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^{*1}

Aerodynamic Heating Due to Interaction between Boundary Layer Reattachment and Rectangular Cavity in Hypersonic Compression Ramp

横井 宏 尚^{*2}・小澤 啓 伺^{*2}・松本 宗一郎^{*2}・土井 克 則^{*2}・中村 佳 朗^{*2}
Hironao YOKOI, Hiroshi OZAWA, Soichiro MATSUMOTO, Katsunori DOI and Yoshiaki NAKAMURA

Key Words : Hypersonic Compression Ramp, Boundary Layer Reattachment, Heat Transfer Rate, Hypersonic Cavity Flow

Abstract : The interaction between laminar boundary layer reattachment and a rectangular cavity in a hypersonic compression ramp was investigated numerically and experimentally. It was found from the present results that the separation bubble becomes larger than that of the baseline flat ramp case. This is caused by higher adverse pressure gradient due to the cavity end wall. In the flowfield a high temperature separated shear layer collides with the endwall of cavity, where a hot stagnation point is formed. The endwall heat flux becomes about 10 times as large as the maximum heat flux in the baseline flat ramp case.

記 号

c : 音速
 C_p : 定圧比熱, $R\gamma/(\gamma-1)$
 C_v : 定積比熱, $R/(\gamma-1)$
 e_t : 単位体積当たりの全エネルギー, $\rho(C_v T + u^2/2)$
 E_i : 非粘性流束
 Ev_i : 粘性流束
 h : 単位体積当たりの全エンタルピー, $\rho(C_p T + u^2/2)$
 I : 単位行列
 J : 座標変換ヤコビアン
 k : 熱伝導係数
 $\vec{l}_n$: 法線方向単位ベクトル
 L : 参照長さ
 p : 圧力
 Pr : プラントル数 ($=0.72$), $C_p \mu / k$
 q : 単位面積当たりの熱流束 [W/m^2]
 Q : 保存量ベクトル
 R : 気体定数 ($=287.1 [J/(kgK)]$)
 Re : 単位レイノルズ数, $\rho_\infty M_\infty c_\infty / \mu_\infty [1/m]$
 Re_{cell} : 格子レイノルズ数, $\rho_\infty M_\infty c_\infty \vec{l}_n \cdot (\vec{x}_{w+1} - \vec{x}_w) / \mu_\infty$
 Re_L : レイノルズ数, $\rho_\infty c_\infty L / \mu_\infty$
 St : スタントン数, $q / (u_\infty (h_\infty - h_w))$
 T : 温度
 u_i : デカルト座標での流速
 x_i : デカルト座標
 ρ : 密度

γ : 比熱比 ($=1.4$)
 μ : 粘性係数
 ξ_i : 一般座標
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ
添 字
 i, j, k : 1, 2, 3 (総和規約に基づく)
 n : 法線方向
 ∞ : 一様流
 w : 壁面
 $w+1$: 壁面から ξ 方向に次の格子点
 $*$: 無次元量

1. は じ め に

2003年スペースシャトルコロンビア号の空中分解事故は、大気圏再突入後の極超音速下で、左翼前縁の断熱タイルの剥離部から空力加熱により発生した熱が機体に浸入し、その結果、アルミ構造部材を溶解し、空気力に耐えかねた機体は左翼から空中分解に至ったと報告されている¹⁾。

この事故を受けて、断熱タイル剥離を模擬した極超音速下の矩形キャビティ流れの研究が盛んに行われている²⁻⁴⁾。それらの多くは矩形キャビティの前縁壁エッジから発生する剪断層とキャビティの後縁壁との干渉により壁面熱流束が増加するとの報告である。

本研究では、極超音速中の圧縮コーナ流れ⁵⁾ (第1図) に存在する剥離泡の境界層再付着点直後のネック領域に注目した。ネック領域 (第2図) では、境界層厚さが圧縮性の影響により最小となり、大量の剪断発熱を伴い、壁面熱流束が最大となる。このように高温高密度下にある再付着点近傍に、外乱要因として矩形キャビティを設けた場合の壁面熱流束への影響について調べる。

^{*1} © 2011 日本航空宇宙学会

平成 22 年 9 月 9 日原稿受付

^{*2} 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

第 1 図 極超音速中の圧縮コーナ流れの模式図

第 2 図 境界層再付着点近傍とキャビティの位置関係

2. 計 算 方 法

2.1 支配方程式

a) 支配方程式：一般化座標での 3 次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式 (第 1 表参照)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t^*} + \frac{\partial \hat{E}_i}{\partial \xi_i} + \frac{1}{Re_L} \frac{\partial \hat{E}_i v_i}{\partial \xi_i} &= 0 \quad (1) \\ \hat{E}_i &\equiv \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j^*} \mathbf{E}_j^*, \quad \hat{E}_i v_i \equiv \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j^*} \mathbf{E}_j^* v_i, \quad \hat{Q} \equiv \frac{1}{J} \mathbf{Q}^* \\ \mathbf{Q}^* &= \begin{pmatrix} \rho^* \\ \rho^* u_i^* \\ e_t^* \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_i^* = \begin{pmatrix} \rho u_i^* \\ \rho u_i^* u_j^* + p^* \delta_{ij} \\ (e_t^* + p^*) u_i^* \end{pmatrix} \\ \mathbf{E}_i v_i^* &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{ij}^* \\ \tau_{ij}^* u_j^* - k^* \frac{\partial T^*}{\partial x_i^*} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

応力テンソル, 熱伝導係数, 及び状態方程式は以下の式で与えられる. 作動流体は空気, 完全気体とする.

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^* &= -\mu^* \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) + \lambda \left(\frac{\partial u_k^*}{\partial x_k^*} \delta_{ij} \right) \\ k^* &= \frac{C_p^* \mu^*}{Pr}, \quad p^* = \rho^* R^* T^* \end{aligned}$$

ただし, ストークス仮説より $\lambda = 2/3 \mu^*$ とする.

サザランド式⁶⁾より任意の静温 T [K] での粘性係数 μ [Pa·s] は, サザランド定数 S_1 と S_2 と共に以下の式で与えられる.

$$\begin{aligned} \mu(T) &= \frac{S_1 T^{3/2}}{T + S_2} \quad (2) \\ S_1 &= 1.458 \times 10^{-6} \text{ [kg/(m·s·K}^{1/2})\text{]} \\ S_2 &= 110.4 \text{ [K]} \end{aligned}$$

第 1 表 諸量の無次元化

座標	$x_i^* \equiv x_i/L$
時間	$t^* \equiv \frac{t}{L/c_\infty}$
流速	$u_i^* \equiv u_i/c_\infty$
粘性係数 式 (2)	$\mu^* \equiv \frac{\mu}{\mu_\infty} = \left(\frac{T}{T_\infty} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T_\infty + S_2}{T + S_2} \right)$
密度	$\rho^* \equiv \rho/\rho_\infty$
圧力	$p^* \equiv \frac{p}{\rho_\infty c_\infty^2}$
温度	$T^* \equiv T/T_\infty$
気体定数	$R^* \equiv \frac{R}{c_\infty^2/T_\infty}$
熱伝導係数	$k^* \equiv \frac{\mu^* \gamma R^*}{Pr(\gamma - 1)} = \frac{k}{\gamma \mu_\infty R}$

b) 離散化法：セル節点有限体積法.

c) 高次精度化：3 次精度 MUSCL 法 (Van Albada 制限関数を用い TVD 条件を満足).

d) 非粘性流束：SHUS⁷⁾.

e) 粘性流束：二次精度中心差分 (乱流モデルなし).

f) 時間積分法：LU-SGS^{8, 9)}. 式 (1) を, オイラー陰解法により離散化し, $n+1$ ステップの非粘性流束と粘性流束を n ステップまわりにテイラー展開する (式 (3)).

$$\left(\frac{1}{\Delta t^*} + \frac{\partial \hat{A}_i^n}{\partial \xi_i} \right) \Delta \hat{Q} = - \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\hat{E}_i + \frac{\hat{E}_i v_i}{Re_L} \right)^n \quad (3)$$

ただし,

$$\hat{A}_i^n \equiv \left(\frac{\partial \hat{E}_i}{\partial \hat{Q}} + \frac{1}{Re_L} \frac{\partial \hat{E}_i v_i}{\partial \hat{Q}} \right)^n$$

式 (3) に対する LU-SGS 法を式 (4) と式 (5) に示す.

$$\begin{aligned} \text{forward sweep } \Delta \hat{Q}^{\text{new}'} \Big|_{i,j,k} &= \left(\frac{1}{\Delta t} + \frac{\tilde{\rho}(\hat{A}_i)}{\Delta \xi_i} \right)^{-1} \left(- \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\hat{E}_i + \frac{\hat{E}_i v_i}{Re_L} \right)^n \right. \\ &\quad + \left(\frac{\hat{A}_1^+ \Delta \hat{Q}^{\text{new}'}}{\Delta \xi_1} \right) \Big|_{i-1,j,k} + \left(\frac{\hat{A}_2^+ \Delta \hat{Q}^{\text{new}'}}{\Delta \xi_2} \right) \Big|_{i,j-1,k} \\ &\quad \left. + \left(\frac{\hat{A}_3^+ \Delta \hat{Q}^{\text{new}'}}{\Delta \xi_3} \right) \Big|_{i,j,k-1} \right) \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{backward sweep } \Delta \hat{Q}^{\text{new}} \Big|_{i,j,k} &= \Delta \hat{Q}^{\text{new}'} \Big|_{i,j,k} - \left(\frac{1}{\Delta t} + \frac{\tilde{\rho}(\hat{A}_i)}{\Delta \xi_i} \right)^{-1} \\ &\quad \times \left(\left(\frac{\hat{A}_1^- \Delta \hat{Q}^{\text{new}}}{\Delta \xi_1} \right) \Big|_{i+1,j,k} + \left(\frac{\hat{A}_2^- \Delta \hat{Q}^{\text{new}}}{\Delta \xi_2} \right) \Big|_{i,j+1,k} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\hat{A}_3^- \Delta \hat{Q}^{\text{new}}}{\Delta \xi_3} \right) \Big|_{i,j,k+1} \right) \quad (5) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{cases} \hat{A}_i^\pm \approx \frac{\hat{A}_i \pm \tilde{\rho}(\hat{A}_i)\mathbf{I}}{2} \\ \tilde{\rho}(\hat{A}_i) = \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j^*} u_j^* + \sqrt{\sum_j \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial x_j^*} \right)^2} \left(c^* + \frac{2\mu^*}{Re_L \rho^* \Delta \xi_i} \right) \end{cases} \quad (6)$$

$$\hat{A}_i^\pm \Delta \hat{Q} \approx 0.5 \left(\hat{E}(Q + \Delta Q) - \hat{E}(Q) \pm \tilde{\rho}(\hat{A}) \Delta \hat{Q} \right) \quad (7)$$

g) 無次元化：一様流の物理量で無次元化を行った（第1表）。

h) 並列化：MPICH1（128 CPU コア並列計算）

2.2 壁面熱流束の計算方法 壁面熱流束を式(8)のフリーエの法則により見積もった。

$$\begin{aligned} q &= k \frac{dT}{dx_n} \Big|_{i+\frac{1}{2},w} \\ &= \frac{C_p}{Pr} \frac{S_1 T_{i+\frac{1}{2},w+1}^{3/2} (T_{i+\frac{1}{2},w+1} - 300 [\text{K}])}{T_{i+\frac{1}{2},w+1} + S_2 (\bar{x}_{i+\frac{1}{2},w+1} - \bar{x}_{i+\frac{1}{2},w}) \cdot \bar{l}_n} \end{aligned} \quad (8)$$

Re_{cell} は、壁面熱流束値に大きな影響を与えるため、キャビティなし圧縮コーナ流れ場の壁面熱流束の格子収束性について調査した。その結果、 $Re_{\text{cell}} \leq 100$ 以内であれば壁面熱流束値が格子間隔に依存せず一定となった。本研究では、 $Re_{\text{cell}} = 30.8$ とした ($dx_n = 5 [\mu\text{m}]$ (第3表))。

3. 計算条件

名古屋大学衝撃風洞（第2表）テストセクションの流れを計算の一様流条件（第3表）とした。総温は、衝撃波の一次元理論¹⁰⁾ 及び、衝撃風洞の直接数値計算¹¹⁾ を参考に

第2表 一様流条件：名古屋大学衝撃風洞

総圧	$P_0 = 4.0 [\text{MPa}]$
総温	$T_0 = 900 [\text{K}]$
マッハ数	$M_\infty = 8.1$
単位レイノルズ数	$Re = 6.185 \times 10^6 [1/\text{m}]$

第3表 計算条件

		キャビティなし	キャビティあり
格子	格子点数	$320 \times 109 \times 514$	$360 \times 133 \times 642$
	最小格子（壁面）	$5 [\mu\text{m}]$	
境界	①流入部	一様流条件	
	②流出部	ζ 方向 0 次外挿	
	③固体壁面	ノンスリップ、等温壁 ($T_w = 300 [\text{K}]$)	
	④底面	ξ 方向 0 次外挿	
	⑤左右側面	一様流条件	
	上面	一様流条件	
初期条件	インパルススタート	2 次元収束解	
CFL		約 1.5	約 0.2
時間刻み Δt		約 2.3 [nsec]	約 0.3 [nsec]
合計時間 $\Sigma \Delta t$		約 20 [msec]	約 0.91 [msec]

して決定した。

第3図に一樣流に対し迎角 0 の水平板（流れ方向：130 [mm]，スパン方向：100 [mm]）と斜板（30 [deg]）からなるキャビティなし圧縮コーナの計算モデルを示す。第4図にキャビティあり圧縮コーナの計算モデルを示す。矩形キャビティ（幅 $w = 10 [\text{mm}]$ ，高さ $h = 1 [\text{mm}]$ ）は、キャビティなしの境界層再付着点を中心に設置し（第2図）、 $L0 = 158 [\text{mm}]$ とした。

3.1 計算格子 第5図にキャビティなしの構造格子と、座標系（右手系直交座標系と一般座標系）を示す。格子点数は、キャビティなしの場合には、17,928,320 点、キャビティありの場合には、30,738,960 点である（第3表）。

3.2 境界条件 平板前縁から 5 [mm] と、平板両側から 10~15 [mm] 距離（第5図中の④）をおき、一樣流条件としている。キャビティは、ブランク格子とすることで再現

第3図 キャビティなし圧縮コーナ

第4図 キャビティあり圧縮コーナ

第5図 構造格子と座標系

した. その他の境界条件の詳細は第 3 表と第 5 図に示した.

3.3 初期条件 キャビティなし計算では, 計算全域を一様流とするインパルススタートとした. キャビティあり計算は, 2 次元計算の収束解を初期条件とした.

3.4 計算環境 スーパーコンピュータ (Fujitsu HX600) で 128 CPU コアの並列計算を行った. CPU 境界は z 方向に等格子点数間隔にある. 計算時間は 4 週間程度である.

4. 実験方法

実験条件は, 計算条件と同じなので 3 章を参照されたい. キャビティ位置は, キャビティなしの境界層再付着点を中心に設置し (第 2 図), $L0 = 143$ [mm] (第 4 図) とした. キャビティの位置の考察は 5.2 節を参照されたい.

4.1 壁面熱流束の計測方法 1.9 mm 同軸熱電対 (MULLER 社製 Coaxial Thermocouple MCT/MCTB) により温度の時間変化を計測した後, 式 (9)¹²⁾ から壁面熱流束を見積もった. ここで, $\sqrt{\rho c k}$ は熱電対の物性値である. 壁面熱流束は, 総圧が 3.9 [MPa] となる時刻を中心に約 10 [msec] 区間での値を平均化した. この区間では, 一様流中に水平に設置した直径が 23 [mm] の半球円柱の澁み点の熱流束が一定となり, 総温が一定となることを確認している.

$$q(t_m) = 2\sqrt{\frac{\rho c k}{\pi}} \sum_{i=1}^m \frac{T(t_i) - T(t_{i-1})}{\sqrt{t_m - t_i} + \sqrt{t_m - t_{i-1}}} \quad (9)$$

5. 結果と考察

5.1 キャビティなしの場合 計算結果として, 第 8 図の密度の空間微分の分布と, 第 9 図に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, 圧縮コーナ斜板による逆圧力勾配に伴い発生する境界層剥離と剥離衝撃波, 及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. 一方で, 計算結果は実験結果より剥離泡が若干大きくなり, 再付着点位置が s 方向 (第 3 図) に約 17.3 [mm] 下流にずれた.

第 10 図に壁面熱流束の結果を示す. 計算結果 $\langle St \rangle$ は一様流の影響を受ける両端を除いて, スパン方向 ($(z_1 = 5) < z$ [mm] $< (z_2 = 95)$) の断面平均値を, 流れ場が定常状態になった区間の時間平均 ($t = 2 \sim 20$ [msec]) した結果を示す. 境界層再付着点直後のピーク値①は, $\langle St \rangle = 0.0180$ (28.5 [W/cm²]) で, 誤差範囲として標準偏差 $\pm \sigma$ を示す. また第 6 図に代表断面として $z = 75$ [mm] 断面のピーク値①の確率密度の分布を示す. ピーク値①はほぼ正規分布に従って値がばらついており, 流れ場が定常状態になってからの十分なサンプル区間をとった統計量 (第 4 表) で議論していることを示す. なお $z = 75$ [mm] 以外の断面のピーク値 St の確率密度の分布も同様にほぼ正規分布となった. 実験値のピーク値は, $St = 0.021$ (32.9 [W/cm²]) であり, 計算結果の中には, この実験結果と完全に一致する時空間のポイントは存在するが, 統計量 $\langle St \rangle$ では, 1 割強のずれが生じた. 以上からある程度正確に壁面熱流束の

第 4 表 z 方向断面平均熱流束のピーク値の統計量

位置	キャビティなし	キャビティあり		
	第 10 図①	第 13 図②	第 13 図③	第 13 図④
データ区間	2~20 [msec]	0.3~0.91 [msec]		
時間平均 $\langle St \rangle$	0.0180	0.177	0.10	0.048
最大値	0.0189	0.42	0.17	0.06
最小値	0.0166	0.10	0.07	0.04
標準偏差 σ	0.0005	0.033	0.01	0.006

第 6 図 確率密度 第 10 図① 第 7 図 確率密度 第 13 図②
実線: ピーク St の確率密度 ($z = 75$ mm), 破線: 標準正規分布.

計算ができていると判断する.

5.2 キャビティありの場合 本研究の目的に沿うように, キャビティの位置を計算と実験それぞれの境界層再付着点に設置した (第 2 図). 従って, 境界層再付着点のずれに合わせ, 計算でのキャビティの位置は実験での位置より s 方向に 17.3 [mm] 下流に設置した (第 4 図: 計算 $L0 = 158$ [mm], 実験 $L0 = 143$ [mm]).

計算上の剥離泡が実験より大きく出たことから, 実験の境界層は乱流化しているとも推測できるが, 実験に使用した名古屋大学衝撃風洞 (第 2 表) に設置された水平平板 (長さ 300 [mm]) 上の境界層はプレストン管にて総圧分布が測定されており, テストセクション全域で層流であることが確認されている¹³⁾. また確認のために, 剥離泡を伴う流れ場に適した一次方程式乱流モデル Spalart-Allmaras¹⁴⁾ を使用して計算も行ったが, 剥離泡が小さくなり境界層再付着点の実験値から s 方向に約 19.6 [mm] 上流側にずれ, 実験値からのずれが層流の場合より大きくなった. 以上から, 本流れ場への乱流モデルの使用は不相当であると判断し, 境界層再付着点について計算上で実験値への合わせ込みをするのではなく, 実験と計算それぞれの境界層再付着点にキャビティを設置することにした.

キャビティありの結果は, 計算を第 11 図に, 実験を第 12 図に示す. キャビティ後縁壁が流れの障害物になり, 水平板上の逆圧力勾配が大きくなるために実験と計算共にキャビティがない場合と比較して剥離泡が大きく成長している. 境界層再付着点はこの逆圧力勾配の影響により, キャビティ内部に位置することはできず, キャビティ後縁壁のエッジに位置している.

第 13 図にキャビティがある場合の壁面熱流束の結果を示す. 計算結果 $\langle St \rangle$ は, 5.1 節のキャビティなしの場合と同様にスパン方向断面平均値を流れ場が定常状態になってからの時間平均した統計量 (第 4 表) である. 第 13

第8図 計算：密度勾配（キャビティなし）

第9図 実験：シュリーレン写真（キャビティなし）

第10図 壁面熱流束（キャビティなし）

図中の座標系は、実験と計算でキャビティの位置が異なるために、キャビティの後縁壁を基準点 s_0 とした $\Delta s = s - s_0$ としている。従って、キャビティ後縁壁は $\Delta s = 0 \sim -1$ に位置し、キャビティ底壁は $\Delta s = -1 \sim 11$ に位置する。キャビティの効果により、キャビティ底壁では、 $\langle St \rangle \pm \sigma = 0.1 \pm 0.01$ ($150.7 \pm 18.7 \text{ [W/cm}^2\text{]}$) に、キャビティ後縁壁エッジ部 $\Delta s \approx 0$ （境界層再付着点付近）は、 $\langle St \rangle \pm \sigma = 0.048 \pm 0.006$ ($75.7 \pm 9.4 \text{ [W/cm}^2\text{]}$) となり、それぞれキャビティがない場合のピーク値の5.3倍と2.7倍になった。最も壁面熱流束が上昇したのは、キャビティ後縁壁で、 $\langle St \rangle \pm \sigma = 0.177 \pm 0.03$ ($280.1 \pm 47.9 \text{ [W/cm}^2\text{]}$)

となり、キャビティがない場合のピーク値の9.8倍になった。また、キャビティ四隅の頂点の格子点は特異点であるので、第13図の計算結果からは削除してある。実験値は熱電対の空間分解能の制限によりピーク値の確認はできないが、ピーク値以外については計算結果とほぼ一致している。

第14図において、壁面熱流束が増加するメカニズムについて説明する。キャビティ後縁壁は時空間を平均的に見ると、(a)にあるように剥離剪断層が後縁壁に衝突する流れ場となっている。さらにその剥離剪断層は高速流れであるために剪断による粘性散逸により約 700 [K] ($T/T_\infty \approx 11$) まで加熱されている。キャビティの後縁壁では、この高温の

第 11 図 計算：密度勾配（キャビティあり）

第 12 図 実験：シュリーレン写真（キャビティあり）

第 13 図 壁面熱流束（キャビティあり）

高速流れが衝突し激点 (S1) が形成される。キャビティ底面にはこの激点からの噴流が衝突し、同様に激点 (S2) が形成される。これらの激点では高温となるために、壁面熱流束がキャビティがない場合のピーク値の S1 では 9.8 倍に、S2 では 5.3 倍になっている。また、キャビティ後縁壁②の St_2 とキャビティ底部③の St_3 の間には、断面平均相関係数 $\bar{R}_{23} = 0.85$ (式 (10)) であり、激点 S1 と S2 が一連の現象の中で発生していることが分かる。第 15 図には、流れ場が十分落ち着いた範囲内の任意の時刻でのキャビティ後縁壁付近の壁面熱流束の瞬時値 ($t = 0.779$ [msec]) を示す。この図からも、後縁壁の熱流束が大きい z 断面では、

キャビティ内の熱流束も大きく S1 と S2 が一連の現象であることが確認できる。

$$\bar{R}_{23} = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\Sigma(St_2 - \bar{St}_2)(St_3 - \bar{St}_3)}{\sqrt{\Sigma(St_2 - \bar{St}_2)^2} \sqrt{\Sigma(St_3 - \bar{St}_3)^2}} dz \quad (10)$$

また、剥離剪断層のキャビティ後縁壁への衝突は間欠的で、衝突タイミングとそうでないタイミングが存在していた。第 7 図に $z = 75$ [mm] 断面のキャビティ後縁壁のピーク値②の確率密度の分布を示す。この分布は正弦波の確率密度と同じように両サイドにピークがあり、中心のピーク

第14図 キャビティの流れ場
(a) 流速ベクトルと密度の空間微分の分布, (b) 静温分布 T/T_∞ , (c) 流れ場の模式図。

第15図 キャビティ後縁壁付近の熱流束の瞬時値 ($t = 0.779$ [msec])

が小さく、尖度が負になっていることから、間欠的な現象であることが理解できる。 $z = 75$ [mm] 以外の断面もタイミングはそれぞれ異なるが間欠性がみられた。第15図からも同様に、熱流束が大きい z 断面と小さい z 断面があり、熱流束の間欠性がみられる。

キャビティ後縁壁エッジ付近は、第10図の水平板前縁のピークと同様で、境界層の成長初期段階であり、非常に薄い境界層厚さとなっており、剪断による粘性散逸により大量の発熱が発生するために壁面熱流束がキャビティがない場合のピーク値の2.7倍になったと考える。

6. 結 論

極超音速流中 ($M_\infty = 8.1$) に設置された水平板長さ 130 [mm] で斜板角度 30 [deg] からなる圧縮コーナ（レイノルズ数 $Re \equiv \rho_\infty M_\infty c_\infty L / \mu_\infty = 8.0 \times 10^5$ 、代表長さ L : 水平板長さ 130 [mm]）の境界層再付着点を中心にスパン方向に断面形状が変化しない矩形キャビティ（幅 10 [mm]、高さ 1 [mm]）を設置した流れ場の3次元圧縮性ナビエ・ストークスによる計算及び実験を行ったところ以下の知見を得た。

- ・計算及び実験結果より、キャビティの後縁壁による逆圧力勾配の影響のため、キャビティなしの場合と比較して剥離泡が大型化した。
- ・計算結果より、キャビティ後縁壁に約 700 [K] まで加熱された高温の剪断層が衝突する流れ場となり、激点（S1）が形成され、キャビティ後縁壁では、キャビティなしのピーク値の約 10 倍の壁面熱流束となることが明らかになった。従って、境界層再付着点位置にキャビティがあると、本件の条件下で生じた現象のようにキャビティ後縁部付近は熱的に最も厳しい領域となる場合があると判断する。

参 考 文 献

- 1) Columbia Accident Investigation Board Report Volume 1, National Aeronautics and Space Administration and the Government Printing Office, 2003, pp. 49–84, <http://caib.nasa.gov/news/report/default.html>
- 2) Everhart, J. L.: Supersonic/Hypersonic Laminar Heating Correlations for Rectangular and Impact-Induced Open and Closed Cavities, AIAA Paper 2008-1283, 2008.
- 3) Murray, R. C. and Elliott, G. S.: Characteristics of the Compressible Shear Layer over a Cavity, AIAA J., **39** (2001), pp. 846–856.
- 4) Lin, J. C. and Rockwell, D.: Organized Oscillations of Initially Turbulent Flow Past a Cavity, LM-00k80, 2000.
- 5) Holden, M. S.: Experimental Studies of Separated Flow at Hypersonic Speeds. Part II: Two-Dimensional Wedge Separated Flow Studies, AIAA J., **4** (1966), pp. 790–799.
- 6) Hilsenrath, J., Beckett, C. W., Benedict, W. S., Fano, L., Hoge, H. J., Masi, J. F., Nuttall, R. L., Touloukian, Y. S. and Woolley, H. W.: Tables of Thermal Properties of Gases, National Bureau of Standards Circular 564, 1955.
- 7) Shima, E. and Jounouchi, T.: 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, NAL SP-34, 1997.
- 8) Yoon, S. and Jameson, A.: An LU-SSOR Scheme for the Euler and Navier-Stokes Equations, AIAA Paper 87-0600, 1987.
- 9) Obayashi, S. and Kuwahara, K.: An Approximate LU Factorization Method for the Compressible Navier-Stokes Equations. J. Comput. Phys., **63** (1986), pp. 157–167.
- 10) 倉谷健治, 土屋莊次: 衝撃波の化学物理, 裳華房, 1968, 第1章, pp. 11–26.
- 11) 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, **53** (2005), pp. 36–41.
- 12) Cook, W. J. and Felderman, E. J.: Reduction of Data from Thin Film Heat Transfer Gauges, A Concise Numerical Technique, AIAA J., **4** (1966), pp. 561–562.
- 13) 鈴木由克: 基本形状周りの極超音速流れの解析, 修士論文, 名古屋大学大学院工学研究科航空工学専攻第一講座, 1990.
- 14) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R.: A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA Paper 1992-0439, 1992.