

溝付き平板上の極超音速流れに関する研究

大道勇哉, 鈴木宏二郎

東京大学大学院新領域創成科学研究科先端エネルギー工学専攻

A Study on hypersonic flow over a flat plate with narrow channels

by

Yuya Ohmichi and Kojiro Suzuki

ABSTRACT

At the development of hypersonic vehicles, it is quite important to estimate the aerodynamic heating with high accuracy, because hypersonic vehicles are exposed to high temperature and/or high pressure flow behind a strong shock wave formed over the body. A hypersonic vehicle often has small irregularities on its body surface. For example, the gaps between the tiles for the thermal protection may work as the surface roughness. Such irregularity on the body surface causes local peaks of aerodynamic heating. In addition, it may enhance laminar-turbulent transition in the boundary layer flow. In this study, we numerically analyze the effect of the surface roughness by the presence of narrow channels opening flush with a flat plate in a hypersonic flow at Mach number 7. To represent the tile gap over a hypersonic vehicle, the H-form channel layout composed of one longitudinal and two lateral channels is considered. The numerical simulation has been conducted by solving the three-dimensional laminar Navier-Stokes equations with SLAU scheme. The results show that a shock wave appears and the aerodynamic heating is significantly augmented near the downstream edge of channels. Such heating augmentation strongly depends on geometric and flow parameters, such as, the width of channels or angle of attack.

1. はじめに

宇宙往還機や極超音速旅客機などの極超音速飛行体では、飛行中、強い衝撃波が前方に形成されるため、その背後の高温高圧の気流にさらされることになる¹⁾。極超音速飛行体の設計では、この過酷な加熱環境による機体の損傷を防ぐために適切な熱防御システム (TPS: Thermal Protection System) を設計することが大変重要であり、そのために機体全体の空力加熱を高い精度で推定することが求められる。

スペースシャトルの耐熱タイルギャップや機体表面の損傷部など、極超音速飛行体表面の微小凹部では局所的な空力加熱の増大を生じることが知られている。また、その内部に高温の気流が流入することで機体に激しい損傷をもたらしたり、乱流遷移を引き起こしてその内部や下流において想定外の大きな加熱や摩擦抵抗を生じることがある。したがって、極超音速飛行体表面の微小凹部による空力加熱や空力特性への影響を調べることは、安全性を高めるために大変重要である。

これまでに矩形断面を持つ単一のキャビティ流に関する研究が流体现象の解明および工学的応用の観点から多く行われている。これらの中には主流速度が超音速である場合について調査した例も多く存在し²⁻⁵⁾、超音速キャビティ流がキャビティの長さ L と深さ D の比 L/D によって大きく 2 つの状態に分類できることが知られている。1 つ目の流れ場は Open Cavity と呼ばれ、 L/D が約 10 以下の場合に起こる。Open Cavity ではせん断層が激しい振動を起こし、大きなキャビティ音を放射することが知られている。一方、 L/D が約 13 以上の場合には Closed Cavity と呼ばれる流れ場となり、この場合は主流がキャビティ底面に衝突することで圧力勾配や空力加熱の上昇を生じる。このように超音速キャビティ流では、激しい振動による機体の損傷やキャビティ底面での空力加熱の増大に注意しなければならないことがわかっている。

しかしながら、実際の極超音速飛行体の表面には凹部が単一で存在するだけではなく、複数の凹部が組み合わさった複合キャビティも多く存在する。例えば、スペースシャトル表面で見られるような耐熱タイル間のギャップは、縦方向、横方向、45 度方向など、様々な向きの凹部が組み合わさった複雑形状をしている。このような場合には空力加熱分布も複雑となり、単一キャビティでは現れなかった激しい局所加熱が発生する可能性も考えられる。タイルギャ

ップのように、極超音速飛行体では複雑なレイアウトをとる微小凹部が存在することは珍しくなく、機体設計のためにも、そのような複雑流れに適用できる経験則を得ておくことは必要であろう。

本研究の目的は、極超音速域で、表面に複合キャビティがある物体近傍流れ場の基礎的特性を数値解析によって得ることである。物体形状としては、平面形が H 形の細溝を有する平板を扱い、3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式の数値解析により、平板上と細溝内の流れ場及び空力加熱率分布の詳細を明らかにする。

2. 数値計算

2.1 解析対象と一様流条件

本研究の解析対象は、H 形の細溝を有する平板上の極超音速流れである。H 形の細溝は耐熱タイルを周期的に並べた機体表面のタイルギャップを模擬している。図 1 に解析対象である溝付き平板の概要図を示す。タイル形状を一边の長さ $L=30\text{mm}$ の正方形とし、細溝の溝幅 $W=3\text{mm}$ 、細溝の深さ $D=3\text{mm}$ を基本形状とした。また、迎角 α が 0 度と 10 度の 2 つの場合を調べた。

表 1 に一様流条件を示す。一様流条件には東京大学柏キャンパスの極超音速高エンタルピー風洞の気流条件⁶⁾を参考にした。マッハ数は 7.0、代表長さをタイルの一边の長さ L としたレイノルズ数は 1.01×10^5 である。

2.2 支配方程式と計算格子

流体の支配方程式には、3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた。本計算では流れ場が全領域で層流であると仮定しており、乱流モデルは用いていない。また、計算負荷軽減のため、ここでは $y=0$ に対して流れ場は対称であると仮定し、 $y \geq 0$ の領域のみの計算を行った。計算格子を図 2 に示す。図に色分けをしているように細溝部と平板上部に計算空間を分け、不等間隔直交格子による格子を作成した。細溝部と壁面近傍の境界層内の格子解像度が高くなるようにしており、最小格子幅 $\Delta=0.009\text{mm}$ である。表 2 に各領域の格子点数の詳細を示す。総格子点数は約 230 万点である。

2.3 計算スキームと境界条件

非粘性項の計算には、全速度型の AUSM 系スキームである SLAU スキーム⁷⁾を MUSCL 法⁸⁾によって最大 3 次精度

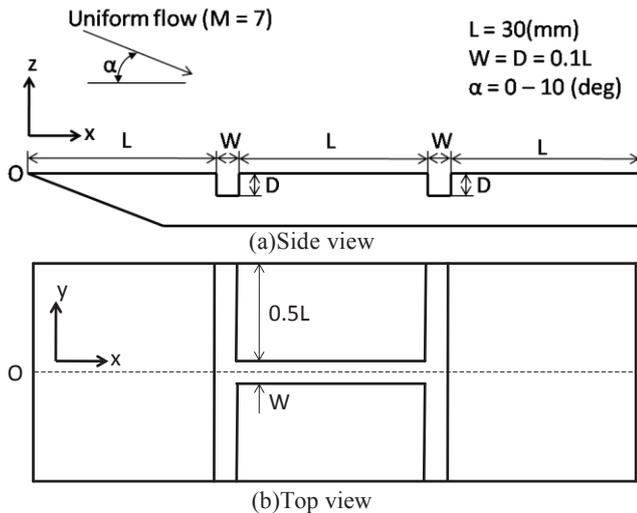


図1 解析対象の概要図

表1 一様流条件

マッハ数	7.0
レイノルズ数	1.01×10^5
プラントル数	0.72
静圧	230[Pa]
温度	63.0[K]

に高次精度化して用いた。粘性項は2次精度中心差分法により計算し、時間積分には2次精度の2段階 Runge-Kutta法を用いた。壁面条件は滑りなし条件とし、 $T_{wall}=300K$ の等温壁とした。y方向にはタイルが周期的に配列していることを模擬し、 $y=0$ では鏡面对称条件、 $y=y_{max}$ では周期境界条件を用いた。流出条件は1次外挿とした。

3. 結果および考察

本章では、計算結果及び考察を述べる。なお、本計算条件では空力加熱の分布や大きさに非定常性はほぼ見られなかったため、本稿で示す結果はすべて定常とみなして瞬時値を示している。

3.1 全体の流れ場

図3に中心軸上の面 $y=0$ における密度分布を示す。平板上に境界層が発達しており、前縁で斜め衝撃波を形成している様子がわかる。また、迎角が10度の場合には、縦溝（気流方向の細溝）の下流側の壁面部において離脱衝撃波を形成している。迎角が0度の場合には衝撃波は発生していないが、わずかな密度の上昇を生じていることが分かる。

また、図4に上流側の細溝前縁部 ($x=30mm, y=0mm$) におけるz方向の速度分布を示す。この図から、細溝前縁部における境界層の厚さは迎角0度の場合で約1.6mm、迎角10度の場合で約0.9mmであり、いずれの場合も細溝の深さ $D=3mm$ よりも薄いことがわかる。また、細溝前縁部での境界層内には、迎角10度の場合でも厚さ方向に40点の格子点があることを確認した。

図5に平板上 $z=0$ における流線と加熱率の分布を示す。前述のように計算を行ったのは $y \geq 0$ のみであるが、図を見やすくするために $y=0$ に関して対称に $y < 0$ の領域も示している。この図から、迎角が0度と10度のいずれの場合においても気流が縦溝の上流部で溝内に引き込まれ、縦溝の下流部で広がっていく様子がわかる。加熱率は、上流側の横溝の後壁部と縦溝の下流側壁面部で大きくなっている。ま

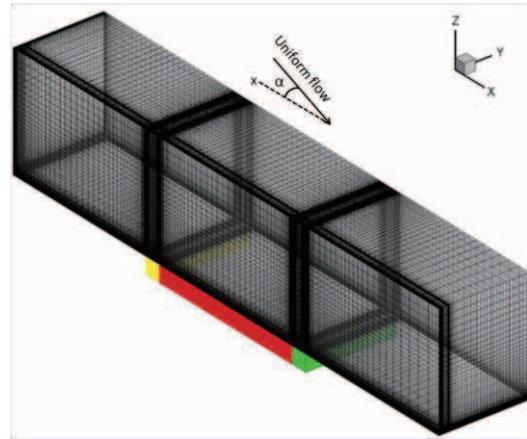


図2 計算格子

表2 各計算領域の格子点数

計算領域	格子点数 ($N_x \times N_y \times N_z$)
平板上 (図2中黒色)	$302 \times 68 \times 81$
横溝 (図2中黄色)	$51 \times 68 \times 72$
横溝 (図2中緑色)	$51 \times 68 \times 72$
縦溝 (図2中赤色)	$78 \times 27 \times 72$

た、細溝の存在による加熱率の局所的な増大は細溝内部のみでなく、細溝の下流側壁面上でも起きていることがわかる。特に迎角が10度の場合にはその影響が大きい。

3.2 細溝内の流れ場

図6に細溝内の $y=0$ における流線と温度の分布を示す。図から迎角が0度と10度の場合で流線のパターンが異なることがわかる。迎角が0度の場合では細溝内の上流部と下流部で2つの渦を作る流れ場となり、迎角が10度の場合では細溝内の底面側で逆流する流れが発生し、大きな1つの渦を作る流れ場となっている。また温度分布から、いずれの場合においても境界層内の高温の気体が下流側へ流れるにしたがって細溝内へ流入していく様子がわかる。下流側壁面部では、壁面に塞ぎ止められて温度の上昇した気体が壁面に沿って細溝内へと潜り込んでいる。特に迎角が10度の場合には、この下流側壁面部で離脱衝撃波が発生するため細溝内へ潜り込む気体は高温になり、壁面部で加熱率の上昇を起こしていると思われる。

また、細溝内全体の流れ場を把握するため、図7に細溝内の流れ場の流線を示す。図には細溝内の $y \geq 0$ の領域のみの流れ場を表示している。また $z=0$ で平板上から細溝内へ気流が流入している領域と流出している領域をz方向速度の符号により色分けして示した。ここでは分かりやすさのため、流入出の大きさを考慮せず流出を示す赤色と流入を示す青色の2色のみで表示している。図7より、迎角が0度と10度の場合で流線のパターンは異なっているが、いずれの場合も上流側では横溝から縦溝へと気流が引き込まれ、下流側では縦溝から横溝へと気流が導かれていることが確認できる。また、上流側の横溝内では2次元的な渦状の流れを形成している。しかし、渦構造の中心付近と縦溝近傍ではy方向にも速度を有する3次元的な流れとなっており、縦溝との気流の流入出が起きている。縦溝下流部では、迎角が0度の場合、下流側の壁面に衝突した気流が横溝へと流れ、旋回しながら細溝内から外へと流出している。迎

角が 10 度の場合、細溝の壁面に衝突したあと縦溝の底面近傍を逆流していく流れと、横溝へと流れていく流れに分かれる。また、細溝内への流入と流出のパターンを見ると、迎角が 10 度の場合には迎角が 0 度の場合と比べて縦溝部への流入領域が下流側に大きく分布している。また下流側横溝部では、迎角が 0 度の場合には流出部分と流入部分の分布が y 方向に様に近い状態となっており、これは迎角が 0 度の場合には横溝内の流れ場は渦状に回転しながら流出していく流れとなっていることに対応している。一方、迎角が 10 度の場合には横溝内の流れは、縦溝の近傍部とその外側の領域で異なった流れとなっており、縦溝近傍部と比べてその外側部分では流出する領域が大きく占めている。

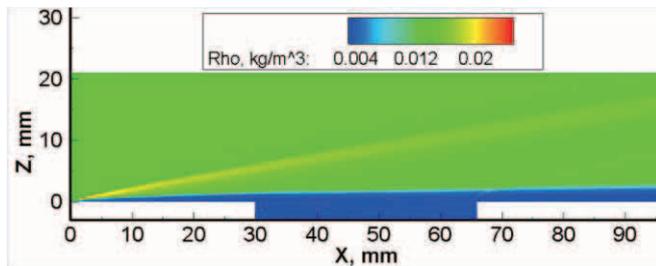
3. 3 加熱率分布

前述したように、図 5 の加熱率分布から加熱率が大きな値を取る位置は、上流側横溝の後壁部と縦溝の下流側壁面部であることが分かる。この局所的な加熱率の増大について詳しく調べるために、図 8 にそれぞれ縦溝部と上流側横溝部の壁面加熱率分布を示す。横軸 s は各溝部の前縁から壁面に沿って取った長さである。横軸 s の値と細溝内の位置との関係を図中に概略図で示した。

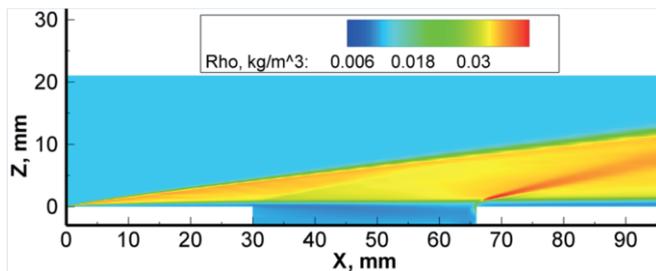
図 8.(a)より、縦溝の下流側の壁面 ($s \geq 39\text{mm}$) で加熱率が大きく増大しており、角の部分 ($s=42\text{mm}$) で最大値を取っていることがわかる。最大値は迎角 0 度の場合で約 100kW/m^2 、迎角 10 度の場合で約 258kW/m^2 である。細溝外部の平板表面での壁面加熱率との比較のため、それぞれの $s = -1\text{mm}$ の位置における壁面加熱率の値で規格化すると、加熱率の最大値は迎角 0 度の場合に約 6.3、迎角 10 度の場

合に約 8.3 となり、いずれの場合も細溝の角部では非常に大きな加熱を受けることが分かる。また、迎角 10 度の場合の方が壁面での加熱率は大きく、これは発生した離脱衝撃波背後の気体が高温となるためだと考えられる。また、細溝の底面部 ($s=38\text{mm}$) の位置でも小さな加熱率のピークを持っている。これは、図 6 の流線との比較から、後壁に塞ぎ止められて細溝内に入り込んだ流れが底面に衝突する位置であると思われる。迎角 10 度の場合には、離脱衝撃波背後の高温の気体の一部が細溝内に入り込むため、この小さなピークの値は平板表面 ($s \leq 0$) における加熱率よりも大きな値となっている。

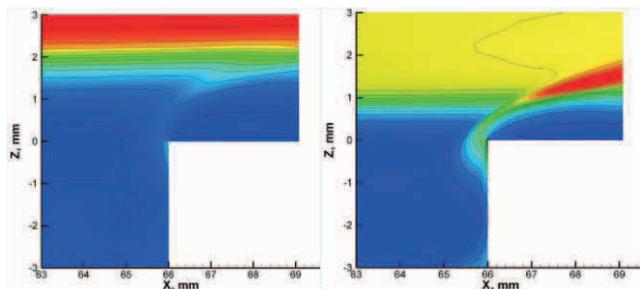
図 8.(b)より、横溝の壁面角部でも加熱率の増大が確認できる。ピーク値は迎角 0 度の場合に約 60kW/m^2 、迎角 10 度の場合に約 130kW/m^2 であり、前述した縦溝の下流側壁角部の加熱率より約 5 割程度小さい。



(a) $\alpha=0^\circ$



(b) $\alpha=10^\circ$



(c) 拡大図 (左: $\alpha=0^\circ$, 右: $\alpha=10^\circ$)

図 3 中心軸上の面 $y=0$ における密度分布

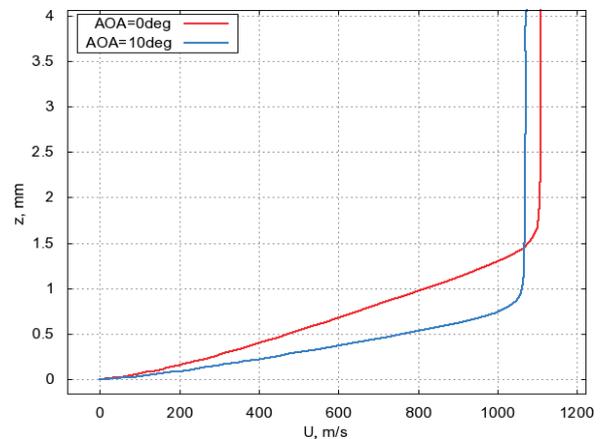
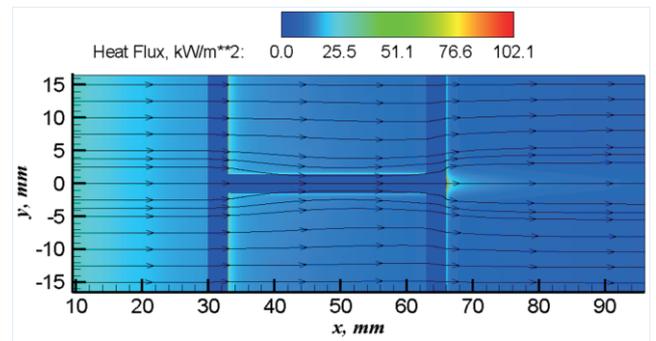
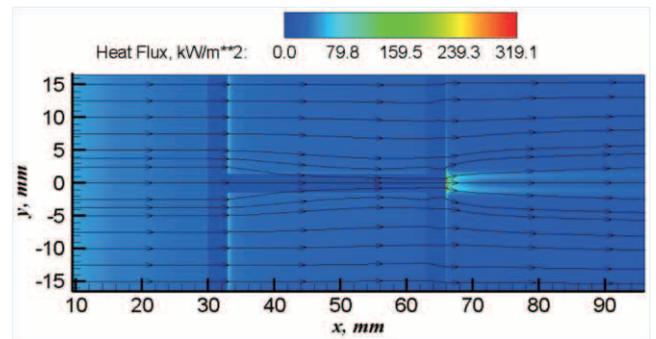


図 4 z 方向の速度分布 ($x=30\text{mm}$, $y=0\text{mm}$)



(a) $\alpha=0^\circ$



(b) $\alpha=10^\circ$

図 5 平板上 $z=0$ における流線と加熱率分布. 計算を行ったのは $y \geq 0$ のみ.

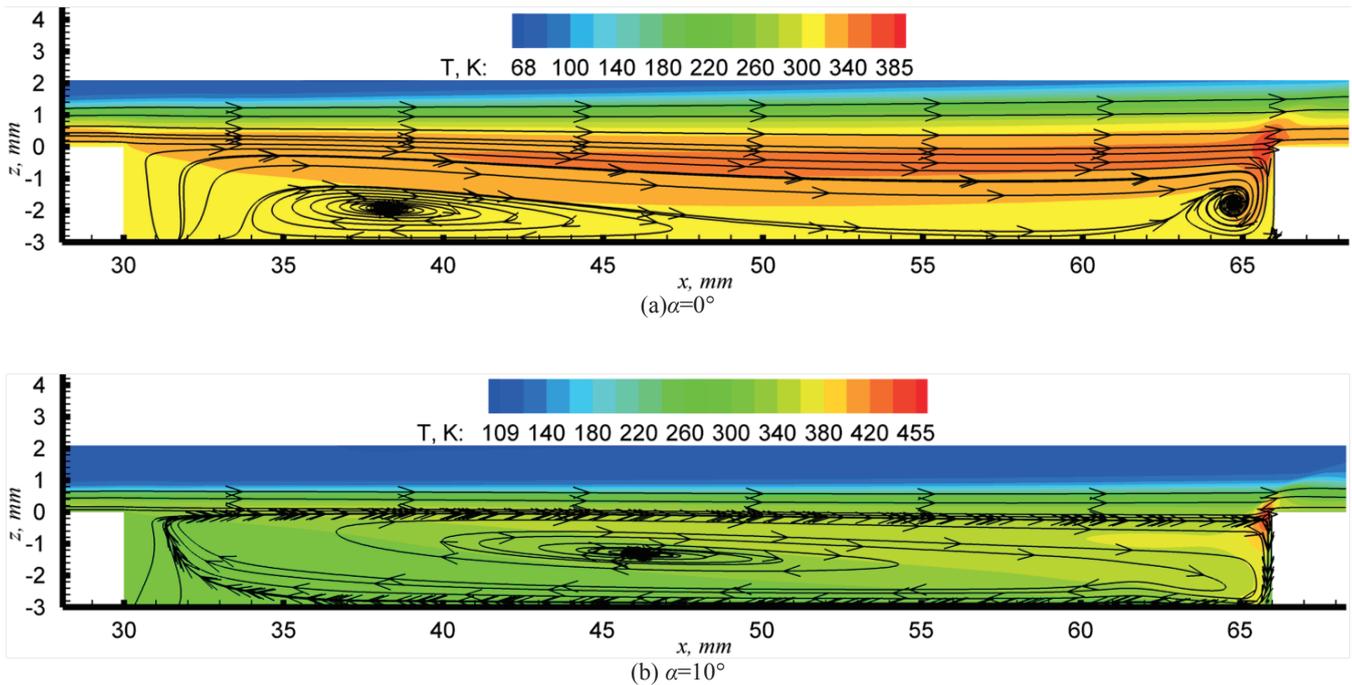


図6 縦溝内の $y=0$ における流線と温度分布

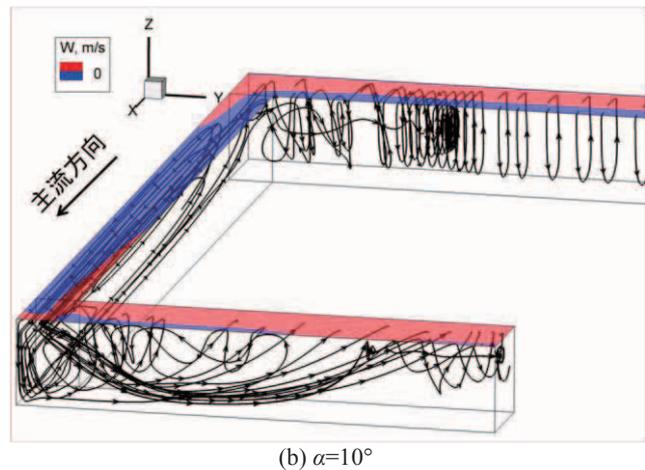
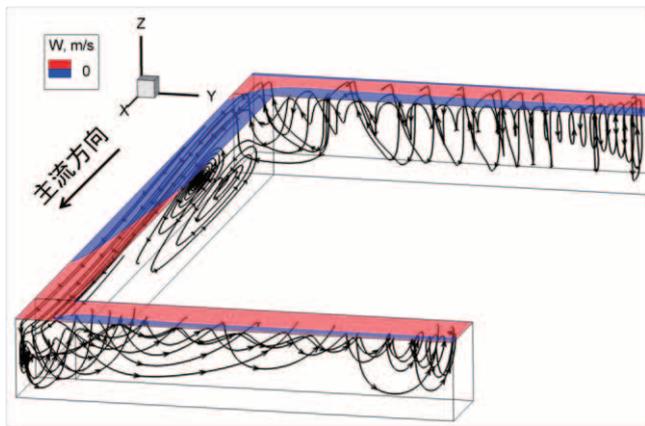


図7 細溝内の流線. $y \geq 0, z=0$ における細溝から平板上への流出入を赤色 (流出) と青色 (流入) により示している.

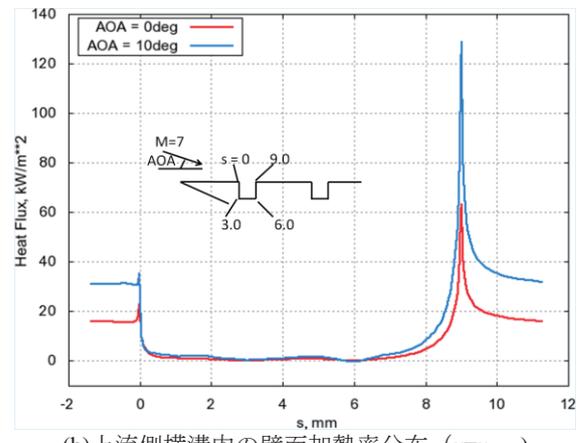
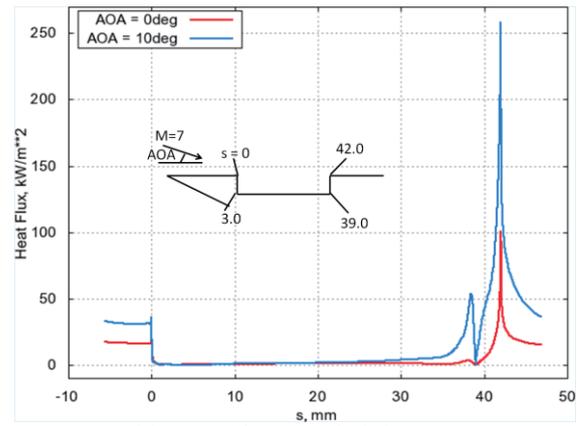


図8 細溝内の壁面加熱率分布. 横軸 s は細溝前縁部から壁面に沿って取った長さ.

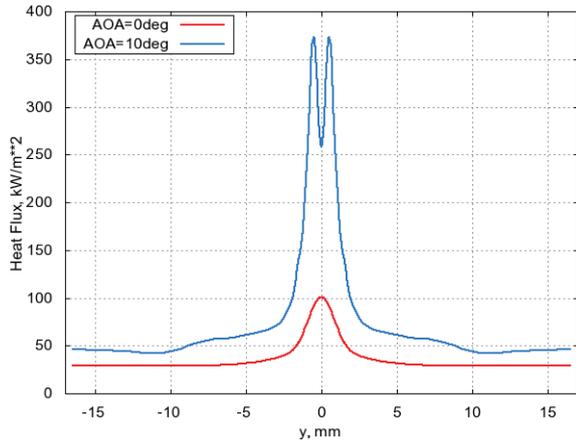


図 9 細溝の下流側壁面角部における y 方向に沿った壁面加熱率分布. 計算を行ったのは $y \geq 0$ のみ.

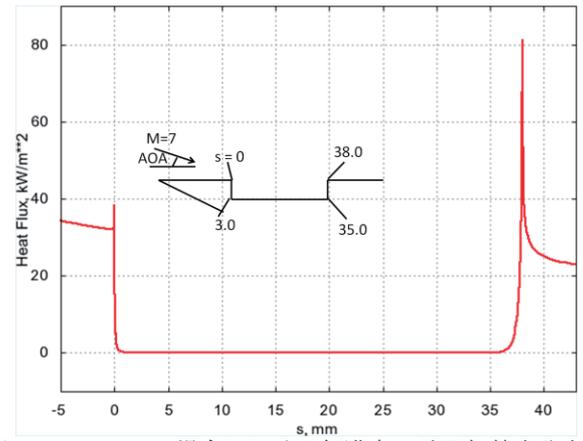
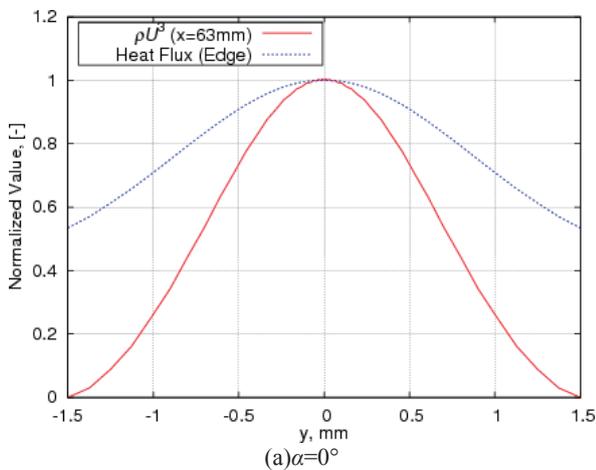
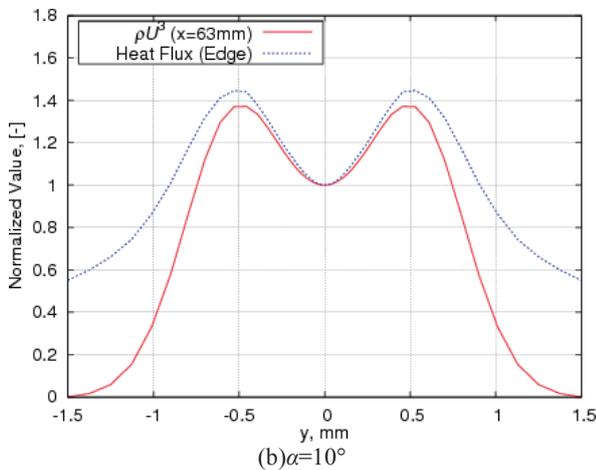


図 11 $W=1\text{mm}$ の場合における細溝内の壁面加熱率分布. $y=0$. 横溝 s は細溝前縁部から壁面に沿って取った長さ.



(a) $\alpha=0^\circ$



(b) $\alpha=10^\circ$

図 10 下流側の壁面角部における壁面加熱率とその上流部 ($x=63\text{mm}$) における運動エネルギー分布の比較. 但し $y=0$ における値により規格化している.

また、図 9 に壁面加熱率が最大値をとる位置である細溝の下流側壁面の角部 ($x=66\text{mm}, z=0\text{mm}$) における y 方向の壁面加熱率分布を示す. ここでも図 5 と同様に、図を見やすくするために $y < 0$ の領域も示している. 図より、迎角 0 度と迎角 10 度の場合で加熱率の分布形状が異なることがわかる. 特に迎角が 10 度の場合には、最大加熱率が $y=0$ からずれた位置に存在する特徴的な分布をしている. 最大加熱率は約 373kW/m^2 であり、 $y=0$ における加熱率の 1.4 倍以上の値となっている. 縦溝内の流れ場との関係性を調べるために、その上流部 ($x=63\text{mm}, z=0\text{mm}$) における運動エネルギー

分布を図 9 の壁面角部の加熱率分布と共に図 10 に示す. 但し $y=0$ における値によって規格化した値を示している. この図から、迎角が 10 度の場合には $y=0.5\text{mm}$ の位置で細溝内に高速の気流が入り込み、壁面加熱の増大を引き起こしていることがわかる.

3. 4 溝幅の影響

平板表面に細溝がある場合でも、溝幅が狭い場合にはその影響は小さいと思われる. そこで、溝幅が狭い場合の流れ場を調べるために溝幅 $W=1\text{mm}$ の場合について計算を行った. 溝の深さ D などの溝幅以外のパラメータの値及び計算手法などは 2 章で述べたものから変更していない. また、迎角は 10 度とした.

壁面加熱率の比較のため、 $W=3\text{mm}$ の場合に加熱率が高い値を示した縦溝内における壁面加熱率分布を図 11 に示す. 横軸 s は図 8 と同様に細溝前縁部から壁面に取った長さである. 図 11 より、 $W=3\text{mm}$ の場合と同様に壁面角部 ($s=38\text{mm}$) で加熱率が增大するが、その大きさは $W=3\text{mm}$ の場合よりも大幅に小さいことがわかる. また、 $W=3\text{mm}$ の場合では見られた細溝内の底面における小さな加熱率のピークが見られない. これは、流速や温度の大きな気流が細溝の底面部にまで流入しないためである. したがって溝幅が狭い場合には、壁面加熱率の増大を引き起こす高エンタルピーの気流が細溝内へ入り込むことを抑えられることがわかる.

4. まとめ

極超音速飛行体が表面に有する小さな凹部は、その空力加熱や空力特性に無視できない影響を及ぼす場合がある. 本研究では、このような小さな凹部が存在する極超音速流れ場として、極超音速機表面のタイルギャップを模擬した H 形の細溝を有する平板上の極超音速流れの数値解析を行った. 以下に得られた結果をまとめる.

- 壁面加熱率は、上流側横溝の後壁部と縦溝下流側の壁面部で大きく増大する. また、細溝の存在による加熱率の局所的な増大は細溝内のみでなく、細溝外部の下流側壁面上にもおよび、特に迎角が 10 度の場合にはその影響が大きい.
- 迎角によって細溝内の流れ場は大きく異なり、衝撃波の発生、細溝内に流入する境界層の分布、壁面加熱率などが変化する.
- 溝幅 $W=3\text{mm}$ の場合には、高温の気体が細溝内に流入する. 特に迎角が 10 度の場合には下流側の壁面で発生する離脱衝撃波背後の高温の気体が細溝内に入り込み、底面に加熱率のピークを作る.

- ・ 溝幅 $W=1\text{mm}$ の場合には、加熱率の増大は大幅に抑えられる。また高エンタルピーの気流が細溝内に入り込まない。

今後は、微小凹部の形状を変更しての解析や流れ場が非定常となる場合についての解析を数値解析や極超音速風洞での実験などを用いて行っていく予定である。

参考文献

- 1) 久保田弘敏, 鈴木宏二郎, 綿貫忠晴: 宇宙飛行体の熱気体力学, 東京大学出版会, 2002.
- 2) 越野勝一郎, 鈴木宏二郎: 表面にキャビティを有する平板上の極超音速流れ数値解析, 第 14 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, A06-02, 2000.
- 3) Ö. H. Ünalms, N. T. Clemens, and D. S. Dolling.: Experimental Study of Shear-Layer/Acoustics Coupling in Mach 5 Cavity Flow, *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 2, pp. 242-252, 2001.
- 4) Everhart, J. L.: Supersonic/Hypersonic Laminar Heating Correlations for Rectangular and Impact-Induced Open and Closed Cavities, *AIAA Paper 2008-1283*, 2008.
- 5) 小澤啓伺ほか: 極超音速衝撃波・境界層干渉における Crack の空力加熱率への影響, 日本航空宇宙学会論文集, vol. 58, No. 674, pp. 68-75, 2010.
- 6) 今村幸, 綿貫忠晴, 鈴木宏二郎, 柏風洞 WG: 東京大学柏キャンパス極超音速風洞の気流特性 について, 第 39 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集, pp. 50-58, 2007.
- 7) 嶋英志: 低マッハ数で誤差の小さい圧縮性 CFD 手法について, 第 40 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集, pp. 71-74, 2008.
- 8) Van Leer, B.: Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A, Second-Order Sequel to Godunov's Method, *Journal of Computer Physics*, **32**, pp. 364-382, 1979.