

# 琉球大学学術リポジトリ

不足膨張噴流が衝突する平板上の温度および圧力分布：第1報,円形噴流が垂直に衝突する場合

メタデータ	言語: 出版者: 日本機械学会 公開日: 2007-03-04 キーワード (Ja): キーワード (En): Compressible Flow, Underexpanded Impinging Jet, CFD, Stagnation Temperature, Recirculating Region 作成者: 屋我, 実, 宮城, 司, 与那嶺, 良一, 大城, 智洋, 瀬名波, 出, 親川, 兼勇 メールアドレス: 所属:
URL	<a href="http://hdl.handle.net/20.500.12000/239">http://hdl.handle.net/20.500.12000/239</a>

## 不足膨張噴流が衝突する平板上の温度および圧力分布\*

(第1報, 円形噴流が垂直に衝突する場合)

屋我 実<sup>\*1</sup>, 宮城 司<sup>\*2</sup>, 与那嶺 良一<sup>\*3</sup>  
大城 智洋<sup>\*4</sup>, 瀬名波 出<sup>\*1</sup>, 親川 兼勇<sup>\*1</sup>

### Temperature and Pressure Distributions on Plate in Underexpanded Impinging Jets (1st Report, Circular Jet Impinging Normal to Plate)

Minoru YAGA<sup>\*5</sup>, Tsukasa MIYAGI, Ryouichi YONAMINE,  
Tomohiro OHSHIRO, Izuru SENAHARA and Kenyu OYAKAWA

<sup>\*5</sup> Department of Mechanical Systems Engineering, University of the Ryukyus,  
1 Senbaru, Nishihara cho, Nakagami gun, Okinawa, 903 0213 Japan

The temperature and the pressure distributions on a plate in underexpanded impinging jets are experimentally and numerically studied in this paper. The experiments were performed by measuring the adiabatic wall temperature using infrared imaging camera and the wall static pressures on the impinging plate and by visualizing density fields using schlieren method. Numerical calculations were conducted by solving two dimensional axisymmetric compressible Navier-Stokes equations and three dimensional compressible Euler equations. The comparison between the experiments and the calculations shows that the decrease in the stagnation temperature is caused by a recirculating flow carrying the cold air from the jet boundary to the stagnation point. The temperature and pressure contours on the impinging plate illustrate azimuthal structures for the circular nozzle, which are also confirmed by the three dimensional calculations.

**Key Words:** Compressible Flow, Underexpanded Impinging Jet, CFD, Stagnation Temperature, Recirculating Region

## 1. 緒 言

不足膨張噴流が平板に衝突する流れ場は表面冷却装置<sup>(1)</sup>や高速フレーム溶射<sup>(2)(3)</sup>といった工業的応用だけでなく, 工学的にも多くの関心を集めている<sup>(4)-(7)</sup>. しかし低速の噴流と本質的に異なるため, その構造は完全に解明されていない. 例えば Goldstein<sup>(8)</sup>は噴流が衝突する平板上の温度分布からその回復係数を求める実験を行い, 回復係数が1よりも大きくなると報告している. これは噴流とその周りの空気との間で熱交換が起こり, 実質的な加熱流れとなっているためと説明している. したがって不足膨張噴流のように低温・低圧の空気が大気に噴出する場合にも同様な熱交換が起こると予想されるが, これについての報告はほとんどない. また 榊原<sup>(9)</sup>および中村<sup>(10)</sup>は, 不足膨張衝突噴流を実験的・数値的に詳細に調べ, プレート衝撃波の挙動や岐点近傍に現れる逆流の原因などを明らか

にしているが, 不足膨張噴流が衝突平板上の温度場に及ぼす影響には言及していない.

一方近年ガスタービンの高効率化に伴いそのブレードの耐熱性が要求されるようになっており<sup>(11)</sup>, これにこたえる技術として高速フレーム溶射が目ざされている. この溶射法は燃焼ガスによる高温・高圧の高エンタルピー流れに溶射粒子を混ぜ, この溶射粒子を溶融した状態で材料に衝突させる表面処理の一種である. したがってノズルから噴射されたガスが不足膨張噴流になる場合があり, その流れ場を解明することは重要であるが, 燃焼ガスと溶射粒子が混在した流れ場を解明することは容易ではない. そこでこのような温度場も含めた流れ場の理解に必要な知見を得るため, 空気のみを用いた実験および数値計算を行うことは有効である. またこれまで報告された実験で用いられたノズルはすべて円形噴口であるが, Carlomagno<sup>(12)</sup>や著者ら<sup>(13)</sup>はこれまでの実験で, 円形噴流が垂直平板に衝突した場合, 平板上の温度分布は軸対称にならないことを確認している. これは平板近傍で三次元的な流れになっていると予想されるため温度分布だけでなく圧力分布についても二次元的な測定が必要であると思われる.

そこで本研究は, 不足膨張噴流が衝突する流れ場に

\* 原稿受付 2000年9月6日.

<sup>\*1</sup> 正員, 琉球大学工学部(☎903-0213 沖縄県中頭郡西原町千原1).

<sup>\*2</sup> (株)テクノ菱和(☎810-0041 福岡市大名2-12-12).

<sup>\*3</sup> 沖縄市役所(☎904-0014 沖縄市仲宗根町26-1).

<sup>\*4</sup> 沖縄日本電気ソフトウェア(株)(☎900-0033 那覇市久米2-3-15).

E-mail: yuga@tec.u-ryukyuu.ac.jp

において平板上の温度分布を赤外線映像装置により測定し、これと二次元的な圧力分布を対応させることにより流れ場を詳細に調べた。さらに二次元軸対称圧縮性ナビエ・ストークス方程式および三次元圧縮性オイラー方程式を解いて得られた計算結果との比較により、衝突平板の岐点近傍における温度の低下、圧力分布の非軸対称性の原因について調べた。

## 2. 実験装置と方法

実験装置の概略を図1に示す。コンプレッサによって圧縮された高圧乾燥空気はドライヤ、フィルタを通して貯気槽に蓄えられた後、バルブを介していったん集合胴でよどみ点状態に回復した後先細円形噴口を通して大気へ吹出し、垂直平板に衝突する。なお垂直平板はベークライト板に厚さ  $30 \mu\text{m}$  のステンレスはくを張り付け通電加熱しない、いわゆる断熱壁となるようにしてある。実験には直径  $10 \text{ mm}$  の円形噴口を採用した。集合胴におけるよどみ点温度および圧力の測定はそれぞれ熱電対と小形半導体圧力変換器により行った。なお圧力測定において圧力センサ、直流増幅器および量子化により発生する総合的な誤差は1%以内である。平板上の二次元的な圧力分布はステッピングモータで円板を  $2.88^\circ$  ずつ回転させながら、半径方向に  $5 \text{ mm}$  間隔であけた静圧孔につないだ静圧管をスキヤニバルブで切換えながら測定した。この回転円板と噴流の中心は  $40 \text{ mm}$  ずらしてあり、さらに測定は一つの条件について  $1 \text{ mm}$  ずつずらしながら5回行うことにより、噴流岐点近傍の空間分解を向上させた。また温度分布は赤外線映像装置により二次元の温度分布を測定した。観察に使用した赤外線映像装置に用いられている赤外線センサは水平  $160 \times$  垂直  $120$  素子のインジウム・アンチモンで温度分解能が  $0.025^\circ\text{C}$ 、

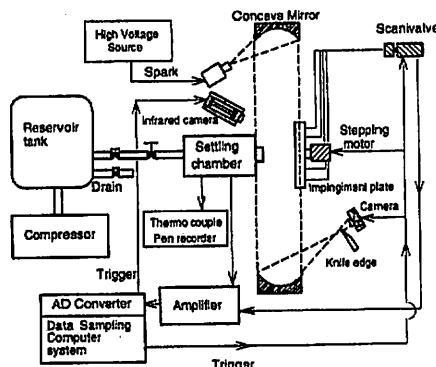


Fig. 1 Experimental apparatus

掃引時間  $100 \text{ s}^{-1}$  で  $1 \text{ s}$  に  $52$  枚の熱画像を記録できる。

実験は噴口直径  $D$  と噴口平板間距離  $L$  の比  $L/D$  が  $1.5, 2, 3$  および  $4$  の場合で、さらに  $L/D$  を一定に保った状態で集合胴圧力  $p_0$  と背圧の比  $p_b$  の比いわゆる圧力比  $p_0/p_b$  を徐々に変化させて圧力測定、シュリーレン法による流れ場の可視化、平板上の温度分布を測定した。

## 3. 数値計算法

本論文では、二次元軸対称圧縮性ナビエ・ストークス方程式と三次元圧縮性オイラー方程式を基に、有限体積法を用いて流れ場を数値的に解いた。いずれの支配方程式においても、非粘性の移流項はTVD形MUSCL法で高次精度化し、Roeの近似リーマン解法による風上スキームで数値流束を評価した。二次元軸対称ナビエ・ストークス方程式における粘性項は二次の中心差分で近似した。また三次元圧縮性オイラー方程式を解く場合は一般曲線座標系に変換した後、計算空間上で解いた。なお緒言でも述べたように円形不足膨張噴流でも垂直平板に衝突すると、三次元的な流れ場になると考え、中心面において対称条件を適用せず噴口出口から平板までの全空間を解いた。境界条件は二次元軸対称ナビエ・ストークス方程式の場合平板上において断熱でスリップなし条件、オイラー方程式の場合スリップ条件とし、噴口出口はいずれの場合もチャーク条件、それ以外の境界は流出条件とした。図2に  $L/D=2$  の場合の三次元一般曲線座標系に用いたメッシュ形状の一部を拡大したものを示す。なお、本計算における境界は十分大きく設定しており、境界における反射等の影響は無視できる。噴口直径を30等分し全体で  $60 \times 60 \times 60$  の分割としている。図2(a)はノズル壁面側、図2(b)は側面側境界のメッシュ形状で、ノズル平板側で集中しているメッシュが下流方向に向かって広がり、衝突平板に近づくにつれて徐々に正方形格子になるようにしてある。また座標系は図2

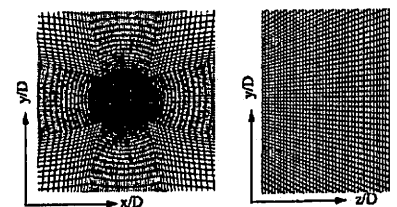


Fig. 2 Mesh structures

に示すとおりである。

#### 4. 実験結果と考察

4.1 平板上の岐点における温度変化 圧縮性流れの一次元理論によると、よどみ点温度は系の外部との間で熱交換がない限りその途中に摩擦や衝撃波等の不可逆過程が存在しても変わらないことが知られている。しかるに平板に平行に流れる超音速流れにおいては、その壁面上の温度が全温度より低くなると、回復係数を導入して補正する場合がある。あるいはGoldsteinらが指摘しているように、噴流に対し実質的な加熱流れとなり断熱流れが成立しない場合もあると考えられる。そこで衝突噴流の流れ場を最も特徴づける位置として岐点に着目し、この点における温度が噴口平板間距離  $L/D$  あるいは圧力比  $p_0/p_b$  によってどのように変化するかを調べた。その結果を図3に示す。図3の縦軸は衝突平板上におけるよどみ点温度  $T_c$  を集合角における全温度  $T_0$  で無次元化したもので  $T_c/T_0=1.0$  のとき、岐点近傍の温度が全温度と一致することを意味する。図3より壁面上のよどみ点温度は噴口平板間距離  $L/D$  が一定であっても圧力比  $p_0/p_b$  によりかなり変化しているのがわかる。すなわちいずれの  $L/D$  においても圧力比  $p_0/p_b$  が2から3の範囲でよどみ点温度  $T_c/T_0$  が極大となり、その後減少している。ただしその減少は途中でわずかに増減があるものの、 $L/D$  が1.5および2.0の場合  $p_0/p_b$  が3.9と5.1でそれぞれ増加し始めている。これに対し  $L/D$  が3.0および4.0では本実験の最大圧力比である6.0まで減少し続けている。ところで圧力比  $p_0/p_b$  が2~3の範囲でよどみ点温度  $T_c/T_0$  が最大となるのは  $L/D=4.0$  の場合である。これは他の場合に比べ噴口平板間距離が長いこと外気との接触面積が大きく、Goldsteinらが指摘したような熱交換がより広い面積で起こり、多くの熱流が噴流に加えられたためと考えられる。したがって溶射のような高温ガスの場合には、

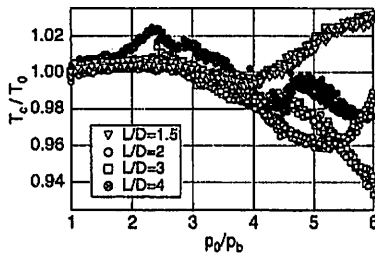


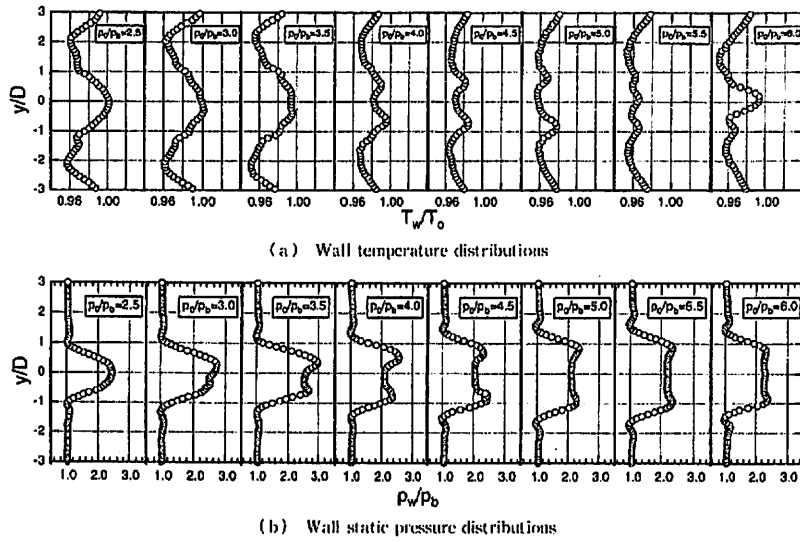
Fig. 3 Variation of stagnation temperature with pressure ratio  $p_0/p_b$

ノズルと材料の距離によって上述とは逆に噴流から外気への熱移動が無視できない場合があると考えられる。

一方上述の実質的な加熱の効果がつねに起こるとすると、よどみ点温度  $T_c/T_0$  は圧力比  $p_0/p_b$  の値にかかわらずつねに1.0よりも大きくなると考えられる。しかるに  $L/D=3.0$  の場合圧力比  $p_0/p_b$  が約3.0のときに1.0となり、それより大きい圧力比では  $T_c/T_0$  は減少し続け本実験における最小値0.94にまで低下している。また  $L/D=2.0$  の場合でも  $p_0/p_b$  が約5.1で  $T_c/T_0$  が約0.96となっており、その後増加し始めている。このように不足膨張噴流が衝突する平板上の岐点近傍の温度の圧力比によってかなり影響を受けることは明らかであり、噴流中心軸上においても一次元理論が単純に適用できないことがわかる。

4.2 平板上の温度・圧力分布に及ぼす圧力比の影響 これまで述べてきたように、岐点近傍の温度は圧力比によってかなり変化をすることがわかった。そこで  $y/D=0 \sim \pm 3$  の範囲について詳細に調べるため一例として  $L/D=2$  の場合の壁面温度  $T_w$  と全温度  $T_0$  の比  $T_w/T_0$  および壁面静圧  $p_w$  と背圧  $p_b$  の比  $p_w/p_b$  の分布を図4(a), (b)にそれぞれ示す。図4(a)より圧力比  $p_0/p_b=2.5, 3.0$  および3.5のとき、温度分布は岐点  $y/D=0$  で最大となり、外側に向かって  $y/D=\pm 2.0$  までゆるやかに減少している。 $p_0/p_b=4.0 \sim 5.0$  の範囲では逆に岐点が低くその外側で  $y/D$  が約0.7~0.8の位置に温度の極大値が存在する分布となっている。また  $p_0/p_b=5.5$  になると  $y/D=\pm 0.7 \sim \pm 0.8$  の位置の極大値に加え、岐点で新たに温度の極大値が現れ始め、これが  $p_0/p_b=6.0$  の場合はより顕著になる。また  $p_0/p_b=5.5$  の場合は  $y/D$  が零から  $\pm 2$  の範囲で温度が低く、他の圧力比の場合に比較的一様な温度分布となっている。

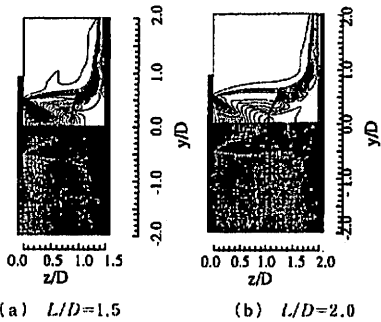
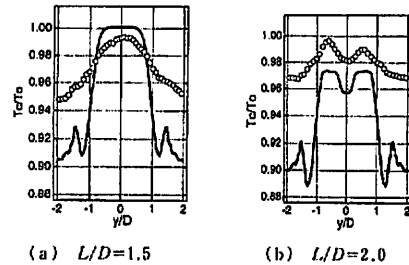
次に圧力分布を示した図4(b)より、 $p_0/p_b=2.5$  の場合は温度分布と極めてよく対応しており、岐点においてピークとなりその外側に向かって  $y/D=\pm 1.0$  まで単調に減少し、それ以降はほぼ大気圧で一定となっている。また岐点における値もほぼ2.5となっている。また岐点における値もほぼ2.5となっており、噴口から衝突平板まで全圧損失はほとんどないといえる。 $p_0/p_b=3.0$  の場合は岐点を中心とした対称にならず  $y/D$  の正側にわずかに偏っている。さらに  $p_0/p_b=3.5$  の場合は岐点の両側に圧力の極大値が現れているが、それに対応する温度分布は前述の二つの圧力比の場合と同様に岐点で最大になっていることから、流れ場に大きな変化はないと考えられる。これに対し、圧力比が4.0~5.0の範囲ではそれぞれ  $y/D=$

Fig. 4 Effect of pressure ratio on temperature and pressure distributions for  $L/D=2.0$ 

$\pm 0.5 \sim 0.9$  の範囲で壁面静圧が極大値となっている。また圧力分布が極大となる位置は図 4 (a) より温度分布においても極大値となっていることより、この点において流れは壁面に向かっていと考えられる。

一方圧力比が 5.5 および 6.0 の場合、岐点から  $y/D = \pm 0.9$  まで圧力分布がほぼ一定となっているが、温度分布が岐点で再び増加していることから、前述の  $p_0/p_b = 4.0 \sim 5.0$  の場合の流れと異なっていると考えられる。

**4.3 衝突噴流の構造** 4.2 節で述べた平板上の温度に及ぼす岐点近傍の逆流の影響を明らかにするため  $L/D=1.5$  と  $2.0$  について行った実験結果と二次元軸対称圧縮性ナビエ・ストークス方程式を解いて得られた計算結果を図 5 (a), (b) にそれぞれ示す。図 5 において上半分は計算より得られた等密度線図で、下半分はシュリーレン法より得られた可視化写真を示しており圧力比  $p_0/p_b$  が 4.0 の場合である。図 5 よりいずれの  $L/D$  においても衝撃波の位置、形状および噴流境界に関して、計算結果と実験結果は定性的に一致しており、計算が妥当であることがわかる。そこでこの条件における実験と計算によって得られた温度分布を図 6 に示す。図 6 の縦軸は図 3 の場合と同様に集合胴のよどみ点温度で無次元化してある。図 6 より計算値の絶対値は異なるものの定性的により一致を示している。すなわち図 6 (a) の実験値では岐点をピークとして単調に減少する分布となっており、計算値は  $x/D = 0 \pm 0.5$  の範囲で一定になっているがその後

Fig. 5 Comparison of density between experiment and calculation for  $p_0/p_b=4.0$ Fig. 6 Comparison of temperature between experiment and calculation for  $p_0/p_b=4.0$ 

減少する傾向は実験とよく一致している。また計算結果において  $y/D = \pm 1.5$  の位置で温度分布の急激な増減があるが、これは噴流境界と衝突平板の間で繰返

される圧縮波と膨張波の影響であり、実験においても  $y/D = -1.5$  の位置にわずかにその影響が現れている。次に図6(b)に示す  $L/D=2.0$  の場合計算では岐点  $y/D=0$  から  $y/D = \pm 0.25$  の範囲で温度の低い領域が存在することを示しており、実験においてもほぼ同様な傾向が確認される。さらにこの領域の外側でも実験値と計算値は同様な傾向を示しており、いったん温度は上昇するが  $x/D = \pm 0.75$  で再び減少しているのがわかる。

さてこのように本二次元計算が妥当な計算であることをふまえ、岐点近傍がなぜ低くなるかを明らかにするため上述の条件における速度ベクトルを図7に示す。なお図7中のベクトルは向きのみを示しておりその長さは速度の大きさを示すものではない。図7(a)より  $L/D=1.5$  で  $p_0/p_b=4.0$  の場合岐点近傍ははく離せず中心線上の流れはそのまま衝突平板に向かって流れ壁面上でよどむため図6(a)に示すように全温度まで回復している。これに対し図7(b)に示す  $L/D=2.0$  の場合  $x/D = \pm 0.75$  の位置で逆流が発生しているため、図6(b)に示す温度分布においても  $y/D = \pm 0.75$  の位置で全温度にはならず  $T_c/T_b=0.972$  となっている。さらに  $x/D = \pm 0.25$  の領域でも小さな循環領域が存在しており、これが図6(b)に示す岐点  $y/D=0$  から  $\pm 0.25$  までの低温度領域に対応してい

る。これらのベクトル図より  $x/D = \pm 0.75$  の位置において噴流境界付近を流れる膨張した低温度の空気が中心に向かって流れ込むため、その内側の温度が低くなると考えられる。ただし岐点近傍の空気の温度は低いものの流速も小さいため、熱伝達率は必ずしも高いとは限らない。これについては今後詳細な熱伝達率の測定が必要であると思われる。また図4の圧力比  $p_0/p_b=5.5$  および  $6.0$  のように岐点近傍の圧力分布がほぼ一定となると、逆流領域がなくなり図7(a)に示した流れになり、岐点における温度が増加し始めると考えられる。

4.4 円形噴口から噴出される噴流の非軸対称性

これまでの議論の中で、実験結果と計算結果を比較することにより、 $L/D=2$ 、圧力比  $4.0$  の場合の岐点近傍で逆流が発生していることは明らかである。これは岐点近傍において中心に向かう流れがあることを意味し、それが不安定となり三次元的な流れ場になる可能性がある。このことを確認するためまず二次元的な温度分布を瞬時にとらえることのできる赤外線映像装置を用いて平板上の温度分布を測定した。その結果を  $L/D=2.0$  で圧力比  $p_0/p_b$  が  $2.5$  と  $4.0$  の場合について図8(a)、(b)にそれぞれ示す。図8(a)に示す等温度線図はほぼ同心円状で軸対称な分布をしている。これは図4で示されているように温度および圧力とも

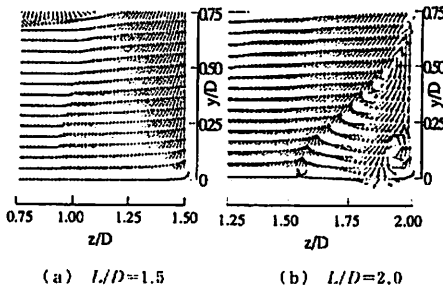


Fig. 7 Calculated flow direction around stagnation region for  $p_0/p_b=4.0$

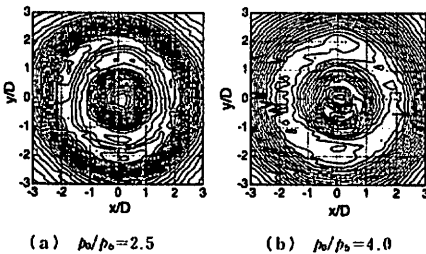


Fig. 8 Temperature contours for  $L/D=2$

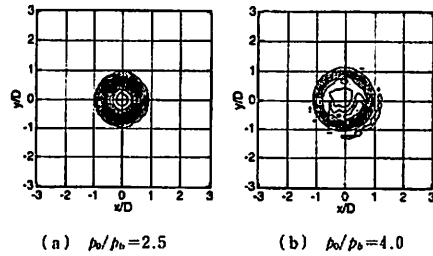


Fig. 9 Pressure contours for  $L/D=2$

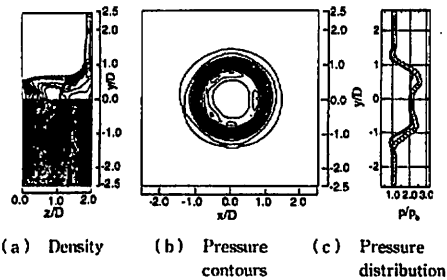


Fig. 10 Comparison between experiments and 3D CFD for  $L/D=2$  and  $p_0/p_b=4$

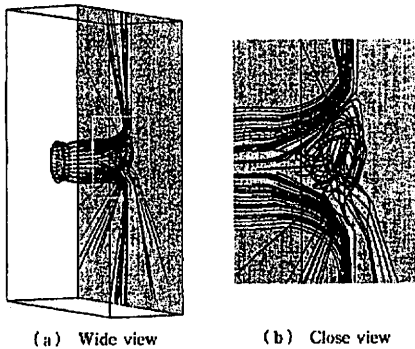


Fig. 11 Calculated streamlines for  $L/D=2$  and  $p_0/p_b=4$

に岐点をピークとして対称な分布をなしており、逆流が発生せず平板上で流れが岐点から外側に放射状に流れているためである。これに対し図8(b)に示す圧力比  $p_0/p_b=4.0$  の場合、図7(b)に示すように逆流が発生していると考えられ、 $y$  軸上の  $y/D=0$  の位置に谷、 $y/D=\pm 0.5$  の位置に二つの山をもった非軸対称な温度分布となっている。

次に図8に対応する圧力分布を図9(a), (b)にそれぞれ示す。図9(a)では直径  $D$  の約1倍よりも外側の範囲、図9(b)の場合は直径  $D$  の約1.2倍よりも外側には等圧線図は見られない。これは図4(b)でも示されているように、圧力分布が岐点から離れると急激に大気圧に近づき一定となるためである。さて図9(a)の等圧力線図はほぼ完全な同心円状の分布をしているのに対し、図9(b)は岐点のごく近傍の  $y/D=-0.1\sim-0.4$  の範囲に圧力一定の領域が存在し、図8(b)の場合と同様に非軸対称となっている。

これまでの実験結果より  $L/D=2$ 、圧力比  $p_0/p_b=4.0$  の場合は平板上の温度や圧力分布が軸対称にならないということがわかった。しかしこのような傾向は例えばノズルの加工精度、衝突平板の設置状態あるいはその表面の状態により引き起こされる可能性がある。そこでこれが本質的な現象であるかどうかを確認するため、三次元圧縮性オイラー方程式を用いて数値シミュレーションを行い検討した。 $L/D=2.0$  で、圧力比  $p_0/p_b=4.0$  の場合の等密度線図、平板上の等圧力線図および垂直方向の圧力分布図10(a)~(c)にそれぞれ示す。図10(a)より等密度線図はシュリーレン写真とよく一致しているが、図10(c)に示す垂直方向の圧力分布はピークとなる位置やその大きさがわずかに異なる。ただし平板上の圧力分布は正方格子の

影響がわずかに見られるものの、図9(b)に示す実験値と定性的に一致しているといえる。

次に噴流の中心面をよぎる流線の全体図と白枠で囲んだ領域の拡大図を図11(a), (b)にそれぞれ示す。図11(a)より二次元軸対称圧縮性ナビエ・ストークスでも見られた岐点近傍での逆流が発生しているのがわかる。この逆流は図11(b)で示されているように逆流領域内で極めて複雑な流れ場となっている。このように岐点近傍内で逆流が発生すると三次元的な流れ場となるため、平板上の圧力分布および温度分布のいずれも軸対称にならないことがわかる。

## 5. 結 論

不足膨張噴流を垂直平板に衝突させて、噴口平板間距離  $L$  と噴口直径  $D$  の比  $L/D$  を1.5, 2.0, 3.0および4.0について、また集合洞におけるよどみ点圧力  $p_0$  と背圧  $p_b$  の比  $p_0/p_b$  を1.0から6.0まで変化させ、赤外線温度映像装置による衝突平板上の温度測定、衝突平板の壁面静圧、およびシュリーレン法による可視化を行うと同時に、二次元軸対称圧縮性ナビエ・ストークス方程式および三次元圧縮性オイラー方程式を数値的に解き実験結果と比較検討した。その結果を要約すると以下のとおりとなる。

(1)  $L/D$  の値にかかわらず、衝突平板上のよどみ点温度  $T_c$  が集合洞における全温度  $T_0$  よりも高くなる場合があり、その最大値は圧力比  $p_0/p_b$  が2~3の範囲において  $L/D=4.0$  のとき、圧力比  $p_0/p_b$  が2.33で  $T_c/T_0=1.025$  である。

(2) さらに結論(1)の場合と逆に岐点近傍のよどみ温度  $T_c$  が全温度  $T_0$  よりも低くなる場合があることが実験および計算で確認された。その原因は岐点近傍に発生した逆流により噴流境界近傍の低温度の空気が中心側に流れ込んでくるためであることがわかった。

(3)  $L/D=2$ 、 $p_0/p_b=4.0$  の条件で行った三次元数値計算により、円形噴口から噴出された不足膨張噴流は岐点近傍に逆流が存在し、これにより流れ場が軸対称にならないことが確認された。

## 文 献

- (1) 荒谷真一・ほか3名, 機論, 61-590, B (1995), 3705-3711.
- (2) 清水保雄・柳和彦, 溶射技術, 44-5 (1996), 75-81.
- (3) Kowalsky, K. A., Marantz, D. R., Smith, M. F. and Oberkamp, W. L., *Proc. 3rd Natl. Thermal Spray Conf.*, (1990), 587-592.
- (4) 楠原洋子・岩本順二郎, 機論, 60-572, B (1994), 1139-1144.
- (5) 中村友行・岩本順二郎, 機論, 62-604, B (1996), 4148-

- 4153.
- (6) Prasad, J. K. and Mehta, R. C., *AIAA J.*, 32 7 (1995), 1535-1538.
- (7) 佐藤恭三・小原宏記, 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 3 (1996), 619-620.
- (8) Goldstein, R. J., Behbahani, A. I. and Heppelmann, K., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 29-8 (1986), 1227-1235.
- (9) 大村秀樹・森伯儀, 流射技術, 11-1 (1991), 80-86.
- (10) Carlomagno, G. M., *Proc. 4th Exp. Heat Transf., Fluid Mech. Thermodyn.*, 1, (1997), 29-41.
- (11) 宮城司・ほか3名, 可視化情報, 17, Suppl. No.2 (1997), 47-50.