

LIF法による遷音速ディフューザ流れの三次元構造解析

小野, 大輔
九州大学総合理工学府環境エネルギー工学専攻

半田, 太郎
九州大学総合理工学研究院エネルギー環境共生工学部門

青木, 俊之
九州大学総合理工学研究院エネルギー環境共生工学部門

益田, 光治
九州大学総合理工学研究院エネルギー環境共生工学部門

<https://doi.org/10.15017/14572>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 28 (4), pp.399-406, 2007-03. 九州大学大学院総合理工学府
バージョン :
権利関係 :

LIF 法による遷音速ディフューザ流れの 三次元構造解析

小野大輔*1・半田太郎*2・青木俊之*2・益田光治*2

(平成19年1月26日 受理)

Investigation of the Three-Dimensional Flow Structure in a Transonic Diffuser by the LIF Method

Daisuke ONO, Taro HANDA, Toshiyuki AOKI, Mitsuharu MASUDA

†E-mail of corresponding author: daisuke@ence.kyushu-u.ac.jp

The three-dimensional flow structure induced by normal shock-wave/boundary-layer interaction in a transonic diffuser is investigated by a laser-induced fluorescence (LIF) method. This diagnostic system uses an argon-ion laser as a light source, and target gas is dry nitrogen with iodine seeded as a fluorescence material. The Mach-number distributions in the diffuser are obtained from the measured fluorescence intensity, and the three-dimensional shape of the boundary layers is obtained immediately behind the shock wave. The oil-film surface visualization is also done, and the vortex-like patterns appear in the interaction region. These flow characteristics are reproduced very well by solving the Navier-Stokes equations numerically, and it is found that the vortices are generated at the foot of the shock wave and bended downstream. The calculated result also reveals that the complicated wave configuration is formed at the diffuser corner. The simple flow model is constructed by considering this wave configuration. This model can explain very well the three-dimensional flow characteristics.

Key words: *Shock Wave, Boundary Layer, Transonic Diffuser, Three-Dimensional Flow*

1. 結 言

ダクト内に垂直衝撃波が存在すると衝撃波は壁面の境界層と干渉する。その結果、境界層が衝撃波足下ではく離し、衝撃波が分枝するなど、流れの構造は複雑になる。ダクト断面が矩形の場合、衝撃波と境界層の干渉は隣り合うダクト壁面のコーナー部で複雑になり、結果として流れは強い三次元構造となる。このような流れの三次元性は流体機器の性能に影響を及ぼす。例えば、超音速インテークでは流れの三次元性により出口部で速度分布が一様でなくなり、後方に存在する圧縮機や燃焼器の性能を変化させる可能性がある。したがって、このような流れの三次元構造を明らかにすることは、工学上極めて重要であると考えられる。

Chrissら¹⁾やHandaら²⁾はそれぞれレーザードップラー流速計やレーザー誘起蛍光法により一定断面積矩形ダクト内の垂直衝撃波/境界層干渉流れの三次元マッハ数分布を測定している。いずれの実験結果におい

ても、衝撃波背後のダクトコーナー部においてマッハ数の局所的に高い領域が観測されている。さらに、Handaら²⁾は、ナビエ-ストークス方程式を支配方程式とした数値解析により実験で得られた三次元流れを再現している。彼らはこの数値解析で観測されたダクトコーナー部の三次元衝撃波構造をモデル化することにより、コーナー部の高マッハ数領域や境界層の三次元形状を定性的に説明している。

Doerfferら³⁾やBejmら⁴⁾は広がり角を持った下壁と平らな側壁からなるダクト内の流れにおいて、油膜法により下壁面上の流れパターンを可視化している。彼らの可視化結果には衝撃波と境界層が干渉する領域に渦状の油膜パターンがあり、三次元的な渦構造の存在が示唆されている。また、Gerolymosら⁵⁾は衝撃波が存在している超音速ノズル内流れの三次元数値解析を行い、ノズルコーナー部における縦渦の存在を明らかにしている。このような縦渦はChrissら¹⁾によって測定された一定断面積矩形ダクト流れの速度ベクトルでは

*1 環境エネルギー工学専攻博士課程

*2 エネルギー環境共生工学部門

見られず、このコーナー部の縦渦は広がり角を持つダクト内の流れ特有の現象であると考えられる。しかし、Gerolymosらは縦渦が生じる物理的理由については全く述べていない。また、彼らが対象としている流れの衝撃波直前マッハ数は1.2~1.3と低いため、衝撃波下流の三次元性は極めて弱い。

Bogarら⁶⁾は遷音速ディフューザ出口部のマッハ数分布をピトー管により測定している。彼らの実験結果では、広がり角を持った壁面の境界層はダクト中央部で厚く、側壁付近で薄くなっており、ダクトスパン方向に一様となっていない。彼らはこの境界層厚さの非一様性を油膜法の可視化結果と関連付けているものの、非一様性が起こる原因については全く述べていない。

上述のように、垂直衝撃波が定在する矩形ダクト内の流れの三次元構造は、ダクト断面積が変化しない場合の流れについてはほぼ明らかにされているものの、ダクトに広がり角がある場合については不明な点が多い。特にダクトコーナー部の衝撃波構造や、その構造が原因となって生じる境界層や渦の三次元性はよくわかっていない。そこで、本論文では広がり角を持ったダクト内の流れとして、遷音速ディフューザ流れを対象とし、この流れの三次元構造を油膜法による可視化、レーザー誘起蛍光法によるマッハ数測定、およびナビエ-ストークス方程式を基礎方程式とする数値解析から明らかにすることを試みる。

2. レーザー誘起蛍光法の測定原理

波長514.5nmの広帯域モードで発振しているアルゴンレーザーでヨウ素分子を励起した場合、レーザー強度が飽和レーザー強度より十分低ければ、得られる蛍光強度 S_F は次式で表わされる⁷⁾。

$$S_F = \eta h \nu \frac{\Omega}{4\pi} V_c \frac{A}{A+Q} \frac{B}{c} I f N_{12} \quad \dots\dots (1)$$

ここで、 η は受光立体角、 h はプランク定数、 ν は蛍光の周波数、 Ω は受光立体角、 V_c は非測定体積、 A は自然放射係数、 B は誘導放射係数、 Q は衝突失活係数、 c は光速、 I はレーザー強度、 f と N_{12} は非励起準位にあるヨウ素分子の占有率と数密度である。対象とする流れ場の圧力が大気圧に近い場合には、自然放射係数は衝突失活係数に比べて十分小さくなる。このとき、レーザー強度を一定とすると、

$$\eta h \nu \frac{\Omega}{4\pi} V_c A \frac{B}{c} I \equiv C = \text{一定} \quad \dots\dots (2)$$

となるので、式(1)は、

$$S_F = C \frac{1}{Q} f(T) N_{12} \quad \dots\dots (3)$$

となる。占有率 f は温度 T のみの関数であるので、上式ではこれを $f(T)$ とした。衝突失活係数 Q は、 p を圧力、 C' 定数として次式で近似できる。

$$Q = C' \frac{p}{\sqrt{T}} \quad \dots\dots (4)$$

ヨウ素の数密度 N_{12} は、気流中のヨウ素の分圧を p_{12} 、 k をボルツマン定数とすると、

$$p_{12} = N_{12} k T \quad \dots\dots (5)$$

と表わされる。また、流れ場における作動気体とヨウ素の数密度比は一定であるので、蛍光強度は C_0 を定数として次式のようになる。

$$S_F = C_0 \frac{f(T)}{\sqrt{T}} \quad \dots\dots (6)$$

上式のように、蛍光強度は温度のみの関数となる。このため、流れの1点における温度の絶対値とその点の蛍光強度がわかれば式(6)の定数 C_0 が得られ、蛍光強度分布から流れ場全体の温度分布を知ることができる。なお、占有率 $f(T)$ の計算は、振動量子数が0、1及び2、回転量子数が13及び15の分子に対して行った。

超音速自由噴流のように気体の膨張速度が速い場合、空気のような二原子気体を用いると並進、回転及び振動温度が平衡に達しない⁸⁾。しかし、本研究で用いたダクト内流れでは、壁面により膨張が抑制され、マッハ数も1.7程度以下である。このため、流れ場は平衡状態にあり、蛍光法で求めた温度は流れ場の温度に等しい。

超音速流れでは、温度場よりマッハ数場の方が流れを考察しやすい。そこで、本研究では流れの状態変化が断熱であると仮定し、本計測で得られた流れの温度 T を以下の式を用いてマッハ数 M に変換した。

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad \dots\dots (7)$$

ここで、 T_0 は上流のよどみ温度である。

3. 実験方法

3.1 測定システム

本研究で用いた実験装置及び測定システムの概略をFig.1に示す。レーザーはアルゴンイオンレーザー[1](スペクトラフィジック社、Model 2017型)で、共振器内にプリズムを入れて波長514.5nmのビームを広帯域発振させる。実験ではレーザー出力を約2Wとしたが、測定対象とするダクト内でのレーザーシート幅を考慮すると、この強度は飽和強度の1/1000となる。レーザービームは円筒凹レンズ(焦点・15mm)と二枚の円筒凸レンズ(焦点距離100mm、1000mm)からなる円筒レン

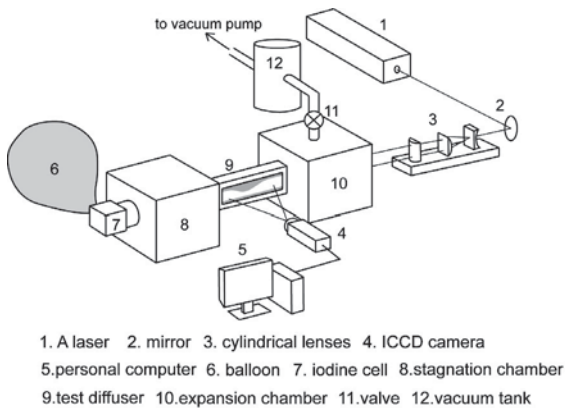


Fig.1 Experimental setup

ズ系[3]によりシート状にされ、ディフューザ下流方向から上流側に向けて入射される。レーザーにより誘起された蛍光を、レーザーシートに対して垂直方向から撮像するが、蛍光強度が低いので、レンズ(ニコン、明るさ $F=1.4$)で集光した後、イメージインテンシファイア付のCCDカメラ[4](浜松フォトニクス社、C5909)で増幅した。得られた蛍光強度分布はA/D変換(640×480ピクセル, 1024階調)された後、パーソナルコンピュータ[5]に記録される。この構成により、一つのレーザーシート面で流れ場の二次元マッハ数分布を得ることができる。そこで、入射光学系と受光光学系を微動装置でダクト奥行き方向にスキャンし、複数断面での蛍光強度分布を取り込む。得られたデータをコンピュータで流れの三次元マッハ数分布に変換し、任意断面のマッハ数分布を解析する。

イメージインテンシファイアには感度の非一様性があり、均一な強度の光を照射しても得られた画像は中央部が明るく記録される傾向がある。また、測定対象のダクトには上下に壁があるため、奥の断面の受光立体角は手前の立体角より小さい。したがって、これらの効果を含め、測定系の総合的な感度を補正する必要がある。そこで、ディフューザ内にヨウ素をシードした静止気体を充満させ、データを取得する位置における各断面の蛍光画像を取り込んだ。これらの基準画像に基づき、流れ場の蛍光画像を補正する。

本計測系の時間分解能はCCDカメラのデータ取得速度で制限され、1/30sである。しかし、本実験ではよどみ圧を大気圧としているため流れ場の圧力が高く、衝突失活速度が速くなり、蛍光強度が低い。このため、1/30sの間に取得した画像は光子統計による雑音の影響を受ける。そこで、本実験では各断面位置で50枚の画像を連続して取得し、これらを平均した。この方法により、雑音の影響が少ない滑らかな画像が得られた。

本計測系の空間分解能であるが、レーザーシート面に垂直方向の分解能はシートの厚さで決定され、0.5mm以下である。画像断面(シート面)の分解能は、

幾何学的考察によれば、画像の1ピクセルが $0.15 \times 0.15\text{mm}$ に相当する。しかし、画像断面の総合的な分解能は、結像系、イメージインテンシファイア、CCDカメラ及び画像処理装置の特性に依存する。そこで、McMillnら⁹⁾と同様の方法でナイフエッジを使用した実験的検討を行った。その結果、ナイフエッジの像はほぼ4ピクセルの間に記録されており、画像の1ピクセルが物理空間の $0.60 \times 0.60\text{mm}$ に対応していることがわかった。

3.2 実験装置及び方法

本実験で用いた実験装置は、間欠吸込式の超音速風洞で、作動気体は窒素(水分含有量5ppm以下)である。測定部上流にあるよどみ室[8]の圧力は101kPaで、温度は293Kである。あらかじめ図中の弁[11]を閉じた状態で、タンク内部を真空ポンプにより10kPa以下まで排気しておく。弁を開くとバルーン内に貯められた窒素がヨウ素セル[7](常温)に流入する。セル内でヨウ素は蒸気圧(4wt%以下)に応じて昇華し作動気体に混入する。このようにして得られた微量のヨウ素を含む作動気体は、よどみ室[8]で十分よどんだ後、測定部[9]に流入する。測定部内の衝撃波の位置は弁[11]の開度を変化させることにより調節可能となっている。本風洞の持続時間はタンクの圧力上昇により制限され、本装置では約60sである。

本実験で用いた測定部をFig.2に示す。測定部は平らな下壁、広がり角が 13° の上壁からなるディフューザで、スロート高さ、出口高さ、スパン方向長さは、それぞれ10mm, 20mm, 19.5mmである。

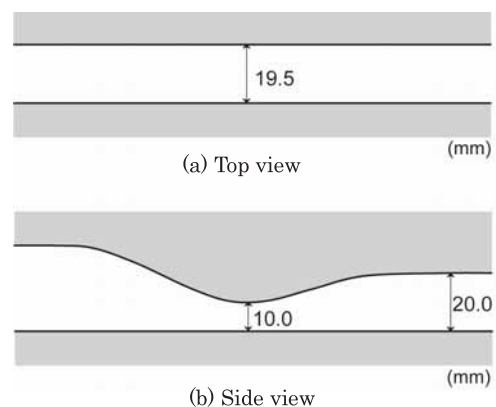


Fig.2 Test model

本流れ場の解析に用いる座標系をFig.3に示す。下壁中心線上のスロート位置を原点とし、流れ方向に x 軸、スパン方向を y 軸、高さ方向を z 軸とする。

前述したように、本方法で蛍光強度から温度を求める場合、温度が既知の基準とする点を定めておかなければ成らない。本実験では $x=1.5\text{mm}$, $y=8.5\text{mm}$, $z=5.0\text{mm}$ を基準点とした。すなわち、よどみ室における圧力、温度の測定値、および $x=1.5\text{mm}$, $z=5.0\text{mm}$

における壁面静圧の測定値から等エントロピー仮定を用いて温度を算出し、これを基準点温度とした。基準点は先頭衝撃波上流にあり、この点より上流では等エントロピー仮定が成り立つと考えられる。

本研究では、ディフューザ上壁面上の流れのパターンを油膜法により可視化した。シリコンオイルに顔料として二酸化チタン粒子を混ぜたものを上壁に薄く塗布した。

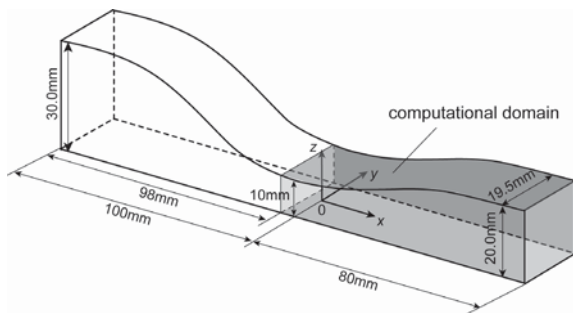


Fig.3 Coordinate system and computational domain

4. 数値解析法

本数値解析における支配方程式はレイノルズ平均三次元圧縮性ナビエ-ストークス方程式である。乱流モデルとして圧縮性の影響を考慮したWilcoxの $k-\omega$ 二方程式モデルを用いる¹⁰⁾。この乱流モデルは過去の研究で垂直衝撃波/境界層干渉流れを精度良く再現することが示されている²⁾。対流項の離散化ではセル界面の数値流束をRoeのFlux Difference Splitting¹¹⁾で求めるが、その際に計算セル界面の左右の物理量をYamamotoとDaigujiが提案した方法¹²⁾により計算する。彼らの方法を用いることでスキームはTVD化され、対流項は空間4次精度で評価される。また、粘性項の評価には空間2次精度の中心差分法を、時間積分には3段階ルンゲ-クッタ法を用いるが、定常状態に収束するまでの時間を短縮するため、各計算セルのサイズで決定される局所時間刻みにより積分を行う¹³⁾。

計算領域をFig.3に灰色の領域で示す。計算点は x 方向に104点、 y 方向に120点、 z 方向に80点である。ディフューザ壁面の境界条件として、すべりなし条件を用いる。流入境界では時間に対して物理量を固定するが、この物理量は流入境界より上流の領域を予備的に計算することにより決定される。流出境界では、時間に対して圧力を固定するが、衝撃波の定在位置が実験と同じになるように設定し、それ以外の物理量については x 方向の勾配が0となるように設定する。

5. 結果及び考察

$y=0$ における $x-z$ 平面上的のマッハ数分布をレーザー誘起蛍光法による測定及び数値解析で求めた結果をそれ

ぞれFig.4(a), (b)に示す。(a)図に着目すると $x \sim 20\text{mm}$ 付近で流れが超音速から音速近傍まで減速している様子が見られるが、これは垂直衝撃波が定在しているためである。衝撃波による流れの減速が緩やかなのは、流れが非定常であり衝撃波が流れ方向に振動するためである。一方、数値解析結果の(b)図においても $x \sim 20\text{mm}$ に衝撃波が定在しているが、不連続的な流れの減速が見られ、衝撃波は上壁付近で大きく分枝している。これは、(b)図が定常解であり、衝撃波が振動しないからである。また、(a), (b)図ともに衝撃波下流に超音速領域が見られる。これは衝撃波を通過する流れは急激な逆圧力勾配にさらされ、壁面上の境界層が厚くなり、その排除効果により衝撃波下流の気体が再加速されるためである。このような再加速領域はLiouら¹⁴⁾の二次元の数値解析結果でも観測されている。

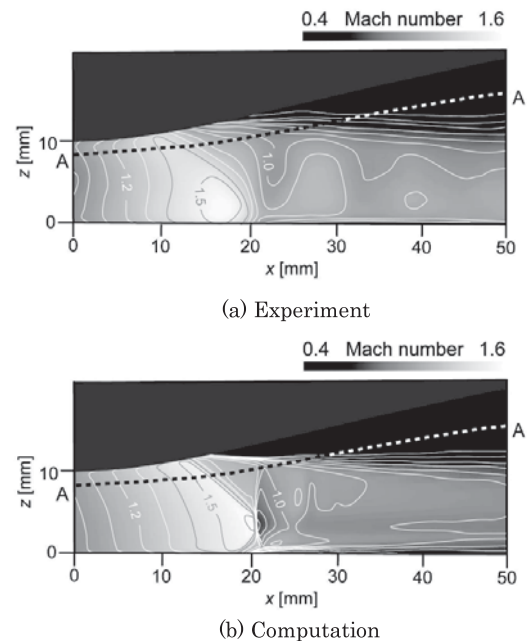


Fig.4 Mach number contour on the $x-z$ plane at $y=0$

Fig.5はFig.4で示される線A-Aで切断した面のマッハ数分布を $x-y$ 平面上に投影したものである。Fig.5(a), (b)はそれぞれ実験、数値解析結果に対応する。なお、本研究では $y \geq 0$ のみの蛍光画像を用いて三次元マッハ数分布を構築し、(a)図には $y=0$ について対称にマッハ数分布が示されている。 $y < 0$ についても蛍光画像を取得したが、下流から入射したレーザーシートが上壁面で乱反射し、その反射光がさらにディフューザ側壁の光学ガラスで反射したため、側壁近くの蛍光画像はこの反射光の影響を強く受け、蛍光強度から求めたマッハ数は物理的に正しい値にならなかった。 $y \geq 0$ の側壁は黒く塗装されており上壁で乱反射したレーザー光は側壁で吸収され、上述のような問題は起こらなかったため、本研究では $y \geq 0$ のデータを用いて考察する。後述する油膜法の結果とFig.5(b)の数値解析結果から本

流れ場は $y=0$ の面について対称なので、Fig.5(a)のようにマッハ数分布を表示しても差し支えないと考えられる。

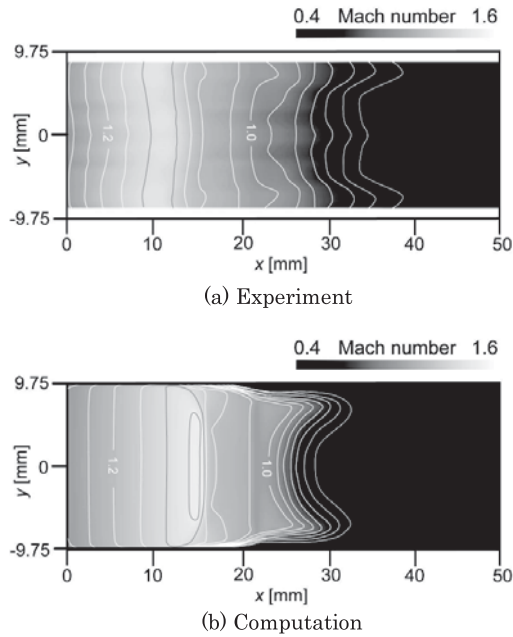


Fig.5 Mach number contour on the A-A cross-section (the contour is projected onto a $x-y$ plane)

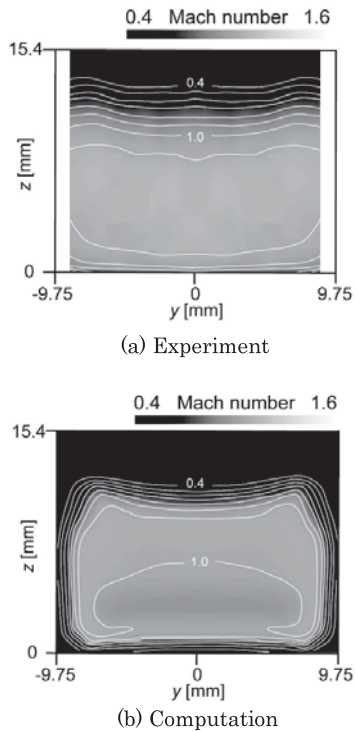


Fig.6 Mach number contour on the $y-z$ plane at $x=30$ mm

Fig.5(a)は上壁面付近のマッハ数分布であるが、衝撃波下流のマッハ数は $y=0$ 付近では低く、側壁付近で高くなっている。このようなマッハ数分布は(b)図の数値解析結果と良く一致している。

$x=30$ mmにおける $y-z$ 平面上的マッハ数分布を実験及び数値解析結果についてそれぞれFig.6 (a), (b)に示

す。両図は衝撃波下流の断面であるが、上壁面上の境界層厚さに着目すると両図ともに側壁に近い方がディフューザ中央部に比べて境界層が薄くなっていることが分かる。このような境界層形状はBogarら⁽⁶⁾のピトー管で測定したディフューザ出口部のマッハ数分布でも観測されている。彼らはこのことについて物理的な理由を述べていないが、このような境界層形状は遷音速ディフューザ流れの一般的な性質と考えられる。境界層がこのような形状を有するため、上壁に近い断面のマッハ数分布はFig.5のようになる。

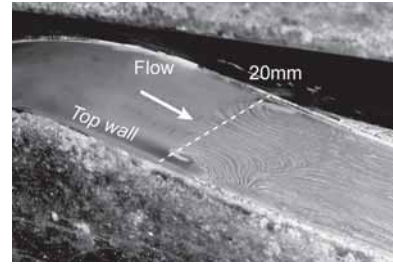


Fig.7 Oil-flow visualization

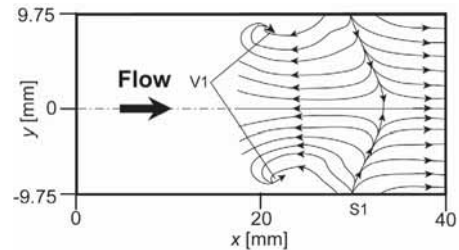


Fig.8 Schematic diagram of oil-flow pattern (experiment)

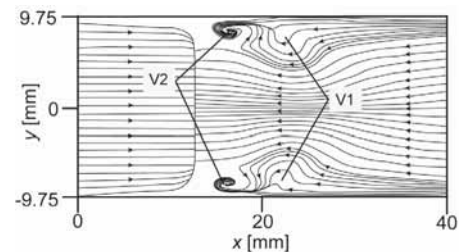


Fig.9 Limiting streamlines on the top wall (computation)

油膜法による上壁面上の流れの可視化結果をFig.7に示す。図の可視化結果では垂直衝撃波定在位置の $x=20$ mmより上流には油膜による流れパターンが見られない。本流れ場において衝撃波上流にオイルを塗布した場合、鮮明な流れのパターンができる前に上壁の各場所でオイル溜りができ、それが障害となって流れの状態が変化してしまった。そこで、本研究では、衝撃波下流の領域に薄くオイルを塗布してオイル溜りをなくし、Fig.7の結果を得た。

Fig.7の可視化結果から上壁面上の流れパターンを模式的に描いたものをFig.8に示す。また、数値解析から得られた上壁面上の限界流線をFig.9に示す。いずれ

の図にも $x \sim 20\text{mm}$ の側壁近傍に渦状パターンV1が見られる。また、Fig.9ではV1より上流に渦状パターンV2が見られるが、Fig.8の実験結果ではそのパターンは見られない。これは、垂直衝撃波の振動や衝撃波下流に塗布したオイルがこの領域に到達しなかったためと考えられる。また、Fig.8でははく離した流れが再付着している様子（再付着位置S1）が見られるが、Fig.9ではそのような様子は見られない。この違いは乱流モデルの精度や流れの非定常性によるものと考えられる。これらの違いがあるものの、本数値解析は実験を良く再現している。

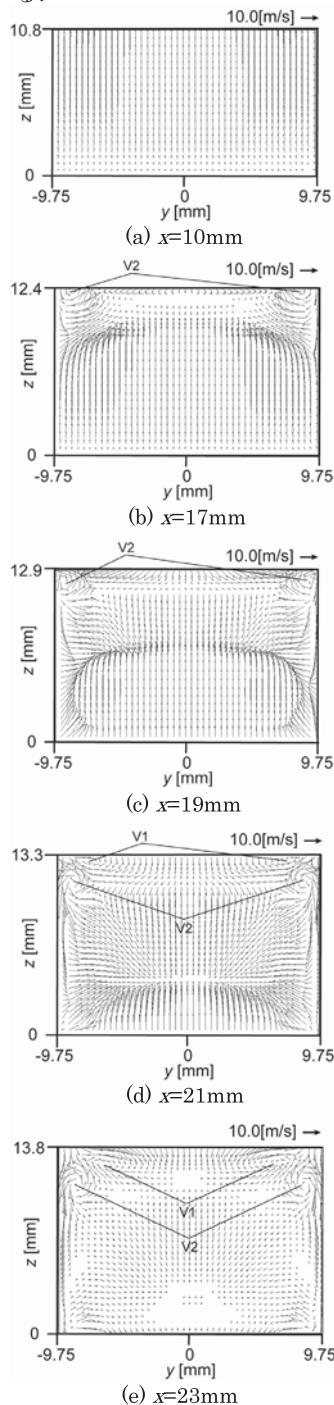


Fig.10 Secondary velocity vector (computation)

数値解析により得られた $x=10 \sim 23\text{mm}$ における y - z 平面上の二次流れ速度ベクトルをFig.10(a)~(e)に示す。衝撃波上流の(a)図では顕著な二次流れ成分は見られないが、分枝衝撃波の前脚と後脚の間にある断面の(b)図ではディフューザコーナー部に渦が見られる。この渦は発生位置と回転方向から考えると、Fig.9の渦V2に対応していることがわかる。同様にして考えると、 $x=21\text{mm}$ の(d)図で新たに観測される渦はFig.9の渦V1に対応している。これらの渦はV1については(e)図、V2については(c)~(e)図のように発生位置の下流においても観測されることから、流れ方向に縦渦状に伸びていることがわかる。以上のことから、渦V1、V2は三次元的な構造を持っていることが分かる。

上述のような流れが生じる理由を説明するために数値解析結果から得られるディフューザコーナー部の波の構造に着目して考察を行う。Fig.11は x 方向の圧力勾配を x - z 平面について示したものである。図中の黒色は正の圧力勾配が大きいことを示し、圧縮波または衝撃波に対応する。ディフューザ中央部の(a)図では、分枝衝撃波の前脚と後脚にそれぞれ相当する衝撃波W1、W2が見られる。ところが、側壁に近い(b)図ではW1とW2の間にさらに圧縮波W3、W4が見られる。さらに(b)図の線A-Aで切断した面における x 方向圧力勾配を x - y 平面に投影してみると、波W3とW4はFig.12のようになっており、ディフューザコーナー部で三次元的な波の構造が存在していることが分かる。一定断面積矩形ダクト流れにおいても、ダクトコーナー部に複雑な波の三次元構造が観測されているが²⁾、Fig.11、12とは異なった構造となっている。

Fig.11、12をもとにディフューザコーナー部の衝撃波構造をモデル化したものをFig.13に示す。側壁に近い平面aの上壁付近の流れは衝撃波に到達するまでに摩擦の効果により、側壁から離れた位置にある平面bの流れより運動量が小さくなる。したがって、平面aの上壁面上の境界層は平面bに比べて上流の位置で厚くなり始め、前足衝撃波W1の発生位置は平面aの方がbより上流になる。衝撃波上流では流れ方向にマッハ数が変化しているので、W1の強さは平面aとbで異なる。したがって、W1を通過した流れの圧力は平面aとbで異なるので、スパン方向に圧力が一樣となるように反射波W3が発生する。さらに、このW3が側壁と反射して波W4が形成される。W1、W3、W4を通過した平面aの流れとW1のみを通過した平面bの流れは、さらに分枝衝撃波の後脚W2を通過し減速される。

上述のような壁面近傍の衝撃波構造を考えると、流れは平面aとbでそれぞれ4本と2本の衝撃波または圧縮波を通過することになり、衝撃波下流の圧力がディフューザ断面で一樣とすると、平面aの方がbに比べて衝撃波足下の逆圧力勾配は小さくなる。その結果、平

面aの方がbに比べて衝撃波下流の境界層は薄くなり、流れの運動量は大きくなる。したがって、平面aでは衝撃波下流のはく離境界層内を上流に向かって流れてきた気体は主流方向に押し戻され、渦V1が発生する。この渦V1は上壁から離れた領域の速度の高い流れによって縦渦状に下流へ曲げられる。図の繁雑さを避けるため、渦V2は図に示していないが、これはV1と同様の理由で発生すると考えられる。Fig.13の衝撃波構造から流れを考察すると、実験と数値解析で観測された境界層と渦の三次元性を非常に良く説明できる。

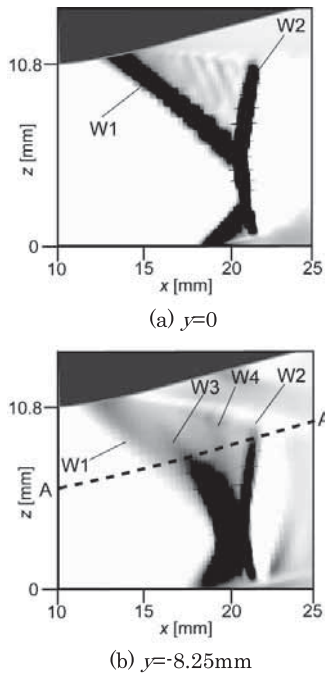


Fig.11 Streamwise pressure gradient on the x - z plane (computation)

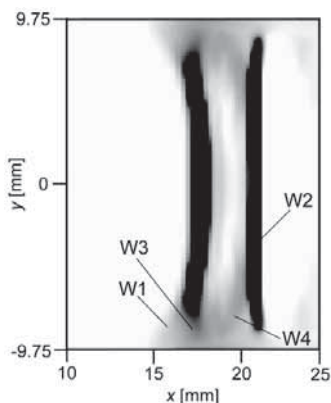


Fig.12 Streamwise pressure gradient on the A-A cross-section (computation)

6. 結 論

広がり角のある上壁と平らな下壁からなる遷音速ディフューザ流れの三次元構造を明らかにするため、ヨウ素をシードとしたアルゴンレーザー誘起蛍光法を用いて流れ場の三次元マッハ数分布を求めた。その結果、

衝撃波下流における上壁面上の境界層はディフューザコーナー部の方が中央部に比べて薄くなっていることが分かった。また、油膜法により上壁面上の流れの 패턴を可視化した。衝撃波と境界層が干渉する領域に渦状パターンが確認された。これらの流れ現象はナビエ-ストークス方程式を基礎方程式とする数値解析により良く再現された。さらに、数値解析結果を詳細に考察すると、上壁面上の渦は衝撃波足下から発生し、下流方向に曲げられ、縦渦状に伸びていることが分かった。

上述のような流れの三次元構造を説明するため、数値解析結果から流れ方向の圧力勾配を計算してディフューザコーナー部の衝撃波構造を詳細に観察し、この衝撃波構造をもとに流れモデルを構築した。このモデルにより、本流れ場における衝撃波足下での渦の発生機構や衝撃波下流の境界層の三次元性を極めて良く説明できた。

以上、本研究により垂直衝撃波と境界層が干渉する遷音速ディフューザ流れの三次元構造を明らかにするとともに、流れ場を説明できるモデルを構築した。

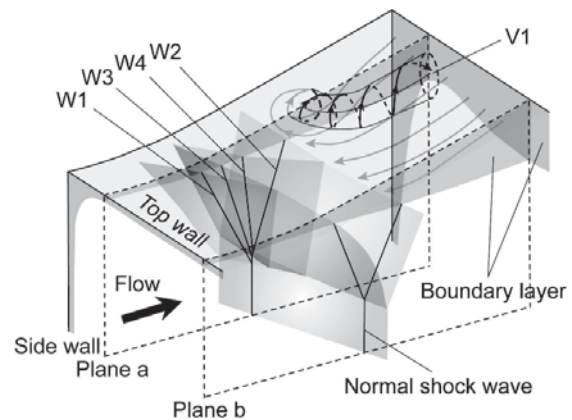


Fig.13 Shock system model near a diffuser corner

謝 辞

実験に当たり宇野佳寛氏、牛島到也氏の助力を得た。ここに記して感謝する。

引用文献

- 1) Chriss, R.M., Hingst, W.R., Strazisar, A.J., and Keith, T.G., "An LDA Investigation of the Normal Shock Wave Boundary Layer Interaction", La Recherche Aéronautique, No.1990-2(1990), pp.1-15.
- 2) Handa, T., Masuda, M., and Matsuo, K., "Three-dimensional Normal Shock-Wave /Boundary-Layer Interaction in a Rectangular Duct", AIAA Journal, Vol.43, No.10 (2005), pp.2182-2187.

- 3) Doeffler, P. and Dallmann, U., "Reynolds Number Effect on Separation Structures at Normal Shock Wave/Turbulent Boundary-Layer Interaction", AIAA Journal, Vol.27, No.9(1989), pp.1206-1212.
- 4) Bejm, M., Doerffer, P., and Kania, W., "An Effect of Test Section Span on the Shock Wave-Turbulent Boundary-Layer Interaction", 4th Int. Symp. on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Vol.1(1999), pp.102-110.
- 5) Gerolymos, G.A., Vallet, I., Böls, A., and Ott, P., "Computation of Unsteady Three-Dimensional Transonic Nozzle Flows using $k-\epsilon$ Turbulence Closure", AIAA Journal, Vol.34, No.7(1996), pp.1331-1340.
- 6) Bogar, T.J., Sajben, M., and Kroutil, J.C., "Characteristic Frequencies of Transonic Diffuser", AIAA Journal, Vol.21, No.9(1982), pp.1232-1240.
- 7) McDaniel, Jr.J.C., "Investigation of Laser-Induced Iodine Fluorescence for the Measurement of Density in Compressible Flows", Stanford Univ., SUDAAR, No.532, 1982.
- 8) Soga, T. and Niwa, K., "On the Rotational and Translational Nonequilibrium in an Underexpanded Free Jet of Nitrogen", Trans. Japan Soc. for Aero. Space Sci., Vol.28(1985), pp.16-26.
- 9) McMillin, B.K., Lee, M.P., and Hanson, R.K., "Planar Laser-Induced Fluorescence Imaging of Shock-Tube Flows with Vibrational Nonequilibrium", AIAA Journal, Vol.30, No.2(1992), pp.436-443.
- 10) Willcox, D.C., "Dilatation-Dissipation Corrections for Advanced Turbulence Models", AIAA Journal, Vol.30, No.11(1992), pp.2639-2646.
- 11) Roe, P.L., "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes", Journal of Computational Physics, Vol.43(1981), pp.357-372.
- 12) Yamamoto, S., Daiguji H., "High-Order-Accurate Upwind Schemes for Solving the Compressible Euler and Navier-Stokes Equations", Computers Fluids, Vol.22(1993), pp.259-270.
- 13) Anderson, J.D., "Computational Fluid Dynamics", (1995), pp.301-303, McGraw-Hill, New York.
- 14) Liou, M.-S., Coakley, T.J., "Numerical Simulation of Unsteady Transonic Flow in Diffuser", AIAA Journal, Vol.22, No.8(1984), pp.1139-1145.