

Numerical Simulations on High Temperature Jet Impinging Normally on the Wall

九州大学工学部航空工学科 麻生 茂・大城 智
Shigeru ASO, Satoshi OSHIRO

Dept. Aeronautics and Astronautics, Kyushu University, Fukuoka 812-8581, JAPAN

三菱重工業(株) 長崎研究所 坂田展康・志田坦也
Nobuhiro SAKATA, Hiroya SHIDA
Mitubisi Heavy Industry,co,Ltd,Nagasaki Laboratory

ABSTRACT

High temperature jet impinging on the wall sometimes become quite serious problems in launching the rocket from the ground. Several researches have been conducted by some authors¹⁻³⁾. However, the flow mechanism have not been revealed sufficiently. The interacting flow fields of supersonic jet impinging on the wall are numerically simulated. The displacement between the nozzle exit and the wall is varied and the effects of the displacement on the interacting flow field are investigated numerically. The calculated flow patterns and pressure distributions show good agreements with experiments.

1 緒言

超音速噴流と平板との干渉はロケットの排気流が、反射板や地面、さらにはロケット本体に衝突する問題に関して、多くの研究が行われている。報告されている実験によると、壁干渉の流れ場の構造はノズル出口のマッハ数、背圧に対するノズル出口の静圧比の他にノズル出口から壁までの距離に依存する。干渉の流れ場は一般に複雑になり、亜音速と超音速の混合領域、衝撃波と膨張波との干渉領域、粘性による平板上の剥離領域、さらに衝撃波と平板の間の循環領域などいくつかの領域に分けられる (Fig.1)。本研究では作動流体を空気とした超音速ジェツ

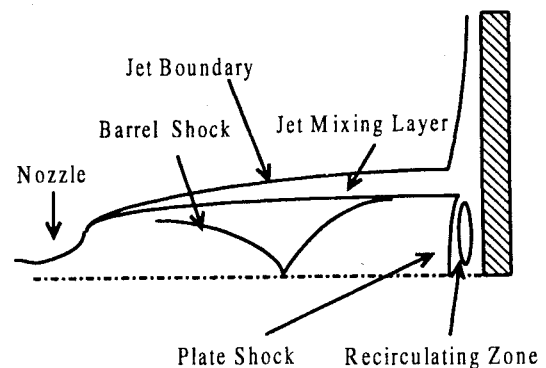


図 1: Schematic diagram of the flow field

トの壁干渉についての数値計算を行い、実験結果と比較をすることを試みたので以下に報告

する。

$$e = c_v T, \quad c_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (8)$$

$$p = (\gamma - 1) \left\{ E - \rho (u^2 + v^2) / 2 \right\} \quad (9)$$

2 計算方法

数値計算にあたっては、軸対称 Navier-Stokes 方程式を用いた。直交座標系における保存型の軸対称 Navier-Stokes 方程式はベクトル形式で以下のように表される

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial y} + \mathbf{H}_v \quad (1)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \frac{1}{y} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (E + p)v \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{E}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ e_4 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ f_4 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{H}_v = \frac{1}{y} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ 2\mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{v}{y} \right) \\ f_4 \end{pmatrix}$$

$$e_4 = \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \kappa T_x \quad (2)$$

$$f_4 = \tau_{yy}v + \tau_{yx}u + \kappa T_y \quad (3)$$

$$\tau_{xx} = -\frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{v}{y} \right) - 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \quad (4)$$

$$\tau_{yy} = -\frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{v}{y} \right) - 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad (5)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (6)$$

$$p = \rho RT \quad (7)$$

計算にあたっては対流項を Harten-Yee の風上型 TVD スキーム、粘性項を 2 次精度中心差分、時間積分は LU-ADI 法により行った。境界条件を Fig.2 に示す。壁面において等温壁、nonslip

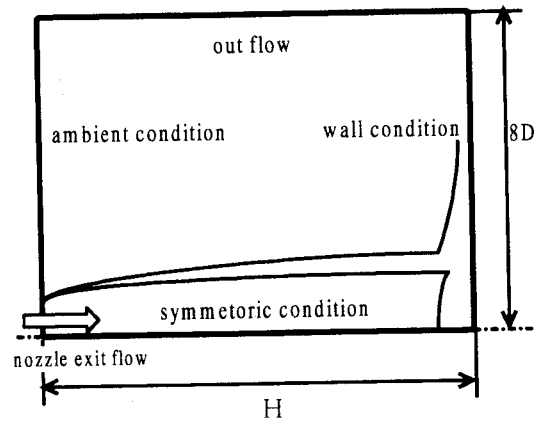


図 2: Computational domain and boundary conditions

条件、流出条件は 0 次の外挿、雰囲気条件の物理量は無限遠方のそれに固定した。計算条件を Table-1 に示す。数値計算はまずスロートから

表 1: Flow conditions

Inflow Mach number	1.0 (nozzle throat)
Stagnation temperature of jet	335 K
Stagnation pressure of jet	1 atm
Working gas (jet)	Air
Static temperature of ambient gas	300 K
Static pressure of ambient gas	9 Torr
Working gas (ambient)	Air
Dimensionless distance (H/D)	3.7, 5.6, 6.8, 7.4

* H/D : displacement between nozzle exit and wall / nozzle exit diameter

ノズル出口までの範囲で行った。ここで用いたノズルのスロートにおける直径は 9.2mm、出口直径は 24.0mm、出口でのノズル形状の半頂角は 12 度、スロートからノズル出口までの直径は 35.8mm である。次にこの計算結果ノズル出口における流入条件として衝突噴流の計算を

行った。ここで計算格子はFig.3に示すものを用いた。

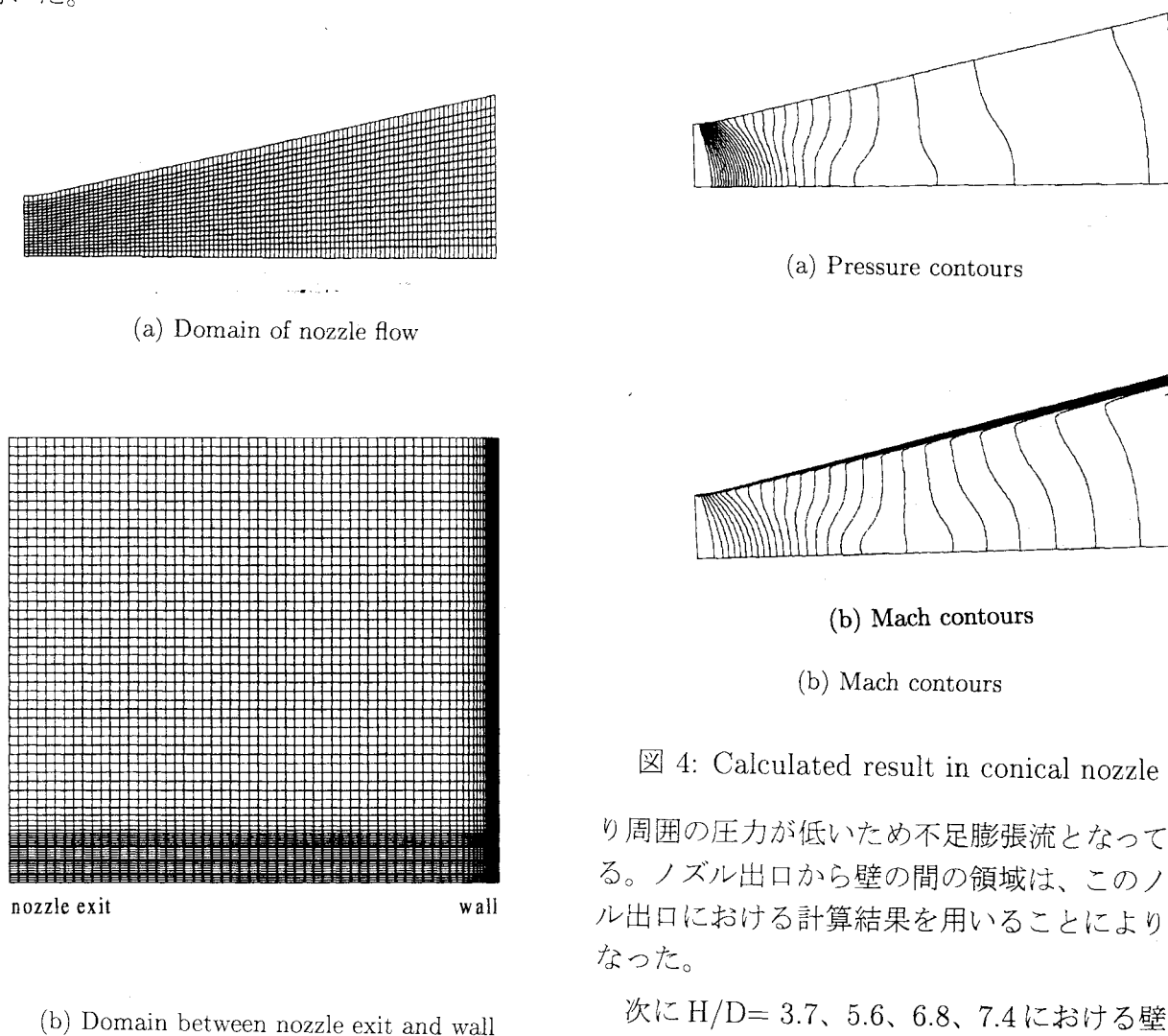
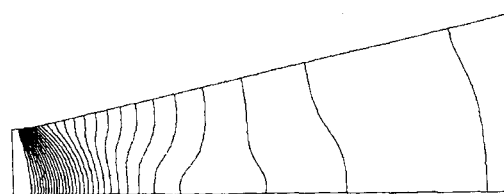


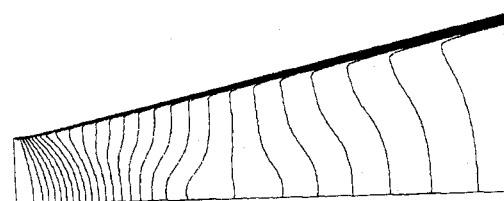
図 3: Computational Mesh

3 結果及び考察

まずノズル内部についての計算結果をFig.4に示す。それぞれ、(a)等圧線図、(b)等マッハ線図である。計算はスロート部において直線の音速線を仮定して行なった。ノズル内で流れは加速され、出口近傍では放射状に超音速流が得られていることが分かる。このとき中心軸上のノズル出口マッハ数は $M_e=3.3$ 、静圧比 $p_e/p_a=1.44$ となったので、ノズル出口での圧力よ



(a) Pressure contours



(b) Mach contours

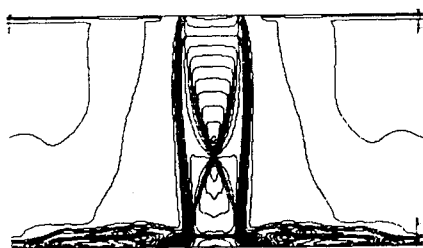
(b) Mach contours

図 4: Calculated result in conical nozzle

り周囲の圧力が低いため不足膨張流となっている。ノズル出口から壁の間の領域は、このノズル出口における計算結果を用いることにより行なった。

次に $H/D=3.7, 5.6, 6.8, 7.4$ における壁干渉流れ場について得られた計算結果と実験結果との比較をFig. 5からFig. 8に示す。ここで(a)等密度線図、(b)は同じ条件下で得られたシュリーレン写真である。

$H/D=3.7$ (Fig. 5(a))について考察する。このノズルからの流れは不足膨張流のためノズル端(ノズルリップ)から出たjet boundaryは、やや膨張する。またノズルリップからジェット内部への衝撃波(バレルショック)が計算でもとらえられ、実験結果とよい一致を示している。ノズルから出た流れはやや膨張した後壁近くで収縮し、そのまま壁に入射するため強いプレートショックが発生している。その壁からの位置は実験結果とも良い一致を示している。またノ



(a) Density contours (calculated)



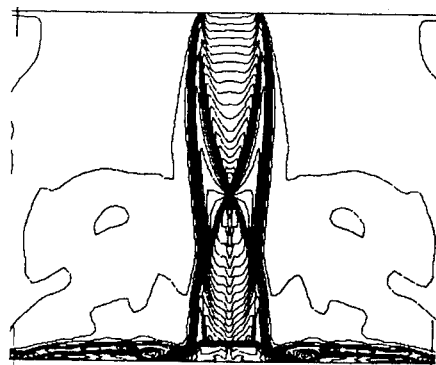
(b) Schlieren picture (experiment)

図 5: Flow pattern ($H/D = 3.7$)

ズルリップから出たバレルショックが中心軸上で交差して生じるショックコーンがとらえられており、実験結果ともよい一致を示している。

$H/D=5.6$ (Fig. 6 (a)) の場合は $H/D=3.7$ に比べ壁との距離が広がるため、ジェットは一度収縮したあと再び膨張して壁に入射するためプレートショックの強さも弱くなっている。プレートショックの壁からの位置は実験結果とよい一致を示している。

$H/D=6.8$ (Fig. 7 (a)) の場合は、更にノズルと壁との距離が広がりジェットは収縮のあと再び膨張し続けているので壁に入射するときのプレートとショックの強さは弱く、壁からの距離も大きくなっている。またノズルリップからのバレルショック、その中心軸上での交差によるショックコーンの形成は実験結果とよい一致を示している。



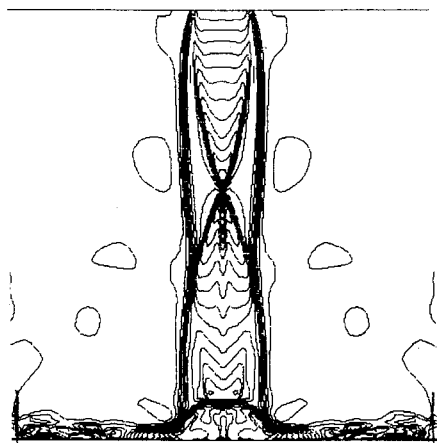
(a) Density contours (calculated)



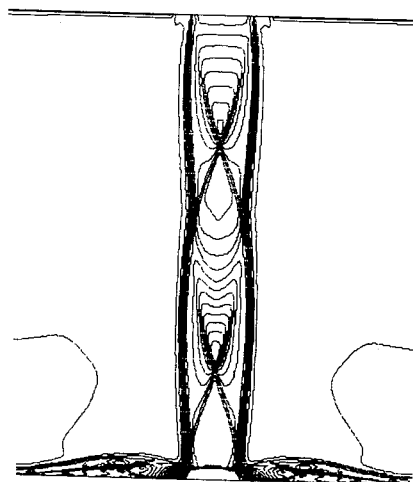
(b) Schlieren picture (experiment)

図 6: Flow pattern ($H/D = 5.6$)

$H/D=7.4$ (Fig. 8(a)) の場合は、ジェットが再び収縮したところでの壁への入射となるため、プレートショックも強く、その位置は壁に近づく。また Fig.9 に壁上の圧力分布の計算結果と実験結果との比較を示す。 $H/D=3.7, 7.4$ などジェットが収縮した部分での入射となる場合は、表面圧力は全体的に高く淀み点でピークとなる。 $H/D=5.6, 6.8$ ではジェット内の圧力が低い部分でプレートショックが形成された入射となっているため衝突面の圧力は低くなり、分布は平坦になっていることが分かる。いずれ



(a) Density contours (calculated)



(a) Density contours (calculated)



(b) Schlieren picture (experiment)

図 7: Flow pattern ($H/D = 6.8$)



(b) Schlieren picture (experiment)

図 8: Flow pattern ($H/D = 7.4$)

4 結論

軸対称の Navier-Stokes の方程式を用い衝突噴流の流れ場を数値的に解くことにより、ノズルの出口と衝突版の距離によるジェット構造の場合も計算結果は実験結果とよい一致を示している。

軸対称の Navier-Stokes の方程式を用い衝突噴流の流れ場を数値的に解くことにより、ノズルの出口と衝突版の距離によるジェット構造

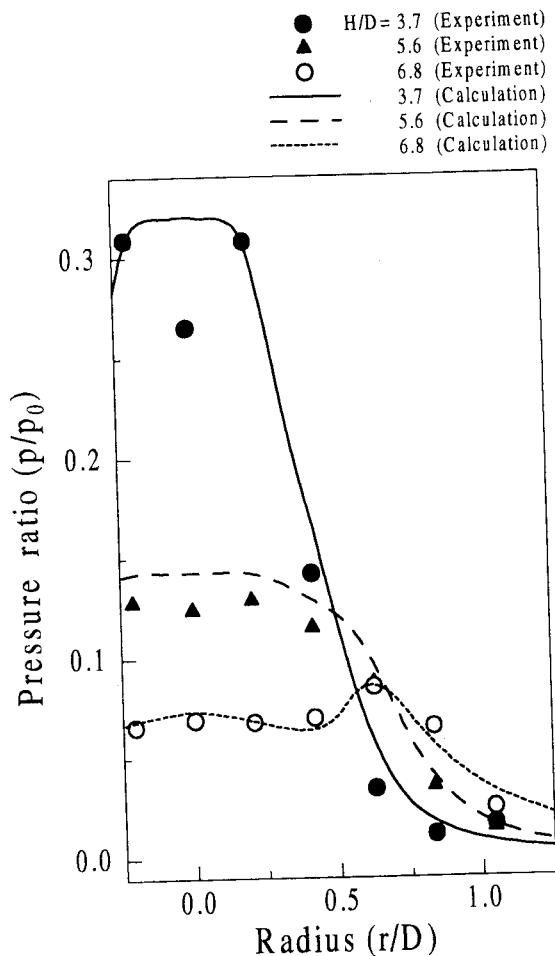


図 9: The comparison of calculated surface pressure distributions with experiments ($H/D=3.7, 5.6, 6.8$ and 7.4)

やプレートショックの位置、および平板上の圧力分布の変化をとらえることができた。超音速ジェットでは内部の衝撃波の階層構造を持ち、ノズル出口から衝突板までの距離を大きくするにつれ、表面圧力がしばらく減少した後に再び上昇する位置があることが分かる。また計算結果が流れのフローパターン及び表面圧力分布において実験結果と一致を示していることは、ここで行なった計算手法がこのような流れ場を十分捕えることができることを示している。

今後は、さらに淀み温度が高い場合での熱流束の見積もりが課題となる。

参考文献

- [1] M. T. Stuerman, J. G. Love, "Surface heat transfer from supersonic impinging jets", AIAA Paper 94-3071
- [2] P. J. Lamont and B. L. Hunt, "The Impingement of Underexpanded, Axisymmetric Jets on Perpendicular and Inclined Flat Plates", J. Fluid Mech. Vol. 100, part 3, p471-551, 1980.
- [3] N. Tsuboi, K. Hayashi, T. Fujiwara, K. Arashi, Y. Kodama, "Numerical simulation supersonic jet impinging to flat plate", Proceedings of 5th Computational Fluid Dynamics Symposium, 1991, pp.155-158 (in Japanese).