b) 図 測定時の Teflon 模型の形状  
 $(R_i=12.5\text{mm}, M_\infty=5.74, T_0=1088^\circ\text{C}, p_0=1\text{atm})$   $(R_i=12.5\text{mm}, M_\infty=5.74, T_0=1088^\circ\text{C}, p_0=1\text{atm})$

第 13 図は ablation rate の実験値と辛島・久保田 [4] によって提出された理論値との比較を示すもので、一様流のよどみ点温度をパラメタとした。定常アブレーションに達した際の模型の曲率半径を各よどみ点温度に対してそろえることができなかつたけれども、図でわ

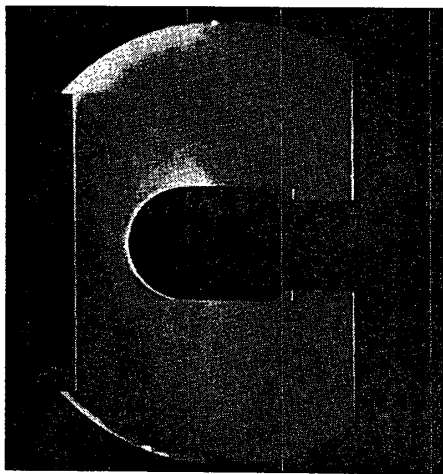
かるとく、低いよどみ点温度の範囲ではかなり広い曲率半径の範囲にわたって理論と実験はよく一致している。高いよどみ点温度の範囲では実験値は理論値より高めに出る傾向が見られるけれども、これは実験におけるよどみ点温度を幾分低目に測定したためかも知れない。

模型の前方に生じる衝撃波の離脱距離が今一つの興味ある点である。アブレーションの効果の一つは、表面物質の気化によって発生した気体が、境界層の中で存在する圧力勾配や粘性によって対流し、また濃度勾配によって拡散する結果、境界層の厚さが増大し、境界層からの熱輸送そのものがアブレーションの無い場合に比較して減少するということにある。したがって、境界層の厚みの増大は、その外側の非粘性衝撃波層との干渉を強め、結果として衝撃波の離脱距離を増加させるのではないかとすることが直観的に予測される。このことを確かめるために、シュリーレン法による衝撃波の観察が行なわれた。第14(a)図はアブレーションが無い場合の一例として、半径12.5mmの不銹鋼製の hemisphere-cylinder

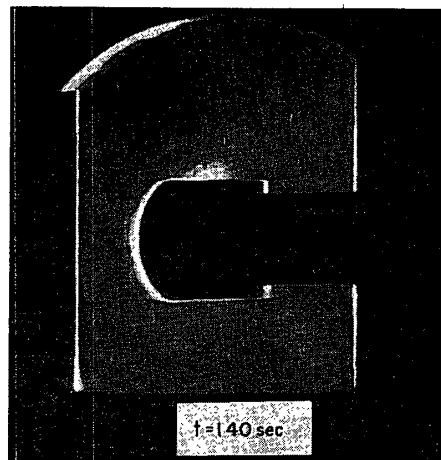
に対する離脱衝撃波の写真を示す。Van Dyke[8]の数値計算によれば、一様流のマッハ数が



第13図 Ablation rate の理論値と実験値の比較 ( $M_\infty=5.74, p_0=1 \text{ atm}$ )



第14(a)図 不銹鋼模型のシュリーレン写真 ( $R_i=12.5 \text{ mm}, M_\infty=5.74, T_0=1088^\circ\text{C}, p_0=1 \text{ atm}$ )

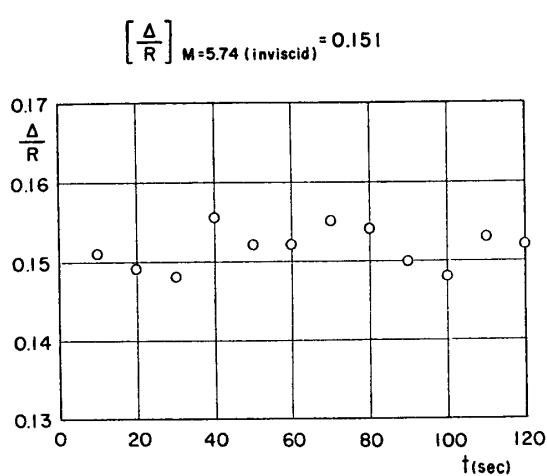


第14(b)図 Teflon 模型のシュリーレン写真 ( $R_i=12.5 \text{ mm}, M_\infty=5.74, T_0=1088^\circ\text{C}, p_0=1 \text{ atm}$ )

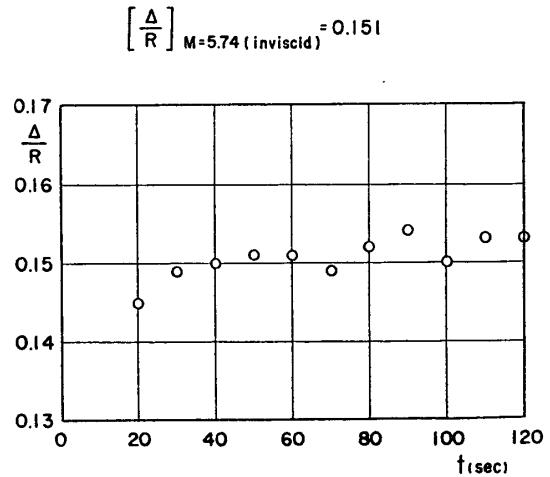
の場合、衝撃波の離脱距離  $\delta$  と模型の曲率半径  $R$  との比は

$$\left(\frac{\delta}{R}\right)_{M_\infty=5.74 \text{ (inviscid)}} = 0.151$$

であり、第 14(a) 図から実測された値も 0.150 でほとんど一致している。第 14(b) 図はアブレーションがある場合（テフロン模型）の衝撃波の形状の一例を示す写真で、第 15(a) 図および第 15(b) 図はそれぞれ  $R_i=10\text{ mm}$ 、 $12.5\text{ mm}$  の模型に対する衝撃波の離脱距離の



第 15(a) 図 衝撃波の離脱距離の時間的変化 ( $R_i=10.0\text{ mm}$ ,  $M_\infty=5.74$ ,  $T_0=1088^\circ\text{C}$ ,  $p_0=1\text{ atm}$ )



第 15(b) 図 衝撃波の離脱距離の時間的変化 ( $R_i=12.5\text{ mm}$ ,  $M_\infty=5.74$ ,  $T_0=1088^\circ\text{C}$ ,  $p_0=1\text{ atm}$ )

時間的変化の実測値を示す。シュリーレン系の感度が悪く良い写真が撮れなかったので実測値は幾分ばらついているように見えるが、実験点はいずれも  $\delta/R=0.150$  の前後に落ちていて、離脱距離の明かな増加は認められない。

## 6. 結 論

新設された小型音速熱風洞は測定部において気流軸を中心とする直径 40 mm の円形断面内でよどみ点圧力および温度に関する一様流が存在し、直径 25 mm 以内の軸対称模型のそう入が可能で、一様流のよどみ点温度が  $1200^\circ\text{C}$  以下の任意の温度におけるアブレーションの実験が可能である。

テフロンを用いた定常アブレーションの実験値は、よどみ点温度および模型の曲率半径のかなり広い範囲にわたって理論値とよく一致した。ablation rate は一様流のよどみ点温度の上昇と共に増加し、物体の曲率半径の増加と共に減少する。前者は空力加熱による熱輸送量の増加と共にテフロンの質量損失速度が自動的に増加し、したがって相変化の潜熱に吸収される熱量の増加が起っていることを意味する。その結果として、実測は行なわなかったけれども、境界層から物体への熱輸送量の増加にもかかわらず、物体の表面温度はほとんど一定に保たれていることが推定できて、テフロンが有効なアブレーション物質であるということに対する実験的な裏付けを与えている。物体の曲率半径の ablation rate に対する効果は、空力加熱による熱輸送量が物体の曲率半径の平方根に逆比例するという通常の層流境界層理論の結果から理解できる。

アブレーションが存在すれば境界層の厚みが増加することは理論的に確認されており、したがってこのことが外側の非粘性流に影響をおよぼし、結果として衝撃波の離脱距離が変化するのではないかと推測されたが、この推測は今回の実験結果からは確認できなかった。最後に、アブレーションの現象は本質的には非定常であるが、ある遷移時間を経過した後では定常アブレーションが近似的に存在することが実験的に確認されたことを付記しておく。

#### 参 考 文 献

- [1] Roberts, L.: Mass Transfer Cooling Near the Stagnation Point. NASA TR R-8 (1959)
- [2] Roberts, L.: Theoretical Study of Stagnation-Point Ablation. NASA TR R-9 (1959)
- [3] Roberts, L.: Stagnation-Point Shielding by Melting and Vaporization. NASA TR R-10 (1959)
- [4] Karashima, K. and Kubota, H.: Aerodynamic Study of Stagnation Ablation. (to be published on ISAS Report, Univ. Tokyo)
- [5] Winters, C. W. and Witte, W. G.: A Flight Investigation of Ablation on Blunted Cylinder-Flare Configuration to a Mach Number of 8.48. NASA TN D-2354 (1964)
- [6] Winters, C. W., Witte, W. G., Rashis, B. and Hopko, R. N.: A Free-Flight Investigation of Ablation of a Blunt Body to a Mach Number of 13.1. NASA TN D-1500 (1962)
- [7] Winters, C. W.: Heat-Transfer Rates and Ablation on a Blunted Cylinder-Flare Configuration in Free Flight up to a Mach Number of 8.98. NASA TN D-2383 (1964)
- [8] Van Dyke, M. D.: The Supersonic Blunt Body Problem-Review and Extension. Jour. Aero/Space Sci. Vol. 25 (1958)