

極超音速 TSTO 空力干渉流れ場における 2 物体間隔の空力加熱率への影響*1

Effect of the Clearance between Two Bodies on TSTO Aerodynamic Heating

西野 敦 洋*2・石川 尊 史*2,*3・北村 圭 一*2・中村 佳 朗*2
Atsuhiko NISHINO, Takahumi ISHIKAWA, Keiichi KITAMURA and Yoshiaki NAKAMURA

Key Words: Two Stage To Orbit (TSTO), Hypersonic Flow, Shock/Shock Interaction, Shock/Boundary-Layer Interaction, Temperature Sensitive Paint (TSP), Heat Flux

Abstract: TSTO (Two Stage To Orbit) is a candidate for advanced space transportation system, which is required to fly over a wide region from subsonic to hypersonic speed with an orbiter connected with a booster. The hypersonic flow field with aerodynamic interaction around a TSTO model, which consists of a delta wing as a booster and a hemisphere-cylinder as an orbiter, has been investigated. The temperature distribution is measured by the Temperature Sensitive Paint (TSP) method, and the heat flux with thermo-couples. As a result, the flow field has been significantly affected by the clearance between the two bodies. In the case of a small clearance, heat flux on the head of the hemisphere-cylinder becomes about 3.1 times as large as the stagnation heat flux for the hemisphere-cylinder alone. On the other hand, at a large clearance, heat flux on the delta wing becomes about 1.1 times as large as the stagnation heat flux. In addition, a new thermal protection system (TPS) to reduce the aerodynamic heating due to shock/shock interaction and shock/boundary-layer interaction is also investigated in this paper. A triangular prism installed on the delta wing can change the aerodynamic heating, depending on its location. It was found that a small device installed upstream is effective, where the heat flux has been reduced by about 48%.

1. はじめに

将来の宇宙ステーションを中心とした有人宇宙活動を促進するには、より安全にミッションを達成できる、次世代宇宙輸送システムの開発が必要である¹⁾。この宇宙輸送システムは、輸送コストを削減するために、年 100 回程度の飛行が検討されている。そのため、機体の再使用性やメンテナンス期間の短縮が重要な課題となる。これらの課題を解決する候補として、2 段式宇宙往還機 (TSTO: Two-Stage-To-Orbit) がある²⁾。

TSTO は再使用エンジンを搭載した有翼形状の親機と、宇宙でミッションを行う子機の二つの機体によって構成される。現在までに提案された TSTO の多くは、 $M_\infty = 6 \sim 10$ で分離するため、低速から極超音速までの幅広い速度域を親機と子機が接合された状態で飛行する。

TSTO 開発には、推進系など種々の分野にそれぞれ課題があるが、空力分野の課題の一つは、極超音速域における 2 物体間の空力干渉である。空力干渉領域では、局所的に空力加熱率が増大し、機体損傷の原因となる。従って、この空力加熱率を定量的に見積もることは重要である。以前、

著者らは、デルタ翼模型と半球円柱模型を用いた極超音速域における空力干渉流れ場を実験的に調べ、衝撃波・衝撃波干渉や衝撃波・境界層干渉の混在する複雑な流れ場を明らかにした³⁾。しかし、極超音速分離時に 2 物体が時々刻々その位置を変化させる場合には、隙間をより細かく変えて、その流れ場への影響を調べる必要がある。そこで本研究では、隙間と流れ場のパターンの変化の関係について調べる。

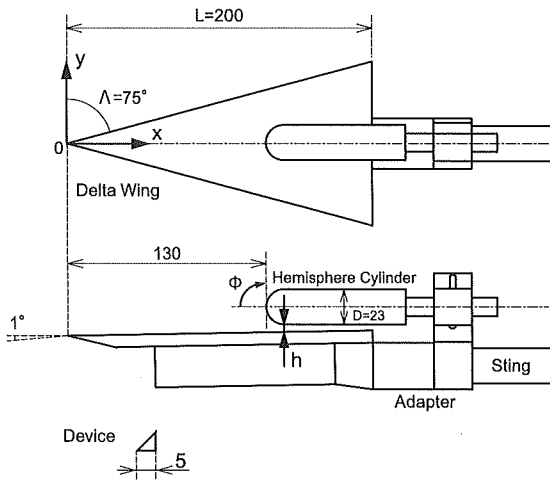
また、空力干渉によって生じる急激な空力加熱率の上昇から機体を守るための熱防御システム (TPS: Thermal Protection System) の開発も重要な課題である。TPS に関する研究開発は今まで盛んに行われ、耐熱材による熱防御方法⁴⁾、加熱表面に冷却気体あるいは液体を噴射する方法⁵⁾、アブレーション法⁶⁾など、コストや重量を考慮したトレードオフが行われている。その一方で、機体にデバイスを取り付け流れ場を変化させる方法があり、その一つが、半球円柱先端にスパイクを設けて流れ場を変化させる方法 (エアロスパイク) である⁷⁾。これをさらに発展させ、デバイスの先端形状を半球やディスク状にした研究もあり、平頭ディスクが最も熱防御特性に優れていることが報告されている⁸⁾。

TSTO における TPS には、親機も子機も再使用するの、両機体に生じる空力加熱率の低減と、メンテナンスの容易さが求められる。そこで、本研究では、TSTO 模型に単純形状のデバイスを取り付けた空力加熱率の低減方法についても検討する。

*1 © 2005 日本航空宇宙学会
平成 16 年 1 月 21 日、宇宙輸送シンポジウムにおいて発表。平成 17 年 3 月 11 日原稿受理

*2 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

*3 現 三菱重工 (株)



第1図 実験模型概要

2. 実験方法

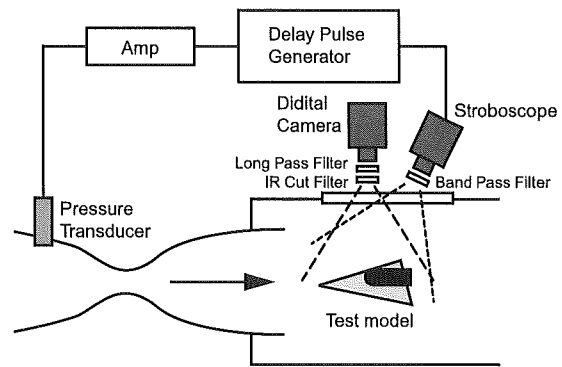
2.1 風洞及び測定項目 本研究では、名古屋大学航空宇宙工学専攻の衝撃風洞を使用した。一様流マッハ数は $M_\infty = 8.1$ 、吹き出し口径は 350 mm、有効測定時間は 50 msec である。実験内容は、1) シュリーレン法による空力干渉流れ場の可視化、2) 感温塗料 (TSP: Temperature Sensitive Paint) 計測法による模型表面温度分布の可視化、3) 空力干渉領域における同軸熱電対 (ミュラー社製 Coaxial Thermocouple MCT/MCTFB) による空力加熱率の測定である。

2.2 実験模型 第1図に本研究で使用した TSTO 模型と、空力加熱率低減を目的としたデバイスを示す。模型は、TSTO の親機を模擬したデルタ翼と、子機を模擬した半球円柱から構成されている。デルタ翼は、後退角 $\Lambda = 75 \text{ deg}$ 、全長 $L = 200 \text{ mm}$ の前縁が鋭く尖った形状である。子機は、直径 $D = 23 \text{ mm}$ である。翼弦長 L に基づくレイノルズ数は、 $Re_L = 1.3 \times 10^6$ である。半球円柱先端は、デルタ翼頂点より 130 mm 後方の位置にある。座標軸として、 x 軸はデルタ翼頂点から主流方向、 y 軸はスパン方向である。 ϕ を半球円柱の子午面 (デルタ翼に垂直) 内で、半球円柱中心軸からの角度 (デルタ翼と反対側を正) とする。デルタ翼と半球円柱の間隙は、 $h/L = 0.025 \sim 0.0625$ で変化させた。

また、空力加熱率低減のために、断面が直角二等辺三角形の三角柱デバイスを、デルタ翼面上に取り付ける。取り付け位置 x_d は、デルタ翼頂点より $x_d/L = 0.5$ (ケース1)、 $x_d/L = 0.25$ (ケース2) の2ケースとした。

2.3 TSP 計測法 本研究では、空力干渉流れ場における温度分布測定に、TSP 計測法を適用する。一般に温度消光現象は、感温物質が酸素による影響を受けない場合には次の経験式で表すことができる⁹⁾。

$$\frac{T}{T_{\text{ref}}} = A \frac{I}{I_{\text{ref}}} + B \quad (1)$$



第2図 TSP 計測法光学系

ここで、添字 ref は基準状態を表す。本研究では、感温物質として、Rhodamine-B (励起波長帯 460~590 nm、発光波長帯 550~590 nm) を、またバインダーとして PMMA を使用した。塗装方法として、励起光の反射率を高め、かつ通風中の温度変化を大きくするために、下地に白色のウレタン樹脂を使用し、その上に TSP を塗装した。また、圧力による輝度変化を低減するために、上記の塗装面上に、酸素非透過性のアクリル系塗料を塗布した⁹⁾。

次に、本研究で用いた光学システムを第2図に示す¹⁰⁾。撮影には 12 bit 一眼レフデジタルカメラ (Canon EOS D-30) を使用した。デジタルカメラのレンズの前には、ロングパスフィルタと赤外線カットフィルタを取り付けた。励起光源には、バンドパスフィルタを付けたカメラのストロボを用い、風洞の総圧に基づく遅延回路を用いて、総圧が約 3.9 MPa になるときに約 10 msec 点灯するように設定した。これらの光学システムは、廉価な機材で構成されており、光源も可視光のみであるため、取り扱いが容易である。

2.4 空力加熱率計測法 本研究では、同軸熱電対を物体表面に設置し、温度変化 $T(t)$ を計測して以下の式より空力加熱率を算出した。なお、式の詳細については参考文献 3) を参照されたい。

$$q(t) = 2 \sqrt{\frac{\rho c \kappa}{\pi}} \sum_{i=1}^m \frac{T(t_i) - T(t_{i-1})}{(t_m - t_i)^{1/2} + (t_m - t_{i-1})^{1/2}} \quad (2)$$

本研究では、風洞総圧が 3.9 MPa となる時刻から約 10 msec 間の値を平均し、その位置における空力加熱率とした。

半球円柱単独で測定した澱点加熱率 q_0 は、 $q_0 = 32.91 \text{ W/cm}^2$ であった。ここで、Fay らによる澱点空力加熱率の推算式¹¹⁾、

$$q_0 = 0.763 Pr^{-0.6} (\rho_e \mu_e)^{0.4} \times (\rho_w \mu_w)^{0.1} \sqrt{\left(\frac{du_e}{dx}\right)_s} (h_{0e} - h_w) \quad (3)$$

に、本研究での風洞気流条件及び実験条件を代入すると、 $q_0 = 32.28 \text{ W/cm}^2$ となり、実験結果と良く一致する。

3. 間隔の影響に関する結果

3.1 シュリーレン法による空力干渉流れ場の可視化 第3図に、半球円柱とデルタ翼の間隔 h を変化させたときのシュリーレン可視化結果を示す。図より、 $h/L = 0.025$, 0.0375 と、 $h/L = 0.05$, 0.0625 では流れ場が大きく異なる。前者をグループ1とし、後者をグループ2とする。

グループ1では、半球円柱の前方でデルタ翼面上に大きな剝離領域が、また、半球円柱前面の弓形衝撃波が半球円柱の上半分 ($\phi > 0 \text{ deg}$) で形成されている。さらに、デルタ翼表面上の境界層の剝離に伴い剝離衝撃波が発生し、この衝撃波と弓形衝撃波が干渉している。この衝撃波・衝撃波干渉によって生じた3重点斜め衝撃波は、弓形衝撃波に比べてより模型に近づく。また、デルタ翼面上の境界層剝離による剝離せん断層が、半球円柱先端付近に入射する。

グループ2では、半球円柱前方のデルタ翼面上で剝離領域が形成されない。また、弓形衝撃波はデルタ翼の表面近くまで到達し、境界層と干渉し、そこで剝離泡を形成する。このとき、剝離点から剝離衝撃波が、再付着点から再付着

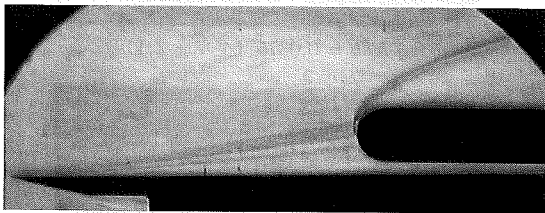
衝撃波が発生する。この剝離泡は半球円柱とデルタ翼の間隔が増加するにつれて下流側に移動し、その大きさも減小する。これは、間隔の増大に伴い、弓形衝撃波の入射位置が後方に移動し、弓形衝撃波が境界層に入射する角度が小さくなるためである。

これらの結果から、2物体間の間隔が大きい場合と小さい場合で流れ場のパターンが変化することがわかった。そこで、その変化の境目付近を調べる。

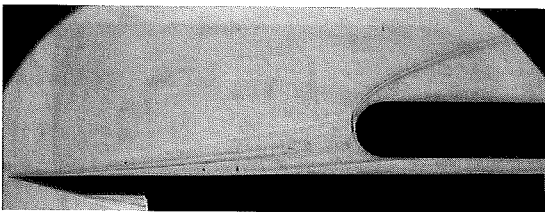
第4図に、半球円柱とデルタ翼の間隔をより細かく変化させた場合のシュリーレン可視化結果を示す。 $h/L = 0.04$ から流れ場が急激に変化し、 $h/L = 0.0425$ ではデルタ翼面上の剝離泡が半球円柱近くまで膨らんでいる。

3.2 流れ場の概要 流れのパターンが変化する $h/L = 0.04$ の前後の値として、 $h/L = 0.025$ (グループ1) と $h/L = 0.0625$ (グループ2) の場合を代表として選び、それぞれの流れ場の概要を述べる。

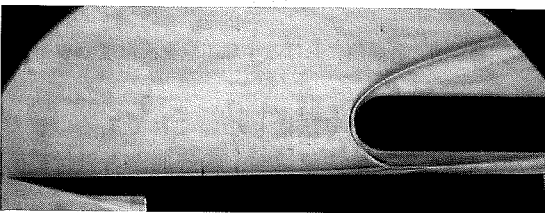
3.2.1 $h/L = 0.025$ の場合 (第5図) 衝撃波・衝撃波干渉部下方のデルタ翼面上で高圧領域が生じる。この圧力上昇が境界層内を上流まで伝播し、大きな剝離泡が形成される。



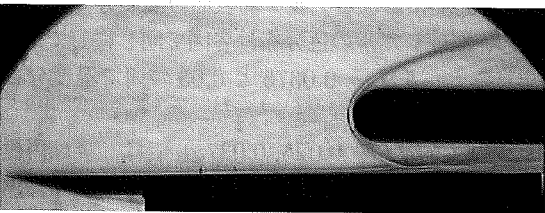
(a) $h/L = 0.025$ (グループ1)



(b) $h/L = 0.0375$ (グループ1)

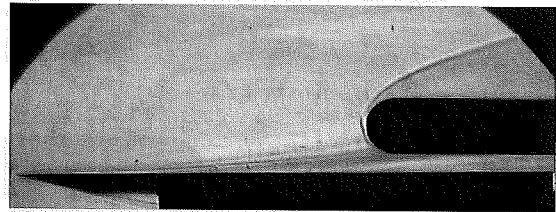


(c) $h/L = 0.05$ (グループ2)

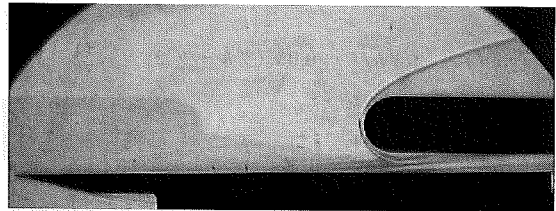


(d) $h/L = 0.0625$ (グループ2)

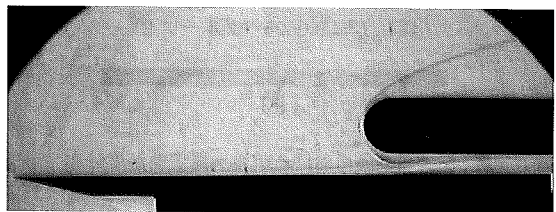
第3図 $h/L = 0.025 \sim 0.0625$ でのシュリーレン可視化結果



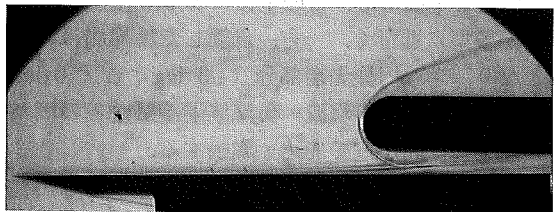
(a) $h/L = 0.04$ (グループ1)



(b) $h/L = 0.0425$ (グループ2)

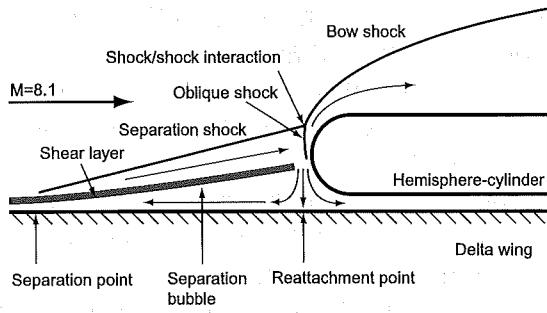


(c) $h/L = 0.045$ (グループ2)

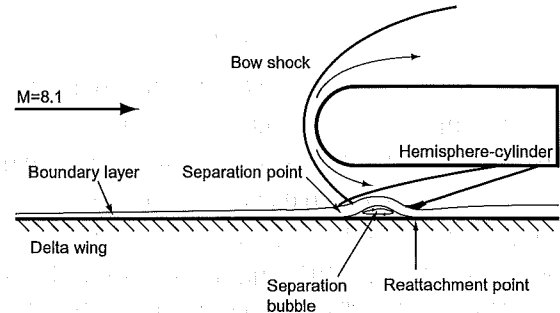


(d) $h/L = 0.0475$ (グループ2)

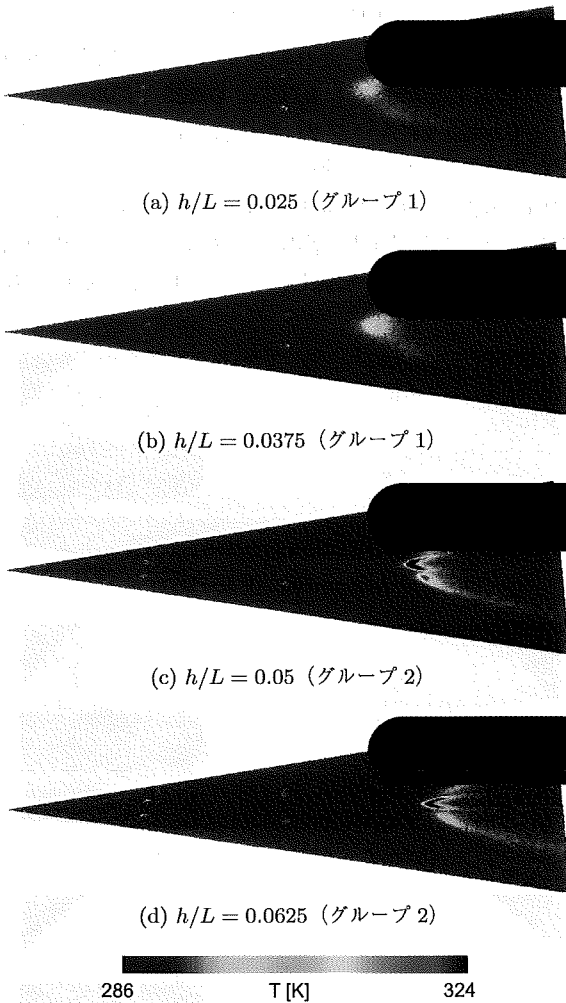
第4図 $h/L = 0.04 \sim 0.0475$ でのシュリーレン可視化結果



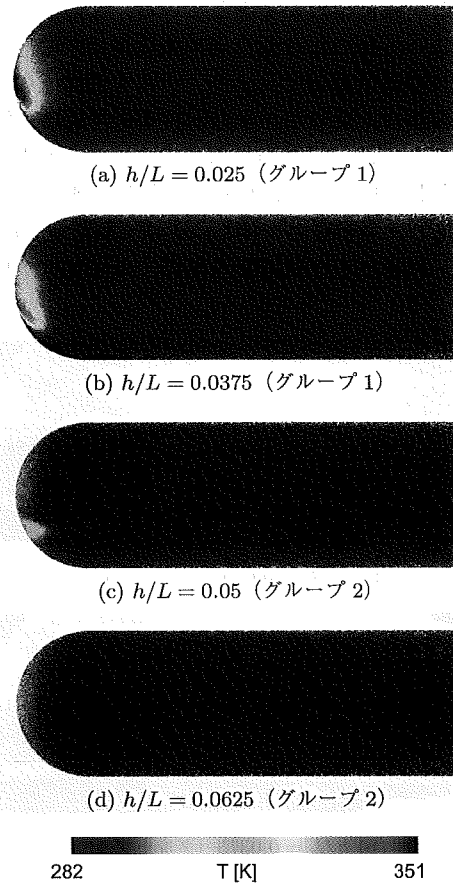
第5図 $h/L = 0.025$ (グループ1) における流れ場の概要



第6図 $h/L = 0.0625$ (グループ2) における流れ場の概要



第7図 各間隔におけるデルタ翼表面温度分布



第8図 各間隔における半球円柱表面温度分布

また、剥離点から剥離衝撃波が発生し、半球円柱前面の弓形衝撃波と干渉する。この干渉による3重点からの斜め衝撃波が模型に近づく。一方、剥離した境界層は剥離せん断層となり、半球円柱先端部分 ($-5 \text{ deg} < \phi < 0 \text{ deg}$) に入射する。さらに、衝撃波・衝撃波干渉部からの流れの一部がデルタ翼に向かって加速・膨張する。

3.2.2 $h/L = 0.0625$ の場合 (第6図) 半球円柱の弓形衝撃波とデルタ翼の境界層が半球円柱先端部後方のデルタ翼面上で干渉し、高圧領域が生成される。この影響で境界層が剥離し、剥離泡が形成される。グループ1との違い

は、この剥離が上流まで伝播しないことである。また、剥離泡の先端部から剥離衝撃波が、後端部から再付着衝撃波が発生する。

3.3 TSP 計測法による模型表面温度分布の可視化 第7図に、各間隔におけるデルタ翼表面の温度分布を示す。比較のため、温度レベルの色分布は各図で同じにしてある。この図を見ると、 $h/L = 0.0375$ と 0.05 の間で温度分布が大幅に変化している。

グループ1 ($h/L = 0.025, 0.0375$) では、半球円柱先端下方のデルタ翼面上で温度が上昇する。これは、半球円柱先端部からデルタ翼に向かって加速・膨張する流れが、デルタ翼に衝突するためと考えられる。また、この図では見にくいですが、この高温領域の外側で、かつデルタ翼の前縁付近に、

温度が若干上昇する領域が観察される。これはデルタ翼表面の境界層剥離による剥離衝撃波の影響であると思われる。

グループ 2 ($h/L = 0.05, 0.0625$) では、デルタ翼の中心軸付近に見られる高温領域が、グループ 1 に比べて下流側に移動し、温度も大幅に上昇する。一方、中心線から離れると、弓形衝撃波が一樣流に対して斜めとなり、温度上昇も減少する。

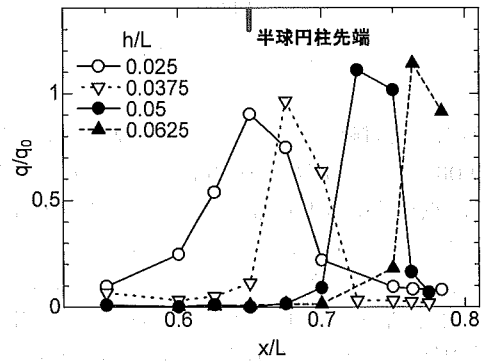
第 8 図に、半球円柱表面の温度分布を示す。比較のため、ここでも温度の色レベルは同じにしてある。

グループ 1 では、半球円柱先端部の広い範囲で高温領域が形成され、その分布は上下非対称で、kidney 形状となる。この温度上昇は、衝撃波・衝撃波干渉、3 重点斜め衝撃波、及び剥離せん断層の影響によるものと考えられる。kidney 形状となる理由は、デルタ翼面上の境界層剥離による剥離衝撃波と剥離せん断層が半円錐形状となるためである。

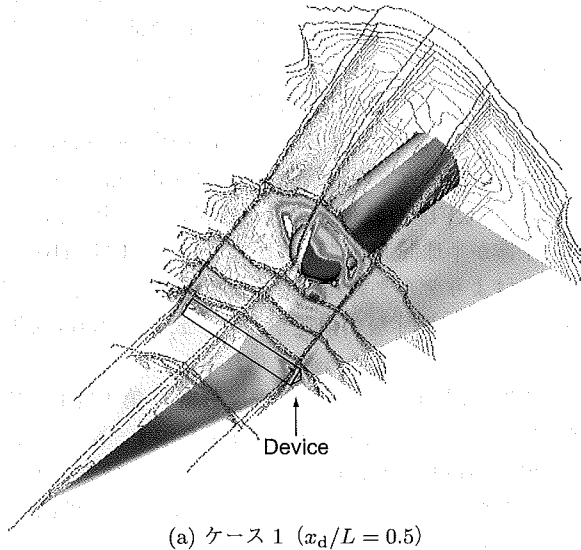
間隔が大きいグループ 2 では、温度が低下している。ただし、 $h/L = 0.05$ では、半球下側に若干温度の高い領域が存在する。これは、デルタ翼頂点からの衝撃波と弓形衝撃

波との衝撃波・衝撃波干渉による温度上昇である (第 3 図 (c))。一方、 $h/L = 0.0625$ では、温度分布は $\phi = 0 \text{ deg}$ に関してほぼ上下対称で、他の場合より温度上昇は小さい。

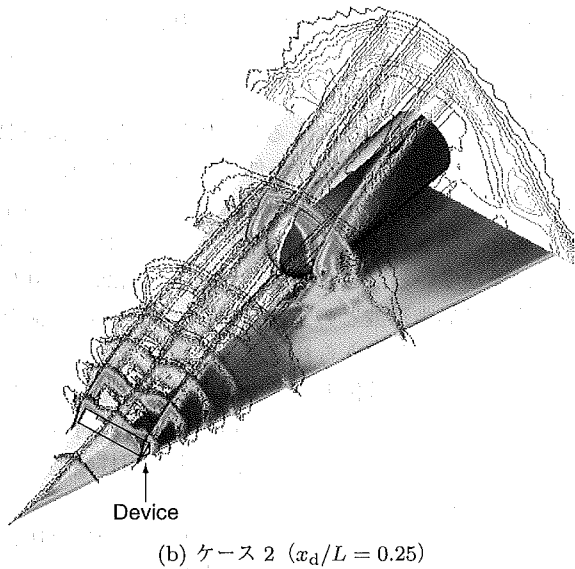
3.4 模型表面の空力加熱率分布 第 9 図にデルタ翼中心軸に沿う空力加熱率分布を示す。 $h/L = 0.025$ では、デルタ翼の半球円柱先端下部 ($x/L = 0.65$) で空力加熱率が最大となり、その値は澱点空力加熱率の 0.9 倍である。半球円柱とデルタ翼の間隔を大きくすると、空力加熱率の



第 9 図 デルタ翼中心軸上空力加熱率分布

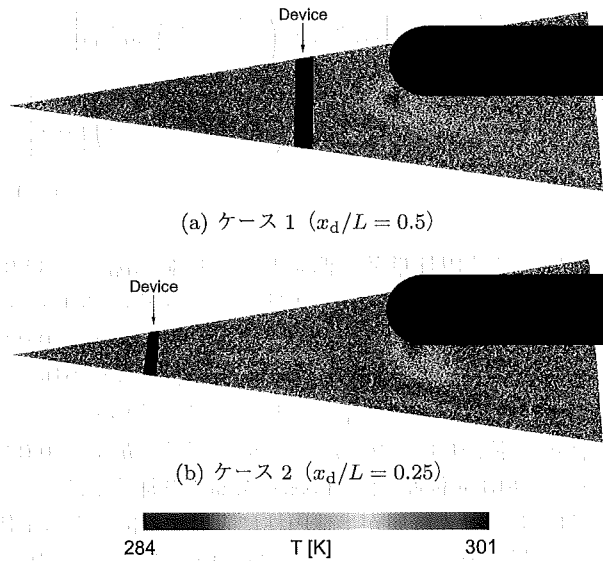


(a) ケース 1 ($x_d/L = 0.5$)

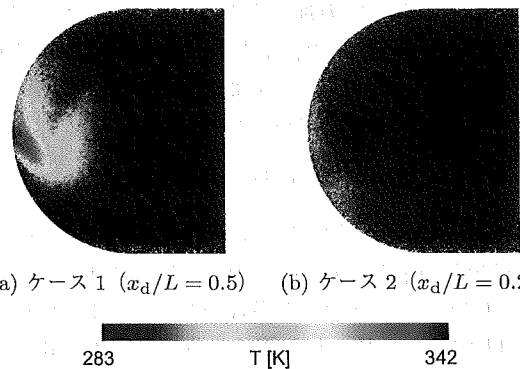


(b) ケース 2 ($x_d/L = 0.25$)

第 12 図 CFD による圧力分布 ($h/L = 0.025$)¹³⁾

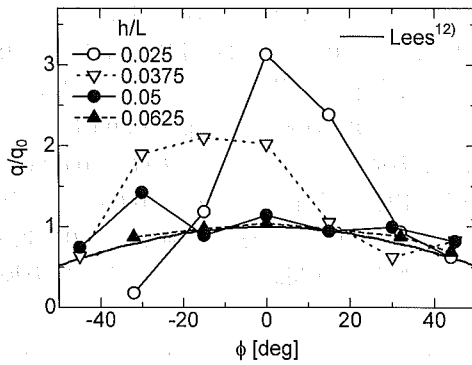


第 13 図 デルタ翼表面温度分布 ($h/L = 0.025$)



(a) ケース 1 ($x_d/L = 0.5$) (b) ケース 2 ($x_d/L = 0.25$)

第 14 図 半球円柱表面温度分布 ($h/L = 0.025$)



第10図 半球円柱子午線上空力加熱率分布

ピーク位置は下流側に移動し、かつ最大加熱率も上昇する。 $h/L = 0.0625$ では、 $x/L = 0.76$ 付近で最大加熱率となり、その値は澱点加熱率の1.14倍となる。これは、弓形衝撃波の影響で剝離した境界層が再付着する付近で境界層が薄くなり、境界層内の温度勾配が増大するためである。

第10図に、半球表面上の加熱率分布を示す。比較のため、半球円柱単独の場合の加熱率分布である Lees¹²⁾の経験式(式(4))もプロットされている。

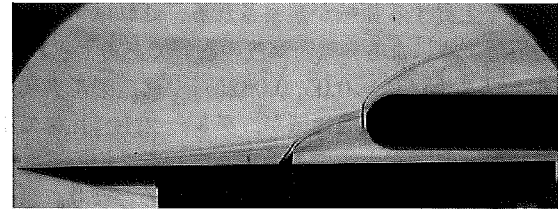
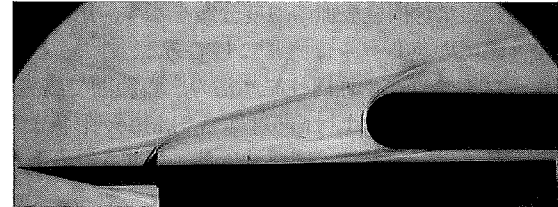
$$\frac{q}{q_0} = \frac{\frac{1}{2} \phi \sin \phi \left[\cos^2 \phi + \left(\frac{1}{\gamma_\infty} M_\infty^2 \right) \sin^2 \phi \right]}{\left\{ \int_0^\phi \phi \sin^2 \phi \left[\cos^2 \phi + \left(\frac{1}{\gamma_\infty} M_\infty^2 \sin^2 \phi \right) \right] d\phi \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (4)$$

q_0 には、半球円柱単独で測定した実験値($q_0 = 32.91 \text{ W/cm}^2$)を用いる。グループ1は、いずれの場合も Leesの分布よりも高い値を示す領域が存在し、特に $h/L = 0.025$ では、 $\phi = 0 \text{ deg}$ で澱点の約3.1倍となる。これらの加熱率の上昇は、衝撃波・衝撃波干渉によって、半球表面近くに3重点斜め衝撃波が形成されるためである。また、 $h/L = 0.025$ の $\phi = -30 \text{ deg}$ 付近では、Leesの分布より加熱率は減少する。剝離したせん断層が半球円柱に入射する位置から下側では、一様流の影響をまともに受けないためと考えられる。

一方、グループ2の $h/L = 0.05$ は、 $\phi = -30 \text{ deg}$ でデルタ翼頂点からの衝撃波と弓形衝撃波による衝撃波・衝撃波干渉の影響により、空力加熱率が澱点の約1.4倍に上昇する。これは、先のTSPの結果とも一致する(第8図(c))。 $h/L = 0.0625$ では、Leesの分布とほぼ一致し、半球先端付近はデルタ翼の影響を受けていない。

4. 空力加熱率の低減に関する結果

4.1 シュリーレン法による流れの可視化 デバイスの取り付け位置 x_d が、 $x_d/L = 0.5$ (ケース1)の場合と、 $x_d/L = 0.25$ (ケース2)の場合の2ケースについて考える。第11図にシュリーレン法による流れの可視化結果を、また、Kitamura¹³⁾による同じモデルを対象としたCFDの結果を第12図に示す。

(a) ケース1 ($x_d/L = 0.5$)(b) ケース2 ($x_d/L = 0.25$)第11図 シュリーレン可視化写真 ($h/L = 0.025$)

4.1.1 ケース1 デバイスで生じた衝撃波と弓形衝撃波が、半球円柱先端よりやや上方の位置で干渉する(第11図(a))。このデバイスからの衝撃波は、CFDの結果から判断すると、デバイス両端部から発生した衝撃波であることがわかる。また、デバイス前方に剝離領域が形成され、それによる剝離衝撃波が半球円柱先端部に入射する。

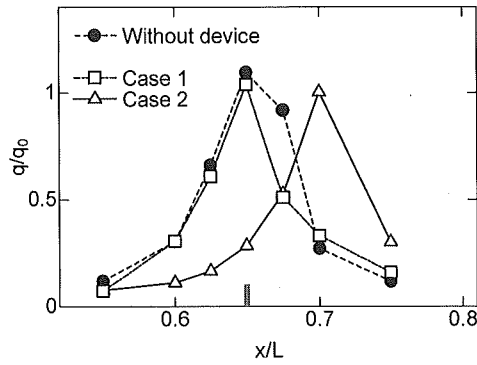
4.1.2 ケース2 デバイスをより上流側に取り付けると、半球円柱先端部付近での衝撃波・衝撃波干渉が消失する(第11図(b))。CFDの結果もこれを裏付けており、衝撃波・衝撃波干渉が半球部上方に移動している(第12図(b))。弓形衝撃波はよりデルタ翼表面近くまで到達するが、これは、デバイスにより境界層の発達が遅れ、 $x/L = 0.65$ 付近での境界層が薄くなるためと考えられる。

4.2 TSP計測法による表面温度分布 第13図にTSP計測法によるデルタ翼面上の温度分布を示す。塗装条件と、可視化処理の色レベルは同じにしている。半球先端下方に高温領域が形成され、デバイスが無い場合(第7図(a))とほぼ同様の分布となる。一方、ケース2の場合には、温度の高い領域が下流側に移動している。これは、先のシュリーレン写真が示すように、弓形衝撃波がよりデルタ翼表面に近い位置まで延びているためである。

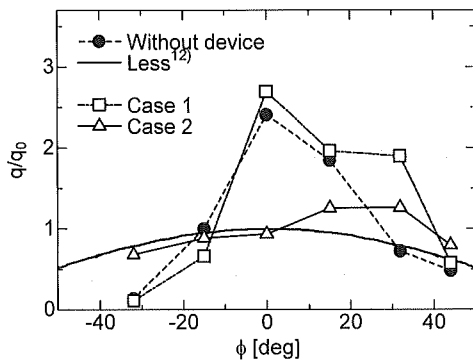
第14図にTSP計測法による半球円柱先端部表面の温度分布を示す。ここでも、塗装条件や可視化処理の色レベルを同じにしている。ケース1の高温領域は、ほぼデバイスが無い場合(第8図(b))と同様であるが、温度上昇領域が上方に延びている。ここでは、デバイス端部により生じた衝撃波と弓形衝撃波との干渉による、3次元的な流れ場が形成されていると考えられる。

ケース2では、先端付近で多少温度上昇が見られる程度である。これは、デバイスをより頂点側に取り付けたことにより、デバイスによる衝撃波後流に半球円柱模型が完全に包み込まれるためである。

以上のことから、デバイスをよりデルタ翼の頂点側に取り付けると、子機先端部における空力加熱率の低減効果が得られることが明らかになった。



第 15 図 デルタ翼中心軸上空力加熱率分布 ($h/L = 0.025$)



第 16 図 半球円柱子午線上空力加熱率分布 ($h/L = 0.025$)

4.3 デルタ翼および半球円柱先端部の加熱率分布 第 15 図にデルタ翼中心軸に沿う加熱率分布を示す。前述の TSP 計測法で温度上昇した領域に、同軸熱電対を取り付けて測定した。

ケース 1 は、空力加熱率のピーク値がデバイスの無い場合とほぼ同じであるが、 $x/L = 0.675$ で多少加熱率は減少する。これに関しては、デバイスを付けると衝撃波・衝撃波干渉が多少上方にずれ、デルタ翼に向かって加速・膨張する流れの幅が狭まることが CFD の結果から確認された。

ケース 2 の場合、加熱率のピーク値はより下流側に移動している。これは、ケース 2 のシュリーレン写真で観察された、弓形衝撃波がよりデルタ翼に近い位置まで存在していることによる (第 11 図 (b))。

第 16 図に半球先端部分での加熱率分布を示す。ケース 1 の加熱率のピーク値は $\phi = 0 \text{ deg}$ で、デバイスの無い場合より多少大きく、また、 $\phi = 30 \text{ deg}$ 付近で一層増大している。これは、デバイスを付けたことにより、衝撃波・衝撃波干渉が上方にずれるためである。

ケース 2 は、デバイスが無い場合に比べて、全体的に空力加熱率が減少し、最大約 48% 低減される。 $\phi < 0 \text{ deg}$ では Lees の分布とほぼ同じになり、 $\phi > 0 \text{ deg}$ では Lees の分布より増大する。最大加熱率は $\phi = 30 \text{ deg}$ 付近で、 q_0 の約 1.2 倍である。

5. ま と め

本研究では、デルタ翼と半球円柱から構成される TSTO

模型を用いて、2 物体間隔を変化させたときの流れ場の変化を、空力加熱率に注目しながら調べた。また、デルタ翼面上にデバイスを取り付け、空力加熱率を低減する方法を検討した。得られた結果を以下にまとめる。

- ・ TSTO 周りの流れ場は、デルタ翼と半球円柱間の距離に依存し、間隔が小さい場合 ($h/L < 0.04$)、衝撃波・衝撃波干渉と衝撃波・境界層干渉が発生する。一方、間隔が大きい場合 ($h/L > 0.04$)、衝撃波・境界層干渉のみが生じる。これは、半球円柱前方に生じるデルタ翼面上の剝離の有無に起因する。
- ・ デルタ翼面上の空力加熱率は、2 物体間距離が大きくなると増加し、 $h/L = 0.0625$ で澱点空力加熱率の約 1.14 倍になる。
- ・ 半球表面の空力加熱率は、2 物体間距離が小さい場合には、衝撃波・衝撃波干渉の影響により増加し、 $h/L = 0.025$ で澱点空力加熱率の約 3.1 倍になる。
- ・ 断面が二等辺三角形の三角柱を、デバイスとしてデルタ翼面上のより頂点側に近い位置に取り付けることで、衝撃波・衝撃波干渉による半球面上の空力加熱率を、最大約 48% 低減できる。

参 考 文 献

- 1) 久保田弘敏: 将来型宇宙輸送システムの研究開発に向けて, 日本航空宇宙学会第 35 期年會講演會講演集, 2004, pp. 119-122.
- 2) Dulepov, N. P., Lanshin, A. I., Sokolova, O. V. and Tjurikov, E. V.: Propulsion Systems for TSTO Airplane-Accelerators of Different Types, AIAA Paper 2001-1914, 2001.
- 3) 西野敦洋, 石川尊史, 岡田拓己, 中村佳朗: 極超音速におけるデルタ翼・球頭円柱間の空力干渉流れ場, 日本航空宇宙学会論文集, 52 (2004), pp. 289-294.
- 4) 久保田弘敏: 航空宇宙耐熱構造と傾斜機能材料, 日本航空宇宙学会誌, 40 (1992), pp. 315-325.
- 5) Jiang, P., Yu, L., Sun, J. and Wang, J.: Experimental and Numerical Investigation of Convection Heat Transfer in Transpiration Cooling, Applied Thermal Engineering, 24 (2004), pp. 1271-1289.
- 6) 鈴木宏二郎: 再突入カプセルにおけるアブレーションと化学非平衡衝撃層流れの連成解析, 日本航空宇宙学会誌, 50 (2002), pp. 133-139.
- 7) Crawford, D. H.: Investigation of the Flow over Spiked-Nosed Hemisphere-Cylinder at Mach Number of 6, 8, NASA TN D-118, 1959.
- 8) Huebner, L. D., Mitchell, A. M. and Boudreaux, E. J.: Experimental Results on the Feasibility of an Aerospike for Hypersonic Missiles, AIAA Paper 95-0737, 1995.
- 9) 浅井圭介, 神田 宏, 飯島由美, 国益徹也, 河野 敬: 感圧塗料と感温塗料—低温風洞への応用を中心に, 航空宇宙技術研究所特別資料 SP42, 1999, pp. 25-30.
- 10) 栗田 充, 岡田拓己, 中村佳朗: 衝撃風洞における感圧塗料計測法について, 日本航空宇宙学会論文集, 51 (2003), pp. 10-16.
- 11) Fay, J. A. and Riddell, R.: Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air, J. Aeronaut. Sci., 25 (1958), pp. 73-85.
- 12) Lees, L.: Laminar Heat Transfer over Blunt-Nosed Bodies at Hypersonic Flight Speeds, Jet Propulsion, 26 (1956), pp. 259-269.
- 13) Kitamura, K., Nishino, A., Ishikawa, T., Men'shov, I. and Nakamura, Y.: A Device for Reduction of Heat Flux Produced by Hypersonic Shock Interference, AIAA Paper 2004-2638, 2004.