

# 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

## Numerical simulation of hypersonic flow over a plate with cavity

越野勝一郎, 東大院新領域, 〒113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail: koshino@kl.t.u-tokyo.ac.jp  
 鈴木宏二郎, 東大院新領域, 〒113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail: suzuki@kl.t.u-tokyo.ac.jp  
 Katsuichiro Koshino, Dept. of Advanced Energy, Univ. of Tokyo, Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033 JAPAN  
 Kojiro Suzuki, Dept. of Advanced Energy, Univ. of Tokyo, Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033 JAPAN

In this study, a numerical calculation of hypersonic flow over a plate with cavity at a Mach number of 6.1 and the angle of attack of 5.0[deg.] is performed by solving the laminar two-dimensional Navier-Stokes equations. The isothermal condition is assumed at the wall. The aspect ratio of the cavity is 0.25. The computational result shows that the shock wave is generated in front of the edge of the backward wall and that the remarkable peak of the wall heat flux and pressure appears there.

### 1. 緒言

宇宙往還機などの大気圏再突入飛行体は極超音速飛行を行うこととなるが、その際、機体表面のギャップなどにより、空力加熱が局所的に増加することが予想される。このため、宇宙往還機的设计上、こうしたギャップの存在する流れ場の性質を知る必要があると考えられる。

こうしたギャップを模擬したキャビティ流れについては、これまでも計算・実験により研究が行われている<sup>(1)(2)</sup>。そこで、本研究では、比較的深いキャビティを有する平板上の極超音速流れについて数値解析を行い、壁面加熱率分布や流れ場の構造について考察する。

### 2. 計算条件

本研究では解析対象として、2次元キャビティ流れを想定する(図1)。壁面の境界条件については等温、滑りなしとし、流入する一様流については、文献(1)を参考にした値を用いた(表1)。なお、代表長さにはキャビティ深さ  $D$  を用い、その値は 25mm とした。これは、HYFLEX<sup>(3)</sup> に用いられたセラミックタイルの最大厚さを参考としたものである。また、キャビティのアスペクト比  $Ar (= L/D)$  は

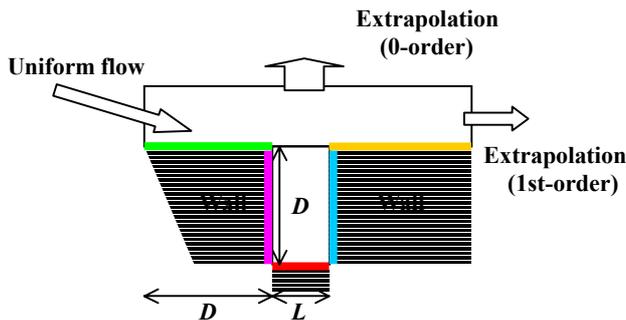


Fig.1 Computational domain & boundary conditions

Table 1 Flow conditions

case	$M$	$Re_D$	$Pr$	$T$ [K]	$T_{wall}$ [K]	AOA [deg.]	$Ar$
1	6.1	$1.09 \times 10^4$	0.72	300.0	123.0	5.0	0.25
2	6.1	$1.20 \times 10^7$	0.72	300.0	123.0	5.0	0.33

### 3. 支配方程式及び数値計算手法

支配方程式には以下に示す 2次元層流圧縮性 Navier-Stokes 方程式及び状態方程式を用いる。なお、壁面で格子を寄せるため、局所直交変換<sup>0</sup>による一般座標変換を施した。また、

粘性は Sutherland の法則により評価した。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \zeta} = \frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \zeta} \quad (1)$$

各ベクトルは一般座標変換により以下のように示される。

$$\hat{Q} = J^{-1}Q,$$

$$\hat{E} = J^{-1}(\xi_x E + \xi_y F), \hat{F} = J^{-1}(\eta_x E + \eta_y F),$$

$$\hat{E}_v = J^{-1}(\xi_x E_v + \xi_y F_v), \hat{F}_v = J^{-1}(\eta_x E_v + \eta_y F_v),$$

$$J = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e_t \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho e_t + p)u \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (\rho e_t + p)v \end{bmatrix},$$

$$E_v = \frac{1}{Re_D} \begin{bmatrix} \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ e_v \end{bmatrix}, F_v = \frac{1}{Re_D} \begin{bmatrix} \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ f_v \end{bmatrix}, Re_D = \frac{\rho_\infty U_\infty D}{\mu_\infty},$$

$$e_v = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} - q_x, f_v = u\tau_{xy} + v\tau_{yy} - q_y,$$

$$q_s = -\kappa \frac{\partial T}{\partial s} \quad (2)$$

なお、以下の状態方程式において、空気を想定し、比熱比は 1.4 で一定とする。

$$p = (\gamma - 1)\rho \left( e_t - \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \right) \quad (3)$$

また、これらの支配方程式の離散化手法について表2に示す。

Table 2 Computational conditions & grids

Convection terms	AUSMDV <sup>(4)</sup> ( 3rd-order MUSCL ; minmod function )	
Viscous terms	2nd-order central scheme	
Time integration	2-stage Runge-Kutta scheme (2nd-order)	
Grid	Uniform flow	142 × 51
	Cavity	61 × 61

## 4. 計算結果および考察

### 4.1 定常流れ場の構造

case1 の計算結果はほぼ定常となった。この時の壁面上の加熱率分布と圧力係数分布を、それぞれ図2と図3に示す。なお、加熱率分布はキャビティ前縁の加熱率を用いて無次元化している。また、圧力係数は一様流に対するものである。ここで、横軸  $x$  は壁面に沿った前縁からの無次元距離（深さを1とする）を示す。また、圧力分布と密度分布を可視化したものをそれぞれ、図4と図5に示す。

図2と図3によれば、加熱率と圧力は後方の壁側面において大きく上昇していることが確認できる。こうした現象は過去の研究<sup>(1)(2)</sup>とも一致している。そこで、図4を見ると、キャビティ後縁部に離脱衝撃波が生じていることが見て取れる。このことから、こうした加熱率上昇と圧力上昇は離脱衝撃波背後の急激な温度と圧力の上昇のためと考えられる。

また、前出の研究では顕著ではなかった小さな加熱率のピークがキャビティ全体に見て取れる。これらは、図5の密度分布に認められる渦による輸送の影響と考えられる。多くの研究で扱われている横長のキャビティ ( $Ar > 1$ ) においては、こうした渦はキャビティ後部によく見られる。これに対し、今回扱ったような、縦長のキャビティ ( $Ar < 1$ ) の場合、定在する渦のスケールに対し、キャビティ幅が狭すぎるため、いくつかの渦が深さ方向に配置され、キャビティ構造全体に渦の影響があるのだと考えられる。

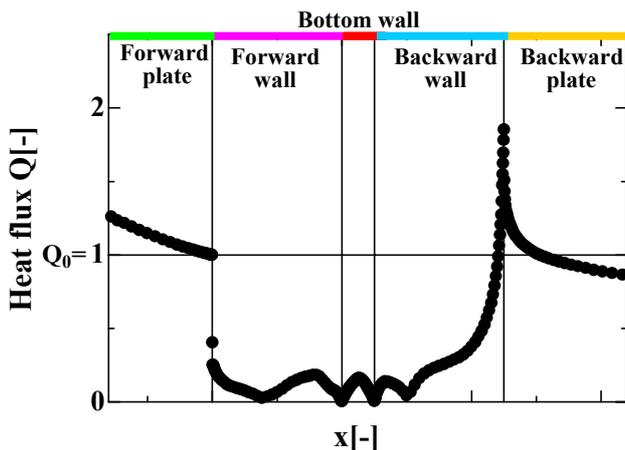


Fig.2 Distribution of heat flux along the wall

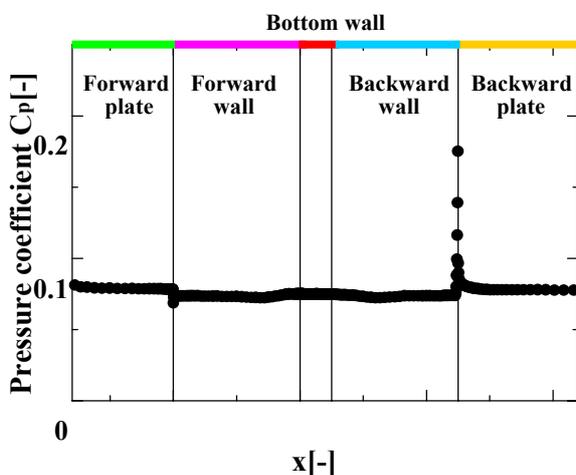


Fig.3 Distribution of pressure coefficient along the wall

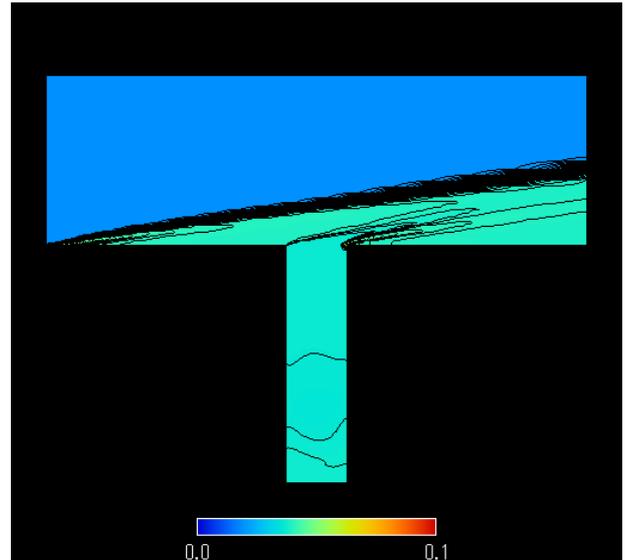


Fig.4 Contour of pressure

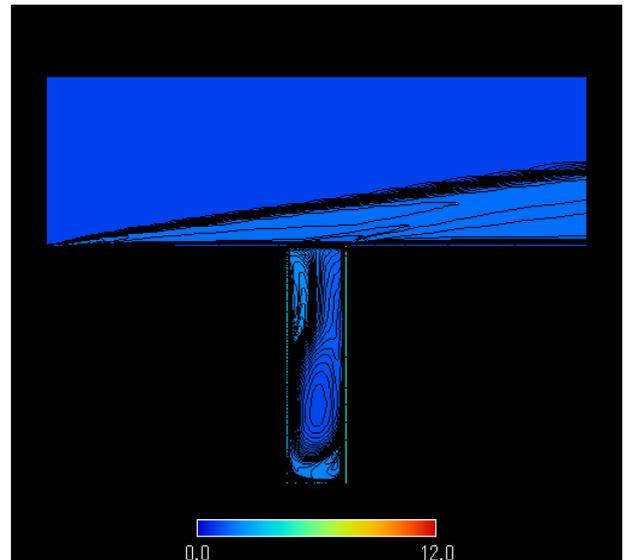


Fig.5 Contour of density

### 4.2 非定常流れ場の構造

case2 では、比較的高  $Re$  数の流れ場を模擬している。この場合、case1 とは異なり、非定常な流れ場となった。その密度分布の時間変化を図6および図7に示す。なお、キャビティ後縁部における離脱衝撃波の影響で分布図が確認しにくいため、ここでは、無次元密度の値が2.0以上のものについては2.0とした。

図6に速度境界層発達後の比較的早い時間に生じている剪断層の振動を示している。これにより、キャビティ内の渦により移流された質量が、キャビティ外部と質量交換を起し、膨張波と衝撃波が非定常な振る舞いを起こしているのだと見て取れる。

次に、図7に、キャビティ底部におけるリターン・フローの挙動を示す。これより、リターン・フローが剪断層に干渉し、質量交換と振動流を増長しているのが確認できる。

なお、以上で示した結果は比較的計算初期のものであるが、計算を進めると、図8のような状態で剪断層の振動が緩やか

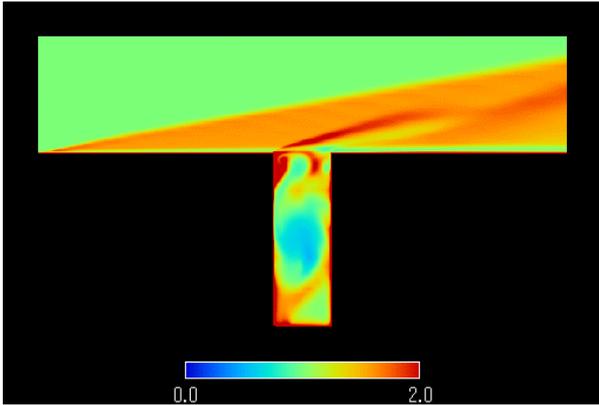


Fig.6-1 Contour of density (step = 8000)

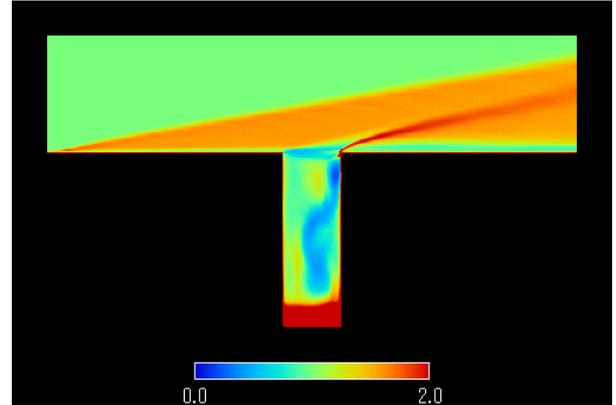


Fig.7-1 Contour of density (step = 3000)

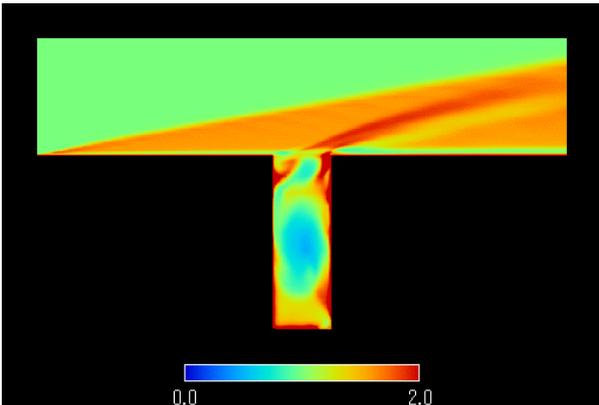


Fig.6-2 Contour of density (step = 8500)

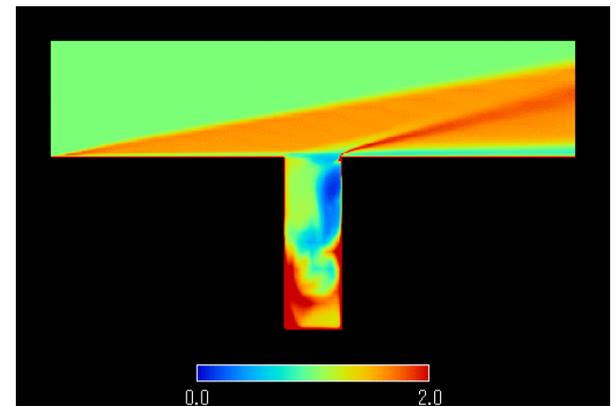


Fig.7-2 Contour of density (step = 4000)

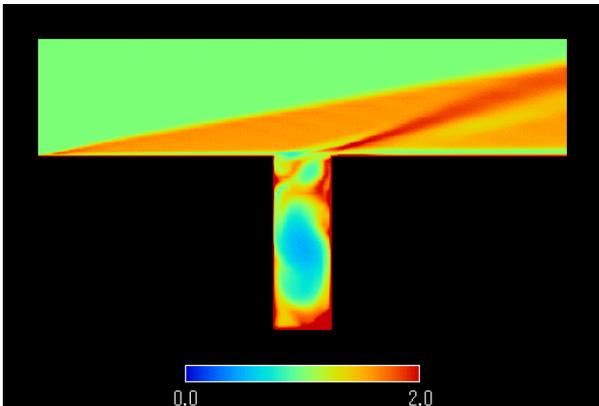


Fig.6-3 Contour of density (step = 9000)

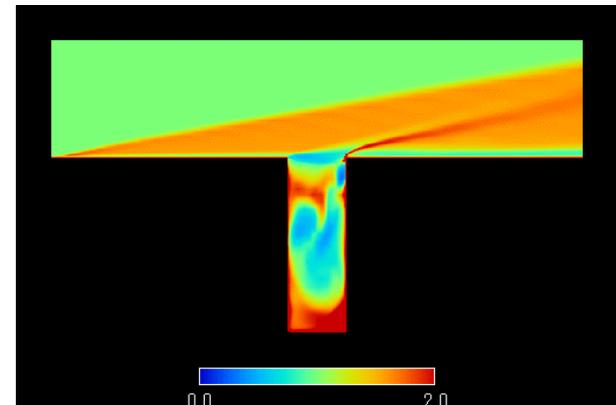


Fig.7-3 Contour of density (step = 5000)

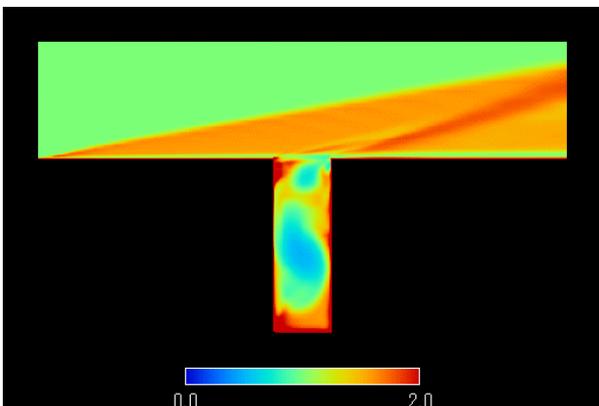


Fig.6-4 Contour of density (step = 9500)

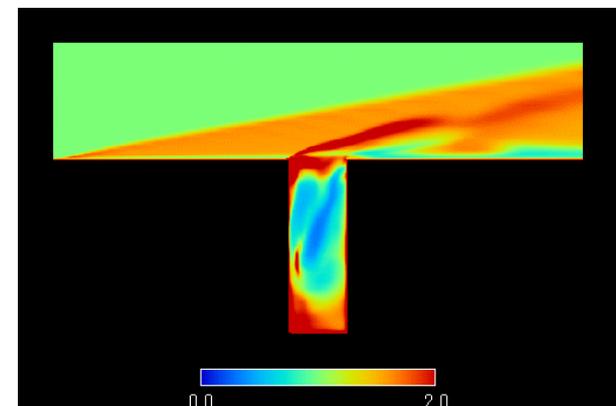


Fig.7-4 Contour of density (step = 6000)

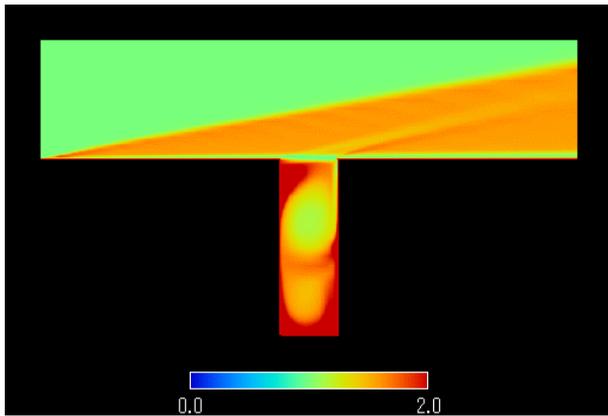


Fig.8 Contour of density (step = 75000)

に生じているのが確認できる。

## 5 . 結論

比較的深いキャビティを通過する極超音速流れ場について、2次元数値解析を行った。これにより、キャビティ後縁部で生じる圧力および加熱率のピークを確認した。また、高  $Re$  数における非定常な解において、剪断層の振動を確認した。

今後は、アスペクト比の異なる場合や、大迎角などのより現実問題に近い条件での解析を行っていく。

## 参考文献

- (1) Ivan.Y et.al “Hypersonic Flow over Flat Plate and Mars Pathfinder with Gaps on its Surface, ISTS 98-d-40, 1998
- (2) 口石, 西田, “キャビティつき物体を通り過ぎる超音速流”, 日本航空宇宙学会西部支部講演会, 1995
- (3) 甲斐高志, ”飛行データに基づいた熱防護系の評価”, HYFLEX/HOPE-Symposium 講演前刷集, 1996
- (4) Y.Wada and M.S.Liou, “A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities”, AIAA Paper 94-0083, 1994,
- (5) W.Kyle and J.L.Thomas “Comparison of Finite Volume Flux Vector Splitting for Euler Equations”, AIAA Journal, vol.24, No.9, SEPTEMBER 1986, pp.1453-1460