

第4章

極超音速圧縮コーナー流れのCavity内に仕切り板を設置した場合

4.1 はじめに

著者らの研究 [35][36] により, OpenCavity($L/H=10$) を, 圧縮コーナー上の剪断発熱量がピーク値がとるだけでなく, ゲルトラー渦列が最も壁面に接近する位置に設置した場合 (CavityA), ゲルトラー渦列の影響により, 剪断層が Cavity の中に押し入れられ, Cavity 後縁壁に衝突する流れ場になった. 結果として, Cavity 後縁壁には, Cavity がない場合のピーク熱流束の 10 倍の熱流束となることが分かった.

スペースシャトルや X-38[5][6] に代表される有人宇宙往還機, また X-43[7][8][9][10] に代表される極超音速機の機体周りの流れには, 著者らが提案した CavityA の流れ場 (第3章のこと) が, 存在する可能性がある. 具体的な例をあげると, 外部流では, 極超音速機の翼の付け根部分の流れ, スペースシャトルがフラップを下ろしたときの流れ, 内部流では, 極超音速機のエンジンであるスクラムジェットエンジンの内部の流れである. それらの流れには, 境界層の剥離と再付着が見られ, 境界層再付着点の機体表面に損傷等が存在すれば, 著者らが提案する CavityA の流れ場になる.

一方で, CavityA の流れ場は, 宇宙往還機や極超音速機の機体の周りで起きる可能性がある場面は多数あげられるが, 実際には, 剥離剪断層が丁度, Cavity 後縁壁に衝突する流れ場を作ることは, 容易ではなく, 絶妙な Cavity と境界層再付着点の位置関係が要求される. 境界層再付着位置は, 剥離泡の大きさにより決まるので, CavityA の流れ場の成立の成否は, 逆圧力勾配の大きさに敏感に左右されると考える. しかし, CavityA の流れ場 (Cavity と境界層再付着の干渉) が発生してしまうと, 非常に大きい熱流束が発生してしまうので, 何らかの防御策が必要であると考え.

第4章では, 第3章において, 著者らが新たに提案した CavityA の流れ場をもたらす非常に大きい熱流束を低減する方策について提案する.

図 4.1 に示すように, 第3章において取り扱った, CavityA の中に, 仕切り板を入れ,

CavityA をスパン方向に幾つかのパーティションに区切った。これは、CavityA の中に流れの抵抗となる要素を入れて、仕切りがない場合より、僅かに、大きい逆圧力勾配を発生させ、Cavity の中に剪断層が入りにくくすることが目的である。CavityA の流れ場の成立の成否は、逆圧力勾配に敏感に左右されると思われるので、わずか厚さ 1[mm] の仕切り板ではあるが、十分に、CavityA の流れ場の発生を防止出来ると見込んで行った研究である。

4.2 計算方法

4.2.1 計算モデル

名古屋大学衝撃風洞テストセクションの流れ(表 4.1) を計算の一樣流条件(表 4.2(c)) とした。詳細は、3.2.1 節を参照されたい。

この一樣流に、迎角 0[deg] の水平面(流れ方向 130[mm]、スパン方向 100[mm]) と迎角 30[deg] のランプ面からなる圧縮コーナーを入れた。ランプ面には Cavity(長さ $L=10$ [mm]、高さ $H=1$ [mm]) を設け、Cavity にはスパン方向に仕切りを入れて、Cavity 全体をいくつかの要素に区切った。本研究では、2 種類の仕切り(A, B) を考慮した。仕切り A では、2 箇所区切り(図 4.2(a))、区切り幅 W は、 $W=98$ [mm] と $W=11.5$ [mm] の 2 種類とした。

仕切り B では、Cavity の中心に仕切りを設置した(図 4.2(b))。どの仕切りも、仕切りの幅は 1[mm] である。

Cavity の設置位置として、その中心が、Cavity なしの場合の境界層再付着点に一致するようにした(図 4.1)。この場合、前縁からの x 方向距離は、 $L_0=158$ [mm] である(3.4.1 節を参照)。また、仕切り A($W=11.5$ [mm]) については、 x 方向に 10[mm] 流れ方向の下流側に設置した $L_0=168$ [mm] の場合も行った。

図 4.3 に、Cavity の表面に沿う座標 s を示す。Cavity 後縁壁のエッジは $s=0$ で、Cavity 後縁壁は $s=0\sim-1$ [mm]、また、Cavity 底面は $s=-1\sim-11$ [mm] である。

図 4.4 に、仕切り板側壁の座標を示す。 h は側壁の高さを示し、 $h=0$ は、ランプ面と仕切り板のエッジを示し、 $h=-1$ は仕切り板の底を示す。

4.2.2 計算条件

図 4.5(a) に計算格子および、一般座標(ξ, η, ζ) を示す。格子点数は、仕切り A の場合、42,757,200 点、仕切り B の場合、33,050,160 点である(表 4.2(a) 参照のこと)。

格子解像度に関しては、一番大事な Cavity 後縁壁に衝突する剪断層は、その幅は本研究の場合約 2[mm] であり、これに、高さ方向に、170 の格子点が入っている。また、Cavity の深さは $H=1$ [mm] で、これに 50 の格子点、Cavity の長さは $L=10$ [mm] で、これに 128 の格子点、さらに、Cavity のスパン方向長さは 100[mm] で、これに 165 の格子点が使われ

ている。Cavity 内の流れ場を解像するには合理的な格子点数であると考えられる。

参考として、図 4.5(b) に、仕切りと Cavity 後縁壁の格子の拡大図を示す。この図からも、空間をかなり解像度を上げて表現していることが分かる。

計算領域として、平板前縁から上流側に 5[mm] の領域と、平板の両側面から外方向に 15[mm] の領域(図 4.5 の(4))を追加している。Cavity にはブランク格子を使用し、等温壁条件を適用している。その他の境界条件の詳細は表 4.2(b) と図 4.5 に示されている。

初期条件として、著者らの論文 [35] の仕切りがない Cavity の場合の収束結果を使用している(3.4.2 節を参照)。仕切り A($W=11.5$ [mm], $L_0=168$ [mm]) の場合は、2次元計算の収束解を初期条件としている。

計算環境は、3.2.3 節にて記述した環境で、スーパーコンピュータ (Fujitsu HX600) を用いて、128CPU コアの大規模並列計算を行った。 ζ 方向に等格子点数のブロックに分割し、それぞれを各 CPU に割り当てた。計算時間は、各ケースに対して 5-7 週間である。

4.3 実験方法

実験は、タイプ A(第 4.2(a) 図) の仕切りで、間隔 $W=11.5$ [mm] の場合について行った。実験条件は計算条件と同じである(4.2.2 節参照のこと)。実験内容は、シュリーレン法による空力干渉流れ場の可視化と、感温塗料 (TSP: Temperature Sensitive Paint) 計測 [31] による、模型壁面の温度分布と熱流束分布の可視化である。

仕切り付き Cavity の位置は、Cavity なしの場合の圧縮コーナー流れのシュリーレン写真から決定し、境界層再付着点の位置にその中心を設置している(図 4.2(b): $L_0=143$ [mm])。実験と計算の Cavity 位置の差異についての考察は 3.4.2 節を参照されたい。

4.4 結果

第 4.6 図に計算結果から得られた密度の空間勾配の分布を、第 4.7 図に実験から得られたシュリーレン写真を示す。境界層の排除効果による前縁衝撃波、圧縮コーナー斜板による逆圧力勾配に伴う境界層剥離と剥離衝撃波、および境界層再付着点からの再付着衝撃波は、計算と実験で定性的に一致している。ただし、計算結果は実験結果より剥離泡が若干増大している。

(a) 仕切りがない場合と、(b) ある場合を比較すると、計算、実験ともに、仕切りがある場合の方が剥離泡が大きくなる。この理由として、再付着点が Cavity 内に入ろうとしたとき、仕切りがあるためにスパン方向への流れが遮られ、より大きい圧力上昇が発生し、剥離泡が大きくなったものと考えられる。つまり、仕切りがあると、再付着点が Cavity 内に入りにくい状態となり、再付着点と Cavity 後縁壁の干渉も起きにくくなる。

図4.8には、流れ場を3次的に観察できるように、密度の空間勾配の分布 ($z=0$) と、壁面での流線を示す。カラーは、式(3.2)にて定義される、壁面剪断応力 τ_w^* を示す。仕切りがある場合の図4.8と、仕切りがない場合の図3.15を比較した場合、仕切りの効果で剥離泡が大きくなり、剥離点の位置が上流側に移動して、再付着点の位置が下流側に若干移動していることが分かる。

ちなみに、Cavityの位置を下流側に下げれば、干渉が大きくなる場合が存在する可能性は否定できない。この可能性を探るために、仕切り A ($W=11.5[\text{mm}]$) の場合について、 x 方向に $10[\text{mm}]$ シフトさせた流れ場を、4.4.3節にて議論を行っている。

4.4.1 Cavity 後縁壁での熱流束

図4.9に、仕切りがある場合におけるCavity後縁壁(図4.3)での面平均熱流束 St_0 の時間変化を示す。 St_0 は以下の式で定義する。

$$St_0 = \frac{1}{A_0} \iint St \, dA \quad (4.1)$$

ここで、 St は、局所での熱流束(スタントン数)、また A_0 は評価面積で、仕切り A の場合、 $A_0=98[\text{mm}^2]$ 、仕切り B の場合、 $A_0=99[\text{mm}^2]$ である。

また、図4.9には、仕切りがない場合の計算結果[35]での、収束区間 ($t=0.45\sim 0.91[\text{msec}]$) における、Cavity後縁壁での St_0 の時間平均値 $\overline{St_0}$ (式(4.2)) とその標準偏差 σ の範囲を示す。 $\pm 3\sigma$ の範囲に仕切りがない場合の St_0 のすべてのデータが含まれ、その分布はほぼ正規分布である。

$$\overline{St_0} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} St_0(\tau) \, d\tau \quad (4.2)$$

仕切りがある場合の初期条件は、仕切りがない場合の収束解 ($t=0.6[\text{msec}]$) とした。計算開始後、全ての場合のCavity後縁壁の St_0 が減少し、 $t=0.2[\text{msec}]$ 以降で、ほぼ下げ止まり、ほぼ収束している。

図4.10に、Cavity後縁壁での時間平均熱流束 \overline{St} の分布を示す。時間平均区間は、仕切りがない場合には計算[35]の収束区間 ($t=0.45\sim 0.91[\text{msec}]$) とし、仕切りがある場合は、図4.17の $t=0.2[\text{msec}]$ 以降としている。

Cavityがある場合には、仕切りがあってもなくても \overline{St} のピーク値を見ると、Cavityがない場合のピーク値 ($St \approx 0.021$ (実験値)[35]) の10倍程度の非常に大きな熱流束となる。これは、剪断発熱により高温になった剥離剪断層がCavity後縁壁に衝突し、澱点が形成されるためである[35][36]。しかし、仕切りがない場合には、スパン方向に連続して大きい熱流束が存在するが、仕切りがある場合には、スパン方向 (z 方向) の熱流束の変化が、より低周波になっている。これは、仕切りの効果として剥離泡が増大し、その結果、剥離剪

断層とCavity後縁壁の干渉が起きにくくなり、剥離剪断層のCavity後縁壁への衝突の頻度が減少しているためと考えられる。

以上の計算結果を裏付けるために、TSPによる温度分布(図4.11)と、熱流束分布(図4.12)を示す。仕切りがあることで、Cavity後縁壁の温度および熱流束が減少していることが分かる。表4.3にCavity後縁壁の熱流束の値をまとめて示す。計算値は、図4.10と同じ時間平均区間を用い、式(4.2)で評価している。実験値は、図4.12のTSPで求めた熱流束分布から評価している。評価の仕方は、図4.12において、 $z=\text{const.}$ の線上での熱流束のピーク値を求め、この値のspan方向平均値として算出した。これは、後縁壁全体の平均値とは異なるが、同様な傾向は得られるであろうと考え、参考値として載せている。

計算結果では、仕切りによるCavity後縁壁の熱流束低減率は4-5割程度であり、実験値では、4割程度である。以上より、計算と実験ともに、仕切りによるCavity後縁壁の熱流束低減効果を確認できた。

4.4.2 Cavityの仕切り側壁の熱流束

図4.13に、仕切り側壁での面平均熱流束 St_0 (式(4.1))の時間変化を示す。式(4.1)における評価面積は、この場合、 $A_0=10[\text{mm}^2]$ となる。仕切り側壁の熱流束の評価は、例えば、仕切りA($W=11.5$)の場合、仕切りが2個あり、仕切り側壁は4面あるので、各側壁で St_0 を評価し、それらを算術平均している。また、図4.13には、参考値として、Cavityがない場合のピーク値 $St \approx 0.021$ (実験値)[35]を破線で示す。各仕切りにおける側壁の St_0 は、時間的に振動しているが、平均的には、Cavityがない場合のピーク値よりは小さな値となっている。

表4.4に、仕切り側壁の St_0 の時間平均値 $\overline{St_0}$ をまとめる。図4.10と同じ時間平均区間を用い、式(4.2)にて評価した。その結果、Cavityがない場合のピーク値の6割程度の熱流束が、仕切り側壁全域に、平均的に作用しており、熱的に厳しい状態であることが分かる。これは、仕切りがない場合、Cavity後縁壁に衝突した流れが両側の低圧領域の一様流へ逃げるspan方向の流れが存在するが、仕切りがあると、この流れを仕切りが遮り、その結果、仕切り側壁の全体が澱領域となり、熱的に厳しくなると考えられる。

図4.14には、図4.10と同じ時間平均区間を用いた、仕切り側壁での時間平均熱流束 \overline{St} の分布を示す。

どの仕切りの場合でも、Cavity後縁壁との接続部付近($s \approx -1$)で大きな熱流束が発生している。それ以外の場所では、熱流束は、Cavityがない場合のピーク値の6割程度になっている。

次に、この仕切り側壁のピーク値について述べる。図4.15に示すように、仕切り近くのCavity後縁壁に、ゲルトラー渦列により押し込まれた剥離剪断層が衝突すると、Cavity後

縁壁が高圧になり，そこから二次的に発生するサイドジェットがすぐ近くの仕切り側壁に衝突し，熱流束のピーク値を生じると考えられる．この推定を検証するために，仕切り板の近くのCavity後縁壁のピーク熱流束と，仕切り側壁の熱流束との相関係数 $r_{St1,St2}$ (式4.3)を求めた．ここでは，仕切りA ($W=11.5$)の仕切り側壁 ($z=55.75$ [mm])の熱流束 $St1(s,h)$ と， 0.2 [mm]離れた断面 $z=55.55$ [mm]のCavity後縁壁エッジ部 ($s=0$)の熱流束 $St2|_{s=0,z=55.55}$ とした．

$$r_{St1,St2}(s,h) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} (St(s,h,\tau) - \overline{St(s,h)})(St(\tau)|_{s=0,z=55.55} - \overline{St|_{s=0,z=55.55}})d\tau / (\sigma_{St}(s,h)\sigma_{St|_{s=0,z=55.55}}) \quad (4.3)$$

ここで，データの区間は，流れ場が定常状態になった ($t_1=0.2$ [msec]) $\leq t \leq$ ($t_2=0.46$ [msec])としている．

図4.16(b)に相関係数 $r_{St1,St2}(s,h)$ の結果を示す．また図4.16(a)には，仕切りA ($W=11.5$)の仕切り側壁 ($z=55.75$ [mm])の熱流束 $St1(s,h)$ を示す．この両図を見比べれば， $St1$ のピーク値 ($s \approx -1$)と $0.6 \leq r_{St1,St2} \leq 1.0$ の領域がほぼ一致していることが分かる． $r_{St1,St2}$ が1に近い値となることは，Cavity後縁壁が大きい熱流束となる時に，すぐ横にある仕切り側壁の隅 ($s \approx -1$)で大きい熱流束となることを意味する．

さらには，図4.17に仕切り側壁 ($z=55.75$ [mm])の熱流束 $St1$ の最大値と， 0.2 [mm]離れた断面 $z=55.55$ [mm]のCavity後縁壁エッジ部 ($s=0$)の熱流束 $St2|_{s=0,z=55.55}$ の生波形を示す．この波形からも，仕切り側壁のピーク熱流束が，Cavity後縁壁の熱流束によるものであると感じさせる．図4.18には，図4.17の確率密度分布を示す．この分布からは分かることは，両サイドに確率のピークがあり，仕切り側壁のピーク熱流束は，大きい値を持つON時間とほとんどゼロとなるOFF時間を持つことを示している．この分布の特徴は，剪断層がCavity後縁壁に間欠的に衝突することで生じる熱流束と同じである [35](図3.36(b))．以上から，図4.15に示すように仕切り側壁の熱流束のピーク値の原因が，ゲルトラー渦列によるCavity後縁壁と剪断層の間欠的な衝突(図3.30，図3.31)の副産物であることが分かる．

4.4.3 仕切り付きCavityを流れ場下流にシフトさせた場合

4.4.1節にて述べたように，CavityA(3章参照のこと)の中に，仕切りを入れると，仕切りの効果で剥離泡が大きくなり，剥離点の位置が上流側に移動して，再付着点の位置が下流側に若干移動し，Cavity後縁壁と境界層再付着点の干渉が小さくなり，熱流束が小さくなった．しかし，Cavityの位置を下流側に下げれば，干渉が大きくなる場合が存在する可能性は否定できないので，この可能性を探るために，仕切りA($W=11.5$ [mm])の場合について，x方向に 10 [mm]シフトさせた流れ場の計算を行った．

図 4.19 に、密度の空間勾配の分布 ($z=0$) と、壁面での流線を示す。カラーは、式 (3.2) にて定義される、壁面剪断応力 τ_w^* を示す。仕切りを入れることで剥離泡が大きくなったので、それに合わせて x 方向に 10[mm] だけ、仕切り付き Cavity を移動させた結果、再付着点位置が Cavity の上流側に移動した。Cavity 後縁壁と境界層再付着点の干渉が生じる、CavityA の流れ場は成立しなく、通常の OpenCavity(CavityB(3章参照のこと)) に仕切りを入れた流れ場になった。

図 4.20 に、Cavity 後縁壁の熱流束 \overline{St} を示す。両サイドの一様流の影響を受ける部分を除いては、どの z 方向断面もほぼ同じ分布をしており、その値も CavityA に仕切りを入れた場合より小さい(表 4.5)。

図 4.21 に、仕切りの側壁の熱流束 \overline{St} を示す。表 4.5 に示すように、側壁全体で評価した場合、 \overline{St}_0 は、CavityA に仕切りを入れた場合の半分以下となっている。さらに、CavityA に仕切りを入れた場合にあって、 $s=-1$ 付近の Cavity 後縁壁と仕切りの継目にあったピーク値はほとんどなくなっている。このことは、CavityB には CavityA の固有の Cavity 後縁壁と剪断層の間欠的な衝突は存在しないため、CavityA に仕切りを入れた場合に存在したピーク値がなくなったと考えられる。CavityA に仕切りを入れた場合、仕切りにも通常より大きい熱流束が負荷されることが、今回の結果から明らかになった。

CavityA(3章参照のこと)の中に、仕切りを入れると、仕切りの効果で剥離泡が大きくなり、熱流束が小さくなったことから、 x 方向に 10[mm] シフトさせた流れ場の計算を行ったが、CavityA の流れ場は成立しなかった。しかし、Cavity のシフト量を 10[mm] 以下にすれば、干渉が大きくなる場合が存在する可能性は否定できない。どこかで干渉が最大となるところがあるかもしれないが、その位置の特定は困難である。仕切りのある場合に対する 3次元計算は、4.2.2 節にて述べたように、計算時間、コストともに膨大であり、3次元計算にて位置を特定することは、現実的でなく、これに関しては今後の課題である。

4.5 本章の結論

著者らが新たに提案した CavityA (3章参照のこと) に仕切りを設置し、CavityA をスパン方向に区切った場合の 3次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式による計算と実験を行ったところ、仕切り効果について以下に結論をまとめる。

CavityA に仕切りを入れた場合、Cavity 後縁壁と境界層再付着点の干渉は弱まり、Cavity 後縁壁の熱流束が半減する。また、仕切りの側壁には、Cavity が無い場合のピーク熱流束値の 6割程度の熱負荷が平均的に作用する。仕切りの側壁には、Cavity 後縁壁との接続部にピーク熱流束があり、CavityA の後縁壁のピーク値の 2-3割である。そのピーク値の原因は、CavityA 固有のゲルトラー渦列による Cavity 後縁壁と剪断層の間欠的な衝突によるものである。

以上から大きい熱流束を発生させる著者らが明らかにした，CavityAの熱流束の低減方法として，Cavityの中に仕切りを入れることは有効である．以下に詳細に結論を述べる．

- 計算および実験結果より，仕切りでCavityを区切った場合，剥離泡が増大し，Cavity後縁壁と剥離剪断層の干渉が起きにくくなる．(図4.6，図4.7，図4.8)
- 仕切りA，Bのどちらもが，Cavity後縁壁での熱流束を減少させる効果があり，時間的空間的平均熱流束 \overline{St}_0 は，4~5割減少する．(表4.3)
- 計算結果より，Cavityの仕切り側壁の熱流束は，Cavityがない場合の圧縮コーナー流れのピーク値の半分程度の熱流束が仕切り側壁に作用している．このことから仕切り側壁は熱的負荷が大きいことが明らかになった．(図4.4，表4.4)
- 仕切りの側壁のピーク熱流束は，Cavity後縁壁との接続部手前の $-2 \leq s \leq -1$ あたりである．(図4.14)
- 仕切り側壁の近くのCavity後縁壁のピーク熱流束 St_1 と，仕切り側壁の熱流束 St_2 との相関係数 r_{St_1, St_2} (式4.3)を求めたところ，仕切りのピーク熱流束の位置と $0.6 \leq r_{St_1, St_2} \leq 1.0$ となる位置が一致した(図4.16)．これは，Cavity後縁壁では，剪断発熱により主流の静温の十数倍(900[K])まで加熱された剥離剪断層が，ゲルトラー渦列により間欠的に衝突する流れ場(図4.17，図4.18)となっているが，衝突した剥離剪断層から発生したサイドジェットが仕切り側壁に衝突し，仕切りの側壁のピーク熱流束を生じさせていることを意味する(図4.15)．
- CavityAではなく，通常のOpenCavity(CavityB)に仕切りを入れた場合，CavityAの場合にあった仕切りの側壁ピーク値($-2 \leq s \leq -1$)はほとんどなくなった．これは，通常のOpenCavityには，側壁のピーク値の原因である，CavityA固有のゲルトラー渦列によるCavity後縁壁と剪断層の間欠的な衝突は存在しないためだと考えられる．
- CavityAではなく，通常のOpenCavity(CavityB)に仕切りを入れた場合，仕切り全体の熱流束 \overline{St}_0 は，CavityAに仕切りを入れた場合の1-2割まで低下する．これは，剪断層がCavityの中に入りにくいと，仕切りが遮る流量も小さくなるためと考える．

表 4.1 一様流条件

総圧 P_0 [MPa]	総温 T_0 [K]	マッハ数 M_∞	単位レイノルズ数 Re [1/m]
4.0	900	8.1	6.185×10^6

表 4.2 計算条件

(a) 格子点数

	仕切り A W=98, W=11.5, W=11.5(10[mm] シフト)	仕切り B
格子点数	42,757,200	33,050,160
$\xi \times \eta \times \zeta$	$360 \times 185 \times 642$	$360 \times 143 \times 642$
最小格子サイズ [μm]	5	

(b) CFL

	仕切り A			仕切り B
	W=98	W=11.5	W=11.5(10[mm] シフト)	
CFL	0.05	0.1	0.16	0.1
時間刻み Δt [nsec]	0.15	0.3	0.47	0.3
合計時間 $\Sigma \Delta t$ [msec]	0.35	0.46	0.5	0.32

(c) 境界条件

(1) 流入部	一様流条件
(2) 流出部	ζ 方向, 0 次外挿
(3) 壁面	等温壁条件, ($T_w=300$ [K])
(4) 底面	ξ 方向, 0 次外挿
(5) 両サイド	一様流条件
上面	一様流条件

表 4.3 Cavity 後縁壁の平均熱流束 $\overline{St_0}$

	仕切りなし	仕切り A: W=98	仕切り A: W=11.5	仕切り B
計算	0.057	0.029	0.038	0.032
実験 (TSP)	0.034	*	0.021	*

表 4.4 仕切り側壁の平均熱流束 $\overline{St_0}$

仕切り A: W=98	仕切り A: W=11.5	仕切り B
0.011	0.012	0.013

表 4.5 10[mm] シフトした場合 (仕切り A: W=11.5) の平均熱流束 $\overline{St_0}$

Cavity 後縁壁	仕切り側壁
0.027	0.0042

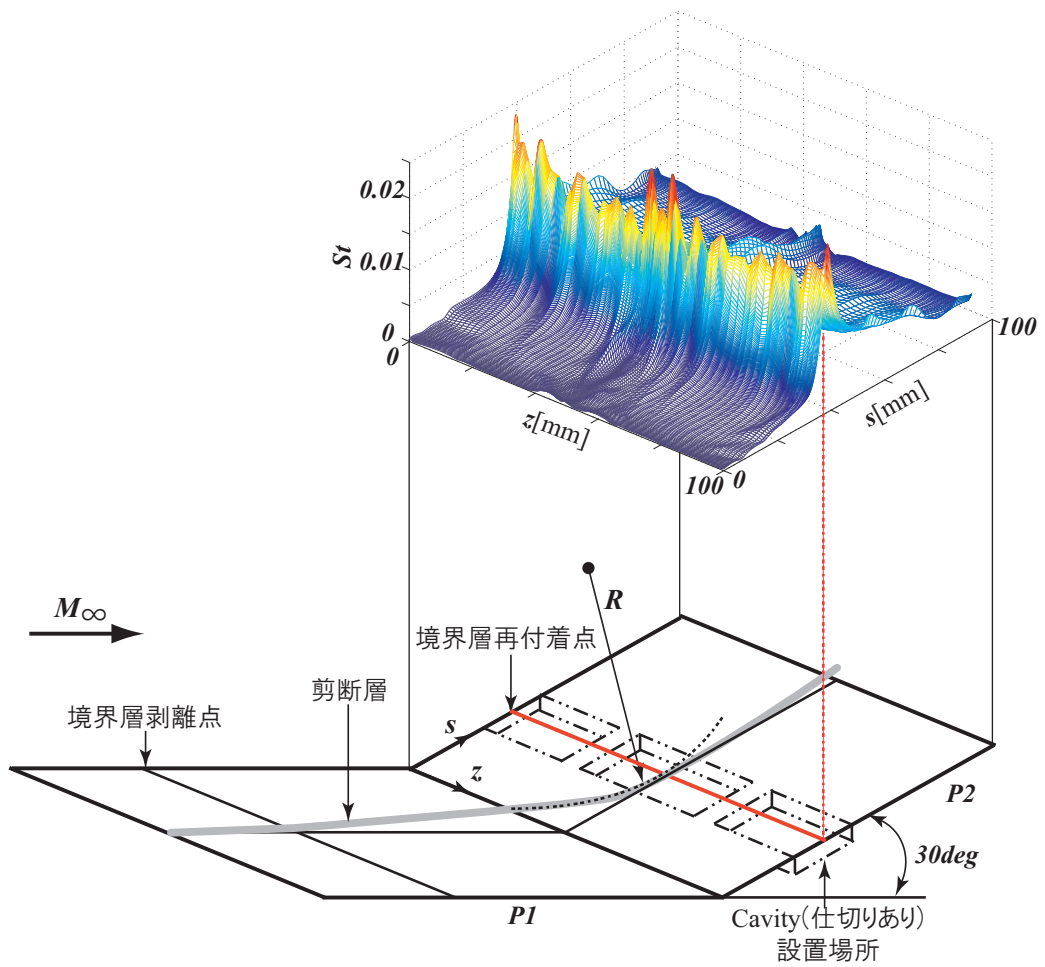


図 4.1 流れ場の概略図

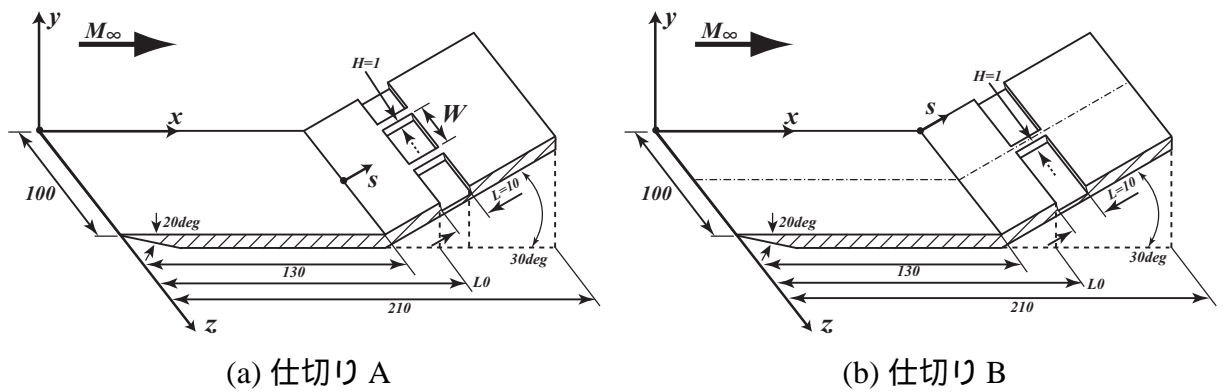


図 4.2 計算対象

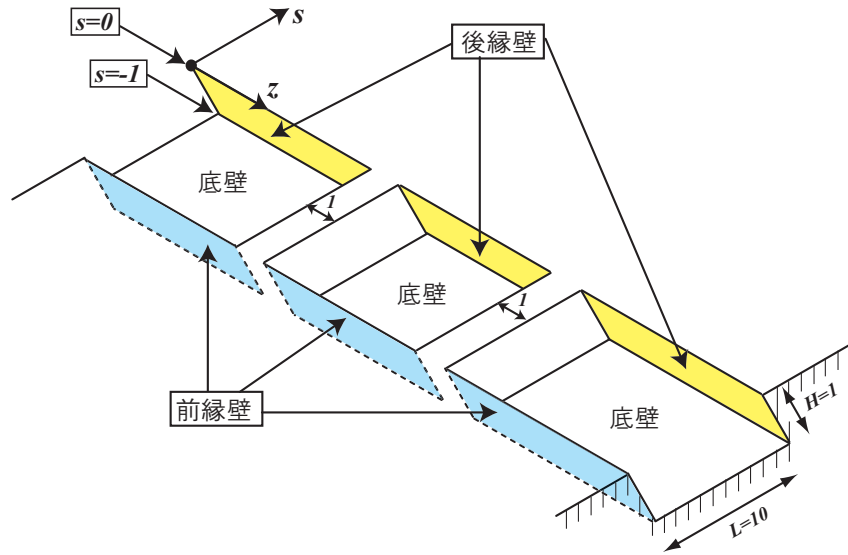


図 4.3 Cavity の座標

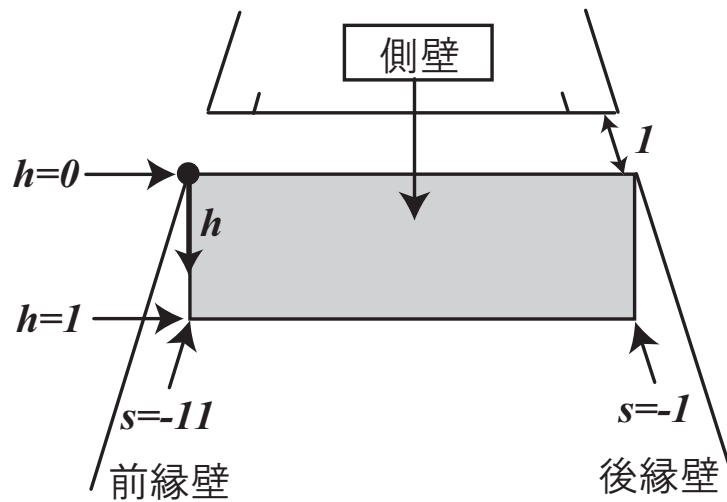
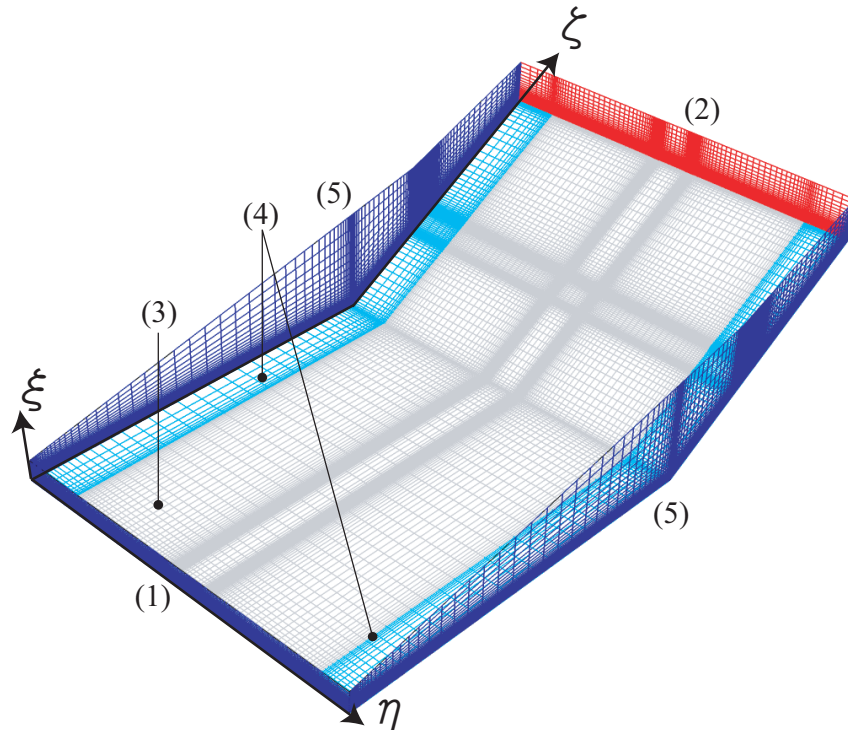
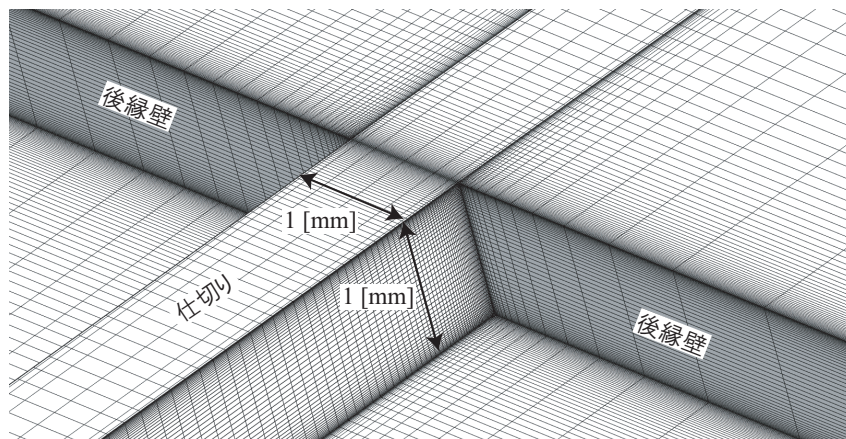


図 4.4 仕切り板の側壁の座標



(a) 全体図



(b) Cavity 後縁壁と仕切りの拡大図

図 4.5 計算格子

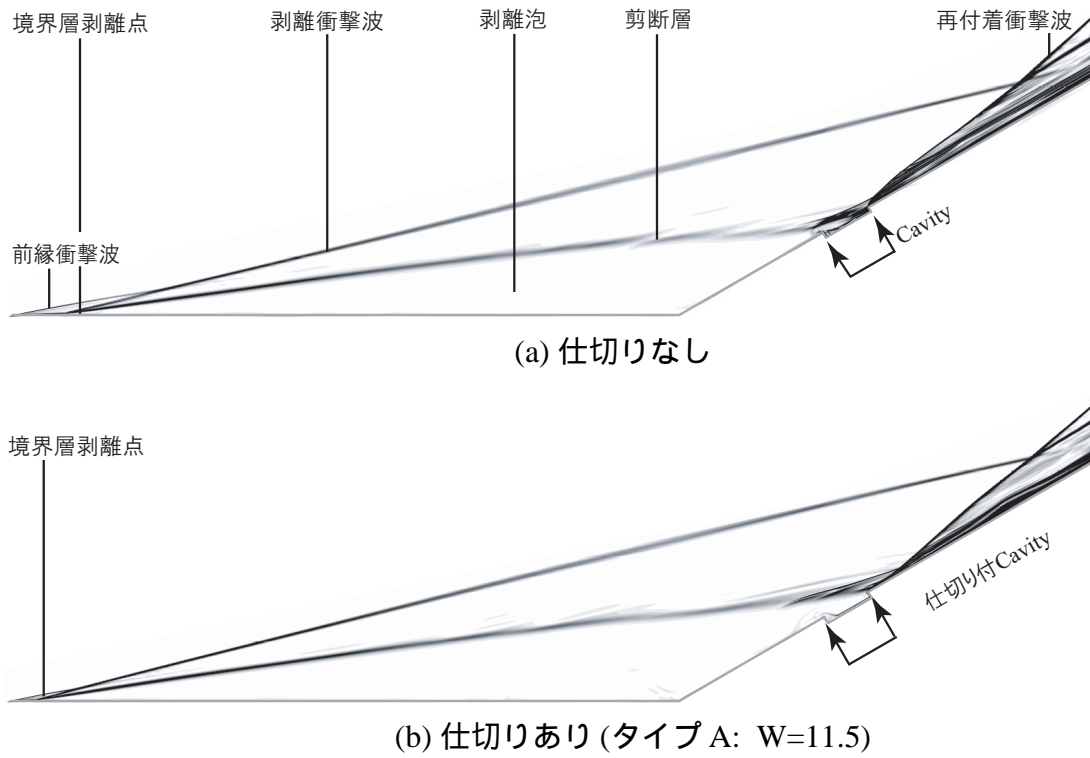


図 4.6 密度の空間勾配分布 (計算)

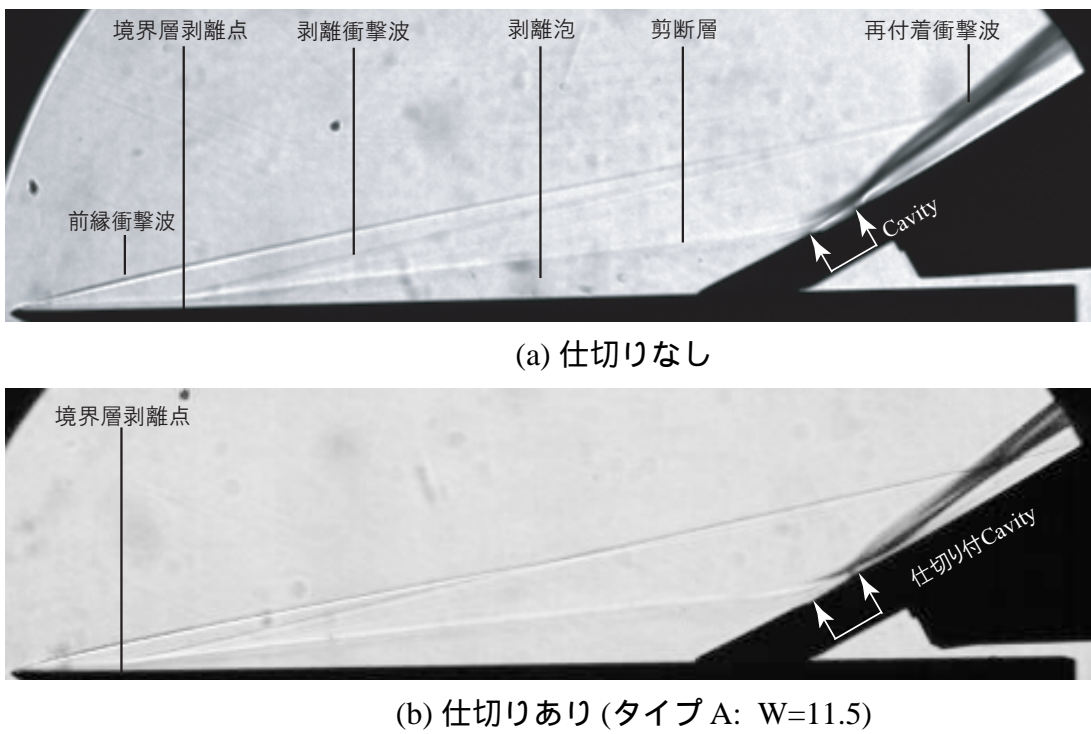


図 4.7 シュリーレン写真 (実験)

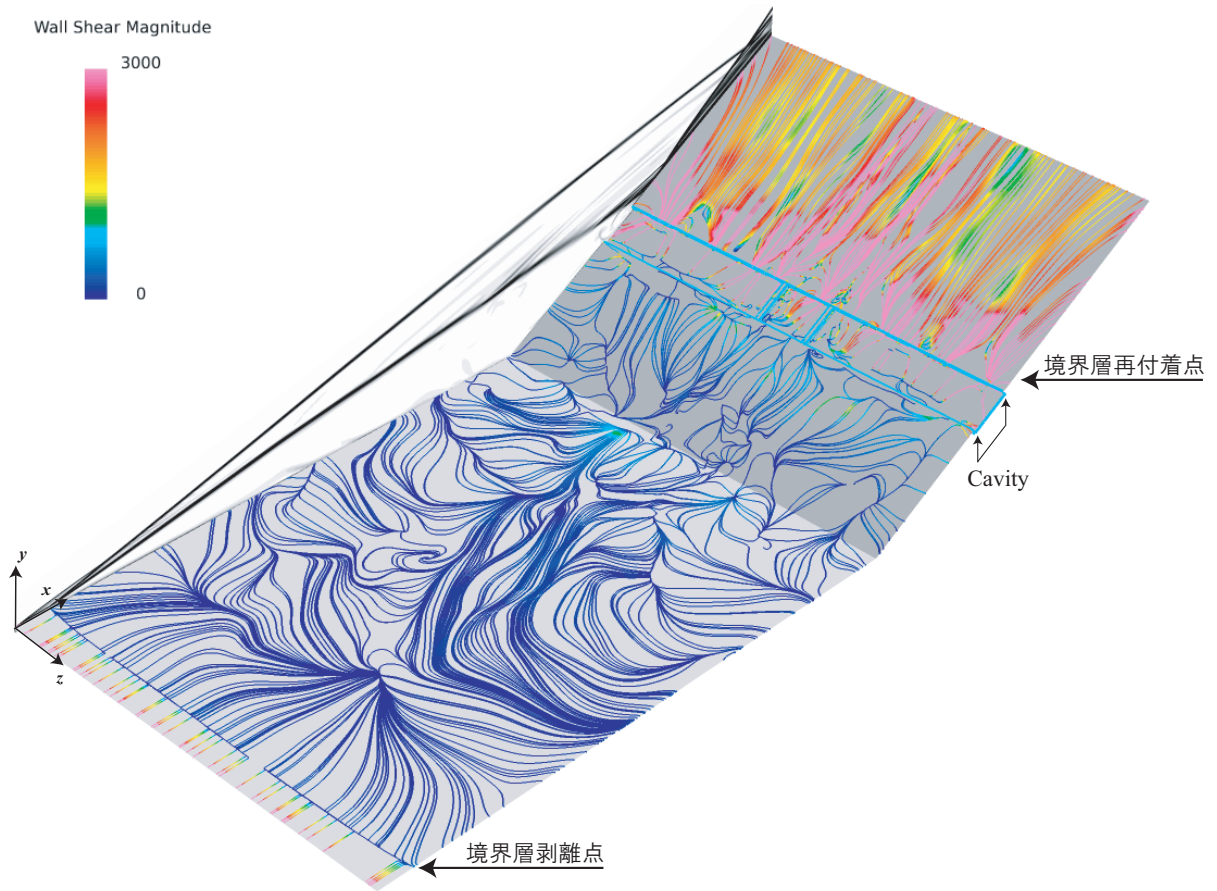


図 4.8 壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), 仕切りあり (タイプ A: $W=11.5$)

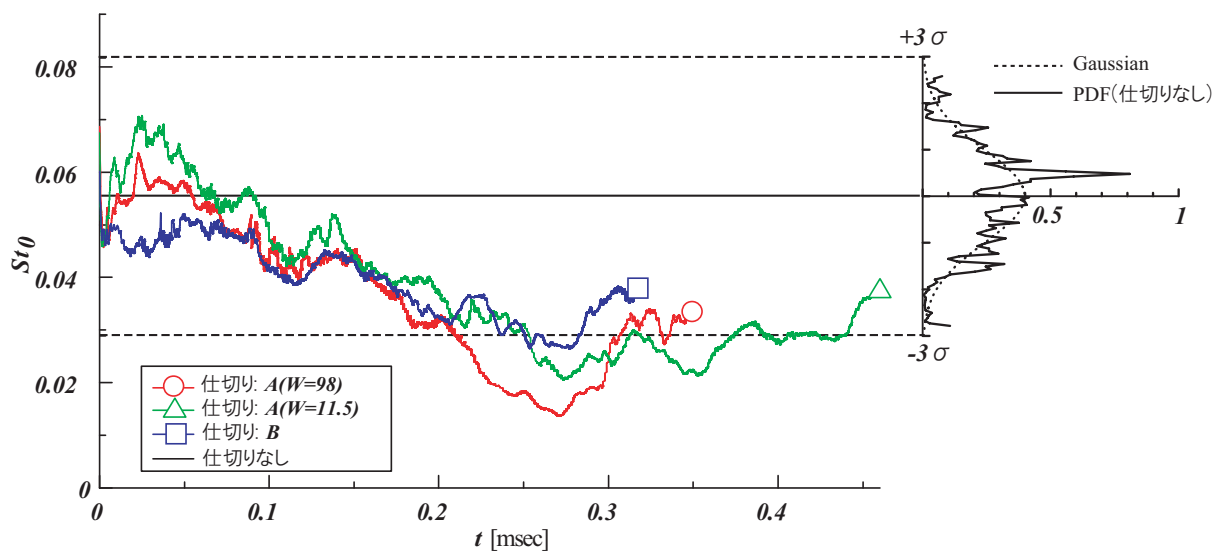


図 4.9 Cavity 後縁壁の面平均熱流束 St_0 の時間変化

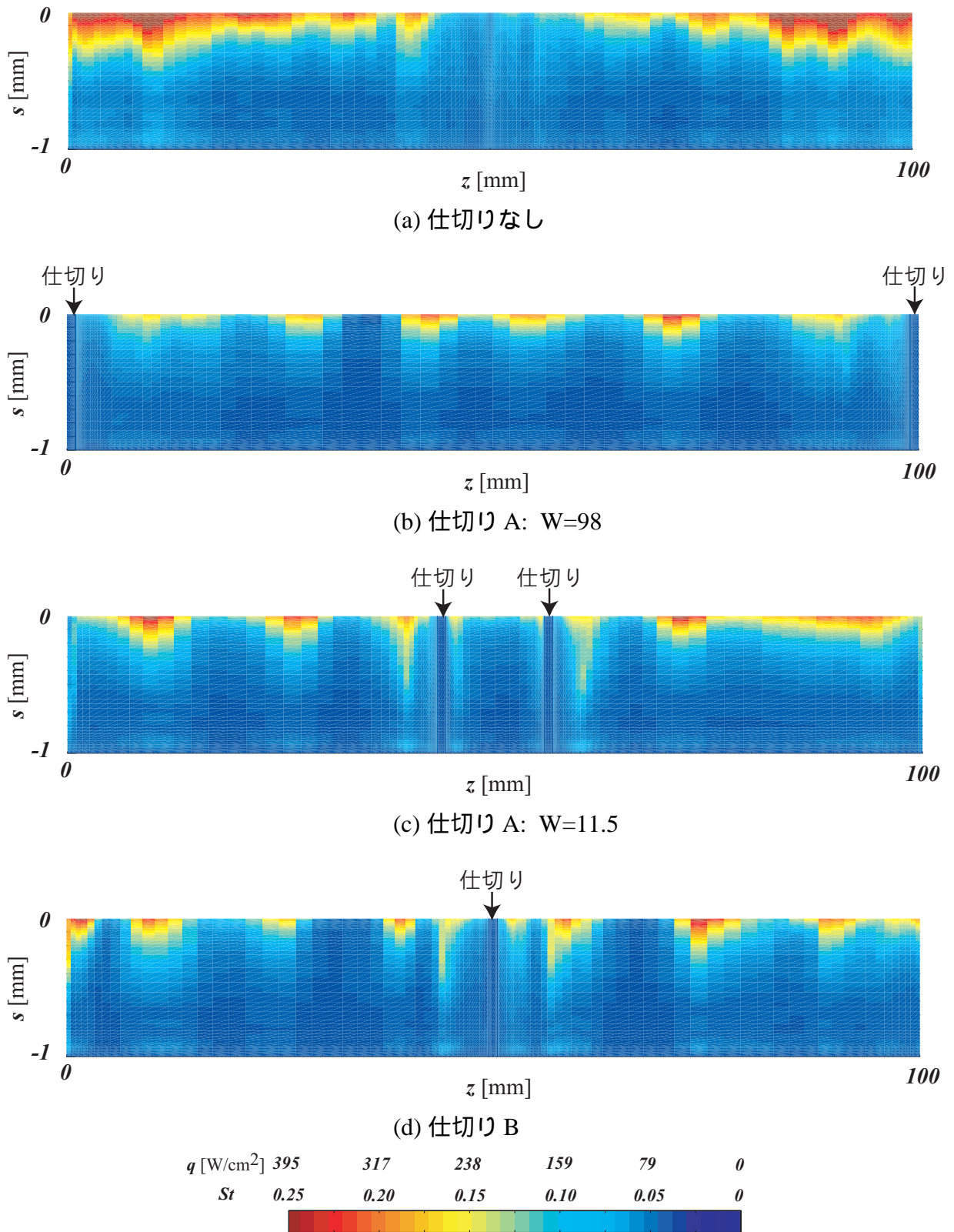


図 4.10 Cavity 後縁壁の熱流束 \overline{St}

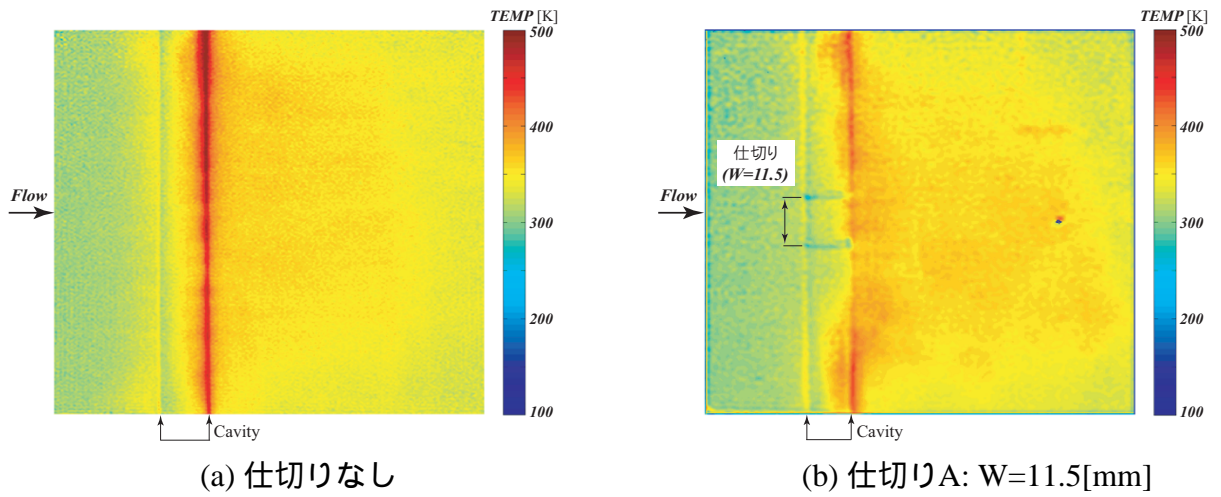


図 4.11 温度分布 (実験: TSP)

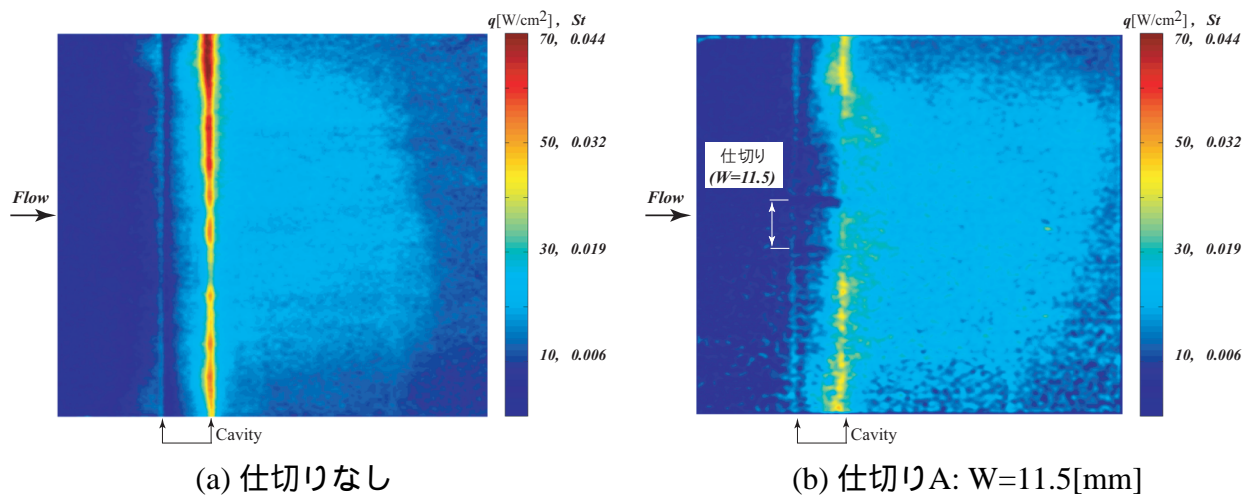


図 4.12 熱流束分布 (実験: TSP)

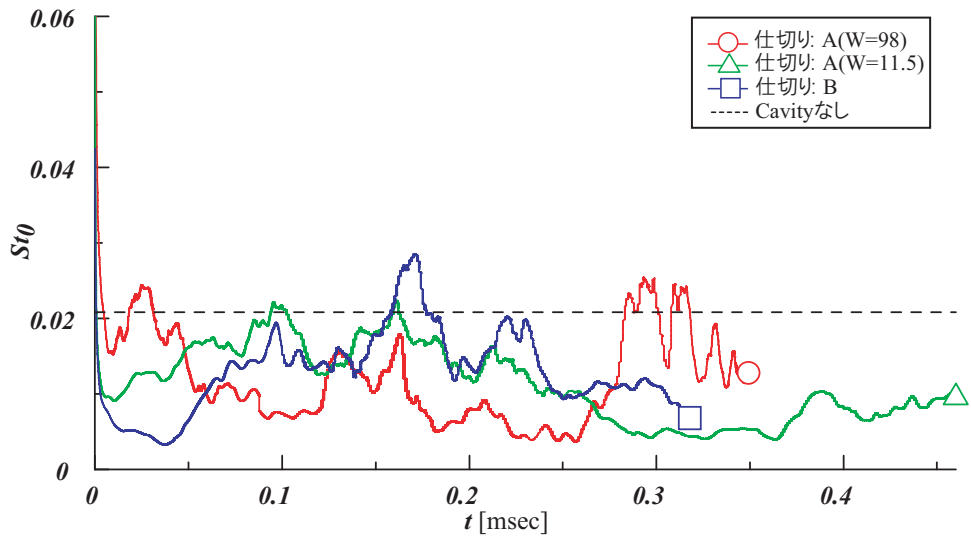
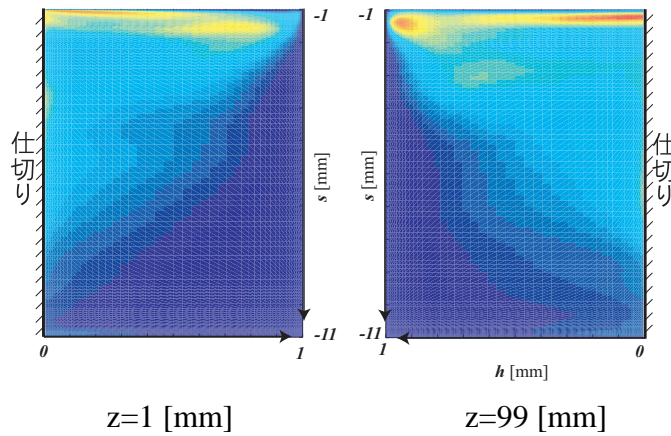
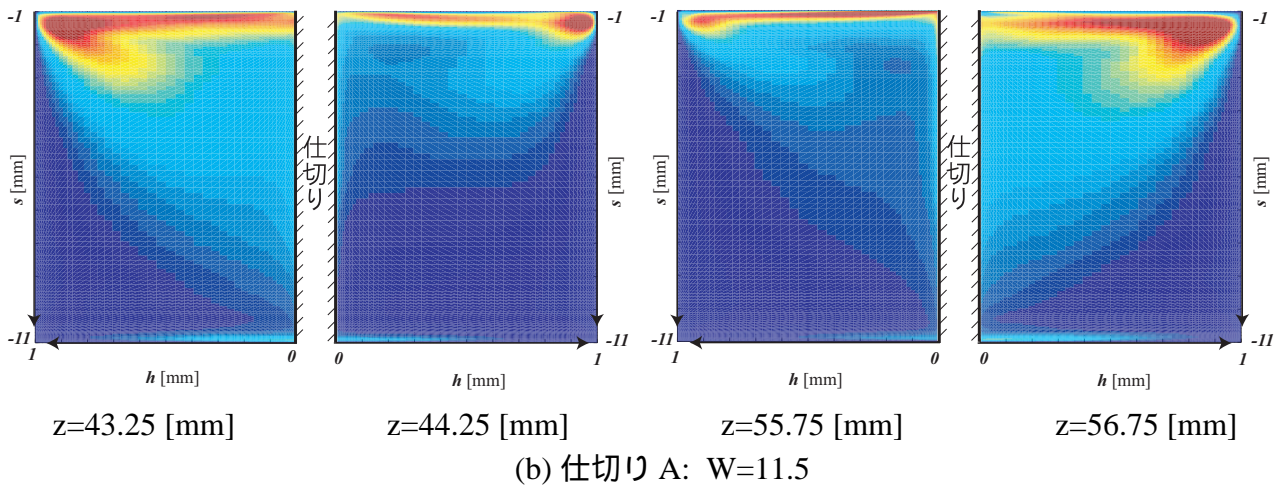


図 4.13 仕切り板の側壁面平均熱流束 St_0 の時間変化



(a) 仕切り A: W=98



(b) 仕切り A: W=11.5

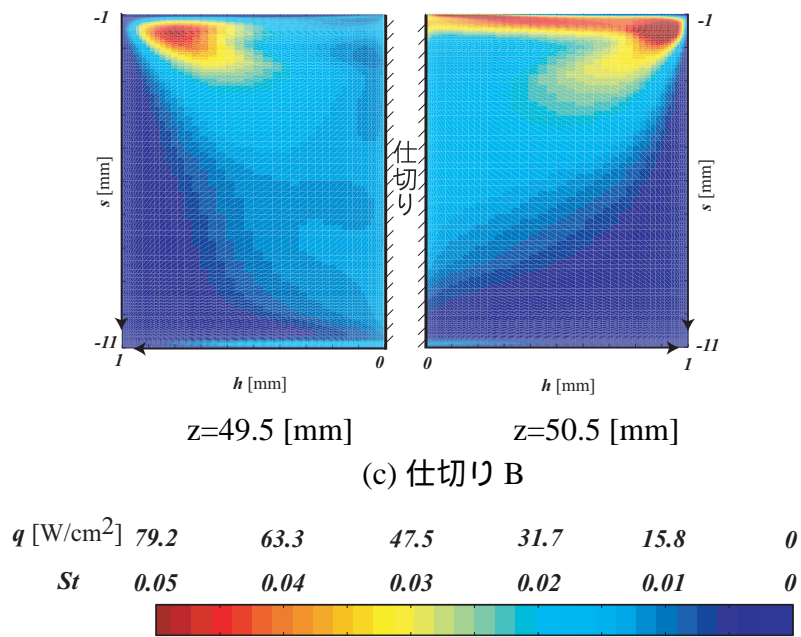


図 4.14 仕切りの側壁の熱流束 \overline{St}

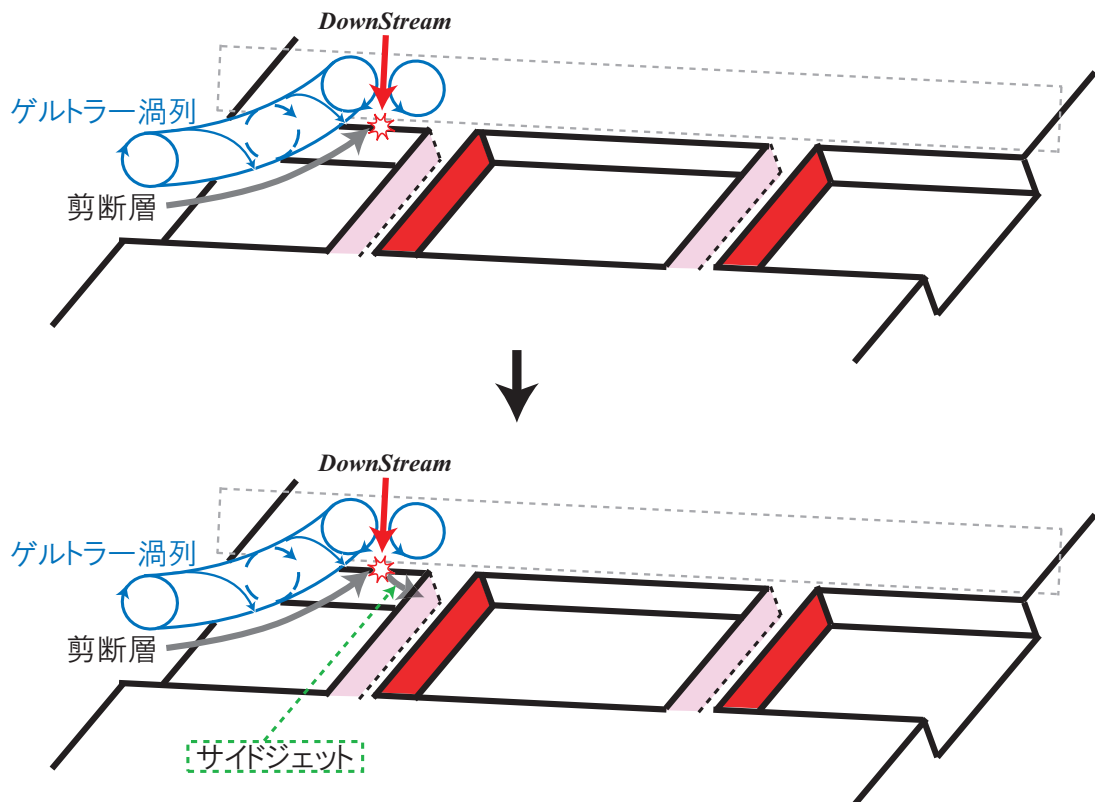


図 4.15 ゲルトラー渦列と仕切りの側壁の熱流束の関係

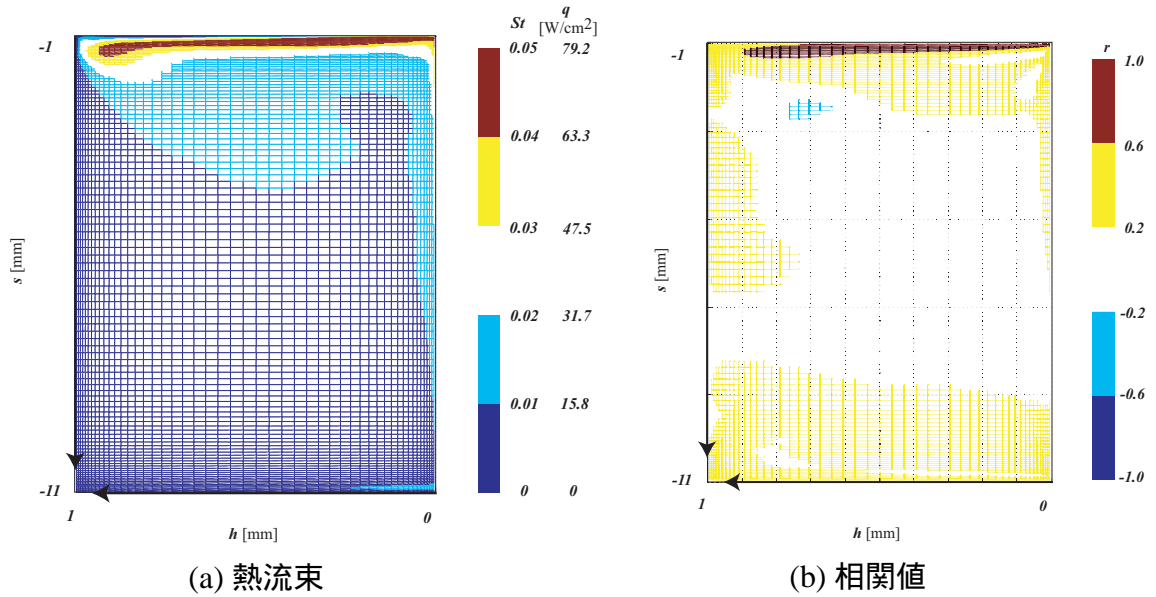


図 4.16 仕切り A: $W=11.5(z=55.75 \text{ [mm]})$ と Cavity 後縁壁の熱流束の相関値

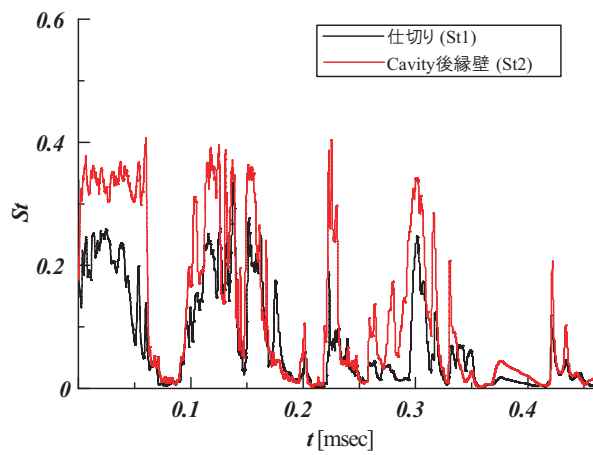


図 4.17 $St1$ の最大値と $St2|_{s=0, z=55.55}$ の波形

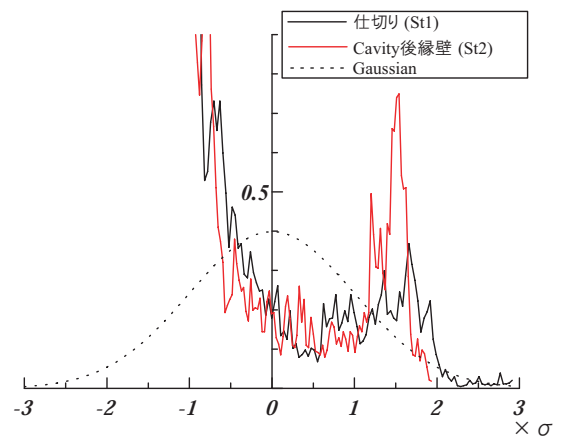


図 4.18 $St1$ の最大値と $St2|_{s=0, z=55.55}$ の波形の確率密度分布

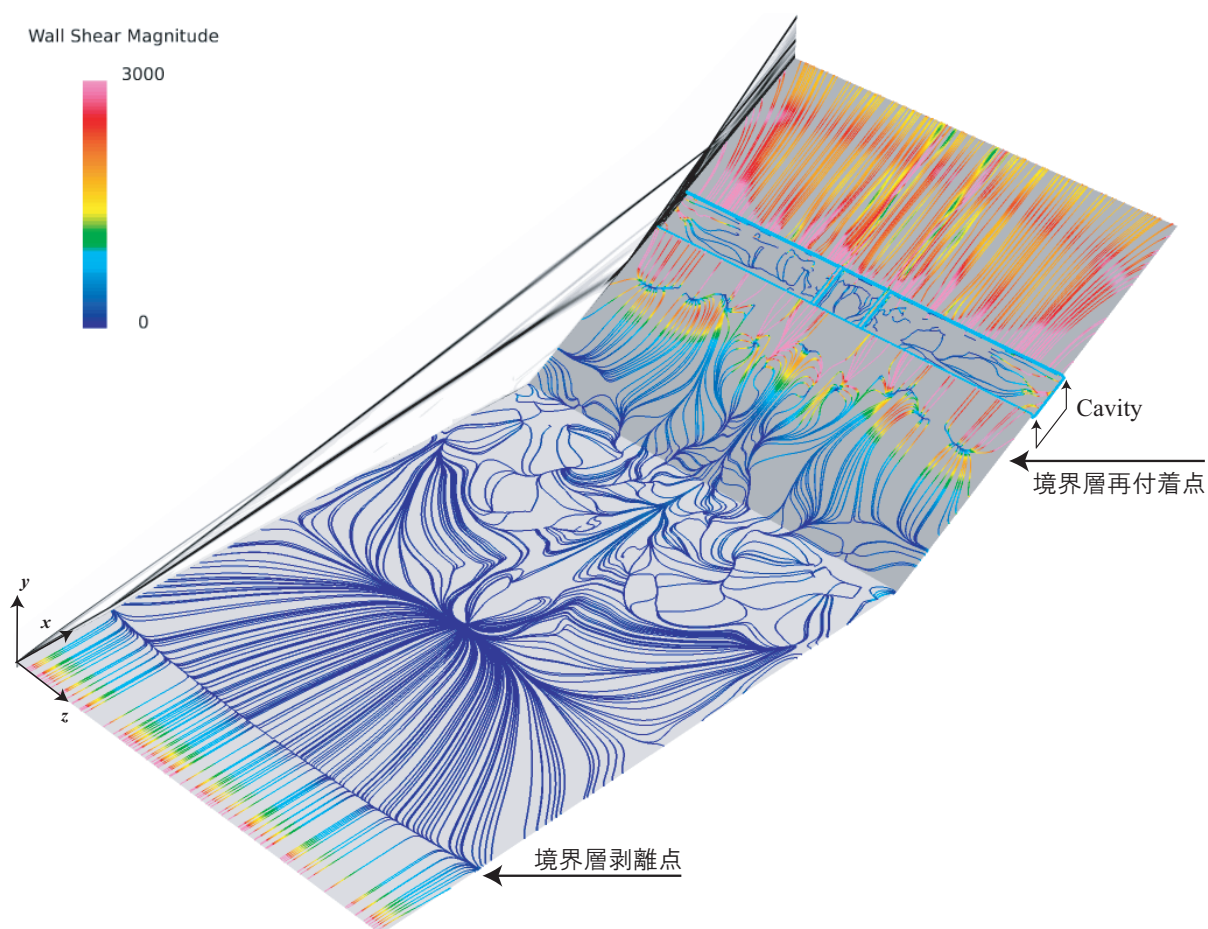


図 4.19 壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), 10[mm] シフトした場合 (仕切り A: W=11.5)

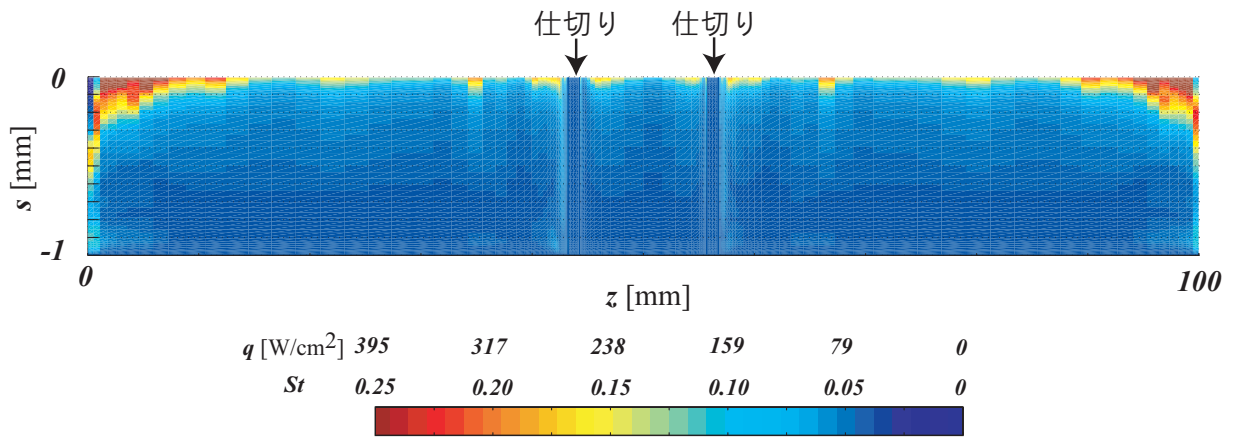


図 4.20 Cavity 後縁壁の熱流束 \overline{St} , 10[mm] シフトした場合 (仕切り A: W=11.5)

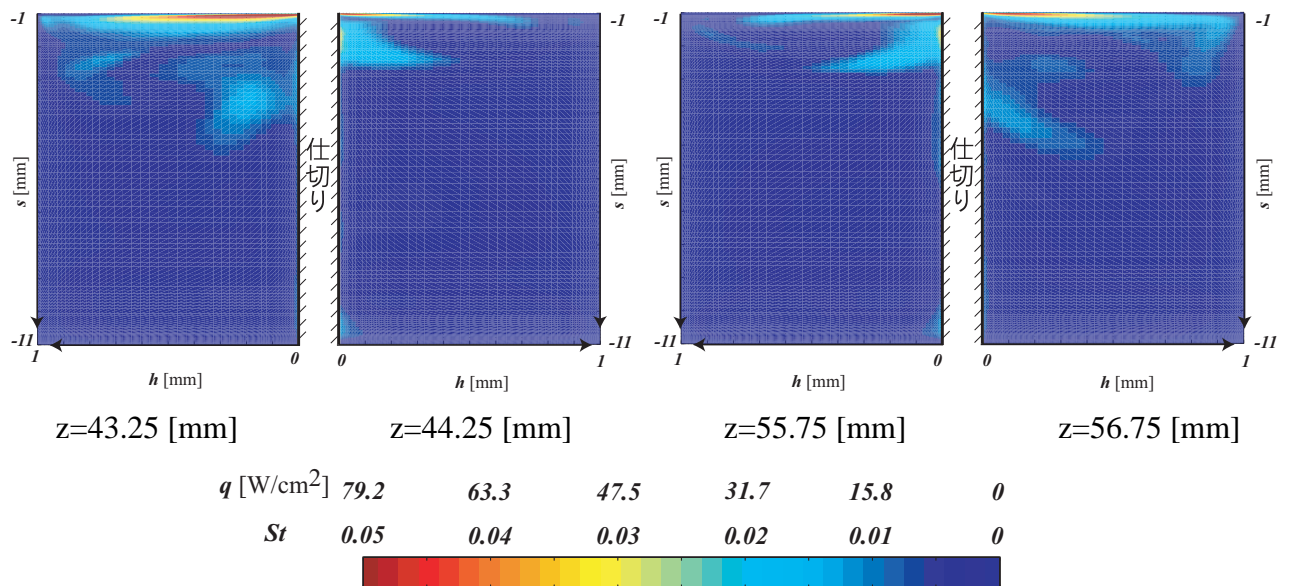


図 4.21 仕切りの側壁の熱流束 \overline{St} , 10[mm] シフトした場合 (仕切り A: W=11.5)

第5章

極超音速層流境界層内にある Gap の空力加熱

5.1 はじめに

これまで Gap 流れの空力加熱の研究は、主に 1970 年代にスペースシャトルの耐熱タイルの継目を模擬した調査が、NASA の D.A.Throckmorton ら [19][20] や I.Weinstein [21] らにより、行われてきている。そして、D.E.Nestler により、Gap 流れを含んだ不連続面上の空力加熱をまとめる論文 [4] が発表されている。それによれば、Gap 流れは、 $L/H \lesssim 1$ として定義され、図 1.2(b) にあるような流れ場である。Gap 手前の境界層は、極超音速流れの境界層なので、発熱を伴い、高温になると気体が膨張するために境界層厚さが低速流れと比較して大きくなる。つまり、壁面近傍の運動エネルギーがほとんどない境界層であることを意味する。Gap の前縁壁でその境界層は剥離し、剥離剪断層となるが、もともと壁面近傍で運動エネルギーを持たない境界層であったので、Gap 中の速度分布が発達するには、助走区間が十分必要になるが、Gap の開口長さ L は短く、Gap 中の速度分布はほとんど未発達のまま Gap の後縁壁を迎えてしまう。言い換えれば、Gap の上を境界層がスキップするような流れである。

Gap 中の流れは、剥離剪断層に誘起された流れが幾つもの渦を作り、さらには、その渦に誘起された流れが、Gap 内に幾つもの hot spot を形成するとされている。しかし、Gap 内のエネルギー供給源となる剥離剪断層が、未発達のまま後縁壁に再付着し、Gap 中にエネルギーをほとんど供給しないため、hot spot の熱的負荷は、小さいと考えられている。そのためなのか、コロンビア事故の後、空力加熱が大きい Cavity 流れに関する論文は NASA から多数発表され続けているのに対して [37][38]、Gap に関する論文は、著者が調べた中では、見当たらない。

著者らは、NASA があまり注目していない、Gap 流れの空力加熱に対しても焦点を再び当て評価をした。Gap の空力加熱の測定結果は、1970 年代に主に発表されていることもあり、熱電対のアレイによるものであった。熱電対による測定は、これまで多くの研究者

により行われた方法で、十分な測定実績はあるが、空間の測定点の数が限られるデメリットがある。そこで、著者らは、従来の熱電対による測定に加えて、最新の3次元ナビエ・ストークス方程式の計算と、著者が所属する研究室のメンバーらが開発した Temperature Sensitive Paint (TSP) による Gap の深溝部の測定システムにより、従来より解析できる空間の解像度を格段に上げ、Gap 流れを再度、詳細に調査することにした。

5.2 計算方法

5.2.1 計算モデル

名古屋大学衝撃風洞テストセクションの流れ(表 5.1) を計算の一樣流条件(表 5.2(c)) とした。詳細は、3.2.1 節を参照されたい。

Gap のモデルと座標系を、図 5.1 に示す。図 5.1(a) には、両サイドをオープンにした GapA を、図 5.1(b) には、両サイドをクローズした GapB を示す。GapA は、水平板の前縁から 110[mm] の位置にあり、Gap の開口部の流れ方向長さ $L=5$ [mm]、深さ $H=25$ [mm]、幅 $W=100$ [mm] としている。GapB は、A と同じ位置にあり、 L, H は同じであるが、幅 $W=5, 50, 98$ [mm] の3種類とした。

Gap 内の座標は s 軸で表し、 s 軸は Gap 後縁壁のエッジ部を原点 $s=0$ としている。Gap の後縁壁は、 $-25 \leq s \leq 0$ 、底壁は、 $-30 \leq s \leq -25$ 、そして前縁壁は、 $-55 \leq s \leq -30$ に対応する。

5.2.2 計算条件

図 5.2 に計算格子および、一般座標 (ξ, η, ζ) を示す。格子点数は、GapA, B のともに、10,018,800 点である(表 5.2(a) 参照のこと)。

図 5.2 の(4) は、 ξ 方向に0次の外挿をしており、平板前縁から上流側に 5[mm] の領域と、平板の両側面から外方向に 15[mm] の領域となり、ある程度距離を置いて主流条件を設置している。手始めに、2次元計算にて、本流れ場の計算を行ったところ、本流れ場は、変動がほとんどない、定常的な流れ場に収束した。そのため、3次元計算では、対称条件を用いても問題ないと考えた。図 5.2 の(6) が対称面であり、対称条件を適用し、計算負荷を半分にしている。

平板部と Gap は異なる計算ブロックを使用したマルチブロック計算としている。壁面の条件としては、等温壁条件を適用している。その他の境界条件の詳細は表 5.2(b) と図 5.2 に示されている。

初期条件として、GapA の2次元計算の収束した流れ場を計算領域全域に適用し、計算時間の短縮を行っている。

計算は、Intel Core i7-975 にて行い、平板部(1st ブロック)の計算に7CPU コアと Gap 部

(2nd ブロック) の計算に 1CPU コアを使用した 8CPU コアの並列計算を行った。

ζ 方向に等格子点数のブロックに分割し、それぞれを各 CPU に割り当てた。計算時間は、各ケースに対して 4-6 週間である。

5.3 実験方法

実験は GapA について行われた。実験条件は、計算条件と同じであるので、5.2.1 を参照されたい。実験内容は、空力干渉流れ場の可視化にシュリーレン法が使用され、壁面温度の測定に、熱電対 (MULLER, MTC19) と、感温塗料 (TSP: Temperature Sensitive Paint)[31] が使用された。

図 5.3(a) に TSP 測定システムの模式図を、図 5.3(b) にその写真を示す。ミラーを使用することで、TSP がコーティングされた Gap の深溝部に LED の励起光をあて、TSP から の 燐 光 をミラーで再び反射させ、ハイスピードカメラで撮影するシステムとなっている。本システムの構造的な制限より、スパン方向の両サイド 10[mm] 区間には、光が届かないため、測定できない。測定可能範囲は、中心の 80[mm] 区間の測定となる。

得られた温度の時系列データは、式 (3.1) により熱流束に変換されている。

5.4 結果

5.4.1 GapA

図 5.4 に、GapA の計算結果として、密度の空間勾配の分布と、図 5.5 に、GapA の実験結果として、シュリーレン写真を示す。境界層の排除効果に伴う前縁衝撃波、境界層再付着点からの再付着衝撃波は、計算と実験でよく一致している。境界層は、Gap の前縁壁で剥離し、剥離剪断層となり、後縁壁に衝突する。そこで、境界層は再付着され、再付着に伴う衝撃波ができる。

図 5.7 に計算結果として、GapA の熱流束 \overline{St} (式 (5.1)) 分布を示す。

$$\overline{St(z,s)} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} St(z,s,\tau) d\tau \quad (5.1)$$

ここで、時間平均区間は、どの Gap も計算開始後 0.1[msec] 以降の流れ場が収束した区間を使用している。対称条件を使用しているため、 $-50 \leq z \leq 0$ [mm] の領域の結果を示している。

図 5.8 に実験結果として、TSP による GapA の熱流束分布を示す。実験の場合は、両サイド 10[mm] は測定システムの制限より測定できなく、 $-40 \leq z \leq 40$ [mm] の領域の結果を示す。計算と実験ともに、Gap の後縁壁 $s=0$ にてピーク値を持ち、 $St=1.9 \times 10^{-3}$ ($q=3$ [W/cm²]) 程度である。これは、Gap がない場合の $x=112.5$ [mm] での熱流束 ($q_{fp}=1.08$ [W/cm²]); TSP

による結果)の3倍程度であった。水平板上を発達した境界層が、Gap 前縁壁にて剥離し、その剥離剪断層が後縁壁に衝突するために、ピーク熱流束が生じる。

図 5.7 より、Gap のサイドエッジ $z=-50[\text{mm}]$ においてもピーク熱流束がみられるが、これは、後縁壁エッジ $s=0[\text{mm}]$ でのピークと同じ理由であり、側面においても境界層が存在するため、それが剥離し、サイドエッジに衝突するためである。

図 5.6 には、GapA のスパン方向平均熱流束 $\overline{St_z}$ (式 (5.2)) 分布を示す。

$$\overline{St_z(s)} = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} St(z, s) dz \quad (5.2)$$

ここで、計算の場合; $z_1=-45[\text{mm}]$, $z_2=0[\text{mm}]$, 実験 (TSP) の場合; $z_1=-40[\text{mm}]$, $z_2=40[\text{mm}]$ としている。

また、熱電対による結果 ($z=0[\text{mm}]$) と矩形 Gap の理論熱流束値 (式 (5.3)) を示す。

$$\frac{q}{q_{fp}} = \frac{0.21}{\sqrt{1 + \frac{H}{L}}} \left[\xi \left(\frac{1}{2}, \frac{-s}{2(L+H)} \right) - \xi \left(\frac{1}{2}, \frac{-s+L}{2(L+H)} \right) \right] \quad (5.3)$$

ここで、 ξ 関数に関しては、A.R.Wieting の論文 [39] を参照されたい。また、理論の導出については、D.R.Chapman の論文 [40] と O.R.Burggraf の論文 [41] を参照されたい。

計算結果と、理論は非常によく一致しているが、TSP とは、傾向は同じであるが、完全に一致するまでには至らなかった。計算、実験ともに、Gap の 20% ($0 \geq s/L \geq -1$) 程度まで値を持つが、それより深い領域では、ほとんど熱流束がないことが分かる。

表 5.3 に GapA の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$ の結果をまとめる。ここで $\overline{St_{zs}}$ (式 (5.4)) は Gap の深さ $H_1=5[\text{mm}]$ ($H_1/L=1$) までの平均値を示す。

$$\overline{St_{zs}} = \frac{1}{H_1} \int_0^{H_1} \overline{St_z(s)} ds \quad (5.4)$$

5.4.2 GapB

図 5.9 に計算結果として、GapB ($W=98[\text{mm}]$) の側壁と後縁壁の熱流束 \overline{St} (式 (5.1)) 分布を示す。後縁壁の熱流束は両端の $5[\text{mm}]$ を除いては、GapA の場合 (図 5.7) とほぼ一致している。

図 5.10 には、GapB のスパン方向平均熱流束 $\overline{St_z}$ (式 (5.2)) 分布を示す。スパン方向の平均区間は、 $W=98[\text{mm}]$ の場合; $-44 \leq z \leq 0[\text{mm}]$, $W=50[\text{mm}]$ の場合; $-20 \leq z \leq 0[\text{mm}]$, $W=5[\text{mm}]$; $-1 \leq z \leq 0[\text{mm}]$ としている。GapB のどれもが GapA に一致しており、スパン方向の幅 W の影響はほとんどみられない。

図 5.12 に Gap 側壁の開口面側の拡大図を示す。Gap 幅 W の影響はあまりみられなく、どの Gap も後縁壁との接合部手前でピークを持っていることが分かる。Gap 側壁の熱流束は、後縁壁の熱流束の 3 割程度である。

表 5.4 に GapB の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$ (式 (5.4)) の結果をまとめる。

(a) は、後縁壁の中心部の平均熱流束を示す。Gap の幅が小さくなると僅かに、熱流束が小さくなるのが分かる。

(b) は、後縁壁のサイドでの平均熱流束を示す。GapB の場合では、熱流束は、後縁壁のサイドで減少するのに対し、GapA では、上昇することが分かる。図 5.11 に後縁壁のサイドの熱流束の拡大図を示す。GapA では、非常に大きいピークを後縁壁の端で持っているが、GapB の場合では、ゼロになる。

(c) は、側壁の平均熱流束を示す。後縁壁の熱流束の 3 割程度である。

表 5.5 に後縁壁と、側壁の最大熱流束を示す。GapA の場合、後縁壁の最大値が GapB の 4 倍程度あるが、これは $z=-50, s=0$ の位置で、サイド面と上面の二つの剥離剪断層の影響を受ける部位であるため、極端に GapB の場合より大きい値となるが、それ以外の領域ではほぼ同じ程度の熱流束であることに注意のこと。

GapB の場合について、後縁壁の最大値の 3 割程度が Gap 側壁の最大値となる。

最大値をとる位置は、後縁壁は GapA がサイドで最大値をとるのに対して、GapB では、スパン方向の中心にて最大値をとる。側壁では、側壁と後縁壁の接合部手前で最大値を持つ。

5.4.3 Gap 内の流線

図 5.13 に、GapA と B ($W=98[\text{mm}]$) の場合の $z=0$ 断面での流線と速度ベクトルを示す。両 Gap とも同じ傾向があり、剥離剪断層のごく一部のみが Gap の後縁壁に衝突している。また剥離剪断層により、 $s=-5[\text{mm}]$ の深さの位置まである渦を誘起させており、この渦の位置と熱流束の存在する深さが一致している。 $s=-5[\text{mm}]$ 以降 ($s/L \leq -1$) では、流れはほとんどなく、熱流束もゼロに漸近する。

最後に、Gap 内の流れを直感的に理解できるように、図 5.14 に GapA と B 内の流線と温度を示す。GapA と B の差は明らかで、GapA では、上面とサイド面からの加熱された剥離剪断層の侵入があり、GapB では、上面からのみの加熱された剥離剪断層の侵入となる。しかしサイド面から侵入する剥離剪断層の影響は、サイド限定的であり、中心部までではなく、GapA と B で中心部での熱流束に大差は出ない。Gap 長さ L を大きくすると、Gap 中心部までサイドの影響が出ると考えられるが、これは今後の課題である。

5.5 本章の結論

マッハ数 $M_\infty=8.1$ 、レイノルズ数 $Re=6.7 \times 10^5$ (代表長さ $L=110[\text{mm}]$; 前縁から Gap までの距離) の極超音速境界層内にある Gap ($L=5[\text{mm}]$, $H=25[\text{mm}]$) の空力加熱について、3次元

圧縮性ナビエ・ストークス方程式による，計算と実験が行われた．特にここでは，GapA(両サイドが開かれた Gap) と，GapB(両サイドが閉じられた Gap) の2種類について取り上げた．以下に結論をまとめる．

新しい TSP 測定システムの確立により，これまで不可能であった，TSP による Gap の深溝部の測定が出来るようになった．この TSP 測定システムの測定結果は，従来からの測定法である熱電対による測定結果にほぼ一致した．GapA, B とともに，両端部を除いた中心部の熱流束は，Gap の深さ H の $0 \leq s/L \leq 1$ (ここでは 20%) までしかなかった．その区間の平均熱流束は，Gap がない場合と同程度であるが，Gap エッジ ($s=0$ [mm]) でのピーク値は，Gap がない場合の 5 倍程度である．GapB の場合の Gap 側壁の平均熱流束は，後縁壁の 3 割程度である．GapB の場合において，Gap の幅 W を振ったがその影響はほとんどなく 2 次元的な流れ場である．以下に詳細に結論を述べる．

- 新しい TSP 測定システムの確立により，これまで不可能であった，TSP による Gap の深溝部の測定が出来るようになった．(図 5.3)
- この TSP 測定システムの測定結果は，従来からの測定法である熱電対による測定結果にほぼ一致した．(図 5.6)
- Gap 後縁壁の熱流束の計算値と理論値がよく一致した．(図 5.6，表 5.3)
一方で，熱流束の計算値は，TSP と熱電対による実験値とは傾向は同じではあるが，完全に一致するには至らなかった．(図 5.6)
- GapA, B とともに，両端部を除いた中心部の熱流束は，Gap の深さ H の $0 \leq s/L \leq 1$ (ここでは 20%) までしがなく，それ以降は，ゼロに漸近する．
- GapA, B とともに，Gap の深さ H の 20% までの平均熱流束は，Gap がない場合と同程度の熱負荷である．ただし Gap エッジ ($s=0$ [mm]) でのピーク値は，Gap がない場合の 5 倍程度まで上昇する．
- サイドをオープンにした GapA の場合，加熱された剪断層が Gap サイド面からも Gap 内に流入する流れ場となり，Gap 後縁壁の両サイドは，Gap の底面まで ($H=0-25$ [mm]) 大きい熱流束がみられた．
- GapA の場合はサイド面からも加熱した剪断層が Gap 内に流入するが，その影響は，サイド 5[mm] 程度と限定的であり，Gap 後縁壁の中心部の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$ は，GapA, B の違いはほとんどなかった．GapB において，幅 W を小さくするに従い僅かに小さくなる．(表 5.4(a))
- GapB の側壁の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$ は，後縁壁の場合の 3 割程度である．(表 5.4(c))

表 5.1 一様流条件

総圧 P_0 [MPa]	総温 T_0 [K]	マッハ数 M_∞	単位レイノルズ数 Re [1/m]
4.0	900	8.1	6.185×10^6

表 5.2 計算条件

(a) 格子点数

	gap A	gap B (W=5, 50, 98)
格子点数	10,018,800	10,018,800
1st ブロック $\xi \times \eta \times \zeta$	$300 \times 69 \times 422$	$300 \times 69 \times 422$
2nd ブロック $\xi \times \eta \times \zeta$	$300 \times 69 \times 62$	$300 \times 69 \times 62$
最小格子サイズ [μm]	5	5

(b) CFL

	gap A	gap B (W=5)	gap B (W=50)	gap B (W=98)
CFL	0.5	0.5	0.5	0.5
時間刻み Δt [nsec]	1.56	1.56	1.56	1.56
合計時間 $\Sigma \Delta t$ [msec]	0.9	1.6	1.32	1.1

(c) 境界条件

(1) 流入部	一様流条件
(2) 流出部	ζ 方向, 0次外挿
(3) 壁面	等温壁条件, ($T_w=300$ [K])
(4) 底面	ξ 方向, 0次外挿
(5) サイド	一様流条件
(6) 中心面	対称条件
上面	一様流条件

表 5.3 GapA の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$

計算 ($-45 \leq z \leq 0$)	計算 ($-50 \leq z \leq -45$)	理論	TSP ($-40 \leq z \leq 40$)
1.96×10^{-4}	5.81×10^{-4}	2.14×10^{-4}	5.73×10^{-4}

表 5.4 GapB の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$

(a) 後縁壁の中心部

W=98 ($-44 \leq z \leq 0$)	W=50 ($-20 \leq z \leq 0$)	W=5 ($-1 \leq z \leq 0$)
2.18×10^{-4}	2.16×10^{-4}	1.87×10^{-4}

(b) 後縁壁のサイド

W=98 ($-49 \leq z \leq -44$)	W=50 ($-25 \leq z \leq -20$)	W=5 ($-2.5 \leq z \leq -1$)
1.69×10^{-4}	1.21×10^{-4}	1.29×10^{-4}

(c) 側壁

W=98	W=50	W=5
4.93×10^{-5}	5.79×10^{-5}	5.65×10^{-5}

表 5.5 最大熱流束 \overline{St}

	modelA	modelB (W=98)	modelB (W=50)	modelB (W=5)
後縁壁	1.44×10^{-2}	3.95×10^{-3}	3.82×10^{-3}	3.49×10^{-3}
側壁	*	1.25×10^{-3}	1.40×10^{-3}	1.30×10^{-3}

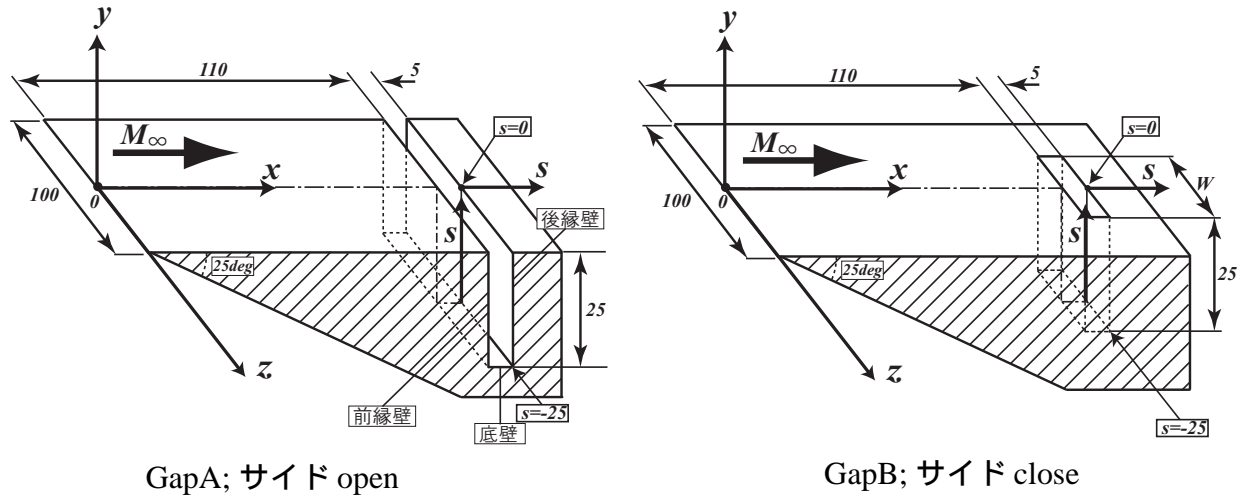


図 5.1 Gap と座標

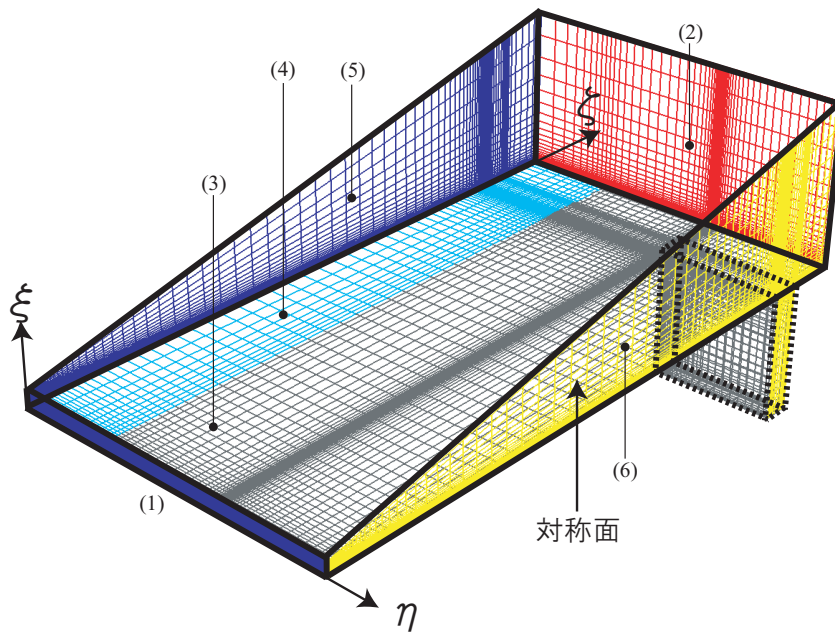
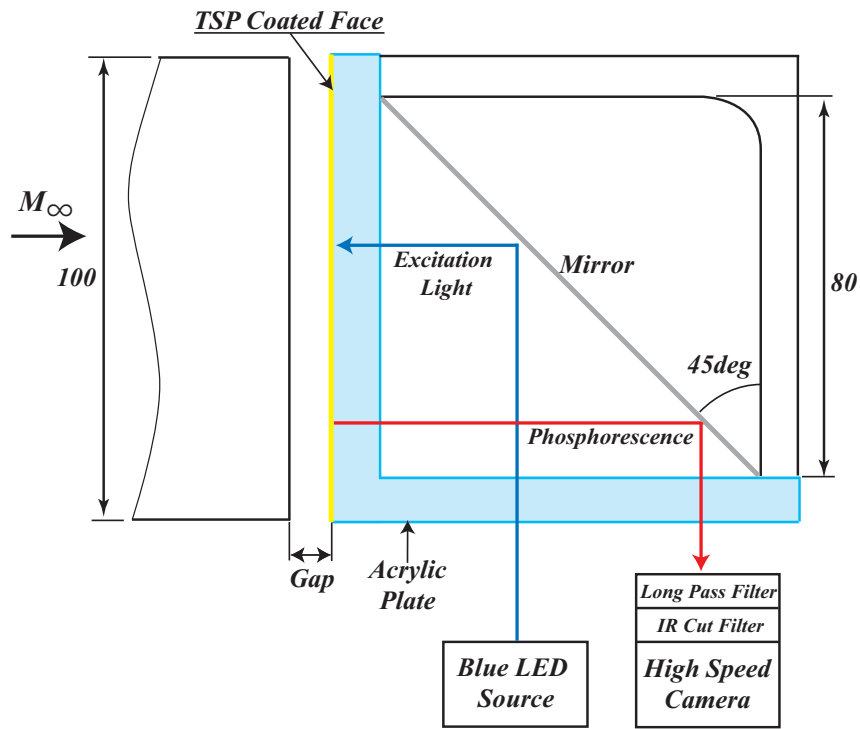
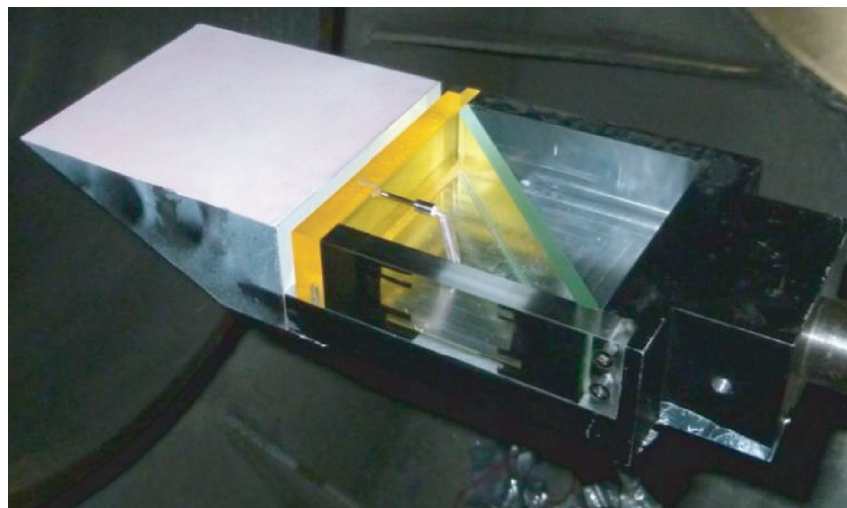


図 5.2 計算格子 (実線; 1st ブロック, 破線; 2nd ブロック)



(a) TSP 測定システムの模式図



(b) TSP 測定システムの写真

図 5.3 TSP 測定システム

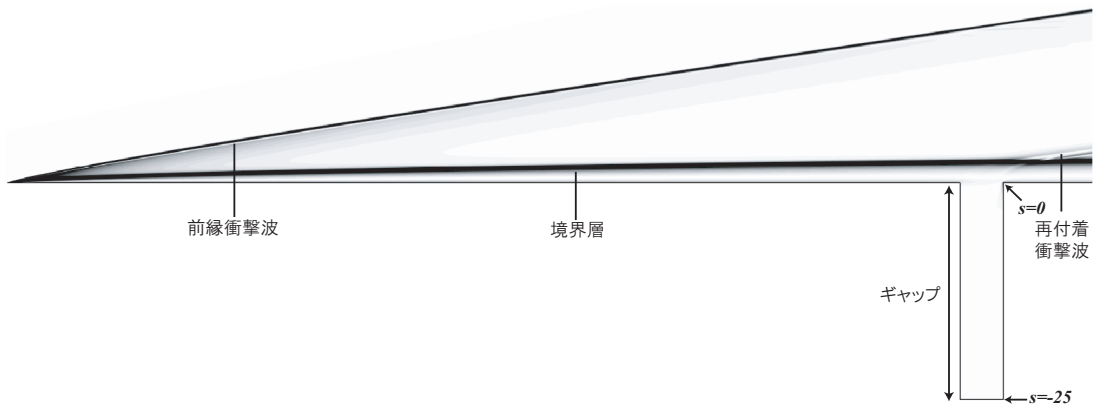


図 5.4 密度の空間勾配分布 (計算)

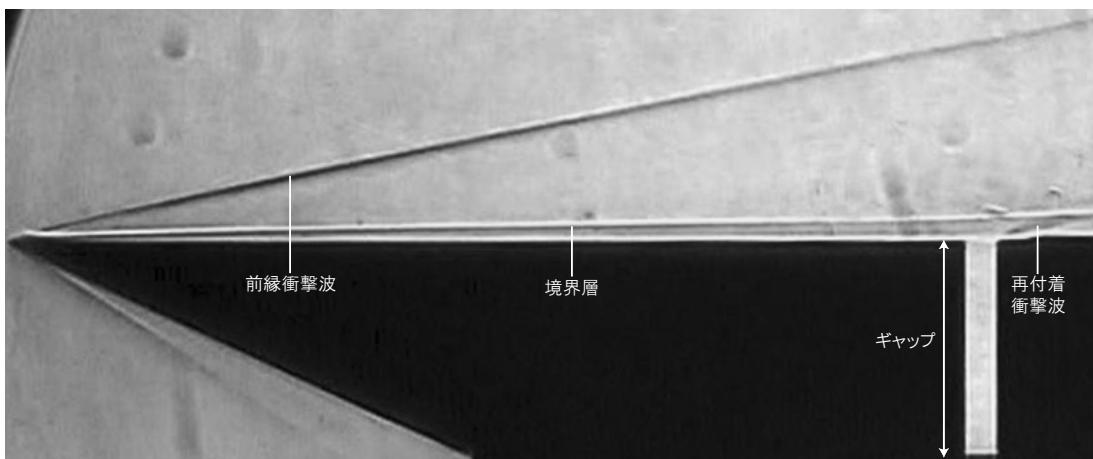


図 5.5 シュリーレン写真 (実験)

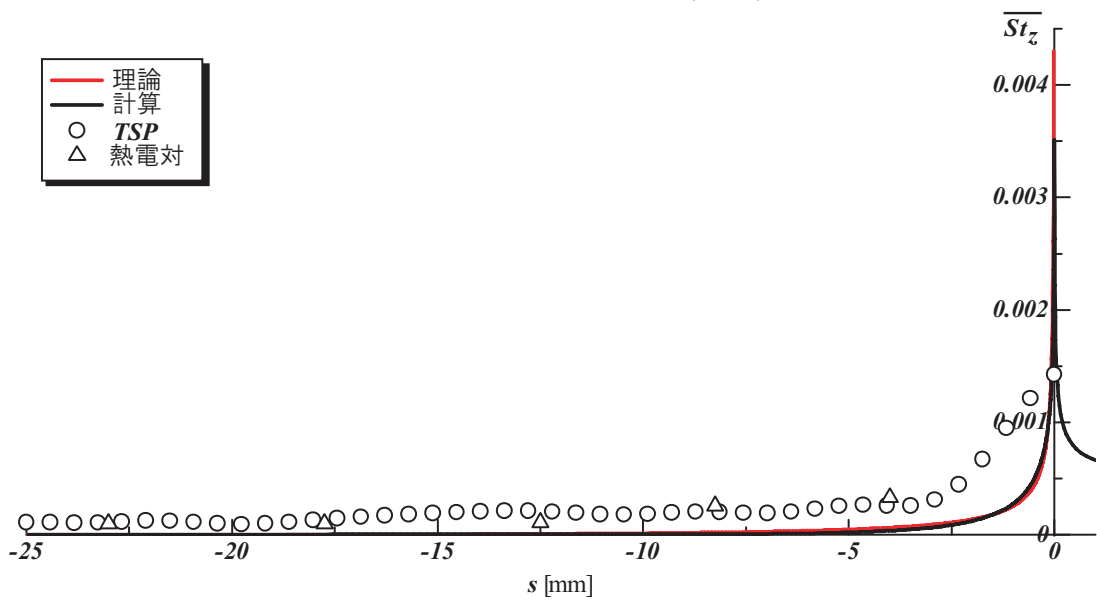


図 5.6 GapA の後縁壁のスパン方向平均熱流束 $\overline{St_z}$

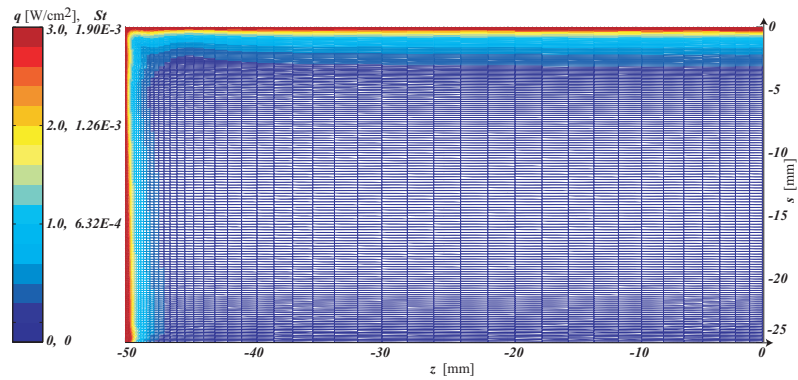


図 5.7 GapA の後縁壁の熱流束分布 (計算)

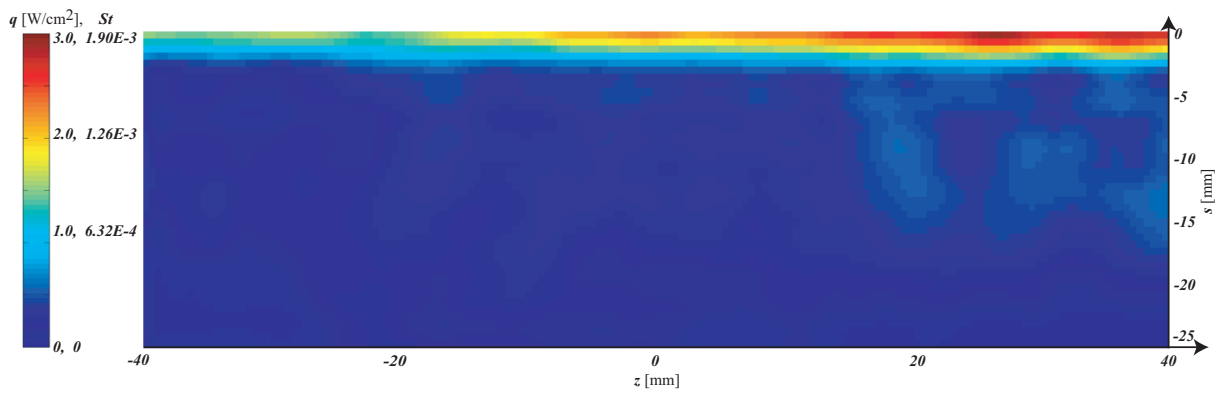


図 5.8 GapA の後縁壁の熱流束分布 (実験)

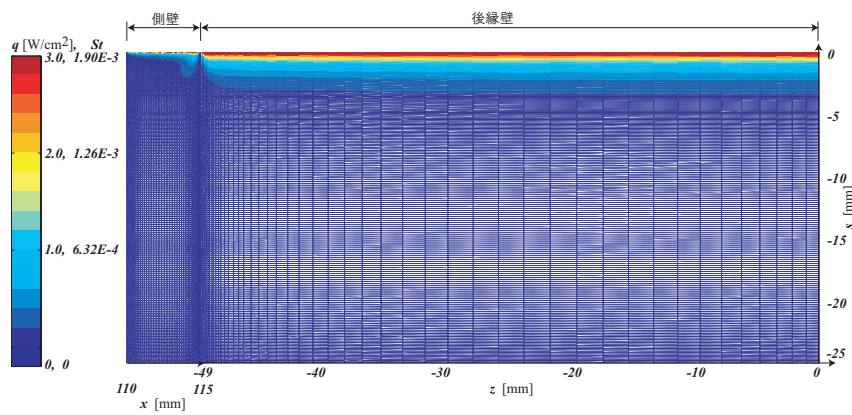


図 5.9 GapB(W=98) の後縁壁の熱流束分布 (計算)

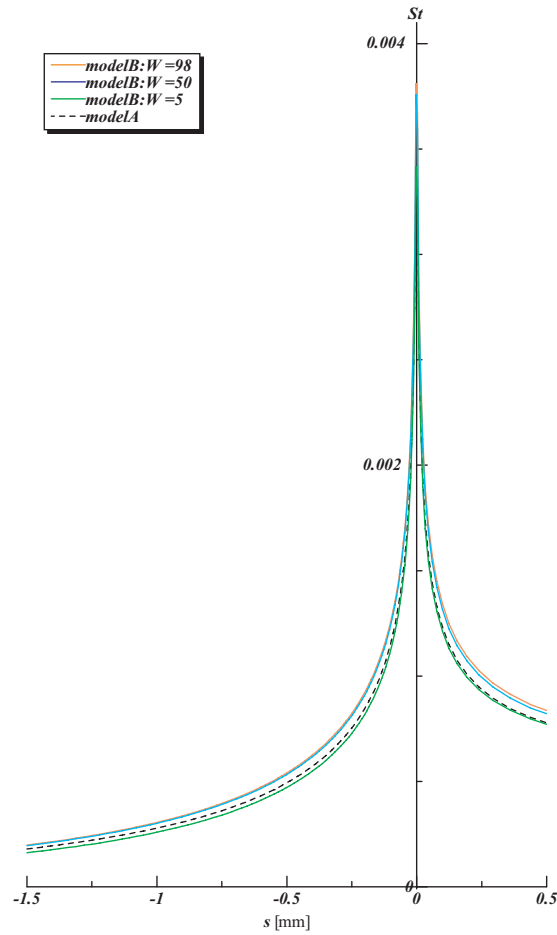


図 5.10 GapA と B の後縁壁のスパン方向平均熱流束 $\overline{St_z}$ (計算)

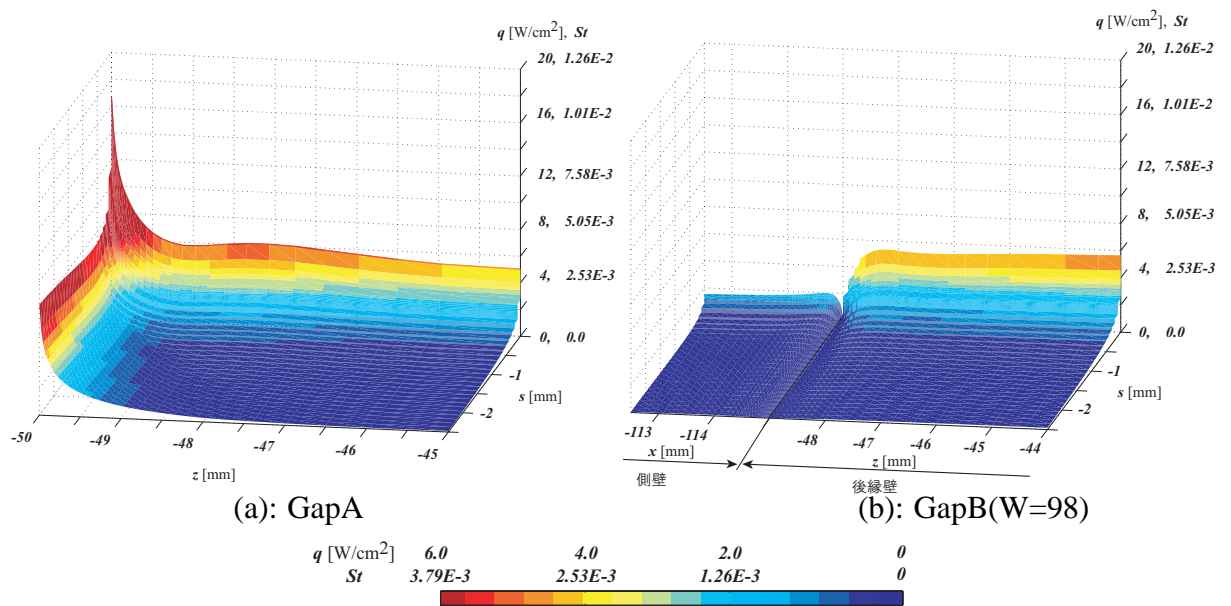


図 5.11 後縁壁のサイドの拡大図

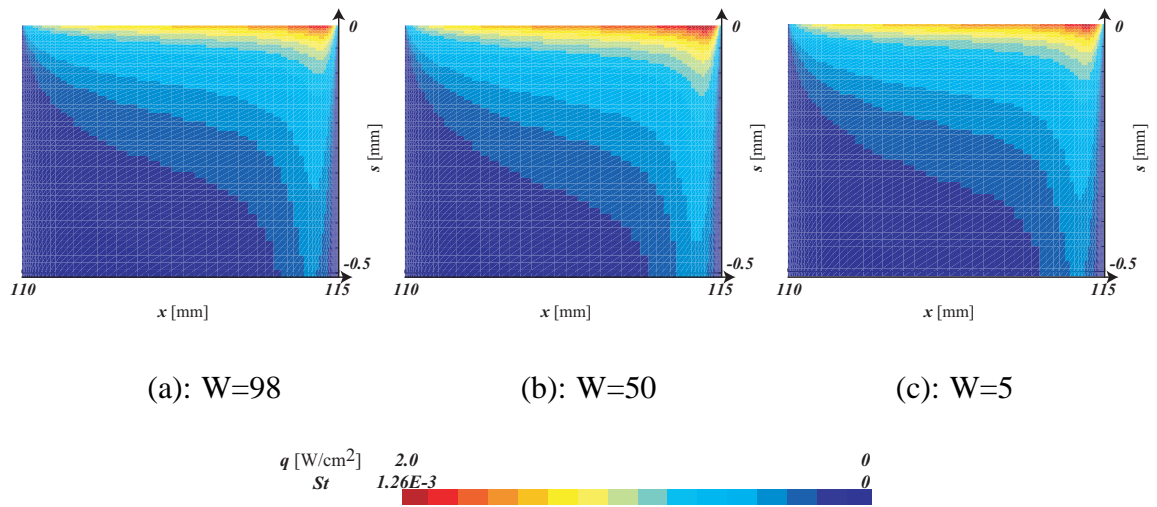


図 5.12 側壁の熱流束 \overline{St}

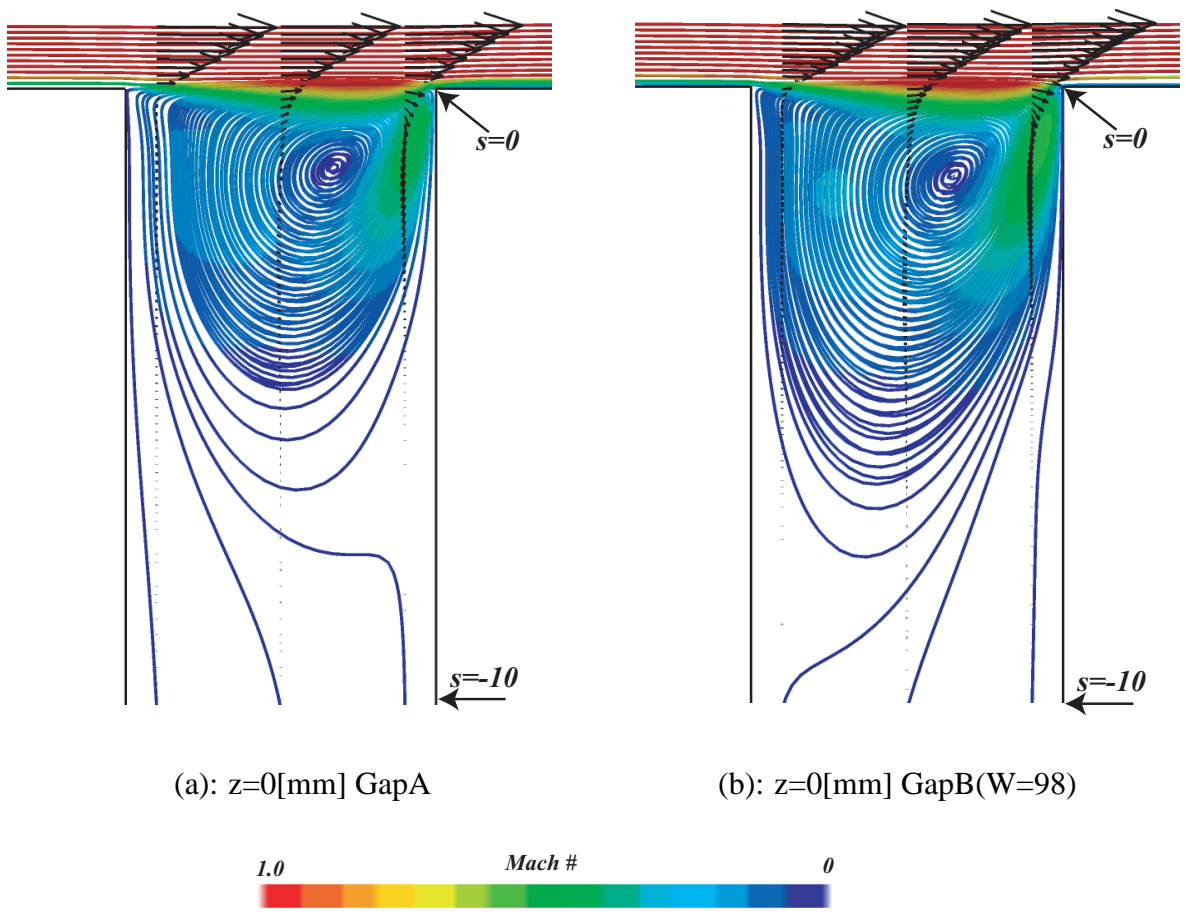


図 5.13 $z=0$ 断面での流線と速度ベクトル

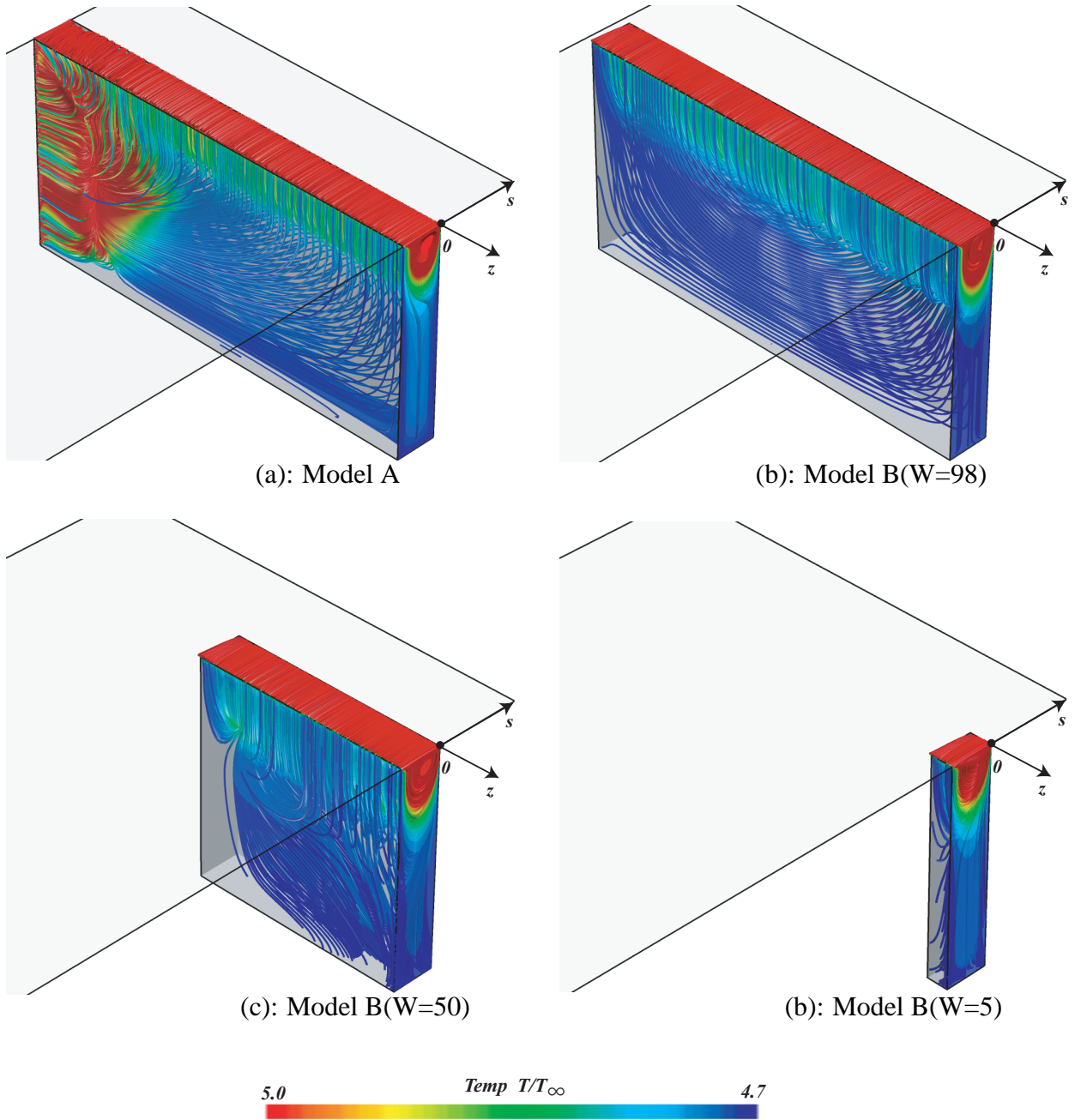


図 5.14 Gap 中の流線と温度分布

第6章

結論

本論文では、流れ場の特異点(発熱量、圧力、密度がピーク値を持ち、さらにはゲルトラー渦列を含んだ極超音速剪断層が壁面に最近接する位置)に、これまで熱流束が小さいという認識がある、OpenCavityを設置している。このような極限状態にある空間の特異点にOpenCavity(本論文では、CavityAとしている)を設置させ、OpenCavityの熱流束は、どんな場合であっても小さいという認識を変え、OpenCavityの未知なる世界を示すことを第一の目的とした論文である。

その結果、これまでのOpenCavityでは想定できないくらい大きい熱流束が、CavityAにて生じることが分かった。また極超音速剪断層に含まれるゲルトラー渦列がCavityA内の熱流束へ重要な寄与を与えていることが明らかになりそのメカニズムを示すモデルを提案し、そのモデルの検証まで行った。OpenCavityの新しい世界を示すことが出来た。

以下に、本博士論文によって得られた詳細の結果を各章ごとにまとめる。

第3章 極超音速圧縮コーナー流れに設置したCavityの空力加熱

マッハ数 $M_\infty=8.1$ 、単位レイノルズ数 $Re=6.1 \times 10^6 [m^{-1}]$ の極超音速流中に設置された水平面長さ 130[mm] でランプ面角度 30[deg] からなる圧縮コーナーにOpenCavity(幅 10[mm]、高さ 1[mm])を設置した流れ場について、3次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式による計算と実験を行った。特にここでは、CavityA(設置位置;ゲルトラー渦列を含む極超音速の剪断層の再付着点)とその比較用として、CavityB(設置位置;CavityAのx方向に10mm下流で剪断層は壁に付着しており、壁に沿った流れの位置)について調査を行った。以下に得られた結論をまとめる。

ゲルトラー渦列を含む極超音速の剪断層の再付着点にOpenCavityを設置(CavityA)した場合、Cavityがない場合のピーク値の10倍のピーク値がCavity後縁壁エッジに生じた。また、CavityAの後縁壁の熱流束は、極超音速剪断層がCavity後縁壁に衝突するタイミングに大きい熱流束(平板のピーク値の25倍の熱流束)を生じさせ、衝突しない場合は、Cavity後縁壁の熱流束はほとんどゼロになる。この極超音速剪断層のCavity後縁壁への

衝突は、極超音速剪断層に含まれるゲルトラー渦列が誘起した流れが強く影響を与えていることが分かった。

従来のまでの OpenCavity の熱流束の認識である、変動がなく静かで、その程度は小さいに属さない、OpenCavity の新しい世界を示すことが出来た。以下に詳細に結論を述べる。

- CavityA について、後縁壁による逆圧力勾配の影響のため、CavityA が無い場合と比較して、剥離泡が大型化した。
- CavityA, B の後縁壁にて熱流束は、ピーク値を持ち、Cavity が無い場合のピーク値のそれぞれ、10 倍と 7 倍となり、CavityA, B の後縁壁の平均熱流束と Cavity が無い場合のピーク値を比較した場合は、それぞれ、2.8 倍と 1.1 倍となった。
- CavityA の後縁壁には、900[K] まで加熱された剥離剪断層が衝突する流れ場となり、後縁壁には澱点が形成され熱流束が大きくなったと考える。
- Cavity が無い場合について、境界層再付着点近傍の剪断層は、曲率を持つために、遠心力が作用し、ゲルトラー渦が存在していることが分かった。
- ゲルトラー渦により誘起された上昇気流と、下降気流により熱流束の増減が影響を受けていることが分かった。そのために、熱流束瞬時値分布には、流れ方向に沿う縞がみられた。
- CavityA の後縁壁のすぐ上方に、ゲルトラー渦列が通過する流れ場となった。ゲルトラー渦により誘起された上昇気流の位置では、剥離剪断層は CavityA の中に入りにくくなり、CavityA 後縁壁との衝突が起きなく、後縁壁の熱流束はゼロとなる。一方で、下降気流の位置では、剥離剪断層は Cavity の中に押し入れられ、後縁壁と衝突するために大きい熱流束が生じる。この上昇気流と下降気流の位置は、時間とともに変化する。そのために、CavityA 後縁壁の熱流束は、変動幅が大きいだけでなく、間欠的な分布をとり、熱流束の ON 時間と OFF 時間がはっきり分かれる。ON 時間に相当するのがゲルトラー渦による下降気流であり、OFF 時間に相当するのが、ゲルトラー渦による上昇気流である。
- CavityA と同じ形状をする CavityB の場合は、剪断層の流線はランプ面に平行であり、ゲルトラー渦が存在していないため、上記のような CavityA の特徴はみられなく、熱流束が小さく (CavityA の 3-4 割程度)、変動幅も小さい (CavityA の 1 割程度)、一般的な OpenCavity の流れ場となった。
- 以上より、一般的に熱流束が小さく、流れが安定する OpenCavity であっても、そこにある流線が曲率を持ちゲルトラー渦がある場合は、全く異なる流れ、CavityA になる。

第4章 極超音速圧縮コーナー流れの Cavity 内に仕切り板を設置した場合

著者らが新たに提案した CavityA (ゲルトラー渦列を含む極超音速の剪断層の再付着点に設置した OpenCavity) に仕切りを設置し, CavityA をスパン方向に区切った場合の3次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式による計算と実験を行った. CavityA の仕切り効果について以下に結論をまとめる.

CavityA に仕切りを入れた場合, Cavity 後縁壁と境界層再付着点の干渉は弱まり, Cavity 後縁壁の熱流束が半減する. また, 仕切りの側壁には, Cavity が無い場合のピーク熱流束値の6割程度の熱負荷が平均的に作用する. 仕切りの側壁には, Cavity 後縁壁との接続部にピーク熱流束があり, CavityA の後縁壁のピーク値の2-3割である. そのピーク値の原因は, CavityA 固有のゲルトラー渦列による Cavity 後縁壁と剪断層の間欠的な衝突によるものである.

以上から大きい熱流束を発生させる著者らが明らかにした, CavityA の熱流束の低減方法として, Cavity の中に仕切りを入れることは有効である. 以下に詳細に結論を述べる.

- 計算および実験結果より, 仕切りで Cavity を区切った場合, 剥離泡が増大し, Cavity 後縁壁と剥離剪断層の干渉が起きにくくなる. このとき, Cavity 後縁壁での, 平均熱流束 \overline{St}_0 は, 4-5割減少する.
- 計算結果より, Cavity の仕切り側壁の平均の熱流束は, Cavity がない場合の圧縮コーナー流れのピーク値の半分程度である. このことから仕切り側壁は熱的負荷が大きいと言える.
- 仕切りの側壁のピーク熱流束は, Cavity 後縁壁との接続部手前の $-2 \leq s \leq -1$ あたりである. 衝突した剥離剪断層から発生した噴流が仕切り側壁に衝突し, 仕切りの側壁のピーク熱流束を生じさせている.
- 通常の OpenCavity(CavityB) に仕切りを入れた場合, CavityA の場合にあった仕切りの側壁ピーク値 ($-2 \leq s \leq -1$) はほとんどなくなった. これは, 通常の OpenCavity には, 側壁のピーク値の原因である, CavityA 固有のゲルトラー渦列による Cavity 後縁壁と剪断層の間欠的な衝突は存在しないためだと考えられる.
- 通常の OpenCavity(CavityB) に仕切りを入れた場合, 仕切り全体の熱流束 \overline{St}_0 は, CavityA に仕切りを入れた場合の1-2割まで低下する. これは, 剪断層が Cavity の中に入りにくいと, 仕切りが遮る流量も小さくなるためと考える.

第5章 極超音速層流境界層内にある Gap の空力加熱

マッハ数 $M_\infty=8.1$, レイノルズ数 $Re=6.7 \times 10^5$ (代表長さ $L=110$ [mm]; 前縁から Gap までの距離) の極超音速境界層内にある Gap ($L=5$ [mm], $H=25$ [mm]) の空力加熱について, 3次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式による, 計算と実験が行われた。特にここでは, GapA(両サイドが開かれた Gap) と, GapB(両サイドが閉じられた Gap) の2種類について取り上げた。以下に結論をまとめる。

新しい TSP 測定システムの確立により, これまで不可能であった, TSP による Gap の深溝部の測定が出来るようになった。この TSP 測定システムの測定結果は, 従来からの測定法である熱電対による測定結果にほぼ一致した。GapA, B とともに, 両端部を除いた中心部の熱流束は, Gap の深さ H の 20% までしかなかった。その区間の平均熱流束は, Gap がない場合と同程度であるが, Gap エッジ ($s=0$ [mm]) でのピーク値は, Gap がない場合の 5 倍程度である。

以下に詳細に結論を述べる。

- 新しい TSP 測定システムの確立により, これまで不可能であった, TSP による Gap の深溝部の測定が出来るようになった。
- この TSP 測定システムの測定結果は, 従来からの測定法である熱電対による測定結果にほぼ一致した。
- Gap 後縁壁の熱流束の計算値と理論値がよく一致したが, TSP と熱電対による実験値とは傾向は同じではあるが, 完全に一致するには至らなかった。
- GapA, B とともに, 両端部を除いた中心部の熱流束は, Gap の深さ H の $0 \leq s/L \leq 1$ (ここでは 20%) までしかなく, それ以降は, ゼロに漸近する。
- GapA, B とともに, Gap の深さ H の 20% までの平均熱流束は, Gap がない場合と同程度の熱負荷である。ただし Gap エッジ ($s=0$ [mm]) でのピーク値は, Gap がない場合の 5 倍程度まで上昇する。
- GapA の場合はサイド面からも加熱した剪断層が Gap 内に流入するが, その影響は, サイド 5[mm] 程度と限定的であり, Gap 後縁壁の中心部の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$ は, GapA, B の違いはほとんどなかった。GapB において, 幅 W を小さくするに従い僅かに小さくなったが, その影響は小さく, Gap 内部は, スパン方向に 2 次元的な流れである。
- GapB の側壁の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$ は, 後縁壁の場合の 3 割程度である。

謝辞

本博士論文は，名古屋大学工学研究科航空宇宙工学専攻 中村佳朗教授のご指導のもとで作成しました．本研究にあたり，終始熱心にご指導していただきました中村佳朗教授，森浩一准教授，土井克則助教に心から感謝いたします．博士論文をまとめるにあたり，佐宗章弘教授(工学研究科航空宇宙工学専攻)，石井克哉教授(情報科学研究科情報システム学専攻)には，副査を務めていただきました．ここに感謝いたします．

特に，中村佳朗教授には，公私ともに大変にお世話になり，研究を継続する上で，精神面の支えとなってくださいました．言葉で表せないほど感謝しております．

小澤啓伺博士(DLR)，松本宗一郎氏(川崎重工業)，香山寛人氏(三菱重工業)，石橋孝介氏(IHI)にご多忙の中，私の研究に付き合ってください，実験データをご提供いただきました．深く感謝しております．橋本敦博士(JAXA)，北村圭一博士(NASA)の両博士には，研究で使用したCFDコードの元となる，コードのご提供とサポートをしていただき，深く感謝しております．

仕事をしながらの自主的な研究活動ということもあり，本論文を完成させるまでに，6年の歳月を費やしましたが，50年の研究の歴史がある，極超音速下のキャビティ流れにおいて，新しいキャビティの分類を提案できたことは，大変に誇らしい研究成果であると自負しております．これもひとえに，皆様方のご支援のおかげだと感じております．

最後に，私の研究に助力してくださいました，その他多くのここで名前を挙げていない研究室の関係者の皆様方，温かく見守ってくださいました職場の皆様方に，この場を借りて御礼申し上げます．

2012年9月吉日

横井宏尚

本博士論文に関連する投稿論文

- 3章

横井宏尚，小澤啓伺，松本宗一郎，土井克則，中村佳朗．

極超音速圧縮コーナ流れの境界層再付着とキャビティの干渉による空力加熱．

日本航空宇宙学会論文集，59巻，690号，2011，pp.169-175．

- 4章

横井宏尚，石橋孝介，香山寛人，中村佳朗．

極超音速ランプ上のキャビティにおける仕切り板の空力加熱への影響．

航空宇宙技術，Vol.11，2012，pp.89-97．

国際会議

- 3章

Hironao YOKOI, Hiroshi OZAWA, Hiroto KOYAMA and Yoshiaki NAKAMURA.

Aerodynamic Heating of an Open Cavity in Hypersonic Compression Ramp Flow.

50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Nashville, Tennessee, Jan. 9-12, 2012, AIAA Paper 2012-0286

参考文献

- [1] Columbia Accident Investigation Board.
The caib report - volume 1.
Technical report, NASA, 2003.
- [2] A.F.Charwat et al.
An investigation of separated flows-part1.
Journal of The Aerospace Sciences, pp. 457–470, 1961.
- [3] A.F.Charwat et al.
An investigation of separated flows-part2.
Journal of The Aerospace Sciences, pp. 513–527, 1961.
- [4] D.E.Nestler et al.
The effects of surface discontinuities on convective heat transfer in hypersonic flow.
AIAA Paper 1985-0971, 1985.
- [5] S.A.Berry et al.
X-38 experimental aeroheating at mach 10.
AIAA Paper 2001-2828, 2001.
- [6] T.J.Horvath et al.
X-38 experimental aerothermodynamics.
AIAA Paper 2000-2685, 2000.
- [7] S.A.Berry and A.H.Auslender.
Hypersonic boundary-layer trip development for hyper-x.
Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 38, No. 6, 2001.
- [8] E.G.Ruf L.D.Huebner, K.E.Rock and D.W.Witte.
Hyper-x flight engine ground testing for x-43 flight risk reduction.
AIAA Paper 2001-1809, 2001.
- [9] S.A.Berry and A.H.Auslender.
Hyper-x stage separation wind-tunnel test program.

- Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 38, No. 6, 2001.
- [10] S.D.Holland W.C.Engelund, C.E.Cockrell Jr., and R.D.Bittner.
Aerodynamic database development for the hyper-x airframe-integrated scramjet propulsion experiments.
Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 38, No. 6, 2001.
- [11] J.L.Everhart et al.
Supersonic/hypersonic laminar heating correlations for rectangular and impact-induced open and closed cavities.
AIAA Paper 2008-1283, 2008.
- [12] J.L.Everhart et al.
Pressure gradient effects on hypersonic cavity flow heating.
AIAA Paper 2006-0185, 2006.
- [13] W.A.Wood et al.
Assessment of laura for laminar supersonic shallow cavities.
AIAA Paper 2004-2639, 2004.
- [14] H.Schlichting.
Boundary Layer Theory.
Springer, 8th revised edition, 1979.
- [15] D.Aymer de la Chevalerie et al.
Görtler-type vortices in hypersonic flows: The ramp problem.
Experimental Thermal and Fluid Science, 1997.
- [16] S.Navarro-Martinez et al.
Numerical simulation of görtler vortices in hypersonic compression ramps.
Computers & Fluids, Vol. 34, pp. 225–247, 2005.
- [17] Y. Ishiguro and K. Nakakita et al.
Visualization of hypersonic compression corner flows using temperature- and pressure-sensitive paints.
AIAA Paper 2007-0118, 2007.
- [18] L. Yang et al.
Investigation of the double ramp in hypersonic flow using luminescent measurement systems.
Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 40, , 2012.
- [19] D.A.Throckmorton.

- Heat transfer to surface and gaps of rsi tile arrays in turbulent flow at mach 10.3.
NASA TM, No. X-71945, 1974.
- [20] D.A.Throckmorton.
Effect of a surface to gap temperature discontinuity on the heat transfer to reusable surface insulation tile gaps.
NASA TN, No. D-8233, 1976.
- [21] I.Weinstein et al.
Aerodynamic heating to the gaps and surfaces of simulated reusable-surfaces-insulation tile arrays in turbulent flow at mach 6.6.
NASA TM, No. X-3225, 1975.
- [22] B.van Leer.
Toward the ultimate conservative difference scheme 4, a new approach to numerical convection.
Journal of Computational Physics, Vol. 23, pp. 276–299, 1977.
- [23] B.van Leer.
Toward the ultimate conservative difference scheme 5, a second order sequel to godunov’s method.
Journal of Computational Physics, Vol. 32, pp. 101–136, 1979.
- [24] E.Shima and T.Jounouchi.
Role of cfd in aeronautical engineering (no.14), ausm type upwind schemes.
第 14 回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, No. NAL, SP-34, 1997.
- [25] S.Yoon and A.Jameson.
Lower-upper symmetric-gauss-seidel method for the euler and navier-stokes equations.
AIAA Paper 1987-0600, 1987.
- [26] S.Yoon and K.Dochan.
Implicit navier-stokes solver for three-dimensional compressible flows.
AIAA Journal, Vol. 30, No. 11, 1992.
- [27] S.Venkateswaran and C.L.Merkle.
Dual time stepping and preconditioning for unsteady computations.
AIAA Paper 1995-0078, 1995.
- [28] T.H.Pulliam.
Time accuracy and the use of implicit methods.
AIAA Paper 1993-3360, 1993.

- [29] 倉谷健治, 土屋莊次.
衝撃波の化学物理.
裳華房, 1968.
- [30] 金子宗嗣, 中村佳朗.
衝撃風洞貯気槽温度に対する衝撃波/境界層干渉の影響.
日本航空宇宙学会論文集, Vol. 53, No. 612, pp. 36–41, 2005.
- [31] 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, Vol. 52, No. 606, pp. 289–294, 2004.
- [32] W.J.Cook and E.J.Felderman.
Reduction of data from thin film heat transfer gauges, a concise numerical technique.
AIAA Journal, pp. 561–562, 1966.
- [33] 鈴木由克.
基本形状周りの極超音速流れの解析.
Master's thesis, 名古屋大学大学院工学研究科航空工学専攻第一講座, 1990 年度.
- [34] P.R.Spalart and S.R.Allmada.
A one-equation turbulence model for aerodynamic flows.
AIAA Paper 1992-0439, 1992.
- [35] 横井宏尚, 小澤啓伺, 松本宗一郎, 土井克則, 中村佳朗.
極超音速圧縮コーナ流れの境界層再付着とキャビティの干渉による空力加熱.
日本航空宇宙学会論文集, Vol. 59, No. 690, pp. 169–175, 2011.
- [36] Hiroto Koyama Hironao Yokoi, Hiroshi Ozawa and Yoshiaki Nakamura.
Aerodynamic heating of an open cavity in hypersonic compression ramp flow.
AIAA Paper 2012-0286, 2012.
- [37] J.L.Everhart et al.
Cavity heating experiments supporting shuttle columbia accident investigation.
NASA TM, No. 2011-214528, 2011.
- [38] J.L.Everhart et al.
Aero-heating of shallow cavities in hypersonic freestream flow.
NASA TM, No. 2010-216846, 2010.
- [39] A.R.Wieting.
Experimental investigation of heat-transfer distribution in deep cavities in hypersonic separated flow.

NASA TN, No. D-5908, 1970.

[40] D.R.Chapman.

A theoretical analysis of heat transfer in regions of separated flow.

NACA TN, No. 3792, 1956.

[41] O.R.Burggraf.

A model of steady separated flow in rectangular cavities at high reynolds number.

Proceedings of the 1965 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford Univ. Press, pp. 190–229, 1965.