

小型衝撃波管によるノズル始動過程の可視化計測

渡部 俊輔^{*1}, 紀平 朋樹^{*1}, 水書 稔治^{*2}

Visualization of Two Dimensional Supersonic Nozzle Starting Process of Small Shock Tube

by

Shunsuke WATABE ^{*1}, Tomoki KIHIRA ^{*2}, and Toshiharu MIZUKAKI ^{*3}

(Received on March. 31, 2009 and accepted on July. 6, 2009)

Abstract

Flow induced behind shock waves propagating inside a two-dimensional converging-diverging nozzle were numerically and experimentally investigated to understand the starting process of rocket nozzles. A two-dimensional converging-diverging nozzle, whose exit flow Mach number is designed to be 2.86 by characteristics method, was installed at the test section of a shock tube with cross-section measuring 40 mm by 30 mm, and was examined with incident shock waves using Mach 1.5. Visualized images of the starting process after the incident shock passage through the nozzle were clearly obtained with both a high-speed video camera and a digital-still camera, and compared with numerical results. We confirmed that the nozzle generates supersonic flow with the designed Mach number at the exit.

Keywords: Unsteady Nozzle Flow, Shock Tube, Numerical Analysis

1. 緒論

現在、世界中で超音速輸送機や宇宙往還機の研究が盛んに行われている。このような超音速または極超音速飛行体の飛行時の実際の流れ環境を実験室の中で再現性よく模擬する装置の開発は、高速空気力学の重要な研究課題である。

反射形衝撃波風洞とは衝撃波管端で入射衝撃波を反射させ、反射衝撃波で再圧縮した高温高圧の気体を貯気槽気体として用い、ノズルを通して膨張させ、超音速の気体を得る形式の風洞である¹⁾。この風洞は、超音速流れを経済的に実現できる装置の一つとして利用されている。

超音速流れ場の実験では、反射衝撃波背後の気体が複雑で非定常な始動過程を経た後の準定常流れを主に利用する。しかし、熱気流の持続時間が非常に短いため、ノズルの始動過程が熱気流継続時間に与える影響は工学的に重要な問題となっている。またノズルの始動および停止過程では、衝撃波や膨張波の干渉が発生し、乱流への遷移や境界層の剥離などの複雑な現象が起きる、これはノズルの軸対称性を乱し、横推力を発生させ場合によ

てはノズルの破損を引き起こす、このためノズルの始動過程における流れを詳細に分析することはこれらの現象を理解する上で重要である。

反射形衝撃波風洞の始動過程についてはこれまで多くの実験的及び数値解析的研究が報告されている²⁾⁻⁸⁾。非定常性の強い流れ場に対し、数値解析結果を実験結果に一致させることは容易ではない。これは亜音速から超音速への急激な変化や境界層の影響など様々な要因が考えられる。そのため衝撃波管を用いたノズル始動過程を数値解析で模擬するには、境界層の影響を考えた乱流モデルの設定や初期衝撃波による反射衝撃波背後圧の変化や一様流継続時間などを考慮し、衝撃波管の測定部のみをモデル化するのでなく衝撃波管全体をモデル化する必要がある。

一方、衝撃波管の作動特性説明に広く使われている単純衝撃波管理論では、衝撃波管内で発生する衝撃波 Mach 数、熱気流継続時間は、隔膜破膜前の高圧室と低圧室の圧力比ならびに高圧室長さによって決定される。しかし、実際には、破膜後に低圧室内部を伝播する衝撃波背後で発達する境界層の存在、隔膜破膜時間の有限性のため、単純衝撃波管理論と実験は一致しない。そのため、精度の高い実験のためには、個々の衝撃波管固有の特性を実験によって把握する必要がある。さらに、本報で用いる衝

*1 工学部航空宇宙学科 航空宇宙学専攻

*2 航空宇宙学科 准教授

衝撃波管は、高圧室と低圧室の断面積および形状が異なる。したがって、単純衝撃波管理論で与えられる特性、たとえば衝撃波 Mach 数と初期圧力比の関係が、予測される値と実際は異なることが予想される。

本報では、ノズル始動過程研究の初期的実験として、当研究室の衝撃波管（3×4ST）での衝撃波 Mach 数と初期圧力比の関係を取得した後に、ノズル開口比が同一で、Reynolds 数の異なる 2 次元ノズルの始動過程を可視化計測し、数値解析結果と比較した。

2. 実験装置

Fig.1 に本報で使用した衝撃波管（以下 3×4ST）を示す。高圧室の長さは 1000 mm、低圧室の長さは 3000 mm、低圧部後方に 800 mm のダンプタンクを設置した。低圧側の流路は 30×40 mm の矩形断面である。低圧部の 2750 mm の位置に $\phi 60$ mm の測定部 (Test section) を設けており、この Test section にノズルを設置して始動過程を可視化した。この衝撃波管は低圧室と高圧室の間に Diaphragm (ポリエチレンテレフタレート製) をはさみ、これを高圧管内部にある撃針で破膜することによって衝撃波を発生させることができる。高圧室常用最大許容圧力は 2 MPa、低圧室は真空ポンプにより大気圧以下に設定することができる。

本実験では流れ場の可視化にシュリーレン法を用いた。Fig.2 に実験で用いた光学系を示す。ピエゾ型圧力変換機 PT1 からの出力をトリガ信号としてデジタル遅延回路 (菅原研究所製 FG-310) を経路することによりノズルスロートの流れ場を可視化する。光源にはキセノンスパークランプ (菅原研究所製 NP-1A: 露光時間 180 μ s) を用い、画像はデジタル一眼レフカメラ (NIKON D200) で記録をした。また、Michael⁹⁾ の 2 次元ノズル設計プログラムを参考にして特性曲線法を用いてノズル形状を決定した (Fig.3)。ノズル出口で Mach 数 2.86 の一様流を得ることができるようノズル設計圧力 30、開口比 3.71 で設計をし、ノズルスロート前部は観測窓上流部に固定するため滑らかな曲線をつないでいる。また、ノズル出口に円錐物体を設置し (Fig.4) 斜め衝撃波を確認することによりノズルの始動や流れの Mach 数を確認する。

3. 実験条件

適正膨張となるノズル設計圧力比を満たすため、初期充填圧力は高圧部 1500 kPa、低圧部 10 kPa とし、圧力比 P41 は 149.9 ± 0.02 、入射衝撃波 Mach 数は 2.40 ± 0.01 であった。駆動気体には窒素、試験気体には空気 (大気) を用いた。

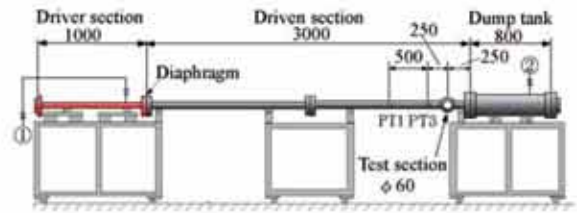


Fig.1 3×4ST shock tube. (unit: mm)

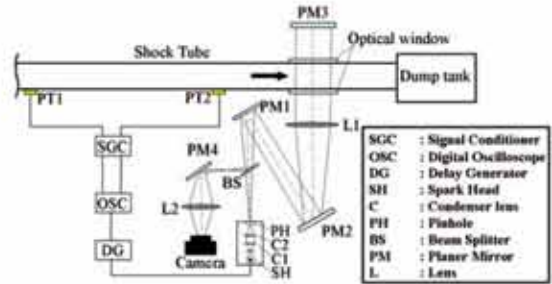
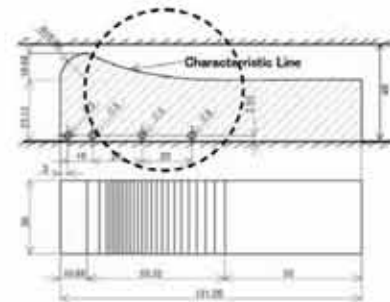
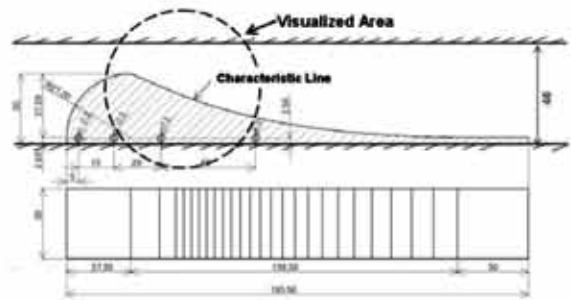


Fig.2 Schematic diagram of schlieren system.



(a) Nozzle1



(b) Nozzle2

Fig.3 Characteristic of the nozzles. (unit:mm)

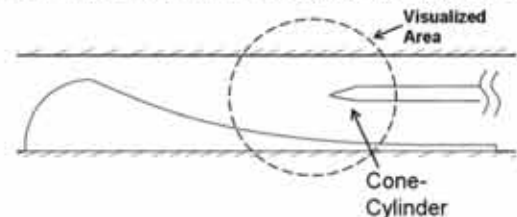


Fig.4 Cone-Cylinder insert



Fig.5 numerical analyze model.

4. 数値計算

基礎方程式は Navier-Stokes 方程式を用い、対流項の離散化には Godunov 法を 2 次精度に拡張した計算スキームである WAF(Weighted Average Flux)法¹⁰⁻¹¹⁾を用いた。また時間積分には 1 次風上差分法、計算格子に非構造解適合格子を用いた。境界条件は等温壁、プラントル数 $Pr=0.733$ とし、Reynolds 数の代表長は管内の断面高さを用いた。

解析モデルを Fig.5 に示す。高压部の長さは 1000 mm、低压部の長さは 3000 mm、低压部後方に 800 mm のダンプタンクを設置し、高压部と低压部の境界を計算開始と同時になくすことにより、衝撃波管の実験を模擬している。初期セル数は 50234、圧力条件は実験条件と同様である。

5. 結果と考察

5.1 3×4ST の基礎特性

ノズルに関する実験を行う予備段階として、3×4ST の基礎特性（初期圧力比に対する衝撃波 Mach 数特性）を測定した。駆動気体には空気とヘリウムを、試験気体には空気を用い、さらに試験気体の初期圧力 p_1 を大気圧状態 (101.3 kPa) と 10 kPa の 2 つの設定条件のもと、計 4 ケースの実験を行った (Fig.6, 7)。実験の結果、得られたデータが衝撃波管の単純理論をもとに推算した値よりも大きくなった。これは、3×4ST の隔膜部付近で、一様ではないが断面積が収縮している区間があり、それが駆動気体（冷気流）を加速させ、いわば亜音速ノズルのような効果をしているためである。そこで、断面収縮形衝撃波管理論を適用し、実験結果の再検討を行った。高压管内径 49.5 mm 及び低压管等価直径 34.3 mm から算出した断面積比 2.08 をもとに計算したが、一致しなかった。その原因として、複雑な形状の収縮断面や、内部に存在する撃針装置、破れた隔膜などの物体が流れに影響を与えていることが推察される。これらの影響を詳細に検討することは現段階で不可能であるので、実験結果に一致するような断面収縮形衝撃波管理論における 3×4ST の断面積比の特性値を求めることとした。結果として、その値は 1.5 程度となった。

5.2 ノズル始動過程

Fig.8 に時刻 $t = 0, 35, 65$ 及び $450 \mu s$ におけるノズルスロート付近の始動過程をシュリーレン法により可視化した画像(上)、数値解析結果による密度の等高線画像(下)を示す。ノズルスロート入り口付近に入射衝撃波が達する時刻を $t = 0 \mu s$ としている。 $t = 0 \mu s$ では実験による可視化写真、数値解析結果はともに入射衝撃波(Primary Shock)がスロートの

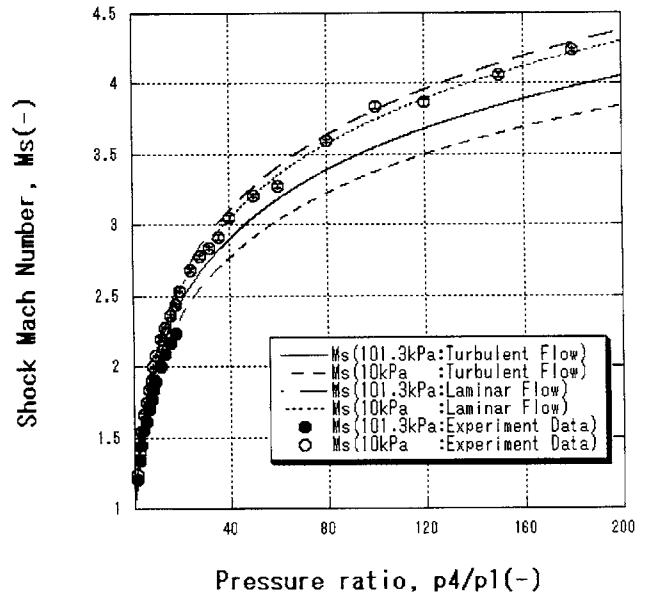


Fig.6 Mach number of primary shock (He/Air).

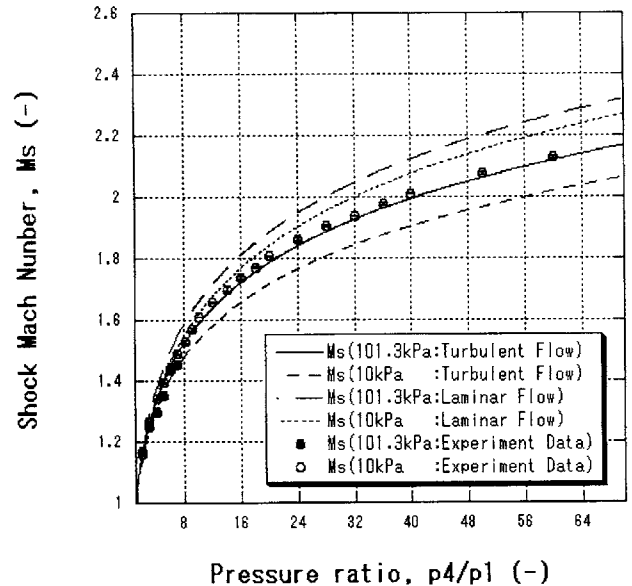


Fig.7 Mach number of primary shock (Air/Air).

手前で反射を起こし、三重点(Triple point)、滑り面(Slip Line)が現れている。 $t = 35 \mu s$ では入射衝撃波と滑り面がスロートを通ることにより渦(Vortex)が発生し、反射衝撃波が三重点から滑り面を移動して渦と干渉していることがわかる。 $t = 65 \mu s$ ではスロートで発生した渦が発達し、またその背後に接触面、始動衝撃波を見ることができる。始動衝撃波は入射衝撃波背後の流れによって生じる境界層との干渉により λ 型に枝分かれした擬似衝撃波となっている。数値解析においても始動衝撃波は確認できるが境界層との干渉の影響が少ないことがわかる。 $t = 450 \mu s$ では始動衝撃波が通過しノズル内が超音速流れとなり、スロートからの斜め衝撃波が乱流境界層と後方で反射していることが

わかる。このスロートからの斜め衝撃波の反射は数値解析では発生しなかった。ノズルの始動過程初期では実験と数値解析は一致したが、それ以降は乱流境界層による影響が実験では大きくなり特に始動衝撃波の違いが顕著となった。Fig.9に時刻 $t = 0, 20, 40, 100$ 及び $1000 \mu\text{s}$ における Nozzle1 のノズル全形の始動過程をシュリーレン法により可視化した画像(上), 数値解析結果による密度の等高線画像(下)を示す。ノズルスロート入り口付近に入射衝撃波が来る時間を $t = 0 \mu\text{s}$ としている。 $t = 0 \mu\text{s}$ では、入射衝撃波がノズル壁面の広がりにより曲線となり、またノズルスロートで発生した渦を確認できる。 $t = 20 \mu\text{s}$ では、入射衝撃波、渦、接触面の背後に超音速流れとなり発生した始動衝撃波が確認できる。 $t = 40 \mu\text{s}$ では、入射衝撃波と始動衝撃波の間隔が広がっていることがわかる、これは始動衝撃波が上流に向かう左進行波であるため、この始動衝撃波はノズルで加速された流れに押されて時間とともに徐々に下流方向へ移動していく。 $t = 40 \mu\text{s}$ と $t = 100 \mu\text{s}$ を比較してわかるように、入射衝撃波通過後も始動衝撃波の移動が遅いのはこのためであると考えられる。 $t = 40 \mu\text{s}$ 付近から実験と数値解析の入射衝撃波形状が異なってきている。実験では入射衝撃波はほぼ垂直であるのに対して、数値解析結果ではノズル内の進行とともに枝分かれしている。ノズル上流部のノズル中心壁面で発生した境界層との干渉が発達することによりこのような変化が起きたと考えられる。 $t = 1000 \mu\text{s}$ ではノズル内は完全に超音速流れとなり、音速線やそれに伴う斜め衝撃波を確認することができる。

Fig.10 にノズル出口に円錐物体を設置しノズルの始動を確認したシュリーレン写真を示す。円錐物体に入射衝撃波が到達した時刻を $t = 0 \mu\text{s}$ としている。 $t = 0 \mu\text{s}$ で入射衝撃波の背後に発達した渦や接触面が確認できる。 $t = 500 \mu\text{s}$ で擬似衝撃波となった始動衝撃波が通過することによりノズル内が超音速流れとなり円錐物体の先端から斜め衝撃波が発生している。 $t = 800 \mu\text{s}$ ではノズル内は超音速流れとなり定常的な斜め衝撃波を確認した。この斜め衝撃波の角度は $\theta = 32.3^\circ$ でノズル出口 Mach 数は $Me = 2.8$ となり、ノズルの設計 Mach 数とほぼ一致した。

5.3 実験及び数値解析における圧力履歴

$P_{41} = 10$ における、実験による PT1, PT3 の圧力履歴を Fig.11 に、数値解析によって取得した PT1, PT3 における圧力履歴を Fig.12 に示す。Fig.11 は PT1 の圧力立ち上がりから $500 \mu\text{s}$ 前を $0 \mu\text{s}$ とし、Fig.12 は数値解析の計算開始を $0 \mu\text{s}$ としている。

Fig.11 からわかるように PT1, PT3 を入射衝撃波

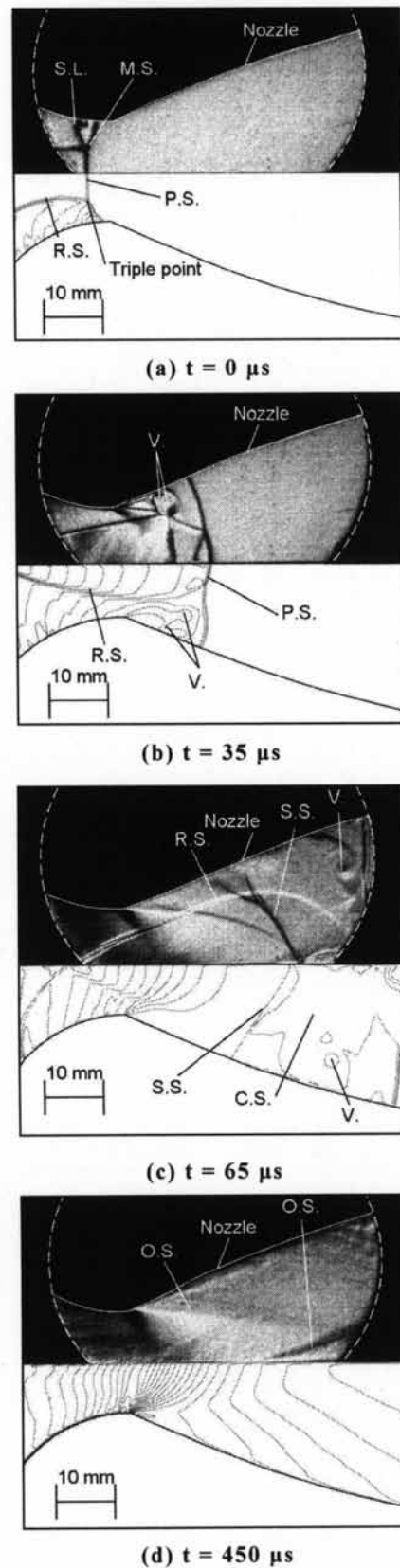


Fig.8 Result of experiment and calculation (nozzle2 throat).; M.S.: Mach Stem, P.S.: Primly Shock, S.L.: Slip Line, R.S.: Reflected Shock, V.: Vortex, C.S.: Contact Surface, O.S.: Oblique Shock

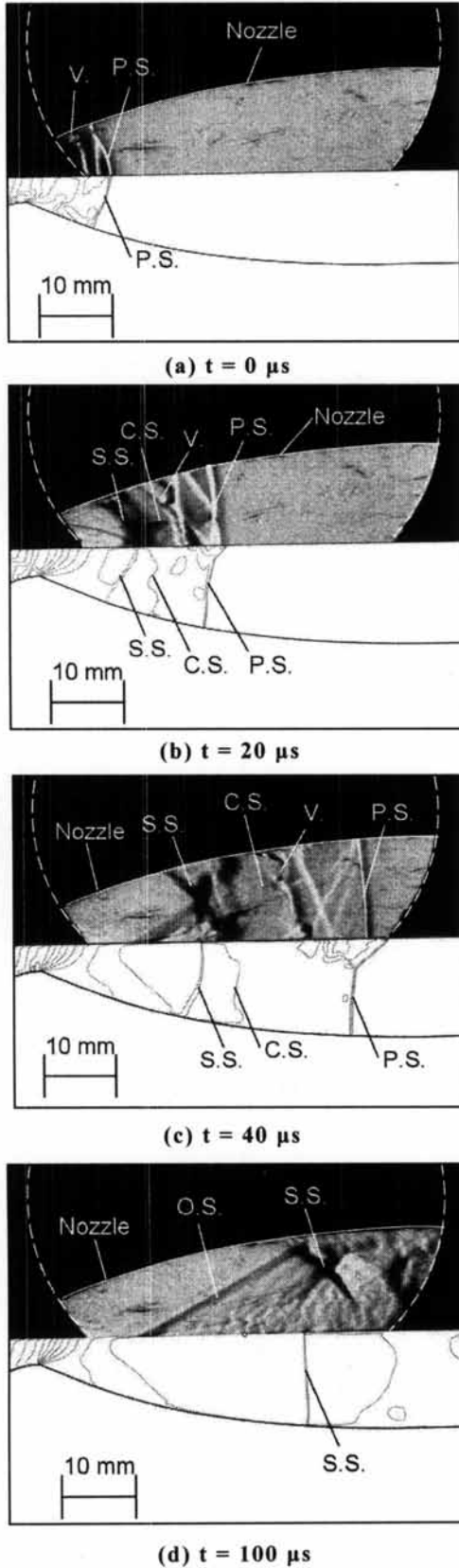


Fig.9 Result of experiment and calculation (nozzle1).
 ; M.S.: Mach Stem, P.S.: Primly Shock, S.L.: Slip Line,
 R.S.: Reflected Shock, V.: Vortex, C.S.: Contact Surface,
 O.S.: Oblique Shock

(P.S.)が通過することによって急激な圧力上昇が起き、その後ノズルスロート前部で入射衝撃波が反射し発生した反射衝撃波背後圧 P5 が到達することで圧力が上昇する。その反射衝撃波(R.S.)が接触面と干渉することによって発生した反射波(R.R.S.)が通過することで再び圧力上昇が起きていることがわかる。この過程は、Fig.12に示すとおり数値解析においても同様であった。しかし、実験の圧力履歴では R.S.から R.R.S.間では圧力は徐々に減少し、R.R.S.が到達してから圧力が不連続的に上昇していることがわかる。数値解析ではこのような不連続な動きは確認できない。このような圧力の不連続な減少は、反射衝撃波と入射衝撃波による境界層の干渉のためであると考えられる。入射衝撃波の後方に生じる熱気流領域の圧力の非一様性が、反射衝撃波によって増幅され、時間とともに反射衝撃波背後圧が減衰し、その結果、圧力が不連続的に減少する。また R.R.S.後の不連続な圧力上昇は反射衝撃波と接触面の干渉によって説明できる。穴の開いたスロートからの反射される衝撃波は単一の衝撃波ではないため、これは圧縮波群となると考えられる。このため R.R.S.後に緩やかな圧力上昇が起きたと考えられる。実験における反射衝撃波背後圧 P5 は 53 kPa、数値解析では 57 kPa と誤差が生じた。これはノズル面での反射衝撃波の強さが異なるか、反射衝撃波の壁面境界層との干渉が実験ではより影響が大きかったためであると考えられる。また、数値解析において反射波(R.R.S.)による圧力上昇が実験に比べて遅いのはノズルの設置位置の違いによるものである。

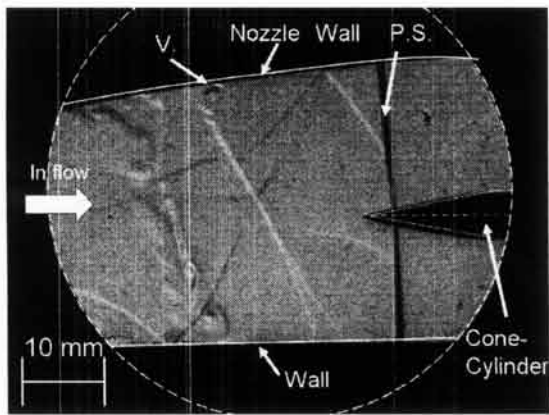
6. まとめ

本報ではノズル始動過程研究の初期的実験として、当研究室設置の衝撃波管の衝撃波 Mach 数と初期圧力比の関係を取得し、開口比同一で Reynolds 数が異なる 2 次元超音速ノズルの始動過程を可視化計測した。

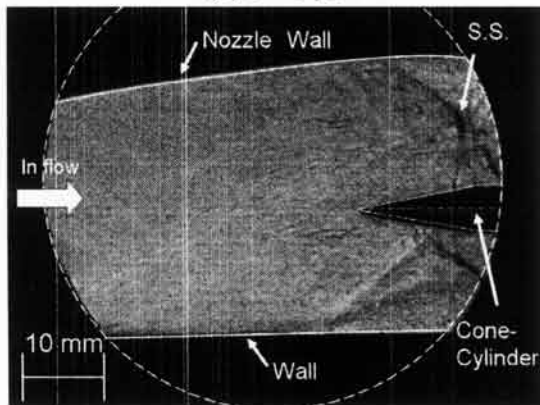
得られた結果をまとめると；

- ・ 短パルス白色光源を用いたシュリーレン法により、ノズルの始動過程を明瞭に可視化した。
- ・ 流れ場の数値解析結果は、ノズルの始動過程初期で可視化画像とよく一致したが、中期以降は乱流境界層による影響で異なった。

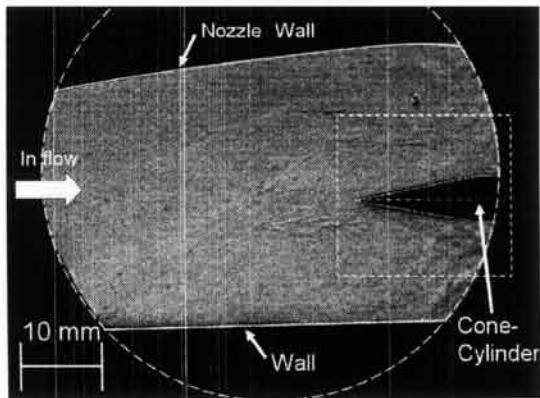
始動過程のより詳細な解析のため、乱流モデルの導入や解析モデルの見直しを行うと共に適正な格子生成を行い、格子数を多くした解析を実施をする必要がある。



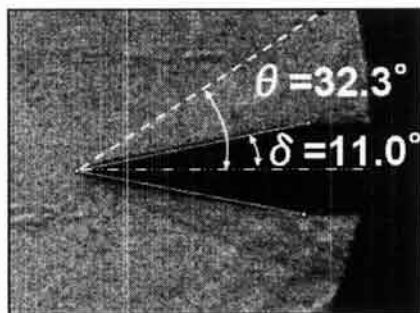
(a) $t = 0 \mu s$



(b) $t = 500 \mu s$



(c) $t = 800 \mu s$



(d) $t = 800 \mu s$

Fig.10 Result of experiment (nozzle exit).

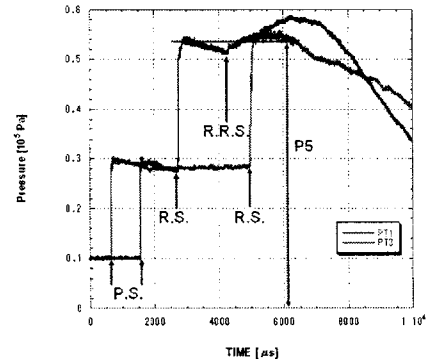


Fig.11 Pressure record $P_{41}=10$ (experiment)

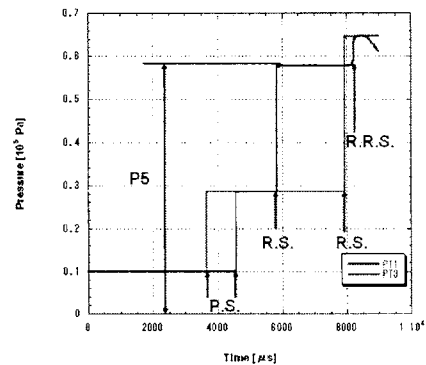


Fig.12 Pressure record $P_{41}=10$ (calculate). P.S.: Primly Shock, R.S.: Reflected Shock, R.R.S.: Rereflected Shock

本報の数値解析に有益な御助言を賜りました伊藤忠テクノソリューションズ株式会社 阿部淳博士に深く感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 生井武文, 松尾一泰, 衝撃波の力学, コロナ社
- 2) Smith, C.E., The starting process in a hypersonic nozzle, J. Fluid Mech., Vol.24-4 (1966)
- 3) Amann, H.O., Experimental Study of the Starting Process in a Reflection Nozzle, Phys. Fluids Suppl. I, pp. I-150-I-153 (1969)
- 4) 生井武文, 松尾一泰, 衝撃波管の空力特性に関する研究 日本機械学会論文集 pp.1544-1550 Vol.37(1971)
- 5) 阿部登, 二次元超音速ノズル内の非定常流れ場, 航空宇宙研究所報告, TR-855 (1985)
- 6) Prodromou, P. and Hillier, R., Computation of unsteady nozzle flows, "Shock Waves" Proc. of the 18th Inter. Shock Wave, Vol. II, pp.1113-1118 (1992)
- 7) 李民揆, 西田迪雄, 超音速ノズル内を伝ばする衝撃波の挙動, 第26回流体力学講, pp.325(1994)
- 8) 井口卓也他, 衝撃破シンポジウム 18-A-2-2(2007)
- 9) Micheal, NASA TM X-1502, (1968)
- 10) 阿部淳, 複雑形状物体を過ぎる衝撃波の減衰に関する実験的及び数値的研究, (2002)
- 11) Toro E.F.; Riemann Solver and Numerical Methods for Fluid Dynamics 2nd Edition, Springer, (1999)