高速脈動噴流から生じる騒音に関する研究*

木村 敦典^{*1}, 岩本 順二郎^{*2}

A Study on Generation of Noise of High-speed Pulsating Jet

Atsunori KIMURA and Junjiro IWAMOTO^{*3}^{*3} Department of Mechanical Engineering, Tokyo Denki University,
2-2 Kanda Nishiki-cho, Chiyoda-ku, Tokyo, 101-8457 Japan

It is well known that shock wave formed in an exhaust pipe of a reciprocating engine generates very loud noise when it is discharged from the pipe end into atmosphere. However, there are few reports that describe flow field formed after discharge of the shock wave. In the flow field vortex ring and underexpanded jet appear behind the shock wave. Also, it is possible that vortices moving along shear layer of the jet interact with the shock wave formed in the vortex ring which is generated by so called 'convergent divergent nozzle effect'. The interaction may become noise source. In the present study, we describe the jet structure and the process of the noise generation experimentally or numerically. In the experiment pressure measurement in a pipe, visualization, sound pressure measurement and fluctuating static measurement of the jet are made. In the numerical study we assumed that flow through the pipe should be 1 dimensional and it was solved by using 3rd order MUSCL TVD scheme. Moreover, for flow field generated downstream of the pipe end, 5th order MUSCL TVD scheme is employed in order to capture sound wave.

Key Words: Compressible Flow, Shock Wave, Unsteady Flow, Computational Fluid Dynamics, Jet, Noise

1. 緒 言

往復式内燃機関の排気系の流れ場に関する詳細な理解は、エンジンの高出力化に伴い排気騒音が増大するために騒音低減の観点から、近年まで盛んに進められてきた経緯がある。古くは、特性曲線法による排気管内の流れ場の解析⁽¹⁾が挙げられ、また、近年では関根ら⁽²⁾、松村ら⁽³⁾⁽⁴⁾により、エンジンの排気バルブの開閉に伴い排気管内に誘起された圧縮波の衝撃波への遷移の過程が、実験と数値解析の双方から明らかにされている。この結果、一般に「高周波排気異音」と呼ばれる自動車の排気に代表される脈動流れに固有の騒音の原因は、排気管内で発生した衝撃波が管端部から大気中へと放出される際に、管端部のふちより生じた膨張波によって回折された衝撃波によるものであることが解明された。そして、これらの研究結果が示すように脈動する流れによって発生する騒音に関しては衝撃波によるものが支配的である。しかしながら、最近では Endo ら⁽⁵⁾によって衝撃波の背後に続く騒音の存在

が指摘されている。一般に脈動流れも含めて、衝撃波を伴う流れが管内から大気中へと放出される際には、その背後に渦輪と(不足膨張)噴流が形成され、Endo らはラバルノズル効果⁽⁶⁾によって発生する渦輪内の衝撃波と不足膨張噴流のせん断層を下流へと移動する渦との干渉の結果によって、前述の騒音となり得るのではないかと数値解析の結果から推測している。だが、その干渉の状態や、その結果発生する音波の詳細は明確ではない。このような排気騒音の基本的なメカニズムを知ることが工学上、意義のあることであると思われる。

本研究では、往復式内燃機関の排気系をモデル化した実験装置を用いて、排気管内の流れと排気噴流を作り出し、管内の圧力測定、シュリーレン法を用いた流れ場の可視化、排気騒音の音圧測定および排気噴流の静圧測定を行う。実験条件としては、特に衝撃波を伴う典型的な排気噴流を対象とするため、実際のエンジンの回転数 6 000 rpm に相当する脈動流れが生じるものとした。一方、数値解析においては排気管内の流れと排気噴流に分けて計算を行った。これらの手法を用いて、高速脈動流れの流れ場の基礎的な理解を深めるとともに、騒音の発生にいたる過程をここに報告する。

* 原稿受付 2001 年 1 月 22 日。

^{*1} 東京電機大学大学院工学研究科(〒101-8457 東京都千代田区神田錦町 2-2)。^{*2} 正員、東京電機大学工学部。

E-mail: iwamoto@cck.dendai.ac.jp

2. 実験装置および実験方法

図1に実験装置の概要図を示す。実験装置は実機のシリンダに相当する高压タンク、排気バルブに当たるロータリバルブ⁽⁷⁾と供試管から成り立っている。ロータリバルブは図1のロータリディスク上の対称な位置に2箇所設けられており、その開口断面積変化は実機のそれと同一である。供試管の形状は、直径 D が 13 mm, 全長 1 m となっている。また、実験における作動流体は空気であり、コンプレッサで圧縮された空気が除油、除湿された後にサージタンクを通り、定常流となって高压タンクへと供給される。高压タンク内の圧力は、実際のエンジンの排気バルブが開閉する瞬間のシリンダ内圧力の典型といわれる 4 atm としている。測定対象としては、ロータリバルブの開口によって供試管内に誘気された脈動流れの圧力を供試管の側面に 100 mm 刻みに等間隔に設けられた静圧測定孔を介して測定を行った。そして、供試管端部から流れは大気条件下にある防音室内に噴出し排気噴流を形成する。防音室は、幅 2 400 mm, 奥行き 2 800 mm, 高さ 1 900 mm となっており、実験時の背圧の変化を無視し得る容積となっている。防音室内における測定は凹面鏡による二面对向法を用いたシュリーレン法・シャドウグラフ法による排気噴流の可視化、超音速用静圧管⁽⁸⁾を用いた排気噴流の静圧測定と 1/2 in コンデンサ形マイクロフォンを用いた排気騒音の音圧測定を行った。

Fig. 1 Schematic view of experimental apparatus

Fig. 2 Contour of static pressure probe

図2に超音速用静圧管を示す。本研究の流れ場は、衝撃波の伝ばや渦輪の発生によって圧力が時間的に変動する非定常な流れ場であり、プローブを用いて測定を行う場合には、圧力測定孔に加わった変動圧を圧力変換器が検知する時間を短くすること、すなわち遅れ時間の短縮と変動する圧力の周波数成分を広帯域にわたって平坦にとらえることが重要となる。これらを踏まえて、本研究では図2に示されるように静圧測定孔から圧力変換器の受圧面までの受圧部容積を極力小さくした。また、静圧測定孔の直径をプローブの直径の許す限り大きくし、高周波数成分の脱落の減少に努めた。測定位置は噴流中心軸とし、供試管出口部から距離 x を変化させて測定を行った。

図3に排気騒音の音圧測定を行う際のマイクロフォンの設置位置を示す。マイクロフォンは、排気騒音が指向性をもつことを考慮して、供試管端部を中心とする半径 1 000 mm の半円上において、図3に示される供試管中心軸との間の角度 θ を変化させたそれぞれの位置に設置される。また、音圧信号に対する聴感補正は行っていない。

3. 数値解析法

冒頭に述べたように、本研究の数値解析では計算領域がロータリバルブを含めた供試管内と供試管端部下流域にわたるために双方の領域を含めた計算領域を同時に解くことは計算格子幅を大きくし計算精度の低下を招くので、騒音源を明らかにするための本研究の目的とは矛盾する。そこで、本研究では供試管内とその端部下流域との計算を別個に行う。供試管内の流れは、管断面にわたって速度や温度の分布が一様な一次元流れであると仮定し、一次元非定常圧縮性流れとして数値解析を行った。そして、その結果を供試管の一

Fig. 3 Measuring locations of sound pressure

部を含む管端部下流域の解析において流入境界条件として用いた。以下にその詳細を示す。

3・1 供試管内 一次元非定常圧縮性流れの支配方程式に関して、連続の式、運動量の式とエネルギー式を保存形で書くと次のようになる。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで t は時間であり、 $\mathbf{U}$ 、 $\mathbf{F}$ は以下の式で表される。

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (e + p)u \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで p は圧力、 ρ は密度、 u は供試管軸方向の流速であり、 e は流体の単位体積当たりの内部エネルギーと運動エネルギーの和で、比熱比 γ を用いて以下のようになる。

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

支配方程式である式(1)では流体と管壁面との摩擦によるせん断力や熱伝達による損失項を非斉次項として取り込んでいないが、これは供試管内壁面の相対粗さ ϵ/D を検査した結果、0.0001 となり摩擦損失を無視でき得ると考えたため、特に考慮しなかった。計算領域は供試管の全長分とし、その両端部をロータリバルブ出口部と防音室側の開口端部とした。計算格子点数は1000点である。流入境界条件としては、高压タンクからロータリバルブに至る急縮小部を等エントロピー流れとし、バルブから管内に至る急拡大部で急拡大損失⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾を含めた境界条件を与えた。流出境界条件については大気圧と管端部付近でのよどみ点圧力との関係から流出と流入とに分け、チョークする場合には計算領域の値を境界に外挿した。そして、式(1)～(3)に三次精度 MUSCL TVD 法⁽¹¹⁾を空間方向の解法として用い、三次精度ルンゲ・クッタ法により時間積分を行った。

Fig. 4 Computational domain

3・2 供試管端部下流域 供試管端部下流域における計算の支配方程式は、物理的には供試管の形状が円形であることを考慮し、さらに計算精度を向上させるためには膨大な計算格子を必要とするので、供試管端部下流に形成される排気噴流を軸対称流れと仮定、二次元軸対称非定常オイラー方程式とし、以下に表される。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \mathbf{H} = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

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

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

x 、 y はそれぞれ供試管軸方向と半径方向への座標であり、 u 、 v は x 、 y 方向の速度成分を表している。 e の定義は3・1節と同様である。図4に計算領域および境界条件を示す。図4中の r は供試管の半径を表している。流入部に与えられる境界条件は一次元流れを仮定した供試管内流れの解析結果を用いていることから、供試管出口部から生じ、上流へと伝ばする二次元的な反射波の波面が平面となるために十分な距離を設ける必要がある。これを考慮した結果、図4に示された計算領域を設けた。また、音波のような弱い不連続面を捕獲するために空間五次精度の MUSCL TVD スキーム⁽¹²⁾⁽¹³⁾を採用した。一般に、人間の可聴域の音圧と本研究の流れ場の圧力とを比較した場合 10^{-4} 程度の違いがあるため高次精度のスキームを導入する必要があり数値粘性の少ない上記の計算法を採用した。また、時間積分には三次精度のルンゲ・クッタ法を用いている。計算格子は x 、 y 方向それぞれ、750点と375点であり、 x 方向は供試管出口部付近に、 y 方向は供試管壁面付近に格子を集中した。

4. 結果と考察

4・1 供試管内圧力履歴 図5に供試管内圧力履歴を示す。図5の横軸はロータリバルブが開いた瞬間から経過した時間 t をロータリバルブ1周期分の時間 τ で無次元化した時間 t/τ であり、図5の左側の縦軸は供試管のイラストの各圧力測定孔において測定した圧力 p を大気圧 p_{atm} によって無次元化を行った無次元圧力 p/p_{atm} である。図5の右側の軸はロータリバルブの開口断面積と供試管断面積との比を表したも

のである。また、図5中で斜めに描かれた線はロータリバルブの開閉に伴って供試管内に誘起された圧縮波の波頭の軌跡を表す①と、その圧縮波と対になって発生した膨張波が供試管出口部で開口端反射を起こすこ

Fig. 5 Pressure histories in the pipe

とにより形成された上流側へと伝ばする2番めの圧縮波の波頭の軌跡②を描いたものである。

圧縮波の波頭①を観察すると実験結果および計算結果の双方とも下流へと伝ばする過程で、そのこう配が急しゅんとなっている。最も下流側の位置での圧力測定結果では、ほぼ垂直に圧力が変化しており衝撃波が発生していることがわかる。しかし、計算結果では実験値と比較して、より上流側でこう配の急しゅん化が進んでいることがわかる。これは、衝撃波形成の過程で圧縮波の追いつきにより衝撃波背後の流速が徐々に増加すると思われるが、福田ら⁽¹⁴⁾がトネル内を伝ばする圧縮波の波面を正確にとらえるために用いた非定常摩擦項のような圧縮波の波面の変形に寄与する項を式(1)の支配方程式中に含めなかったことが原因であると考えられる。

圧縮波の波頭②の軌跡に関しては実験値と計算結果に時間的な差が存在している。これは計算において供試管内の流体と管壁面との間の熱の授受を無視しているために、バルブの開閉によって発生した圧力波の通過後の管内の温度がやや実験よりも高くなることが予測され、波面②の前方の音速が大きくなるために生じた差異であると推測される。

4・2 可視化実験 図6に供試管端部下流域におけるシュリーレン写真を示す。撮影時におけるナイフ

Fig. 6 Schlieren photographs with time

エッジの挿入方向は、噴流軸方向の密度変化によってコントラストが現れる向きとした。図6の(a)～(e)は瞬間光源(せん光時間 180 ns)の発光時間を変化させて撮影を行った写真である。図6(f)は図2に示した静圧プローブを挿入した際の流れ場の変化を調べるために撮影を行ったもので、可視化を行ったタイミングは図6(c)と同一の時刻である。写真の左端は供試管の開口端に相当する。

図6(a)の時刻では供試管内で発生し、管端部から放出された衝撃波が現れている。この衝撃波は放出と同時に管のふちから発生した膨張波によって回折を受け球面状に変形する。また、衝撃波の放出に伴ってその背後に渦輪が形成される。渦輪の前方に存在する流れは1周期前の供試管内の流れによって誘起された亜音速噴流である。

図6(b)の時刻では衝撃波と渦輪は下流へと移動し、渦輪の背後には不足膨張噴流が生じる。これは図5に示した結果から予想されるように供試管内で衝撃波の背後に続く流れが背圧まで膨張していないために発生しているものと考えられる。渦輪を観察すると衝撃波がその内側に発生していることが確認できる。この衝撃波の発生は前述のラバルノズル効果によって説明でき得る現象であり、渦輪内部を通過する不足膨張噴流に対して渦輪がラバルノズルのスロートと同様の役割を果たすために発生する衝撃波である。この時刻では脈動噴流から生じる衝撃波以外の騒音と考えられるものとして衝撃波と渦輪との間に存在する多数の弱い波が挙げられる。この波は写真に示されたように弓形の形状となっており、噴流中心軸方向に強い指向性を持ちほぼ音速で下流へと伝ばする。この波の発生を可視化実験から考察することは困難であるために、この詳細は後述の数値解析による結果の考察の中で議論する。

図6(c)の時刻では供試管出口部でのよどみ点圧力の上昇によって不足膨張噴流のセル構造が発達し、圧縮領域と膨張領域が対になったセルが2組確認できる。このセル構造は供試管出口部の圧力値が最大となる図6(d)の時刻に最大数のセルが形成され、また、その個々のセルの長さが最も長くなる。一般に、不足膨張噴流から発生する騒音としてスクリーチ音が知られているが、本研究の流れ場では確認することができなかった。

図6(f)の写真は4・3節で述べる脈動噴流の噴流中心軸上における静圧履歴を測定する際に、流れ場にプローブが存在することによって発生すると考えられる圧力じょう乱の影響を定性的に知るために撮影を行った結果である。プローブは支柱によって支持されてお

り、図6(f)に示されるように、回折した衝撃波がその支柱から反射されることによって上流へと伝ばする反射波が確認できた。しかしながら、この反射波は超音速で噴出している不足膨張噴流内を上流へと伝ばすることはできないと思われ、 $t/\tau=0.29$ 以降の時間の可視化写真からも流れ場に大きな変化が現れないことを確認した。超音速の流れ場に本研究で用いた形状のプローブを挿入することによって問題となる事柄として、プローブの先端に発生する衝撃波がある。これに関しては供試管内の数値解析の結果から得られた供試管出口部でのよどみ点圧力を考慮し、等エントロピー変化の関係から不足膨張噴流の噴流マッハ数の範囲を予測した。その結果から、プローブの先端に発生する衝撃波を付着衝撃波とするためにプローブの先端の半頂角 β を4とした。したがって、図6(c)と図6(f)を比較した場合に不足膨張噴流のセル構造に変化はない。

4・3 脈動噴流の静圧履歴 図7に脈動噴流の静圧履歴の例を示す。測定位置は位置 x を供試管の直径 D によって表した無次元距離 $x/D=0, 0.3, 0.6$ および 0.9 である。図7中に示された(1)～(5)の時刻は順に図6(a)～(e)の写真を撮影した時刻にそれぞれ対応している。また、図6のそれぞれの写真のスケールは等しくなっている。

図7のそれぞれで波形がスパイク状に変化している部分は回折した衝撃波の通過によるものである。供試管の端部から放出された衝撃波の背後には、膨張波が続くためにこのようなスパイク状の圧力変化が現れる。図7(a)では、その圧力上昇の最大値は無次元圧力で2.415となっており、プローブによる測定が静圧測定孔を基準に行われるので、プローブの先端部が供試管の内部に入っていることによるブロックageが生じ、衝撃波の強さがプローブを挿入していない場合よりも大きくなるものと予想される。したがって、ここでは定量的な議論には踏み込まない。

図7の(1)から(2)の時刻では図6(a)、(b)の写真に示されるように $x/D=0.6, 0.9$ の位置を渦輪が通過しつつある時刻である。例えば、写真の不足膨張噴流のセル構造を表すコントラストから確認できるように、写真の黒い部分は噴流軸方向に密度が低下し、白い部分は密度が増加する。このことから、渦輪が通過する際の時間的な圧力変化は渦輪の白いコントラストをもつ部分の通過によって低下し、その後、黒いコントラストの部分の通過によって上昇するものと考えられる。これが図7の(1)から(2)の時刻における圧力変化と対応しており、大気圧以下に圧力が低下した後 $t/\tau=0.27$ にかけて圧力が上昇していく。

Fig. 7 Examples of static pressure history

次に $t/\tau=0.27$ から $t/\tau=0.29$ へと時間が経過すると $x/D=0.3, 0.6$ と 0.9 のそれぞれの測定位置は、不足膨張噴流にさらされる。ここで、供試管出口部に最も近い位置の膨張領域と圧縮領域の1組を第1セル、次を第2セルと定義すると、 $t/\tau=0.29$ では、これらの測定位置は順に第1セルの膨張領域、第1セルの圧縮領域、第1セルと第2セルの中間域にそれぞれ存在することになる。さらに、(2)から(3)への時間経過の過程で供試管出口部での圧力の増加から予測されるように、不足膨張噴流のセルの伸長が生じる。このセルの伸長によって、例えば $t/\tau=0.27$ の瞬間に第1セルと第2セルの中間域にあった $x/D=0.6$ における静圧値が $t/\tau=0.29$ にかけて低下する。他の測定位置における圧力変化もこのセルの伸長に伴って生じるものである。

$t/\tau=0.34$ の時刻では供試管出口部の静圧値は極大値となり、4・2節に述べたように不足膨張噴流のセルの長さは最大となる。ここでも、上記のセルの伸長に

Fig. 8 Static pressure histories

よって図7中の(4)のような静圧値となる。

図8に $x/D=0\sim 3.5$ のそれぞれの位置において測定された静圧履歴を示す。図8中で第1セル、第2セルと示したものは供試管出口部の圧力が最大となる時

間 $t/\tau=0.34$ における不足膨張噴流のセル構造を示している。図8から明らかなように、衝撃波の通過に伴う圧力変化は下流へ衝撃波が伝ばするに従い減少する。また、時間変化に伴う不足膨張噴流のセル構造の変化が明確となっている。

4・4 脈動噴流の数値解析 図9に供試管端部下流域における流れ場の数値解析を行った結果を示す。可視化手法はシュリーレン法とし実験に対応させた。

図9(a)では、供試管のふちから発生し渦輪に巻き上げられた噴流せん断層の発達と不足膨張噴流の膨張領域の形成が確認できる。

図9(b)では、噴流せん断層上に多数の渦輪が発生する(以後最初の渦輪を主渦輪と定義する)。そして、これらの渦輪は噴流せん断層にそって下流へと移動し主渦輪に巻き上げられる。さらに、4・2節で述べたラバルノズル効果によって主渦輪内に発生する衝撃波の形成 s_1 が認められる。

図9(c)では、 s_1 と複数の渦輪が干渉することによってリング状の弱い波が生じ下流へと伝ばする。この波は上流側へも伝ばするが主渦輪の上流側が超音速となっているため、主渦輪よりも上流へ伝ばすることができないことがわかる。

図9(d)～(f)では主渦輪内で完全な衝撃波面が形成される。図9(d)に示した波 w_1 は渦輪 v_1 が上記の衝撃波面を通過した際に発生した波である。図9(e)においては v_1 と w_1 は図示した位置へと移動動し、 v_1 に続く渦輪 v_2 が衝撃波と干渉している。そして、 v_2 から発生した波 w_2 が図9(f)に現れる。上記のように主渦輪内に発生した衝撃波と噴流せん断層を下流へと移動する渦輪との干渉によって次々に波が発生する。また、この波は図6(b)と同様に噴流中心軸方向に強い指向性をもっていることが確認できる。

4・5 実験と計算結果との比較 図10に供試管端部下流域の流れ場における実験と数値解析の結果の比

Fig. 9 Computed Schlieren photographs with time

Fig. 10 Symbols for comparison

Fig. 11 Comparison between experiment and calculation

較の際に用いる記号を示す。\$X_s\$, \$X_v\$, \$X_j\$ はそれぞれ、供試管出口部からの衝撃波、主渦輪の中心(渦心)の位置および不足膨張噴流の第1セルの長さを、\$Y_v\$ は噴流中心軸から渦心までの半径を示している。なお、比較の際にはシャドウグラフ法を用いた。

図11は時間変化に伴う \$X_s\$, \$X_v\$, \$X_j\$, \$Y_v\$ を供試管半径 \$r\$ により無次元化し、実験と計算の比較を行ったものである。図11が示すように、流れ場はよく一致しており、実験結果と比較し得るに十分な精度をもつ数値解析結果を得ることができたといえる。

4・6 音圧測定結果 図12に噴流から発生する騒音の測定を行った結果を示す。各位置における音圧のスパイク状の変化は、放出された衝撃波により誘起されたものである。スパイク状の音圧変動の背後に注目すると、\$\theta\$ の増大に伴いその振幅の減少を確認でき、噴流中心軸方向に強い指向性をもっていることがわかる。この結果は図6(b)および数値解析によって得られたように主渦輪の前方に発生する音波の指向性と一致し、この音圧変動が主渦輪の前方に現れる音波によ

Fig. 12 Sound pressure histories

って誘起されていることを示唆しているといえる。

5. 結 言

往復式内燃機関から生じる騒音について明らかにするため、実験と数値解析による結果から考察を行った。以下に本論で得られた結果を示す。

(1) 往復式内燃機関の排気系の流れを再現する実験装置とその数値解析の結果から、脈動流れを誘起する圧縮波と膨張波のうち、前者の非線形性により、排気騒音の要因となる衝撃波の発生を確認した。

(2) シュリーレン法による可視化実験と超音速用静圧プローブによる脈動噴流の静圧測定を行い、時間の変化に伴う脈動噴流の噴流構造を明らかにした。

(3) 排気管端部下流に形成される流れ場の数値解析を行うことによって、主渦輪内の衝撃波と渦輪との干渉による新たな騒音源の存在を明らかにした。また、その干渉の過程を明らかにした。

文 献

- (1) Blair, G. P. and Goulburn, J. R., *SAE Trans.*, 670477 (1967).
- (2) 関根紀朗・ほか4名, 機論, **54**-498, B (1987), 527-531.
- (3) 松村修二・ほか3名, 機論, **56**-532, B (1990), 3786-3791.
- (4) 松村修二・ほか3名, 自動車技術, **47**-6, 30-35.
- (5) Endo, M. and Iwamoto, J., *J. Visual.*, **1**-3 (1999), 261-269.
- (6) Minota, T., *Proc. 2nd Int. Workshop Shock-Wave/Vortex Interact. Sendai*, (1997), 149-160.
- (7) Iwamoto, J., *Tokyo Denki Uni. Rep.*, **22**(1974), 127-150.
- (8) 日本機械学会, 流体計測法, (1985), 76-86, 日本機械学会.
- (9) 森棟隆昭, ほか2名, 機論, **46**-404, B (1980), 653-660.
- (10) Benedict, R. P., ほか3名, *Trans. ASME, Ser. A*, **98**-3 (1976-7), 327-334.
- (11) Yee, H. C., *NASA Tech. Mem.* 101088 (1989).
- (12) 山本悟・ほか2名, 機論, **59**-557, B(1993), 43-48.
- (13) Yamamoto, S., *Compt. Fluid Dyn. J.*, **8**-2 (1999), 341-349.
- (14) 福田傑・ほか4名, 機械, **64**-621, B (1998), 1391-1397.