

極超音速・圧縮ランプ回りの空力加熱特性

穂積弘一* 藤井啓介* 山本行光*

Heat Transfer Characteristics around Hypersonic Compression Ramp

by

Koichi HOZUMI*, Keisuke FUJII*, Yukimitsu YAMAMOTO*

ABSTRACT

For blunt-nosed, ramped flat plates at angle of attacks 0° , 20° , 30° , and 35° , heat transfer and flow field around compression ramp have been investigated experimentally based on infrared thermography measurement and Schlieren photograph observation in the NAL 1.27m hypersonic wind tunnel at $M_\infty=10.0$ and $Re_\infty=1.5 - 2.3 \times 10^6/m$. Comparisons with CFD using NAL codes were also made for examination and comparison of the flow fields and the magnitude of heat transfer. The experimental results showed the increase of heat transfer on the flat plate upstream of corner and on the ramp when the leading-edge is blunt. However, for high angle of attack case, the reduction of peak heating on the ramp with increasing leading-edge bluntness which may caused by shock/shock interaction was observed. An analytical study to obtain a single correlation for the measured heat transfer along the plates showed that the ratio x/r_n of x distance from leading-edge and nose radius, nose radius Reynolds number and viscous parameter based on local flow condition are dominant similarity parameters for heat transfer distribution on ramp down stream of reattachment as well as on flat plate part upstream of ramp corner except small bluntness case.

1. はじめに

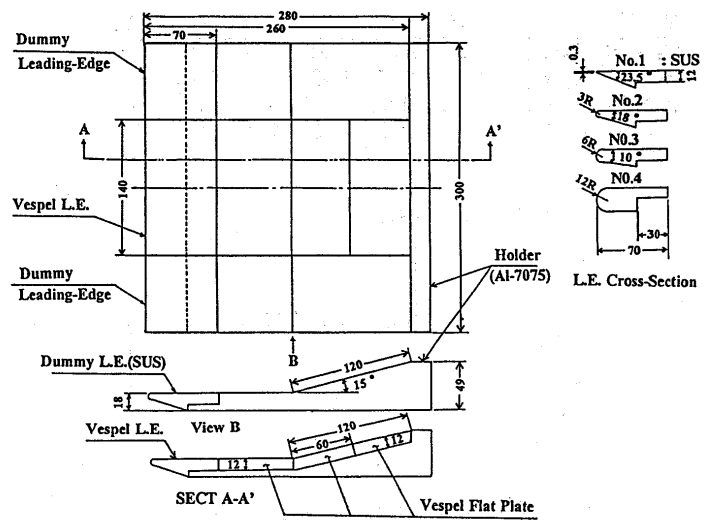
有翼再突入機の舵面回りの圧力と空力加熱分布の精度良い予測は、それらの大きさが再突入機設計に大きな影響を与える要素の一つであり非常に重要な課題である。

圧縮ランプ回りの熱・空力特性は境界層と衝撃波の干渉により誘起される舵面ヒンジライン回りの剥離流れによって大きな影響を受ける。特に、高迎角で飛行する再突入機では、頭部及び翼先端部の鈍頭度と飛行迎角の効果が著しい。これらの効果についての実験、解析はその重要性に係わらず非常に少ない。

ここでは、現在 NAL/ONERA で行っている、極超音速風洞の測定技術に関する共同研究の一環として、空力加熱測定に関する航技研大型極超音速風洞と ONERA/S4MA 風洞を用いた平板ランプ模型試験で得られた航技研大型極超音速風洞における鈍頭平板ランプ回りの試験結果と対応する CFD 解析を中心に検討結果を述べる。

2. 2 加熱率の測定及び導出

図 2 に示す様に測定部中のカメラボックス内に設置



Detail of Models

図 1 供試模型

2. 平板ランプ空力加熱試験

2. 1 模型及び試験条件

図 1 に示した 4 種類の頭部半径 ($r_n = 0.3, 3, 6, 12\text{mm}$) を持つベスペル製平板模型を用いて、主流マッハ数 $M_\infty = 10.0$ 、澱み点圧力 $p_0 = 25 \text{ bar}$ 、澱み点温度 $T_0 = 800^\circ\text{C}$ 、主流レイノルズ数 $Re_\infty = 1.5 - 2.3 \times 10^6/m$ 、迎角 $\alpha = 0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 35^\circ$ で試験を行った。以下本文中で、頭部半径 $0.3, 3.0, 6.0, 12.0 \text{ mm}$ の模型を各々模型 a, b, c, d と呼ぶ。

された赤外線カメラ (AGEMA LW900, 15fram/sec, 温度分解能 12bit) により得られた温度画像から熱伝達率を導出した。測定加熱量に影響を与える投入時の測定部主流周りのせん断流による擾乱を少なくするため、模型は高速投入装置により 0.2 秒で主流外から主流中へ投入した。

赤外カメラによるベスペル表面の表面温度履歴 $T(t)$ は、半無限厚さ 1 次元の熱伝導を仮定した場合、式 (1) の関係を満たす。

* 航空宇宙技術研究所空気力学部

$$\beta = h \sqrt{t / \rho c \kappa} \quad (1)$$

ここで

$$(T(t)-T(x,0)) / (T_{\infty}-T(x,0)) = 1.0 - \exp(-\beta^2) \operatorname{erfc}(\beta)$$

t: 加熱開始からの時間

T(t): 時間 t における模型の表面温度

T(x,0): 模型の初期温度

T_∞: 断熱壁温度

h: 熱伝達係数 (q = h(T_∞ - T(x,0)))

q: 熱伝達率

ρ, c, κ: 模型材料の密度、比熱、熱伝導率

式 (1) の導出に用いている熱伝達率 h 一定の仮定から β² は時間に対しリニアな β² = c · t の関係にあり、熱伝達係数 h はその勾配 c から求めることが出来る (修正 Jones-Hunt 法)¹⁾。Jones-Hunt が示した方法²⁾では、実効の加熱開始からの時間 t とその時の温度 T(t) が加熱率の決定には必要だが、本方法では、β² の時間に対する勾配から加熱率が求まり、模型投入時の加熱擾乱により決めにくい加熱開始時間を決める必要がない。なお、ベスペルの熱物性値は温度依存性があり、表 1 の様に予めその熱物性値の温度依存性を調べているが、本実験では、一定の物性値として取り扱い、50℃の時の物性値を用いている。

表 1 ベスペルの熱物性値

T (°C)	25	50	100	150	200	300
C _p × 10 ³ (J/kgK)	1.01	1.10	1.24	1.39	1.50	1.72
ρ × 10 ³ (kg/m ³)	1.43	1.43	1.43	1.43	1.43	1.43
λ × 10 ⁻¹ (w/m·K)	3.69	3.86	4.05	4.04	4.03	4.30
α × 10 ⁻⁷ (m ² /s)	2.6	2.5	2.2	2.0	1.9	1.8

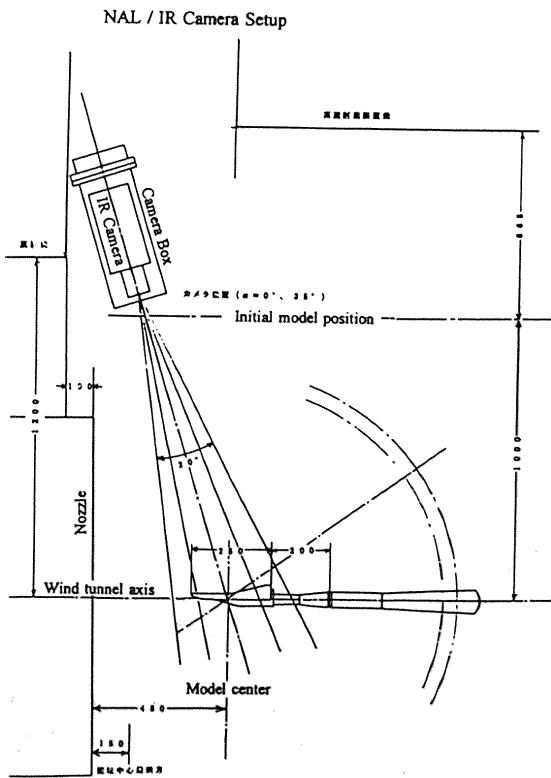
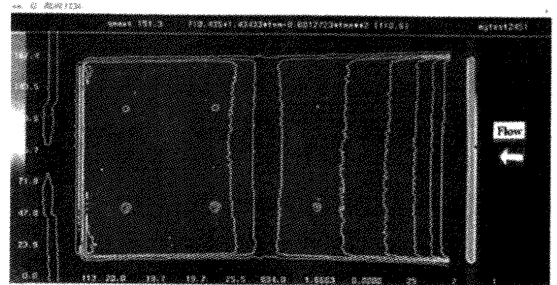
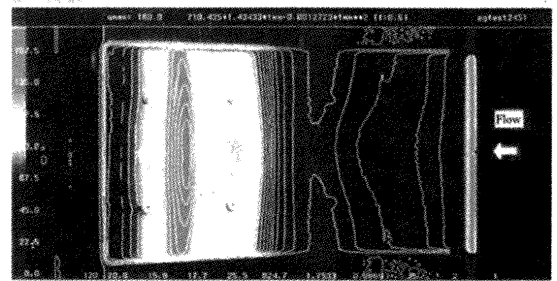


図 2 模型とカメラの測定部へのセットアップ

図 3 に赤外カメラで得られた加熱分布の例を示す。図 1 の形状選択により、α = 0° の場合は、加熱率分布は良好な 2 次元性が示している。α = 35° の場合は、後述の様な衝撃波干渉によりランプ部に 2 つの加熱ピークを持つ 3 次元的分布をしている。



a) α = 0°, p₀ = 25 bar model b



b) α = 35°, p₀ = 25 bar model c

図 3 赤外面像による加熱率分布の例

2. 3 参照センサによる計測

本実験の目的の一つとして、信頼性の高い加熱計測を行って、得られたデータを基本的な平板ランプ形状のコーナー流れ空力加熱データベースとして利用することが計画された。そのため、赤外カメラによる測定値の信頼性確認のために参照センサによる加熱率の同時計測を行なった。センサにはガルドンゲージとカロリメータを用い、その構造・設置には注意を払った³⁾。

ベスペルは耐熱性が有り、熱拡散率が低く赤外計測に対して優れた材料であるが、表面の極く薄い層の温

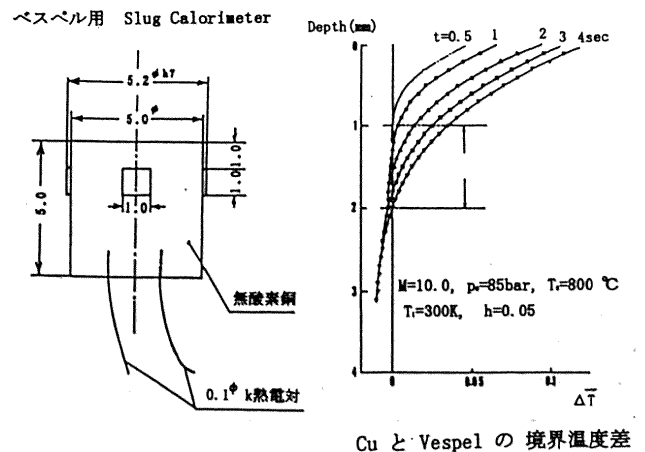


図 4 熱流入・出の小さいカロリメータ

Cu と Vespel の境界温度差

度の上昇が大きいため、センサ設置時にセンサ表面近傍の接触境界面からセンサへ熱が流れ込みセンサ下方境界面から流れ出るため、センサを直接模型へ挿入出来ない。本実験で使ったカロリメータとガルドンゲージは表面近傍ではセンサとベスペルが直接接触しないよう僅かの隙間を設け、ガルドンゲージは計測時間(投入後約3秒間)にヒートシンクの温度上昇を無くするため、大きめのヒートシンク容積を持った構造にした。

図4に本実験で使用したカロリメータを示す。表面より深さ1mmの所から幅1mmの部分でベスペルと接触する様にした。図中に加熱開始から4秒間のベスペルと銅の境界の温度差も同時に示す。ベスペル及びカロリメータの深さ方向の温度分布差は、深さ1mmから2mmの間で4秒の間温度差は小さく、その間では熱の出入りはほぼ無いと考えて良い。なお、ベスペルの温度変化は半無限1次元熱伝導の仮定をして求め、カロリメータの温度変化は材料の銅は熱伝導率大としてカロリメータ内での温度差はないとして求めている。

図5、6に赤外計測とセンサ計測との比較を示す。5%以内の違いの良好な一致が得られている。

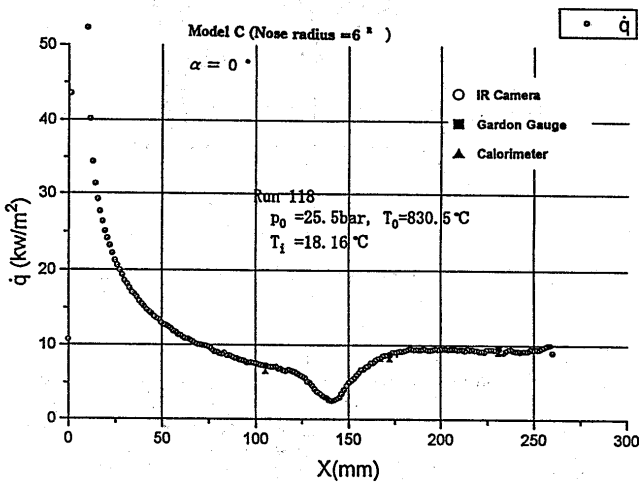


図5 赤外計測とセンサ計測の比較 ($\alpha = 0^\circ$)

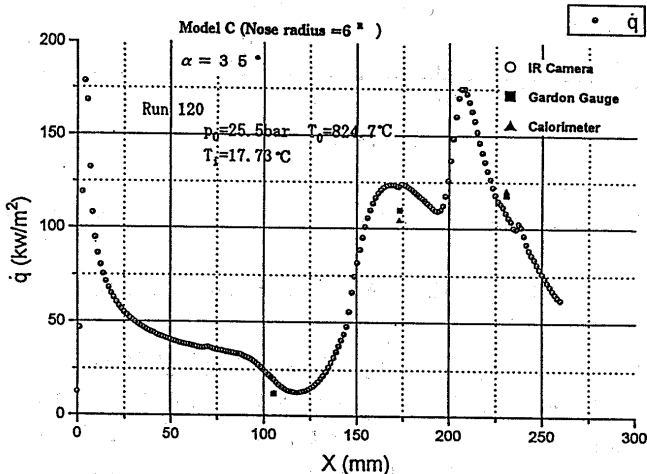


図6 赤外計測とセンサ計測の比較 ($\alpha = 35^\circ$)

3. 圧縮ランプ回りの空力加熱特性

3.1 鈍頭度の効果 (迎角 0° の場合)

鈍い先端部の頭部衝撃波は高温の shock-layer を頭部回りに誘起し、これにより模型表面に沿ってエントロピ層と呼ばれる高温の空気層を生じる。強い衝撃波通過による総圧損失効果も加わり、エントロピ層は低マッハ数、低レイノルズ数の流れとなる。これらの外部流の性質は表面圧力と空力加熱に影響を与える。

剥離領域への影響は Holden が示した様に、パラメータ (vicous bluntness parameter) β が $\beta < 0.1$ で剥離領域は非常に小さくなり、 $\beta > 0.5$ で剥離を促進する⁴⁾。本実験でも迎角 0° の場合、鈍頭度の大きい $r_n = 3, 6, 12$ mm の時 ($\beta < 0.1$) は剥離領域は小さく殆ど変わらないが、鈍頭度の小さな $r_n = 0.3$ mm の時 ($\beta > 0.5$) は剥離領域は大きく、Holden の結果と一致する。

加熱率に対する鈍頭度の影響を見るため、図7に迎角 $\alpha = 0^\circ$ の鈍頭度を変えた時の中心線上の加熱率の測定結果を示す。図7が示す様に、迎角 0° の場合、鈍頭度の大きい時は、ランプ回りの加熱率は、圧縮コーナ前方の平板部及びコーナ後方のランプ部の熱伝達は鈍頭度の増加と共に増加する。

鈍頭度の小さな模型 a ($r_n = 0.3$ mm) の場合は鈍頭度の大きな模型 b, c, d の加熱分布と比べ異なっている。ランプ部より上流では鈍頭度の大きい場合と比べ小さく、下流ランプ部上では後方で大きな加熱率となる。これはエントロピ層の効果が下流部で小さいためと考えられる。

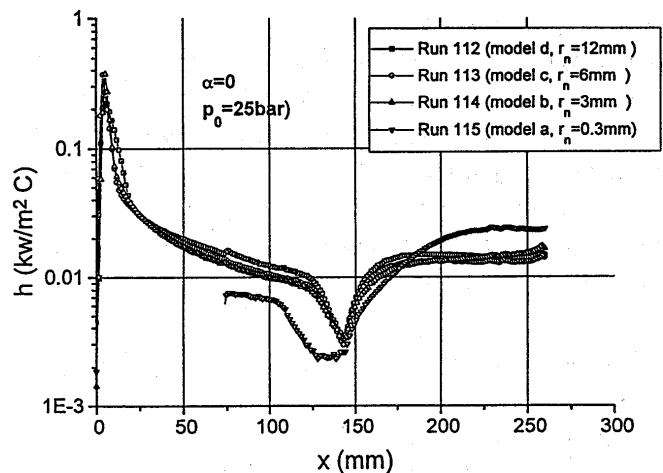


図7 鈍頭度の効果 ($\alpha = 0^\circ$)

3.2 鈍頭度の効果 (高迎角の場合) $\alpha = 35^\circ$

図8に高迎角の場合 ($\alpha = 35^\circ$) の加熱特性に対する鈍頭度の効果を示す。ヒンジライン前方の平板部では、僅かであるが、鈍頭度が増す程、加熱量が増加する。

ランプ部では2つのピーク加熱を観測した。ランプ部後方の加熱は強いピーク加熱量を示すが、これは後述する様に、頭部衝撃波とコーナ周りの剥離衝撃波、コーナ衝撃波の複雑な干渉によると考えられる。鈍頭度が増加するとピーク加熱量は減少し、ピーク位置

は後方へ移動する (図 13 参照)。ピーク加熱部を除いたコーナー周りの剥離領域内の加熱率の大きさは鈍頭度の小さい場合小さく、鈍頭度が増すほど増加している。

図 7, 8 で示されたランプ部及びその後方の加熱に対する鈍頭度の効果の違い(鈍頭度の小さい場合 ($r_n=0.3\text{mm}$) と大きい場合の違い、干渉ピーク加熱の鈍頭度への依存性の違い) は、鈍頭部周りの衝撃波による衝撃波総圧ロスの効果に加えて、迎角による主流の変化の効果、エントロピ層 sawallowing 効果が重ね合わされているためと考えられる。

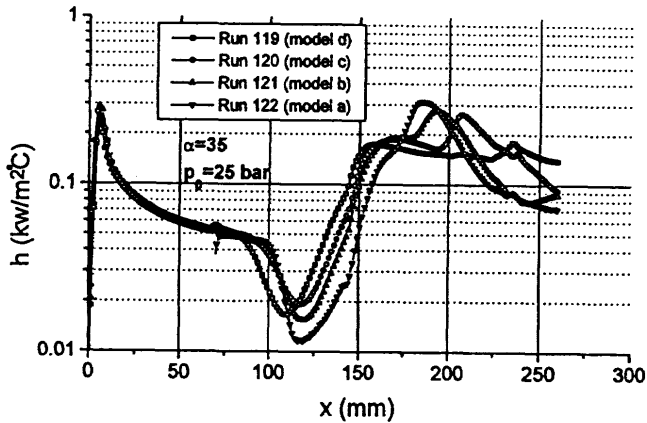


図 8 鈍頭度の効果 ($\alpha = 35^\circ$)

3.3 加熱率分布のコリレーション

迎角、レイノルズ数と鈍頭度の加熱率への影響を统一的に表す加熱分布のコリレーションを試みた。

境界層外縁の流れの局所量を求め、局所 Stanton 数のコリレーションを行った。本実験では圧力分布の測定を行っていないため、式 (2) に示す様な斜め衝撃波の関係による鈍頭度の無い時の境界層外縁圧力 (p_w) とプラスト波理論による圧力 (p_{*e}) 分布⁶⁾、粘性干渉による圧力 (p_w) 上昇から迎角と鈍頭度効果を考慮した壁圧 (p_w) 分布を仮定して用いた。

$$p_w/p_\infty = p_{*e}/p_\infty + p_w/p_\infty + p_w/p_\infty \quad (2)$$

ここで

$$p_{*e}/p_\infty = 1 \quad (\alpha = 0^\circ \text{ の時})$$

$$= p2/p_\infty \quad (\alpha > 0^\circ \text{ の時})$$

$$p_w/p_\infty = 0.117M_\infty^{-2} C_p^{2/3} (x/d)^{2/3} + 0.732 - 1.0$$

$$p_w/p_\infty = 1 + 0.078 \alpha - 1.0$$

境界層外縁の総圧は頭部衝撃波後の流れが等エントロピ的に流入すると仮定し、頭部鈍頭度が十分大きく垂直衝撃波後の流れ総圧 (p_{02}) を仮定出来るとして、 p_w と p_{02} から境界層外縁流れの諸量を求めた。

模型表面上の加熱率は、頭部半径に支配される非粘性流れと壁面上の粘性効果によって決まると考えコリレーションを行った。即ち、鈍頭度の流れ場への効果は流れ方向への距離と頭部半径との比 x/r_n と局所粘性効果による相似則⁷⁾ が成り立つとして求めたコリレーション結果を図 9, 10 に示す。

圧縮コーナー部前方の加熱分布は鈍頭度に係わらず、頭部近傍の加熱を除いて、1つのコリレーション結果が得られている。これから、加熱率のコリレーション直線を求めると、

$$St_e \cdot \sqrt{Re_{r_n}} = 0.022 \cdot (x/r_n)^{0.5} \cdot (M/\sqrt{Re})^{-0.6}$$

又は

$$St_e \cdot \sqrt{Re_x} = 0.022 \cdot (M/\sqrt{Re})^{-0.6} \quad (3)$$

の関係が、迎角、レイノルズ数、鈍頭度に係わらず求まる。

ランプ部についても図から分かる様に、迎角/ランプ振り角と圧力分布との関係を調べてゆくことが必要であるが、コリレーション可能と考えられる。

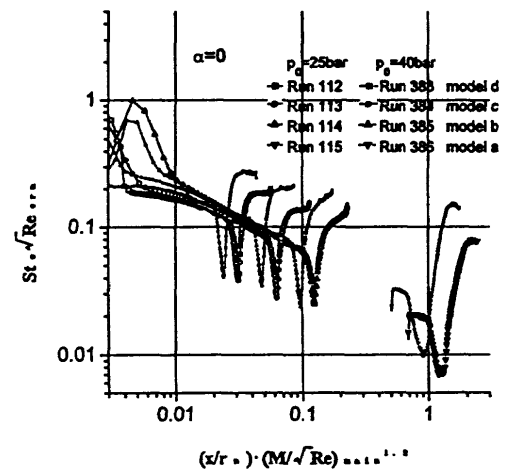


図 9 鈍頭平板の加熱率のコリレーション ($\alpha = 0^\circ$)

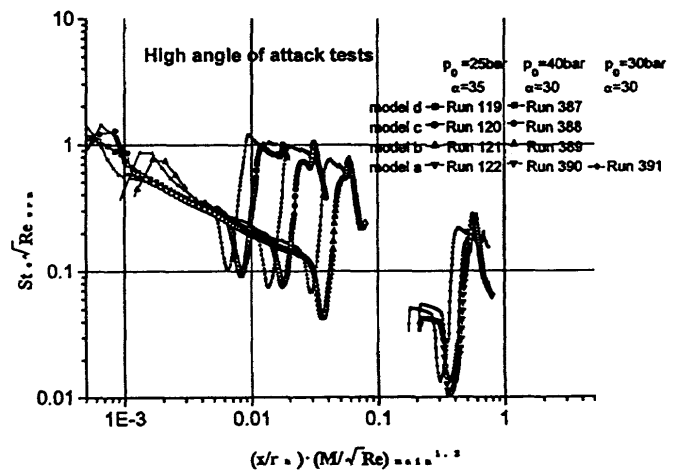
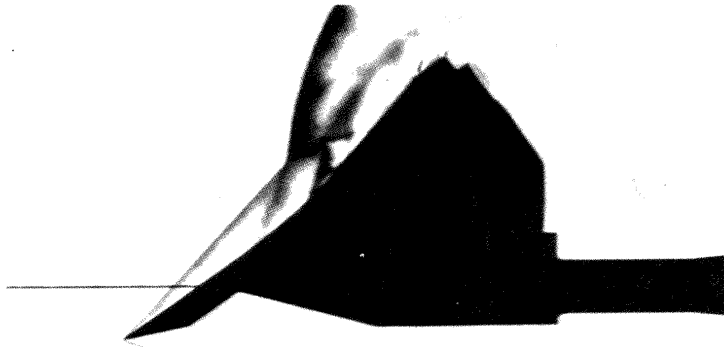


図 10 鈍頭平板の加熱率のコリレーション ($\alpha = 35^\circ$)

4. 衝撃波干渉の観測と CFD 計算結果の比較

4.1 シュリーレンによる衝撃波干渉の観測

本実験では、高迎角の時のランプ回りの流れは頭部/剥離/ランプコーナー衝撃波による複雑な干渉を起こしていることが観測された。図 11 に 1 例として、 $r_n = 0.3 \text{ mm}$ 、 $\alpha = 35^\circ$ の場合のシュリーレン写真を示す。



Flowfield observation by Schlieren system
(Model a, $\alpha=35^\circ$, $p_0=25\text{bar}$)

図 1 1 シュリーレン写真の例 (模型 a, $p_0=25\text{bar}$)

図 1 1 の観測結果のスケッチを図 1 2 に示す。頭部衝撃波と剥離衝撃波の干渉にコーナ部からの衝撃波が干渉し誘起された衝撃波が壁に当たるタイプ V の干渉が起こっていると考えられる⁸⁾。測定された強いピーク加熱は誘起された衝撃波の壁への衝突位置で起こると考えられるが、図 8 のピーク位置と鈍頭度の関係(頭部鈍頭度を増すほどランプ部の後方でピークが起こっている)は、図 1 3 に示したシュリーレン観測による衝撃波干渉位置(頭部衝撃波と剥離衝撃波の干渉位置)の鈍頭度との関係と一致している。

4. 2 CFD との比較

実験条件に合わせた数値シミュレーションを行った。CFD 計算との比較も ONERA と共同で行っているが、NAL 側のコードには flux-split upwind TVD thin-layer Navier-Stokes CFD コード (HYPER 2D) を用いた。この 2 次元 NS 方程式の数値計算による流れ場は実験結果に近い干渉パターンを示し、加熱率分布の比較等からタイプ V の干渉加熱が起こっていることが確認出来た。例として図 1 4 に $\alpha = 35^\circ$ $r_n = 6\text{mm}$ の場合の等圧線の断面分布図を示す。

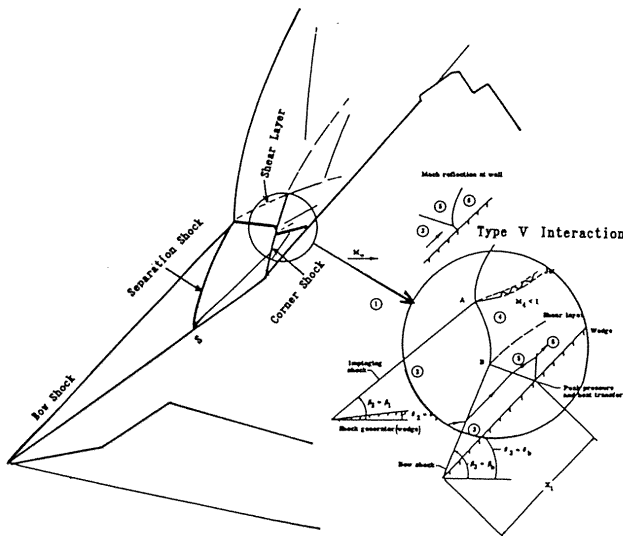
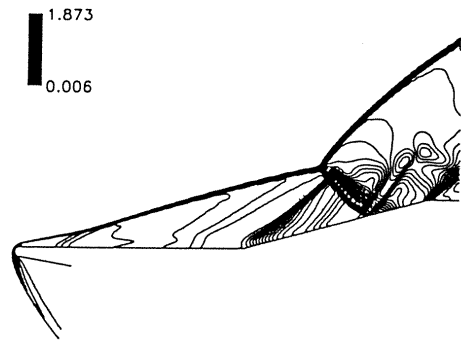
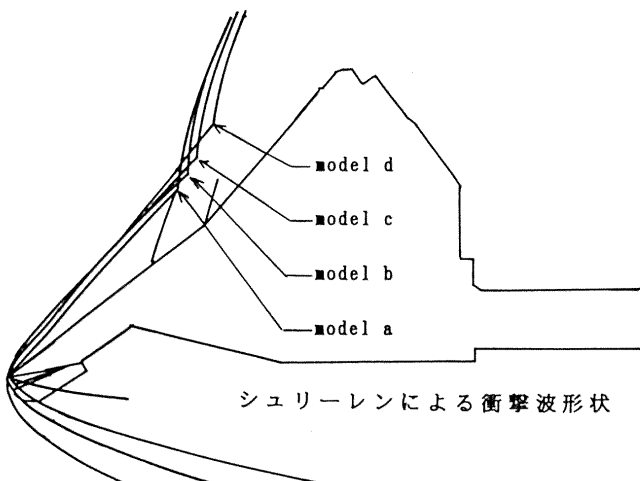


図 1 2 観測された干渉のタイプ (模型 a, $p_0=25\text{bar}$)



Model B
Pressure Contours around Flat Plate
Mach=9.88 $\alpha=35\text{deg}$
 $P_0=60.1\text{bar}$ $T_0=1016\text{K}$
 $P_\infty=153.5\text{Pa}$ $T_\infty=49.506\text{K}$
 $Re_\infty=4.745 \times 10^6/\text{m}$

図 1 4 流れ場の CFD シミュレーション ($\alpha=35^\circ$)



シュリーレンによる衝撃波形状

図 1 3 鈍頭度による衝撃波干渉位置の移動

5. まとめ

鈍頭部を有する平板ランプ形状模型の極超音速空力加熱試験結果より、圧縮コーナ周りの空力加熱特性として以下のような結果を得た。

1) 加熱率への鈍頭度効果

$\alpha = 0^\circ$ の加熱率分布は、ランプ部より上流では鈍頭度が増すほど大きくなる。下流ランプ部上では、鈍頭度の大きい場合、鈍頭度を増やすと増える傾向にあるが、鈍頭度の小さい ($r_n=0.3\text{mm}$) 場合と比べると加熱率は小さい。

迎角の有る場合は、干渉加熱ピーク部を除いて、ランプ部上流下流とも、鈍頭度が増す程、加熱率は増加するが、衝撃波干渉によると考えられるピーク加熱量は鈍頭度の小さい程大きくなる傾向を示した。

2) 剥離領域の大きさへの鈍頭度効果

$\alpha = 0^\circ$ の場合、鈍頭度の小さい場合 ($r_n=0.3\text{mm}$)、剥離領域は大きく、さらに鈍頭度を増した、 $r_n = 3, 6, 12 \text{ mm}$ の場合、剥離領域は小さくなり剥離領域の大きさの変化は小さかった。

迎角の有る場合は、剥離開始位置は鈍頭度が大きい程、上流側にあり、干渉ピーク位置は、鈍頭度が大きい程、下流側にあることが観測された。

3) 加熱率分布のコリレーション

得られた加熱率分布に対しては局所量に基づく頭部レイノルズ数 $\sqrt{Re_{rn}}$ 、及び粘性干渉パラメータ Me/\sqrt{Re} で修正すると、 $(x/r_n)^{0.5}$ に比例する関係が得られ、迎角、鈍頭度、レイノルズ数に対して統一的なコリレーションが出来た。

ランプ部の加熱も、ランプ部前後の圧力等の関係を調べることにより、統一的コリレーション出来ると考えられる。

4) CFD 計算結果との比較

シュリーレンによる観測結果と CFD による流れ場の計算結果から、高迎角時には、タイプ V の衝撃波干渉加熱が起きていることが確認出来た。

これらの結果は、極超音速流中の迎角を有する鈍頭物体の平坦部、コーナー部の空力加熱、特に有翼再突入機等の下面部、舵面部空力加熱に対して有用な情報を与えていると考えられる。

6. 参考文献

- 1) Hozumi, K., Nagai, S., Fujii, K., Yoshizawa, A., and Hara, N., "Effect of Slight Leading Edge Bluntness on Flat Plate Heat Transfer and Boundary Layer Transition at Hypersonic Mach Numbers," ICAS-94-4.4.5, September 1994.
- 2) Jones, R.A., and Hunt, J.L., "Use of Fusible Temperature Indicators for Obtaining Quantitative Aerodynamic Heat-Transfer Data," NASA TR-R-230, February 1966.
- 3) 穂積弘一、藤井啓介、吉沢昭、小山忠勇、津田尚一「極超音速・圧縮ランプ回りの空力加熱測定」第40回宇宙科学技術連合講演会 平成8年10月
- 4) Holden, M., "Experimental studies in shock wave-boundary layer interactions," AGARD AG-203, 1975.
- 5) Yamamoto, Y., "Numerical Simulation of Hypersonic Viscous Flow for the Design of H-II Orbiting Plane (HOPE); Part II," AIAA paper 91-1390, June 1991.
- 6) Lukasiewicz, J., "Blast-Hypersonic Flow Analogy Theory and Application," ARS Journal, pp1341 - 1346, September 1962.
- 7) Rotta, N.R., and Zakkay, V., "Effects of Nose Bluntness on the Boundary Layer Characteristics of Conical Bodies at Hypersonic Speeds," Astronautica Acta, Vol.13, pp507-516, Pergamon Press Ltd., 1968.

- 8) Edney, B., "Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speeds in the Presence of an Impinging Shock," FFA Rep. 115, Aeronaut. Res. Inst. of Sweden, 1968.