

東京大学 大学院新領域創成科学研究科

基盤科学研究系

先端エネルギー工学専攻

平成 18 年度

修士論文

超音速ノズル内における燃料 空気混合に関する研究

2007 年 2 月提出

指導教員 河野 通方 教授

56203 薄 健二

目次

第 1 章 序論	4
1.1 研究背景.....	4
1.2 研究目的.....	6
第 2 章 実験装置および実験方法	11
2.1 超音速風洞.....	11
2.1.1 設備概要.....	11
2.1.2 風洞基本操作.....	11
2.2 二次元超音速ノズル.....	12
2.3 インジェクター.....	14
2.4 シュリーレン撮影.....	14
2.4.1 測定系.....	14
2.4.2 実験方法.....	14
2.5 よどみ点圧測定.....	15
2.5.1 測定系.....	15
2.5.2 実験方法.....	16
2.6 濃度分布測定.....	17
2.6.1 測定系.....	17
2.6.2 実験方法.....	18
第 3 章 二次元超音速ノズルの設計	32

3.1 設計条件.....	32
3.2 形状設計.....	33
3.3 性能試験.....	37
第 4 章 実験結果および考察.....	44
4.1 シュリーレン撮影.....	44
4.2 よどみ点圧測定.....	45
4.2.1 圧力校正.....	45
4.2.2 圧力測定.....	46
4.3 濃度分布測定.....	50
第 5 章 結論.....	75
参考文献.....	77
あとがき・謝辞.....	79

第 1 章 序論

1.1 研究背景

宇宙往還機（スペースプレーン）用のエンジンとしてのスクラムジェットエンジン（Supersonic Combustion RAMjet : SCRAM）の研究は，1950 年代より行われてきた．スクラムジェットエンジンは，図 1-1 に示すように高マッハ数での飛行が可能であり，かつロケットよりも格段に高い比推力を示す．しかしながら，スクラムジェットエンジンは高マッハ数のみで作動するため，低マッハ数では別のエンジンを要し，またスクラムジェットエンジンという名前の由来である超音速燃焼の制御の困難さが，これまでこのエンジンの実用化を妨げてきた．そのため，あらゆるマッハ数で飛行可能であり，また燃焼制御が容易であるロケットが，宇宙輸送用エンジンとして常に選択されてきた．しかしながら，ロケットは総重量の約 7 割が酸化剤であり，更に気体重量，燃料を差し引くと，ペイロードは 1 割にも満たない．一回のロケットの打ち上げには莫大なコストがかかり，宇宙への物資の輸送量は小規模なものに留まる．物資の大量輸送を実現し，宇宙開発を加速していくためには，スクラムジェット等の空気吸い込み式の超音速推進機関が必要不可欠である．[1-1][1-2]

ここで，スクラムジェットについて簡単に解説しておきたい．前述したように，スクラムジェットは空気吸い込み式エンジンの一種である．図 1-2 に概要図を示す．代表的な空気吸い込み式エンジンに，現在多くの旅客機に使用されているターボファンエンジンがある．このエンジンは，空気取り入れ口から流入した空気を圧縮機によって高圧空気となり，燃焼器において高圧燃焼する．そのようにして得られた燃焼ガスはタービンを通過する際にタービン仕事を発

生し、残りのエネルギーが推力として得られる。タービンで得られた回転仕事は圧縮機に伝達される。[1-3] このように、ターボファンジェットにおいては、圧縮機を用いた空気圧縮が重要になる。しかし、マッハ数が高くなると空気流をせき止めるだけで十分な空気圧縮を行うことができるため、圧縮機、タービンが不要となる。エンジン内には燃焼器のみがあり、極端に言えばただの箱である。すなわち、ラムジェットやスクラムジェットは最も単純な構造のジェットエンジンなのである。ラムジェットとスクラムジェットの違いは、エンジン内、すなわち燃焼器内が亜音速であればラムジェットであり、超音速であればスクラムジェットと呼ばれる。超音速流れ場において燃焼させることから、スクラムジェットエンジン内の燃焼を超音速燃焼と呼ぶ。

超音速燃焼において求められることは、超音速気流中で確実に点火し、火炎を保持して安定させること、さらに、短い時間内に反応を終了させなければならぬことなどがある。スクラムジェット燃焼器内の流速は、気流のマッハ数が 3 程度のとき、秒速 3000 m 程度になる。そのため、燃焼器内で反応を終了させるには、反応時間は 0.1 ms 程度でなければならない。

一般的にスクラムジェットエンジンの燃焼方式として考えられているのは拡散燃焼方式である。燃焼器内で燃料を噴射し、混合させながら燃焼させる方法が最も効率が良いためである。しかしながら、燃料が点火するまでには、燃料と空気の混合過程を経てから燃焼が開始されることを考えると、燃料噴射から燃焼完了までの時間、距離は長くなり、燃焼器内で反応が終了せずにエンジンが始動しない場合も考えられる。そのため、エンジン長が長くなり、気体重量の増大を招く。

超音速推進機関のもう一つの候補として、静止デトネーションを利用した方式が考えられている。デトネーションとは、燃料-空気の予混合気中を火炎が超音速で伝播する現象である。デトネーションは、極めて短時間に反応を終了するため、拡散燃焼を利用したスクラムジェットよりもエンジン長を半分以下に

することが出来る。図 1-3 に示すように、エンジンより上流から燃料を噴射し、エンジンに到達する前に混合を完了し、エンジンの空気取り入れ口において発生する斜め衝撃波を通過させることによって燃焼が開始する温度まで上昇し、点火する。このとき、伝播速度と流速が衝撃波直後で釣り合うため、静止したデトネーション波が生じる。このようなエンジンを、斜めデトネーション波を利用することから、Oblique Detonation Wave Engine (ODWE) と呼ばれる。ODWE の性能評価は、Ashford ら [1-4] によって行われ、スクラムジェットエンジンと同等の性能を示すという報告がなされている。しかしながら、静止デトネーションは流入する空気流量に大きく影響され、安定したデトネーションを得ることが困難であり、またデトネーションを発生させるためにある程度の強さを持つ衝撃波を発生させるために圧力損失が大きくなる等の点から、静止デトネーションをエンジンに利用することは困難であると言われてきた。

しかし、これまで人類はあらゆる分野において、実現困難であると言われてきた技術を実現させてきた。ODWE も決して実現不可能ではなく、いずれは必ず実現できるものであると著者は信じる。そしてそれを可能なものにする為には我々もまた様々な角度から検討し、実験、研究を行なっていく必要があるのではないだろうか。

1.2 研究目的

静止デトネーションをエンジン燃焼として利用するためには、更に詳細な静止デトネーションの性質を研究することが必要である。しかしながら、静止デトネーションに関する実験的な研究は大規模な風洞設備を必要とし、また超音速推進機関として、スクラムジェットエンジンが最も有望視されていることから、あまり行われていない。

そこで本研究では、静止デトネーション実験を行うための装置を製作し、そ

の性能評価を行うことを目的とした。かつて、同様の実験が竹野ら [1-5] によって行われた (図 1-4)。竹野らは、超音速ノズルの上流に燃料噴射器を取り付け、ノズルスロート部から燃料を噴射して、ノズル出口において超音速予混合気を得ることに成功していた。この方法は、静止デトネーションの研究を本格的に始めた Nicholls [1-6] らと同様の方法である。しかし、この方法で予混合気を生成するためには、ノズルの上流に大掛かりな燃料噴射器を製作し、取り付けなければならない、研究者の負担が増大する。

そこで、極めて容易に超音速予混合器を生成する方法として、超音速ノズルの側面から燃料噴射を行うことを考えた。竹野らは軸対象ノズルを使用しているが、二次元ノズルを使用することで、側面に燃料噴射器を取り付けることは容易に行うことができる。本研究では、この新しい混合方法が静止デトネーション実験を行うにあたり、有効な方法であるかを調べるため、燃料噴射時のよどみ点圧分布、および燃料濃度分布を調べることにより、その性能の評価を行った。

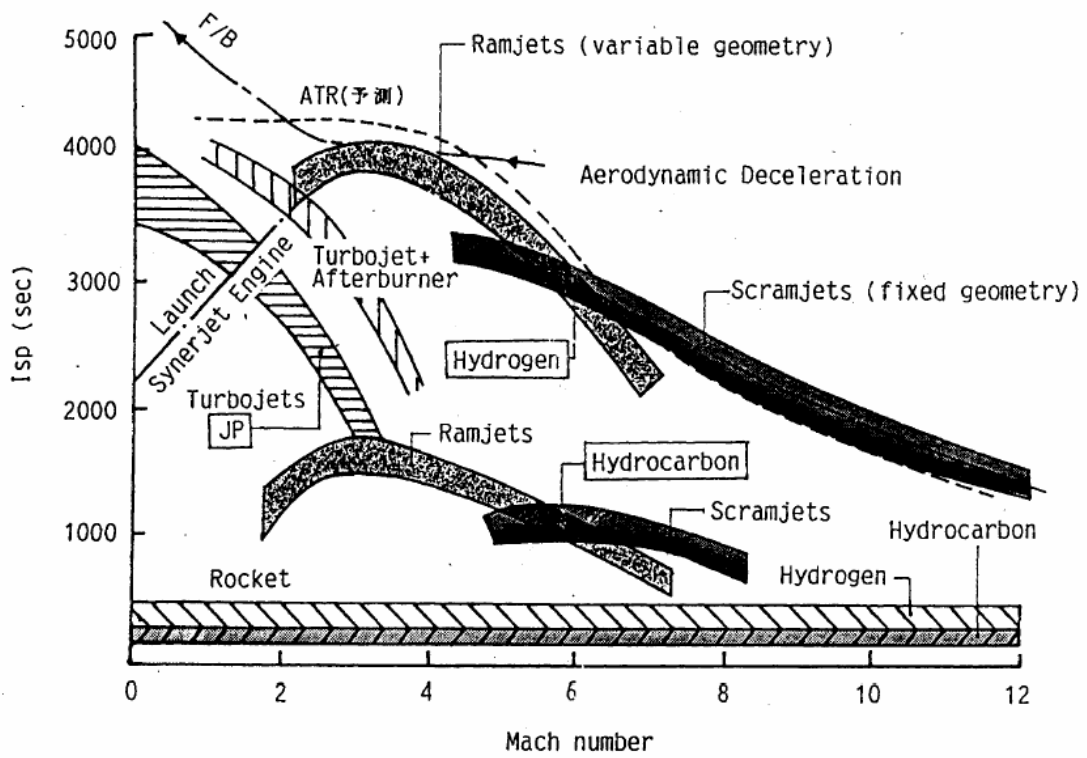


図 1-1 エアブリージングエンジンおよびロケットの比推力

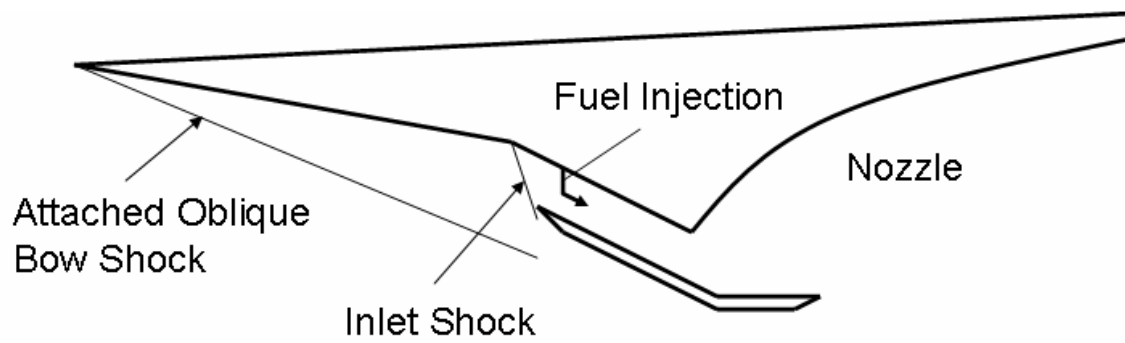


図 1-2 スクラムジェットエンジン外略図

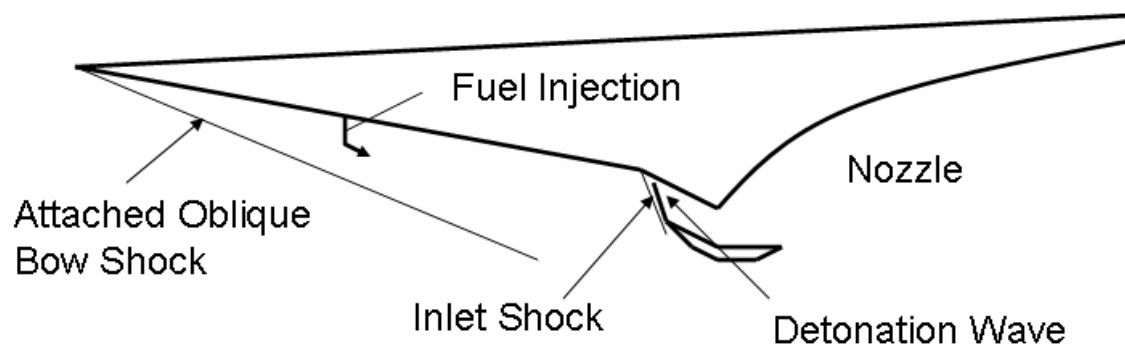


図 1-3 ODWE 外略図

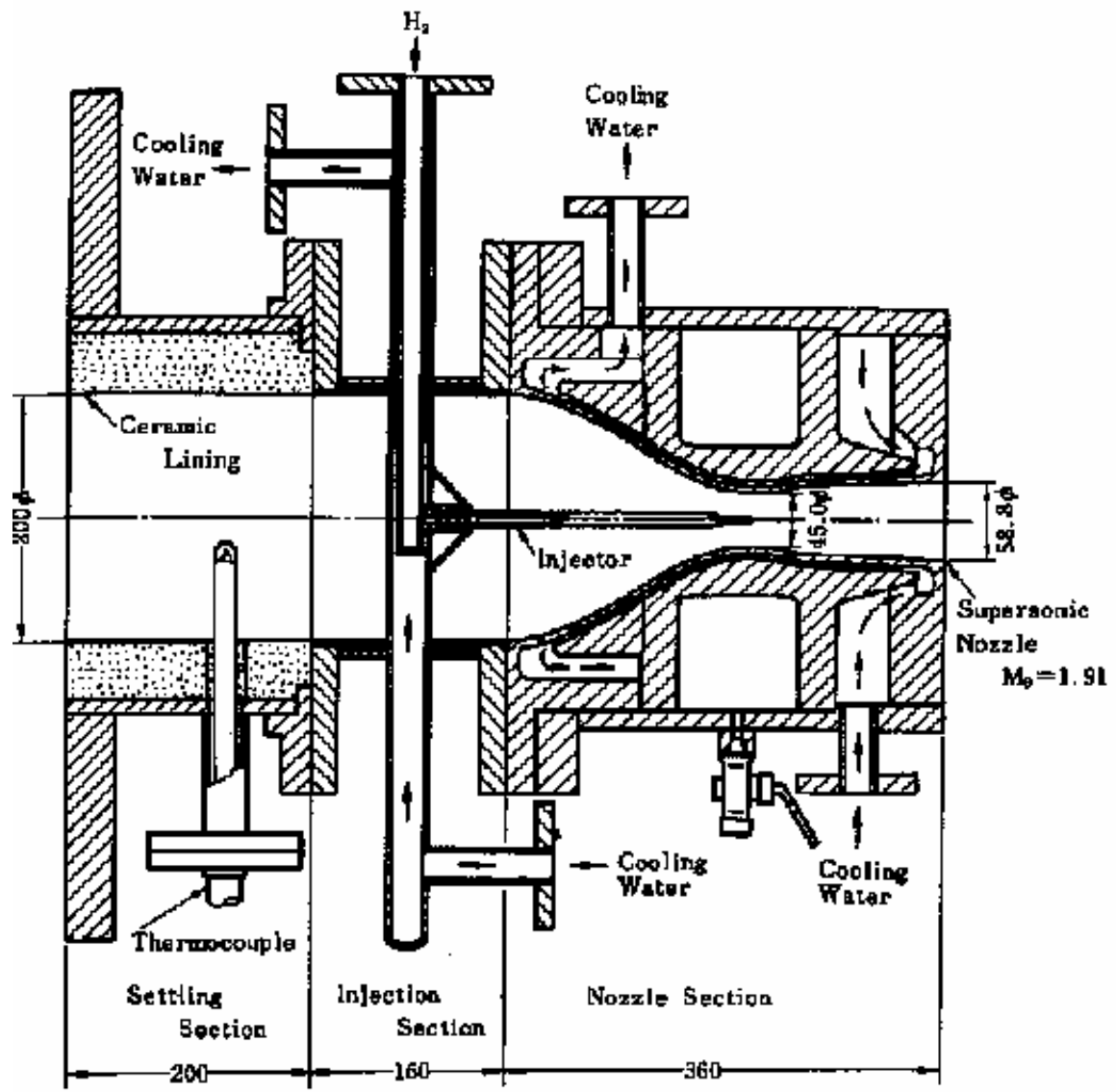


图 1-4 超音速予混合気発生装置 (竹野, 宇野 [1-5])

第 2 章 実験装置および実験方法

2.1 超音速風洞

2.1.1 設備概要

本実験は、東京大学柏キャンパス内にある極超音速高エンタルピー風洞（以下、柏風洞）を用いて行った。表 2-1 と図 2-1 にそれぞれ柏風洞の性能と概要を示す。柏風洞は、高温遮断弁を開くことにより高圧貯気槽に充填された空気吹き出して通風を行う吹き出し式風洞であり、極超音速実験用風洞と、燃焼実験用風洞（高温風洞）の 2 本の風洞を備えている。それらの風洞と貯気槽の間にはペブル式空気加熱器が置かれており、飛翔体周りの流れ場や超音速燃焼エンジンの内部流れなどを模擬するためには、この加熱器を用いて予め高温の空気を作る必要がある。加熱器内には直径 10 mm のアルミナペブルが充填されており、加熱器上部の都市ガスバーナーによって最大 1500 ° まで加熱することができる。風洞を始動する際には一旦空気加熱器内に空気が充填され、アルミナペブルとの熱交換が行われる。加熱器内が設定したよどみ点圧力に到達すると遮断弁が開き、通風が開始される。最大通風時間は極超音速風洞モードでは 30 秒、燃焼風洞モードでは 100 秒である。風洞の操作は全て風洞制御室内の操作盤によって行う。本実験では燃焼実験用風洞を使用し、空気加熱器は使用せずコールドフロー試験を行った。

2.1.2 風洞基本操作

風洞本体の操作は全て制御室から行われる。風洞操作盤において、通風時間、設定よどみ点圧力等を入力し、風洞室内が無人であることを確認した後に風洞

を起動する．起動すると，過熱器内に空気が供給され始める．過熱器内の圧力が操作盤で設定した圧力に達したところで，燃焼風洞側の高温遮断弁が開き，通風が開始される．

また，次節で述べるピトー管およびガスサンプリングプローブの固定冶具を上下させるエアシリンダーの操作も制御室から行う．エアシリンダーは高圧空気を供給することで作動し，空気は電磁弁を開くことにより供給される．電磁弁のスイッチは制御室内に引かれており，遠隔操作できるようになっている．通風中は，テストガスの噴射圧力，およびエアシリンダーの作動をビデオカメラにより監視し，映像はリアルタイムで制御室内のモニターに送られ，録画される．

テストガスの噴射も電磁弁を用いて制御室から遠隔で行う予定であった．しかし，電磁弁において圧力損失が非常に大きくなり，インジェクターでチョークさせるのに必要な噴射圧力を得ることが出来なかった．そこで，テストガスの噴射は手動のボールバルブで行い，かつ配管距離を出来るだけ短くすることで圧力損失を小さくし，インジェクターでチョークさせるのに必要な噴射圧力を得ることができた．そのため実験者は通風中も風洞の近くにいないが，実験を行う際には十分に安全確認を行い，実験者は鼓膜保護のためイヤーマフを使用した．制御室と風洞との連絡は，室内に設置されたマイクロフォンおよび拡声器を用いて行った．通風を行う際には，制御室内の実験者が加熱器内の圧力をアナウンスすることで，風洞室内の実験者は通風開始の時期を知ることが出来る．

2.2 二次元超音速ノズル

燃焼風洞に取り付けるノズルは，ユーザーが表 2-1 の仕様に基づき自由に設計し，使用することが出来る．本実験ではマッハ数 1.8 まで加速できる二次元

超音速ノズルを取り付けて行った．図 2-2 にノズルの形状を示す．このノズルは上流のよどみ点圧力が 580 kPa のときノズル出口でマッハ数 1.8 を達成し，静圧が大気圧 (101.3 kPa) とほぼ等しくなるように設計している．ノズルの設計方法の詳細については次章にて記述する．

このノズルは SUS430 製の側板と，砲金製の上下の曲面ブロックの 4 つの部品で構成されている．砲金は熱変形しにくく，加工も容易であることから高温空気を使用する場合は最も適した材質であるため，将来性を考え全て砲金で製作することを試みた．しかし，側板を製作するだけの大きさの砲金が入手できず，製作期間も限られていたために側板のみステンレス鋼となった．

ノズルの寸法は，全長 350 mm ，ノズルスロート部からノズル出口までは 180 mm ，スロート部の断面積は 26 mm x 26.5 mm ，ノズル出口面積は 26 mm x 40 mm とし，ノズル全域に渡って矩形断面となっている．スロートから 100 mm までの範囲が膨張部であり，そこから出口までは平行部となっている．ノズル出口から 20 mm 上流の位置の側板に，直径 1 mm の静圧孔が中心から上下に 8.5 mm 間隔で 5 点設けられており，膨張後の静圧が設計した性能通りに作動しているか監視している．また両側の側板には高温空気使用時にノズルを冷却するための冷却水路が設けられている．水路は，側板に深さ 12 mm の溝を掘り，そこに厚さ 10 mm の SUS 板をはめて溶接することで，側板内部に 2 mm の幅の水路を設けた．

ノズルの側板にはスロートより 30 mm 上流の位置にテストガス噴射用のインジェクター取り付け用の窓が設けられており，テストガスを擬似燃料として噴射する．本実験では燃焼は行わないが，将来的に静止デトネーション実験を行う際には総温 1000 K 以上の高温空気で行う必要があるが，その際にノズル内で自発点火をしないように注意しなければならない．そのため空気流の静温が低くなる位置にインジェクターを取り付けた．インジェクター窓は両側の側板に設けてあるが，本実験では片側にのみインジェクターと取り付けた．

2.3 インジェクター

インジェクターは垂直噴射型のものと斜め噴射型の 2 種類を製作し，使用した．図 2-3 にそれぞれのインジェクターの形状を示す．垂直噴射型のインジェクターには直径 3 mm の噴射孔が設けられており，斜め噴射型のインジェクターには噴射角 30° ，直径 3 mm の噴射孔と，傾き 15° ，幅 6 mm のランプが設けられている．インジェクター取り付け窓およびインジェクターは段付となっており，ノズル側板の外側から取り付けられるようになっている．インジェクターを固定するためにアルミ製の枠をインジェクター窓の上に取り付ける．空気の漏れを防ぐために，インジェクター窓と枠の間にゴム板を挟んでいる．

2.4 シュリーレン撮影

2.4.1 測定系

ノズル作動試験，およびテストガス噴射時の気流変化を測定するために，噴流のシュリーレン撮影を行った．図 2-4 にシュリーレン撮影系を示す．光源にはキセノンランプを使用した，光源を出た光は凹面鏡（焦点距離 2000 mm）により平行光となり，噴流部へと入射される．噴流部を通過した平行光は凹面鏡で集光され，平面鏡で反射した後にナイフエッジによって絞られる．像はその後方に置いたフィルターに映し出されるが，その像を CCD カメラによって撮影する．

2.4.2 実験方法

シュリーレン撮影を行う際には通風時間を 10 秒間とした．通風開始から 5 秒後に噴射圧力 10.5 MPa で窒素の噴射を開始する．このとき窒素はインジェク

ター噴射孔でチョークしており，空気流との運動量比 ($\rho u_{fuel}/\rho u_{air}$) は 2.49 となっている．窒素噴射時期を遅らせることで，窒素噴射前と噴射後の気流の変化を観察することができる．インジェクターと窒素ポンペは減圧弁を介して接続されており，予め噴射圧力を設定した状態で，減圧弁に付属されているニードルバルブを開くことで噴射を開始する．噴射圧力はインジェクター直前に接続されたデジタル式圧力計の表示をビデオカメラで撮影し，制御室内のモニターで監視している．

2.5 よどみ点圧測定

2.5.1 測定系

ノズル出口において，インジェクターからテストガスを噴射した際のよどみ点圧分布を測定するためにピトー管を使用した．図 2-5 に測定用治具を，図 2-6 に測定系を示す．

本研究で製作したピトー管は，過去の例を参考にして形状を決定した[2-1]．ピトー管は，90° に曲げた直径 1.5 mm，内径 1.0 mm のステンレス製パイプに，直径 1.0 mm，内径 0.6 mm のステンレス製パイプを挿入し，ステンレス用ハンダで固定し，固定用の治具に取り付けて固定した．固定用の治具は，長さ 150 mm，断面 10 mm x 20 mm のステンレス製の角棒を，棒端から 50 mm の長さだけ 14° の角度を持つ楔の形状に加工し，楔の先端を通る直径 1.6 mm の穴を 5 mm 間隔で 7 点空け，そこにピトー管を挿入し，金属用強力接着剤で固定した．このとき，ピトー管は楔の先端から約 25 mm 突き出ており，楔の先端とピトー管の先端は流れに対して正面を向いている．

固定用治具はエアシリンダー (SMC 製) に固定されており，風洞始動後約 2 秒後に流れの中に挿入される．柏風洞ではダクト内に水が溜まることがあり，風洞始動直後に水滴を大量に含む気流が噴射されることがある．そのため，流

れが安定した後にピトー管を挿入し、ピトー管内に水が入ることを防いでいる。エアシリンダーに供給される空気は電磁弁（コガネイ製）によって制御され、風洞制御室から遠隔で操作している。またエアシリンダーは X-Y ステージに固定されており、これを利用して測定位置を調節している。

各ピトー管にはナイロンチューブを経て半導体圧力センサー（コパル電子製、P-2000）に接続され、電圧信号に変換される。半導体圧力センサーは圧力を受けると電気抵抗が変化するピエゾ効果を利用しており、抵抗の変化はホイートストンブリッジで電圧信号に変換される。この信号は微弱であるため、反転増幅回路によって 61 倍に増幅された後に A/D 変換ボード（CONTEC 製：AD 12-64 (PCI)）を経由して PC に取り込まれる。図 2-7 に反転増幅回路図を示す。データ計測には、A/D 変換ボード付属の計測ソフトを使用した。サンプリング時間は 30 秒、サンプリングレートは 10 Hz とした。データはエクセルファイルに出力される。

2.5.2 実験方法

よどみ点圧測定では、風洞は 10 秒間の通風を行う。ピトー管は通風開始から 2 秒後に気流中に挿入される。その約 3 秒後に窒素を 10.5 MPa で 5 秒間噴射した後に通風を終了する。窒素噴射方式はシュリーレン撮影の場合と同様、減圧弁に付属されているニードルバルブを開くことで噴射を開始し、噴射圧は 10.5 MPa、運動量比は 2.49 で行う。

ピトー管の位置は、X-Y ステージによって制御される。図 2-8 に示すように座標を決定した。インジェクターを取り付けた壁面から主流の中心方向を z 方向、上下を y 方向とし、噴射孔がある高さにおける壁面の位置を原点とする。 $z = 0.5 \text{ mm}$ の位置から、一回の通風毎に 0.5 mm の間隔で z 方向に移動させ、圧力の変動が見られなくなる位置で測定を中止した。

2.6 濃度分布測定

2.6.1 測定系

サンプリングプローブおよび測定系を図 2-9, 図 2-10 に示す。濃度測定は, 各測定点で気体を採取し, その気体を分析することによって行う。気体採取管の形状および取り付け方法は, ピトー管の場合とほぼ同様である。ただし, 気体採取の場合には直径 1.5 mm, 内径 1.0 mm のステンレス製パイプのみを用いて, ピトー管と同様に 7 本を固定用治具に固定した。

気体採取管の下流には, ナイロンチューブを經由して逆止弁, 電磁弁, 気体採取容器, ボールバルブ A が上流から順に接続されている。その後 7 本の管が下流で一本の管にまとめられ, ボールバルブ B, 真空ポンプと接続されている。気体採取容器は三方向パイプ継手 (Swagelok 製) を利用して製作したものであり, 継手の一方向がゴム板で塞がれている状態となっている。気体採取容器を図 2-11 に示す。ゴム板の部分からマイクロシリンジを刺して, 気体を採取できるようにしている。

採取した気体は, ガスクロマトグラフ (島津製作所製, GC-14B) を用いて分析を行い, 分析結果はクロマトパック (島津製作所製 : C-R8A) により記録紙に出力される。表 2-2 に, ガスクロマトグラフの設定値を示す。本実験で使用したガスクロマトグラフでは, 熱伝導度検出器 (TCD) を利用してガス分析を行っている。TCD では, キャリアガスと試料成分との熱伝導度の差を電気抵抗の変化として測定している [2-2]。本実験はキャリアガスにヘリウムを使用し, 流量を約 50 ml/min 程度にした。キャリアガスの制御には, マスフローコントローラー (島津製作所製 : MGS-4) を使用し, キャリアガスの流量はデジタル流量計 (島津製作所製 : SFM-1000) を用いて測定した。カラムには Molecular Sieve 5A を使用しており, このカラムでは, 酸素, 窒素, およびメタンの分析が可能である。そのため, テストガスにはこれらのいずれかを使用しなければならない。

本研究では「燃料と空気の混合」を目的としているため、メタンを使用することが理想である。しかし本実験では燃焼は行わないため、メタンを使用することで未燃ガスが排気塔内に溜まり、高温空気による通風実験を行う際に爆発を起こす危険性がある。また、メタンを噴射孔においてチョークさせて噴射するためには、1 MPa 程度の噴射圧を必要とする。しかし、メタンの減圧弁における最大吐出圧（二次圧）は 0.6 MPa 程度であり、十分な圧力を得ることが出来ない。これらの理由からメタンの使用を断念し、不活性ガスである窒素を使用することを検討した。しかし、窒素の大気中濃度は高いために、燃料として窒素を噴射しても濃度の差が小さくなってしまい、濃度分布がわかりにくくなる可能性が考えられる。そこで、窒素に比べて大気中の濃度が比較的低い酸素をテストガスとして使用した。

2.6.2 実験方法

濃度測定の際には、気体の捕集時間を長く確保するため通風時間を 15 秒間として設定した。酸素噴射は窒素の場合と同様、ボンベから減圧弁を介して供給されるが、ニードルバルブを使用すると応答性が悪くなるため、ボールバルブを接続してボールバルブの開閉により噴射を行うようにした。酸素の噴射圧力は窒素の場合と同様に 0.95 MPa とした。

よどみ点圧測定のとおり同様に y 軸 z 軸を定める。サンプリングの位置は、 $z = 1 \text{ mm}$ から $z = 5 \text{ mm}$ までは 1 mm の間隔で測定し、それ以降は 2 mm 間隔で移動させ、噴射した酸素を検出できなくなる位置（酸素濃度が大気中濃度とほぼ等しくなる位置）まで測定を行う。ガスクロマトグラフによる分析は、1 点の分析で 3 分かかり、一回の通風毎に約 30 分のインターバルを要する。本実験は実験日数の制限があったため、 $z = 5 \text{ mm}$ 以降は測定格子を粗くして時間の短縮を図った。

通風開始と同時に酸素噴射を開始し、通風から 2 秒後にサンプリングプロ-

ブが気流中に挿入される。サンプリングプローブに接続されている捕集用管内は、下流の真空ポンプにより内部は負圧になっており、プローブが挿入された直後に電磁弁のスイッチを入れ、気体の捕集を開始する。捕集時間は 10 秒間とする。捕集終了後、ボールバルブ B、電磁弁、ボールバルブ A の順に閉じる。捕集後は捕集容器にマイクロシリンジを挿入し、0.4 ml の気体を採取する。採取した気体はガスクロマトグラフ上部にある気体注入口から注入し、同時に分析開始ボタンを押すことにより分析が開始される。

表 2-1 柏風洞性能表

Term	Hypersonic wind tunnel	High- Temperature Wind tunnel
Mach Number	7, 8, 9	1.8 *
Nozzle Outlet Area	200 mm ²	40 mm × 26 mm *
Maximum Stagnation Pressure	1 MPa	0.7 MPa
Maximum Stagnation Temperature	600 - 800 °C	1500 °C
Maximum Mass Flow	0.39 kg/s	1 kg/s
Blowing Time	30 sec	100 sec
Air Reservoir	5 MPa(G), 4 m ³ (×1)	
Exhaust	To Vacuum Chamber	Open Air

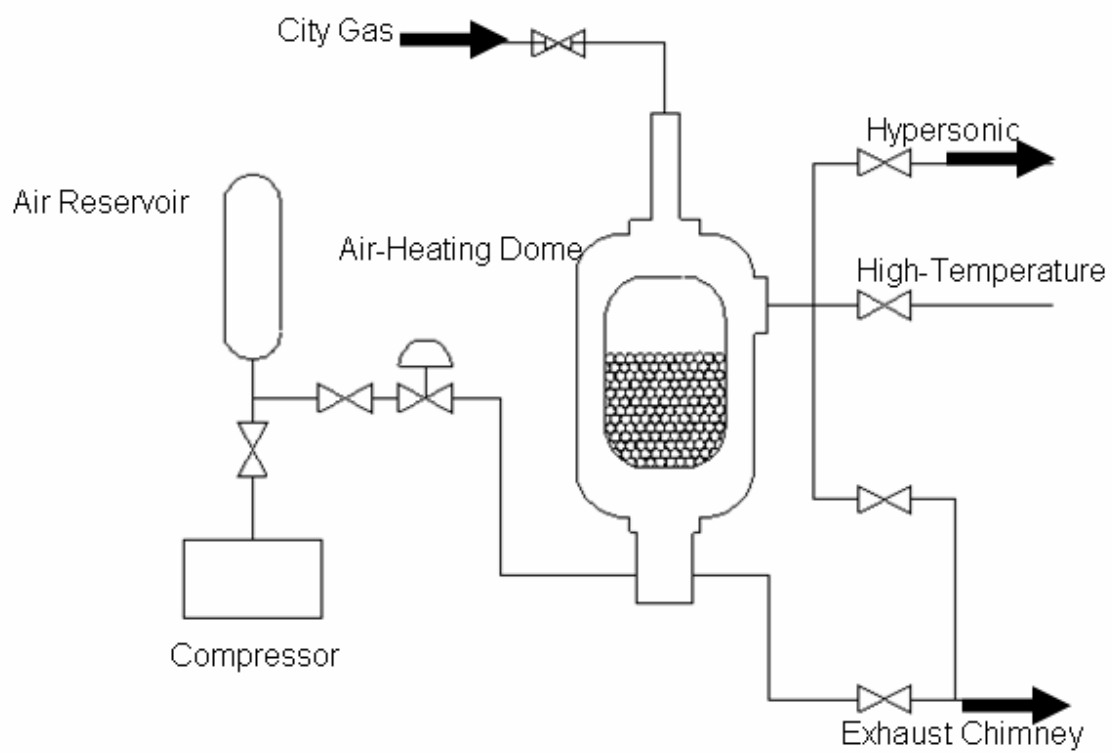


图 2-1 柏風洞概要图

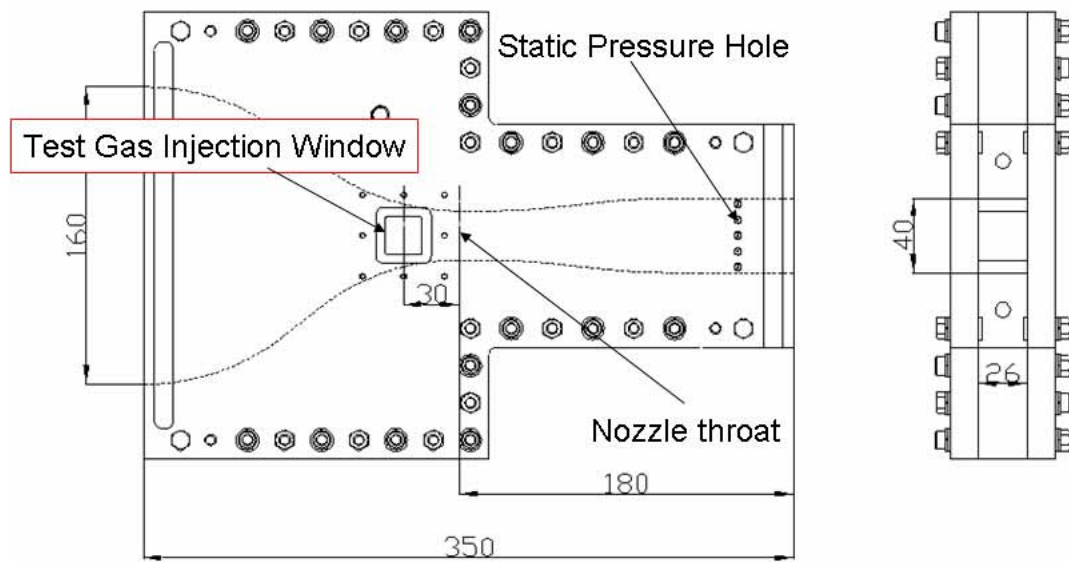
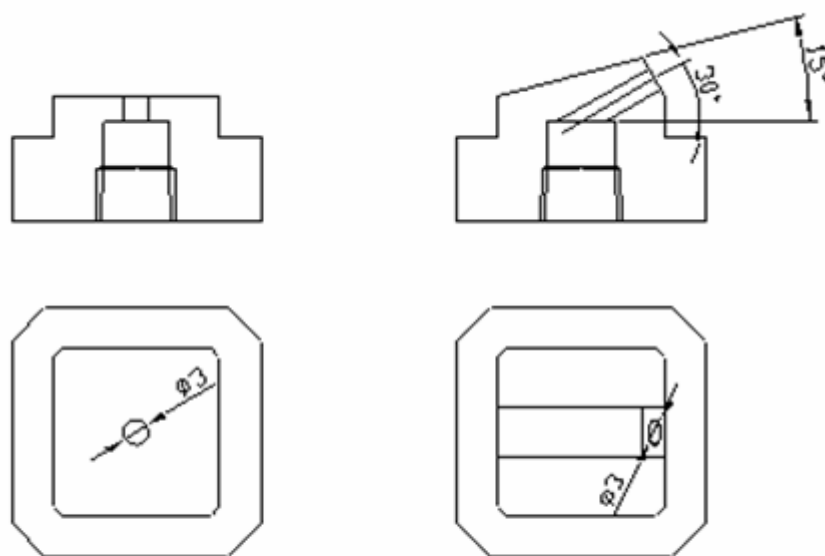


図 2-2 超音速ノズル



Type-A
(Vertical Injection) Type-B
(Oblique Injection)

図 2-3 インジェクター

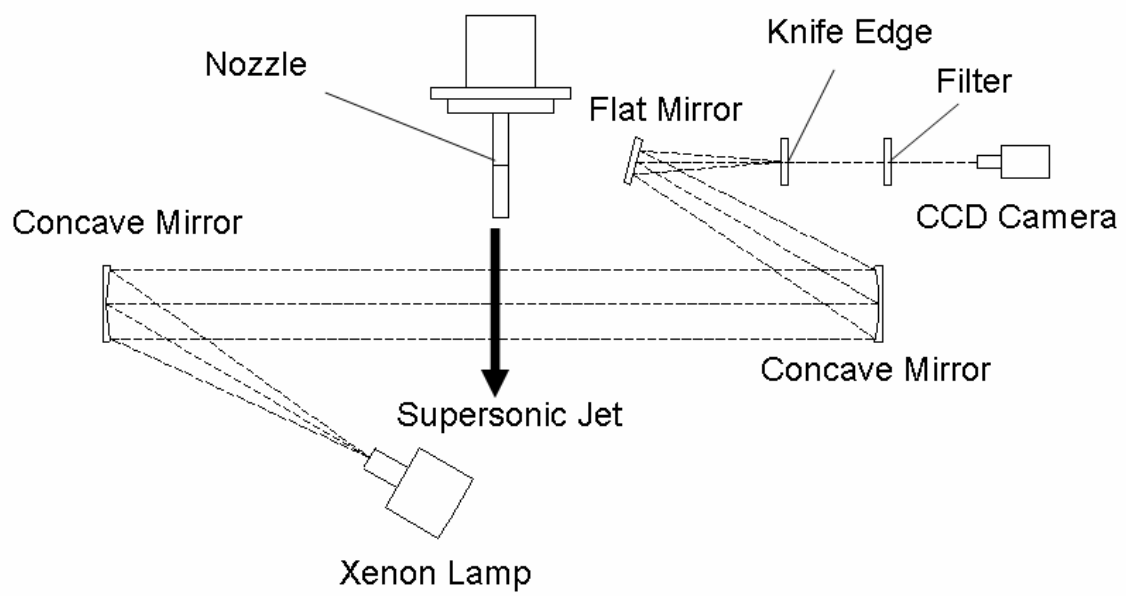


図 2-4 シュリーレン撮影系

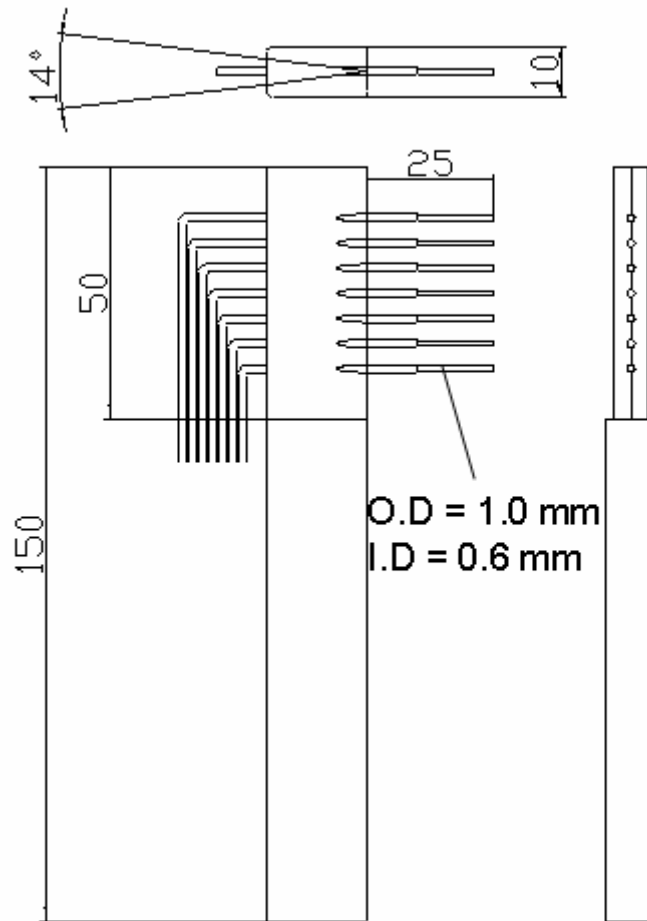


図 2-5 ピトー管および固定用冶具

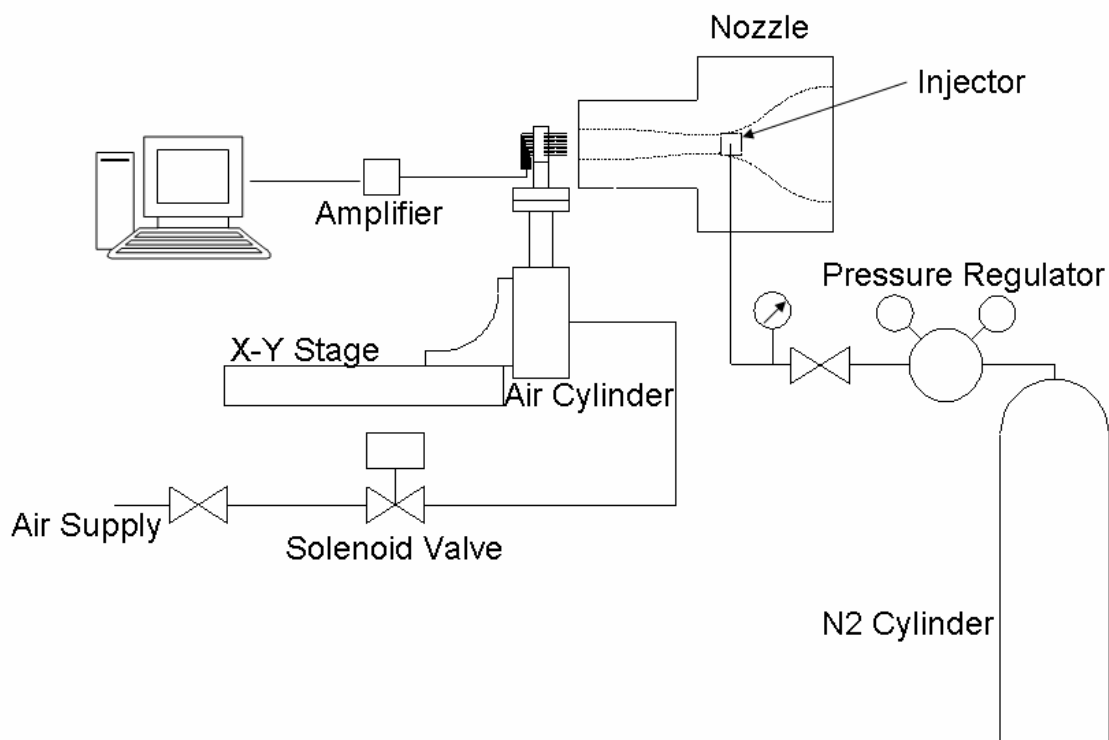


図 2-6 よどみ点圧測定系

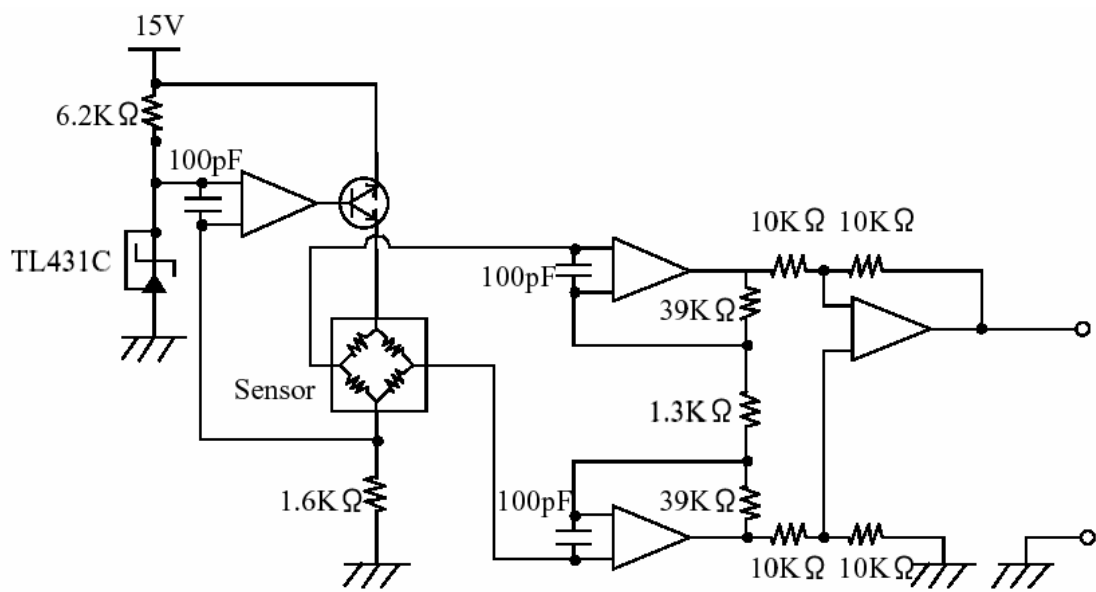
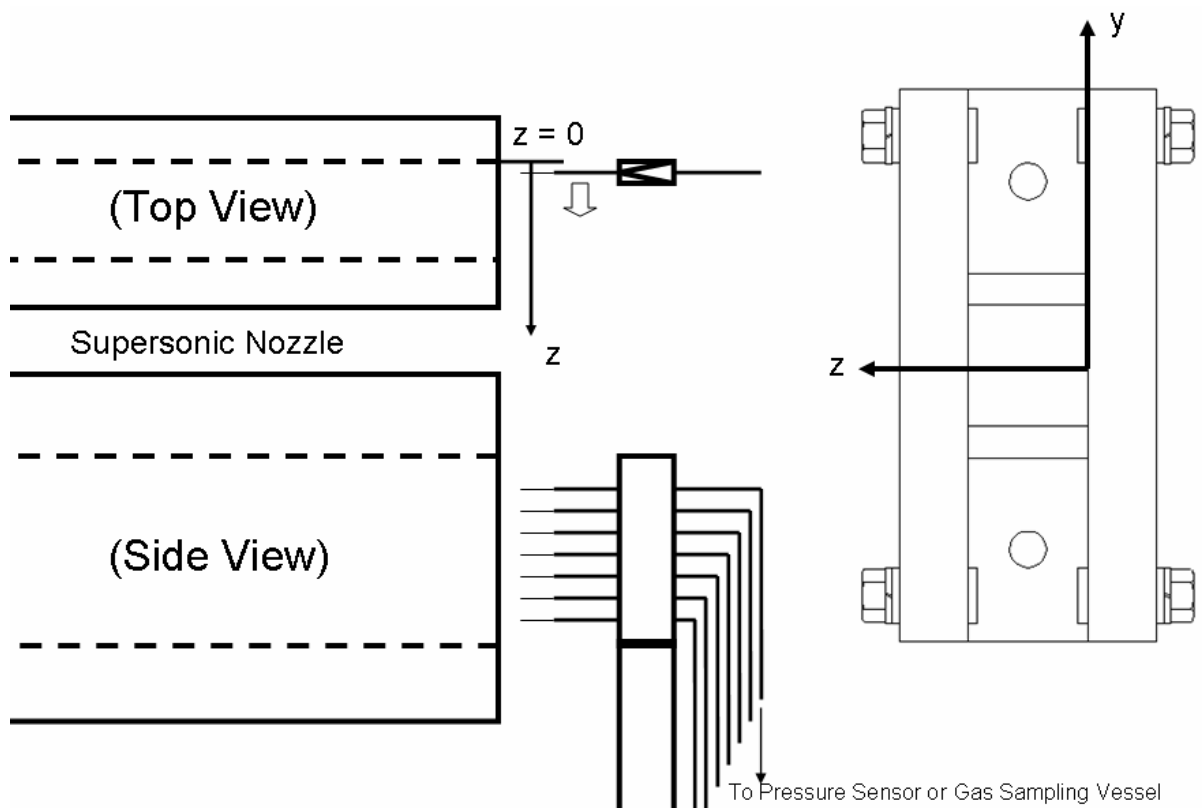


図 2-7 圧力センサーおよび反転増幅回路



Stagnation Pressure Measurement: $z = 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4$ mm

Gas Sampling: $z = 1, 2, 3, 4, 5, 7, 9, 11, 13, 15$ mm

图 2-8 測定座標系

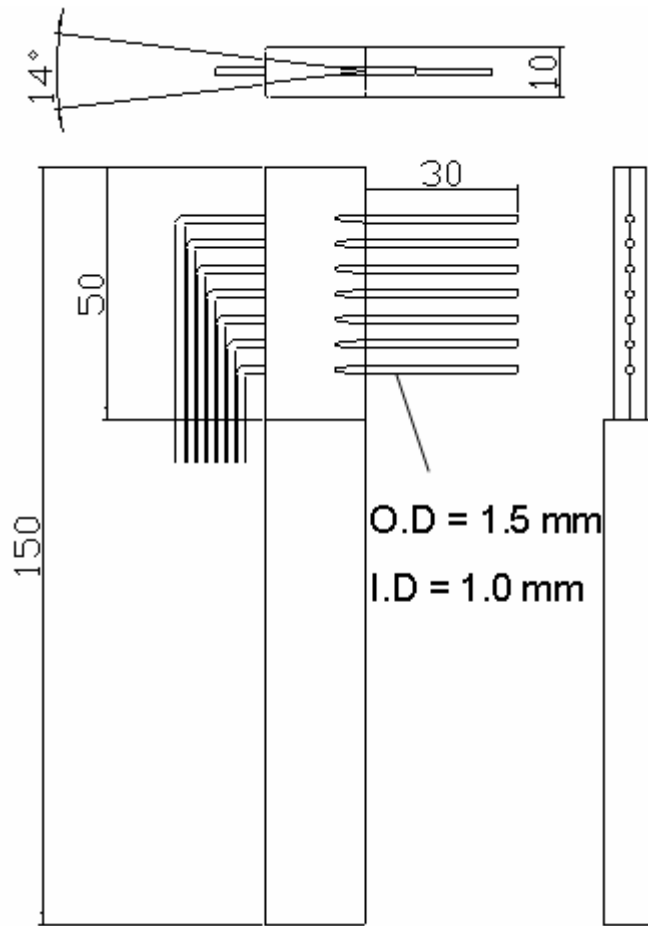


図 2-9 サンプルングプローブおよび固定治具

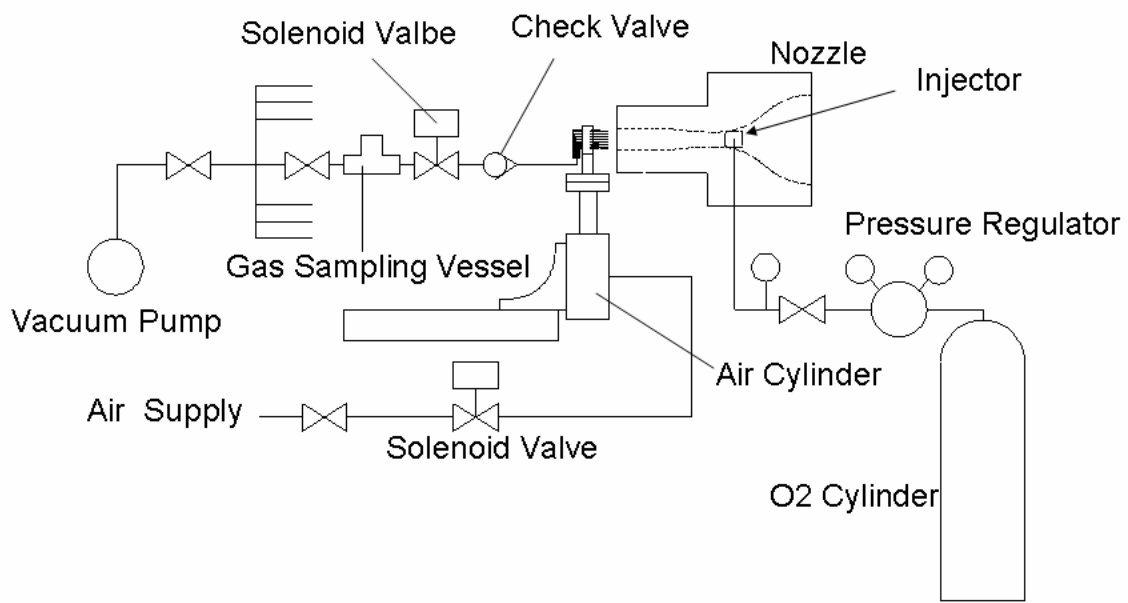


図 2.10 濃度測定系



图 2-11 气体採取容器

第 3 章 二次元超音速ノズルの設計

3.1 設計条件

ノズルの設計点は、第 2 章にて示した柏風洞の性能を基に決定した。燃焼風洞モードにおける最大設定圧力、最大体積流量はそれぞれ 0.7 MPa、2000 Nm³/h であり、ノズルはこれらの条件以下で作動するようにマッハ数を設定しなければならない。

ノズル内の流れを等エントロピー流れと仮定すると、次式が得られる。

$$\frac{A_e}{A^*} = \frac{1}{M} \left[\left(\frac{(\gamma-1)M^2 + 2}{\gamma+1} \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (3-1)$$

ここで、 A_e はノズル出口面積、 A^* はノズルスロート断面積、 M はマッハ数、 γ は比熱比であり、 $\gamma = 1.4$ とする。 A_e を 26mm x 40 mm と決めると、 A^* はマッハ数のみの関数となる。また流量は、以下の式から求めることが出来る。

$$m = 0.685 \frac{P_0 A^*}{\sqrt{RT_0}} [\text{kg} / \text{s}] \quad (3-2)$$
$$Q = \frac{3600}{1.2925} m [\text{Nm}^3 / \text{h}]$$

ここで、 P_0 はよどみ点圧力、 R は気体定数、 T_0 はよどみ点温度を示している。以上の式を組み合わせることで、次の式が導かれる。

$$Q = \frac{1908 P_0 A_e M}{\sqrt{RT_0}} \left[\left(\frac{(\gamma-1)M^2 + 2}{\gamma+1} \right) \right]^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} [\text{Nm}^3 / \text{h}] \quad (3-3)$$

この式において、 $P_0 = 0.7$ MPa、 $T_0 = 300$ K と定めると、体積流量 Q をマッハ数のみの関数として表すことが出来る。

次に、ノズル出口における静圧を考える。燃焼風洞ラインでは排気は大気開

放であり，本実験ではノズル出口後の大気中でよどみ点圧測定を行うため，気流静圧が大気圧になるように適性膨張させる必要がある．そこで，等エントロピーの式から $P = 101.3 \text{ kPa}$ と定めたときの各マッハ数におけるよどみ点圧力を求める．等エントロピーの式は以下の形で表される．

$$\frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{(\gamma-1)}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3-4)$$

以上の結果を図 3-1 に示す．よどみ点圧が 580 kPa のときの体積流量が $2000 \text{ Nm}^3/\text{h}$ 以上であり，またノズル出口静圧が大気圧となるようなよどみ点圧力が 700 kPa 以下にするためには，マッハ数の範囲は 1.5 から 2 の範囲で無ければならないことが分かる．

以上の結果から，設計マッハ数は 1.8 とし，作動よどみ点圧力を 580 kPa ，スロート断面積を $26 \text{ mm} \times 26.5 \text{ mm}$ ，出口面積を $26 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ と決定した．

3.2 形状設計

ノズル形状の設計方法は，吉田ら [3-1] が行った方法に従った．吉田は Harrop ら [3-2] が行った方法を参考にしている．

二次元超音速ノズルの設計は，遷音速流の領域と，初期膨張部と相殺部の領域に分けて行われる．ノズルスロート付近の遷音速流の領域は，Sauer の方法 [3-3] によって行った．この方法は，対称軸上の x 方向（流れ方向）の速度増加率を与えてスロート付近の流線を求め，流線とスロート形状を一致させて形状を決定する方法である．

図 3-2 に示すように，スロート部の中心を原点として定める．原点における音速を a^* ，流れの x ， y 方向の速度成分をそれぞれ U ， V とすれば，次の式で表すことができる．

$$\frac{U}{a^*} = 1 + u, \quad \frac{V}{a^*} = v \quad (3-5)$$

ここで u, v はそれぞれ x, y 方向の擾乱速度で, 1 に対して非常に小さい.
この式を用いると, 次のような微小擾乱方程式が得られる.

$$(\gamma + 1)u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3-6)$$

擾乱ポテンシャル ϕ を導入して, 原点の周りで級数展開すれば, 次式が得られる.

$$\begin{aligned} \phi &= f_0(x) + y^2 f_2(x) + y^4 f_4(x) + \dots \\ u &= \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial f_0}{\partial x} + y^2 \frac{\partial f_2}{\partial x} + y^4 \frac{\partial f_4}{\partial x} + \dots \end{aligned} \quad (3-7)$$

$$v = \frac{\partial \phi}{\partial y} = 2y f_2(x) + 4y^3 f_4(x) + \dots$$

原点において $u = 0$ すなわち $\left(\frac{\partial f_0}{\partial x}\right)_{y=0} = 0$ とする. ここで $\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{y=0} = \alpha$, すな

わち $\frac{\partial^2 f_0}{\partial x^2} = \alpha$ とし, α を微小量として高次の項を無視すれば, 以下の式が得ら

れる.

$$u = \alpha x + \frac{\gamma + 1}{2} \alpha^2 y^2 \quad (3-8)$$

$$v = (\gamma + 1) \alpha^2 xy + \frac{(\gamma + 1)^2}{6} \alpha^3 y^3$$

等マッハ線上では

$$(1 + u)^2 + v^2 = \frac{\frac{\gamma + 1}{2} M^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2} \quad (3-9)$$

となり，微小量を無視すれば， u は次のような形で表される．

$$u = \frac{M^2 - 1}{2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)} \quad (3-10)$$

(3-10) 式に (3-8) 式を代入すれば，次式が得られる．

$$\alpha x + \frac{\gamma + 1}{2} \alpha^2 y^2 = \frac{M^2 - 1}{2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)} \quad (3-11)$$

(3-11) 式はスロート付近の等マッハ線を示す式である． α はノズル全体の形状を決定する重要な値であるが，ここでは吉田らの例を参考にし， $\alpha = 0.0823$ とした．

二次元ノズルであるため，流線の間隔は (3-1) 式と同じ式で与えられる．

$$\frac{B}{B^*} = \frac{1}{M} \left[\left(\frac{(\gamma - 1)M^2 + 2}{\gamma + 1} \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (3-12)$$

ここで B^* は原点における流線の幅を示している．流線の座標は (3-11) (3-12) 式を用いて逐次計算する．初めに $B^* = 0.2$ とし，(3-11) 式を用いて， x 軸上 ($y = 0$) の -2.4 から 2.4 の範囲で 0.1 毎の各座標におけるマッハ数の値を求め，その値を (3-12) 式に代入することにより流線の幅 B が得られる． $y = B$ なので，得られた結果を基にこの計算を繰り返すことで流線を描くことが出来る．流線は $B^* = 0.2$ から 3.6 まで計算し，その間隔を 0.2 とした． $B^* = 3.6$ となる流線をスロート部として決定し， $M = 1.2$ の等マッハ線より下流は特性曲線法を用いて設計を行った．スロート部と初期膨張部は二次曲線を用いて滑らかに接続されている．

ノズル出口においてマッハ数 1.8 を得るためには，最大膨張角 θ_{max} まで流路を拡大する必要がある． θ_{max} はプラントル・マイヤー関数 ν を用いて，

$$\theta_{max} = \frac{1}{2} \nu \quad (3-13)$$

と表される．プラントル・マイヤー関数 ν は，次のように定義される．

$$v = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{M^2-1}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} - M^2}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{M^2-1}{1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} M^2}} \quad (3-14)$$

$M = 1.8$ のとき, $v = 21.5122^\circ$ であり, 従って $\theta_{max} = 10.7561^\circ$ となる.

$M = 1.2$ の等マッハ線から特性曲線網を広げ, 初期膨張部, 相殺部の形状を決定する. 図 3-3 に特性曲線網の交点を示す. 特性曲線は, プラントル・マイヤー一流れにおいて発生するマッハ波であり, 任意の点から右向きマッハ線 (C_+) と左向きマッハ線 (C_-) が発生する. このとき, それぞれのマッハ線にそってリーマン不変量 Q, R がそれぞれ一定となる性質を持つ. [3-4]

$$\begin{aligned} C_+ : Q = v + \theta = const. \\ C_- : R = v - \theta = const. \end{aligned} \quad (3-15)$$

初期条件として, $M = 1.2$ の等マッハ線上の流れ方向, プラントル・マイヤー関数, マッハ角を与えると, 各格子点でのこれらの値を決定することができ, 各点の座標を求めることが出来る. 本ノズルの設計では, 等マッハ線上の 10 点から特性曲線を引き, 合計 194 点の格子で計算を行った.

特性曲線網の第 1 点目における流れ方向は 5.6563° であり, ノズルの曲面と特性曲線の交点において 1.2750° ずつ拡大し, 第 25 点目で最大膨張角 $\theta_{max} = 10.7561^\circ$ になるようにした. 第 25 点目以降を相殺部とし, この領域ではノズル曲面を曲面近傍の流れ方向と平行になるようにし, 最後の特性曲線を通過する際に流れ方向と x 軸が平行になるように設計した.

次に, 座標の計算方法を示す. 特性曲線の交点は, 上流側に隣接する交点の座標, マッハ角 μ , 転向角 θ 与えることで求められる.

() 壁面付近

図 3-4 に示すように, 特性曲線の交点をそれぞれ点 a, b, c と置く. 点 a, b の座標, 転向角, マッハ角が与えられると, 点 c の座標は次式で与えられる.

$$x_c = \frac{x_a \tan \theta_a - x_b \tan(\mu_b + \theta_b) - y_a + y_b}{\tan \theta_a - \tan(\mu_b + \theta_b)} \quad (3-16)$$

$$y_c = y_a + (x_c - x_a) \tan \theta_a$$

相殺部では、点 b の転向角 θ_b と点 c の転向角 θ_c を一致させることで、膨張波は反射しない。

() 中心軸付近

図 3-5 に示すように、交点を点 a、点 b と置く。点 a の座標、転向角、マッハ角が与えられると、点 b の交点は次式で与えられる。

$$x_b = x_a + \frac{y_a}{\tan(\mu_a - \theta_a)} \quad (3-17)$$

$$y_b = 0$$

() それ以外の領域

図 3-6 に示すように、特性曲線の交点をそれぞれ点 a、b、c と置く。点 a、b の座標、転向角、マッハ角が与えられると、点 c の座標は次式で与えられる。

$$x_c = \frac{x_a \tan(\mu_a - \theta_a) - x_b \tan(\mu_b + \theta_b) - y_a + y_b}{\tan(\mu_a - \theta_a) - \tan(\mu_b + \theta_b)} \quad (3-18)$$

$$y_c = y_a - (x_c - x_a) \tan(\mu_a - \theta_a)$$

以上の式を用いて、上流で与えた初期条件を基に逐次計算を行う。

3.3 性能試験

本実験では全て風洞作動圧力を 580 kPa にして通風を行っている。実際のよどみ点圧力はノズルの上流に設けられている圧力計により監視されており、設定圧力通り作動していることを確認している。気流がノズルを通過する際の圧力損失はさほど大きくないと予想し、それゆえノズル出口における静圧のみを測定することによってノズルが設計通りに作動しているかを確認した。

作動試験では Type-A のインジェクターを取り付け、35 秒間の通風を行った。図 3-7 に静圧の時間履歴を示す。時刻 10 秒から気流が定常状態となっている。静圧孔には上から順に No. 1 から No. 5 まで番号がつけられている。No. 1 と No. 5 の位置における静圧は、大気圧である 101.3 kPa よりもわずかに低い値となっており、それ以外のものはほぼ大気圧になっている。全体として誤差は小さいため、ほぼ一様にマッハ数 1.8 が得られていると判断している。

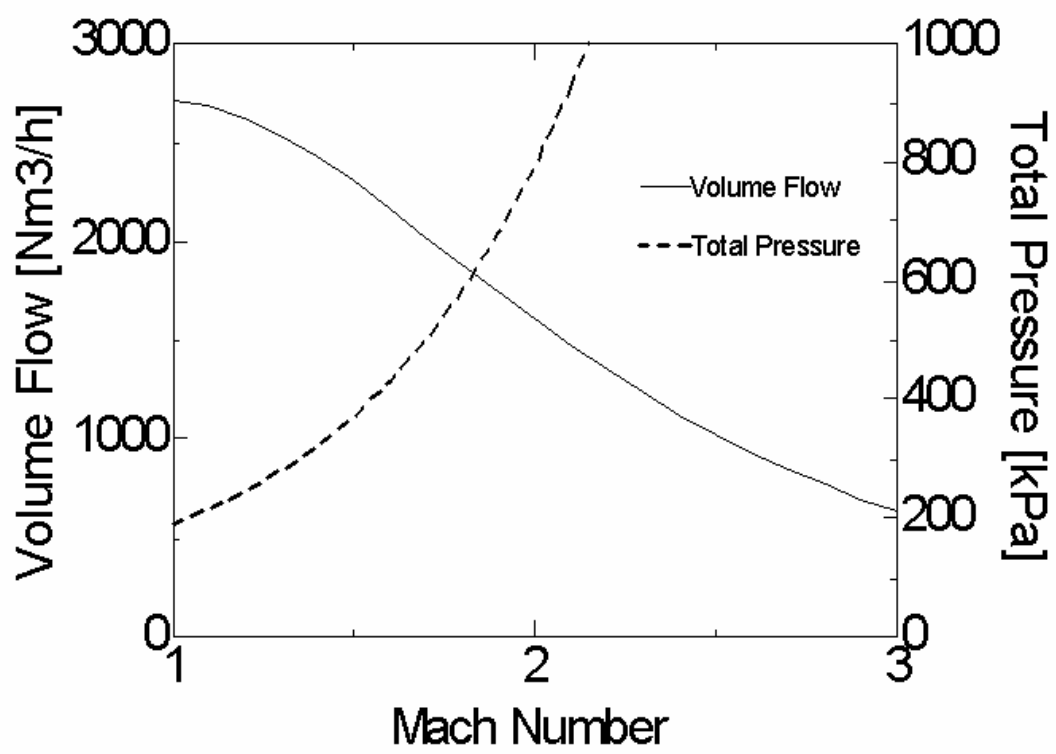


図 3-1 設計条件の計算結果

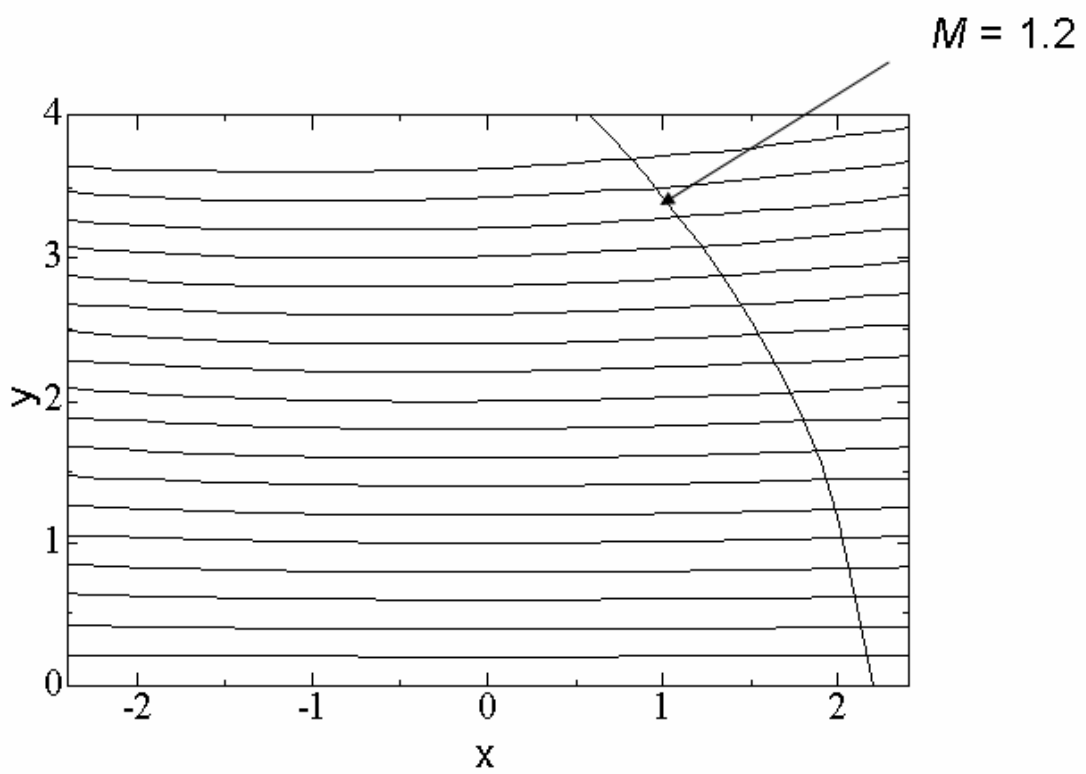


図 3-2 スロート付近の流線および等マッハ線

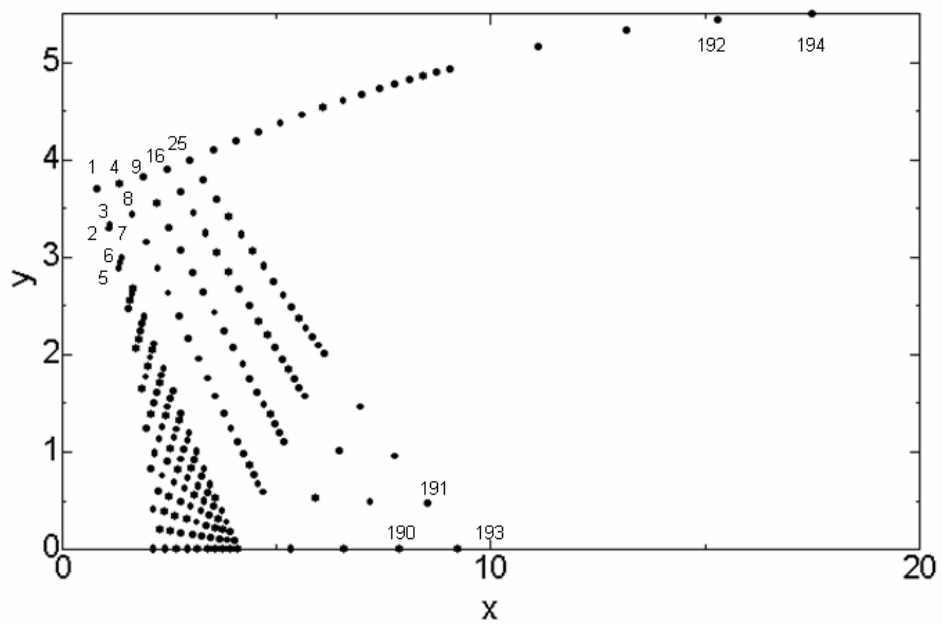


図 3-3 特性曲線網の格子点

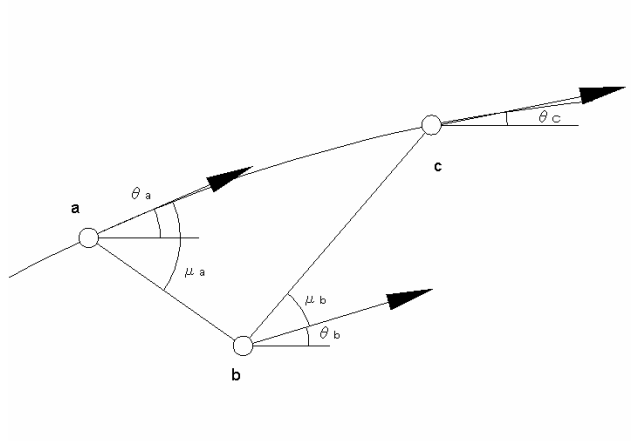


図 3-4 座標計算法
() 壁面付近

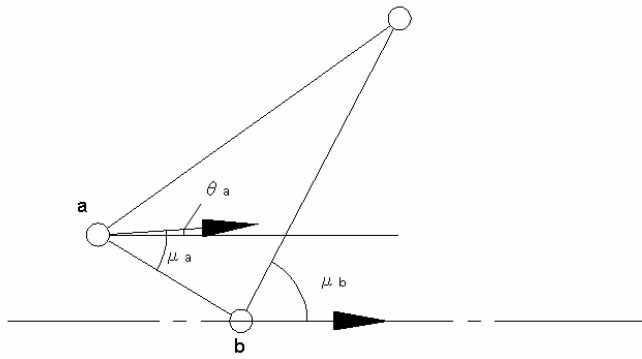


図 3-5 () 中心軸付近

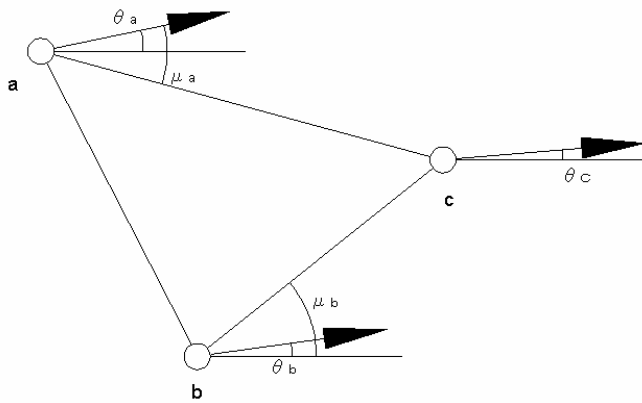


図 3-6 () () ・ () 以外の領域

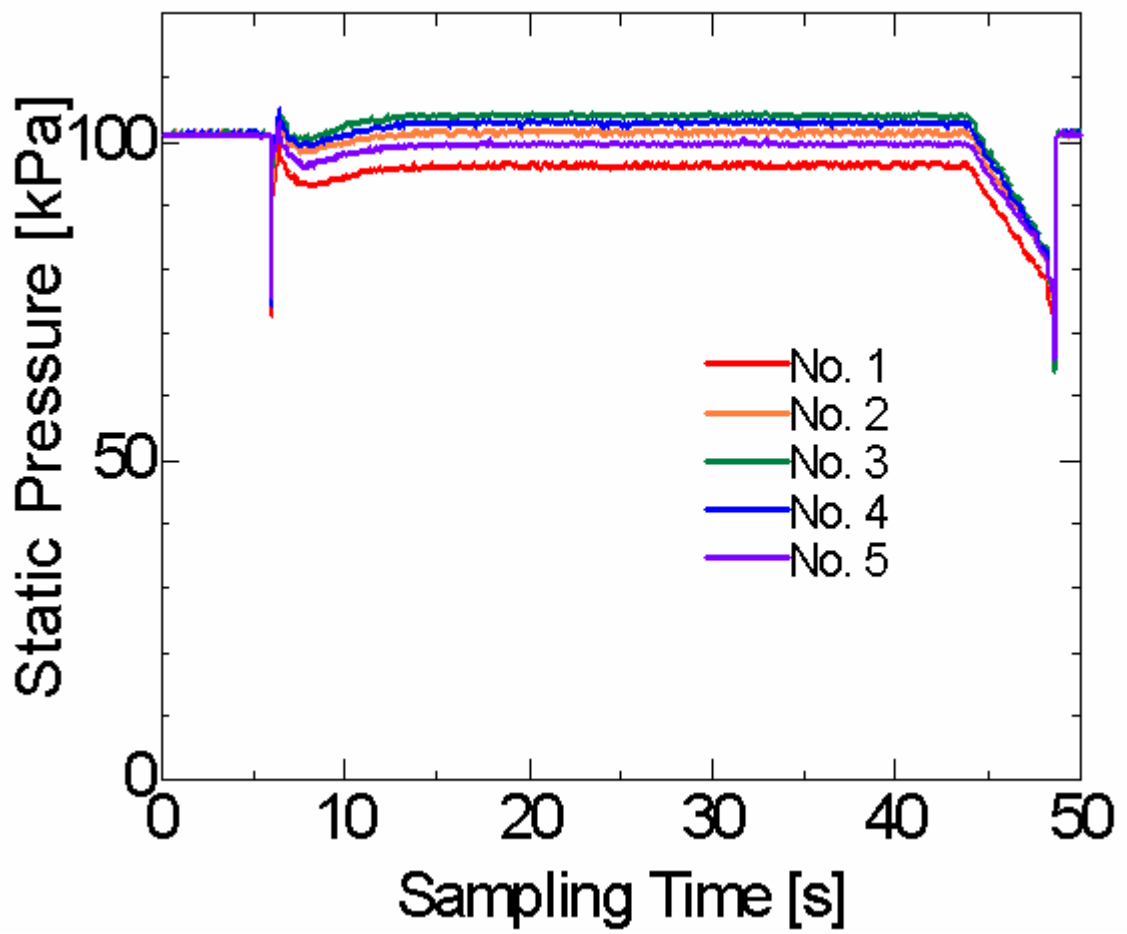


図 3-7 ノズル出口の静圧履歴

第 4 章 実験結果および考察

4.1 シュリーレン撮影

インジェクターから窒素を噴射した際の噴流の変化をシュリーレン撮影によって観測した。窒素は大気中に多く含まれているため、窒素噴射による密度変化はほとんどなく、噴射されたガス分布を観測することはできない。そのため、窒素を噴射することによる噴流全体の変化、および境界層の変化を観測した。最初ノズルは図 2-2 に示す方向で取り付けられているが、シュリーレン撮影を行う際にはこの方向と、 90° 回転させて取り付けられた状態で行う。前者を正方向、後者を横方向と定義する。

まず、Type-A のインジェクターを使用したときの噴流の変化を示す。図 4-1、図 4-2 にノズル正方向における窒素噴射前、噴射後の画像を示し、ノズル横方向の噴射前、噴射後の画像を図 4-3、図 4-4 に示す。正方向ではインジェクターは噴流の中心軸上にあり、横方向では下側壁面から窒素が噴射される。正方向の画像を見ると、窒素噴射後では膨張波の位置がわずかに右側に動くことが確認されるが、それ以外には大きな変化はない。横方向の画像においても、窒素噴射前後で下側境界層にほとんど変化は見られず、また、上下の境界層を比較して、その厚さにほとんど違いはない。Type-A のインジェクターを使用して窒素を噴射することによる影響は、ほとんど無いことが分かる。

次に、Type-B のインジェクターを使用した場合について、ノズルが正方向であるときの、噴射前、噴射後の画像を図 4-5、図 4-6 に、横方向であるときの噴射前、噴射後の画像を図 4-7、図 4-8 に示す。Type-A と同様、窒素噴射後に膨張波が右に動くことが確認されたが、それ以外の大きな変化はほとんど見ら

れない．次にノズル横方向における画像を見ると，窒素噴射による境界層厚さの変化はほとんど見られないが，インジェクターが取り付けられていない上側壁面における境界層と比較すると，ノズル出口より下流において境界層が急激に発達しているのが確認できる．

境界層厚さが異なる理由として，下側壁面側の境界層が乱流境界層となっていることが考えられる．図 4-9 に示すように，乱流境界層は層流境界層と比較して壁面からの速度勾配が緩やかになり，厚いものとなる．Type-B のインジェクターにはランプが設けられているため，この影響により乱流境界層に遷移したと考えられる．境界層が乱流であるため，エネルギーが大きい境界層外側とエネルギーが小さい境界層内部との間でエネルギーの交換が行われる．すなわち，境界層付近で境界層外側の流体との混合が促進されることが期待できる．

4.2 よどみ点圧測定

4.2.1 圧力校正

本実験で測定した圧力の値は，センサーを通して電圧信号に変換されて PC に取り込まれる．電圧値を圧力に変換するため，センサーの校正を行う．

センサーの校正は，窒素ボンベから直接センサーに接続し，デジタル圧力計で示される値と出力された電圧の値をプロットし，校正曲線を描いて行った．図 4-10 に校正曲線を示す．縦軸にセンサーに加えた圧力，横軸にアンプを通して出力された電圧値をしめす．これは，本実験で使用した 7 個あるセンサーのうちの 1 つのセンサーを用いて描いたものであるが，他のセンサーについて同様の校正を行っている．この図を見ると，約 400 kPa まではほぼ直線になっているが，それより大きい圧力を加えると傾きが急激に増大する．この領域において様々な曲線近似を試みたが，満足のいくような近似を得ることはできなかった．そこで，多少強引ではあるが，次のような近似法を利用した．

- 1) 約 400 kPa までは線形となっているので ,最小二乗法を用いて直線近似を行う .
- 2) 500 kPa 以上の領域においてもほぼ線形とみなし ,同様に直線近似を行う .この近似を利用し ,設定よどみ点圧である 580 kPa のときの電圧値を求める .
- 3) 2) で求めた電圧値を ,1) で得た近似式に代入し ,その式で変換される圧力を求める .その値を P_0 とする .
- 4) よどみ点圧測定において取り込まれた電圧信号は ,全て 1) で得られた近似式に代入し ,圧力に変換する .その値を P と置く .それを P_0 で除して無次元化した値 P/P_0 で議論する .

4.2.2 圧力測定

窒素を噴射することによる主流への影響は ,壁面から遠ざかるにつれて小さくなっていくものと思われる .そこで ,予備実験として流路の中心である $z = 13$ mm の位置におけるよどみ点圧測定を行った .図 4-11 は ,よどみ点圧の時間履歴を示す .縦軸は P/P_0 ,横軸には測定時間を示す .計測開始から最初の圧力上昇は ,エアシリンダーが作動し ,ピトー管が気流中に挿入されたことを示す .よどみ点圧は 580 kPa で定常状態となっている .よどみ点圧分布は ,流路中央付近においてここで示されたように 580 kPa で定常状態となっており ,壁面に近づくにつれて減少していくと予想される .よってピトー管の位置は , $z = 0.5$ mm から初めて 0.5 mm ずつ流路中央に移動させていき ,測定結果が予備実験の結果と等しくなるところで測定を終了した .

) Type-A

Type-A のインジェクターを使用したときのよどみ点圧の時間履歴を図 4-12

から図 4-17 に示す．よどみ点圧は 7 点同時に測定しているが，乱雑さを避けるために似た傾向を示すもので分けて示した．ピトー管には上から順に，No. 1 から No. 7 まで番号をつけているが，ここでは No. 1, 2, 6, 7 の測定結果を (a) に示し，No. 3, 4, 5 の測定結果を (b) に示している．には 3, 4, 5 番のピトー管で測定された圧力履歴を示す．図 4-11 と同様に，最初に見られる圧力上昇はピトー管が気流中に挿入されたことを示し，ピトー管が挿入された後約 3 秒後に窒素を噴射している．

図 4-12 は $z = 0.5 \text{ mm}$ の位置における圧力履歴を示す．全体的に， $P/P_0 < 1$ となっているが，壁面から 0.5 mm の位置ではピトー管は境界層内に入っており，境界層内では粘性散逸によりエネルギーが低くなったためであるとおもわれる．窒素噴射前後の圧力変化の傾向をみると，(a) と (b) で違いを見ることができる．(a) では窒素噴射による影響は全く見られないが，(b) では窒素を噴射した時刻 5.5 秒頃に圧力回復が見られる．

このような圧力変化がおこる原因は，境界層内の速度変化によるものであることが考えられる．前述したように，境界層内は粘性の影響により主流よりもエネルギーが小さくなり，速度が遅くなるためによどみ点圧が低くなっている．よどみ点圧が高い場合，境界層内の速度が速くなっていることを意味する．窒素を噴射することにより境界層が乱流となり，主流のエネルギーとの交換が行われ，境界層内に速度が速い流れが生じたことにより，よどみ点圧が回復したものであると思われる．

次に， $z = 1.0 \text{ mm}$ の測定結果を見ると， $z = 0.5 \text{ mm}$ のときと比較して全体的に圧力が回復しており，窒素噴射による圧力回復は僅かに認められるが，その影響は非常に小さくなっており， $z = 1.5 \text{ mm}$ の位置では窒素噴射の影響は全く見ることは出来ない．ピトー管を壁面から更に遠ざけていくと，次第によどみ点圧は P/P_0 に近づくが，境界層の速度勾配は壁面から離れるにつれて増加することによるものである．そして， $z = 3.0 \text{ mm}$ の位置で予備実験の結果とほぼ一

致した．この結果から，境界層厚さはほぼ 3 mm であり，一部乱流境界層となっている領域があるものの，窒素噴射による境界層厚さの変化はほとんど無いことが分かる．

) Type-B

次に Type-B のインジェクター，すなわち斜め噴射の結果について，図 4-18 から図 4-25 に示す．(a) には No. 1, 2, 4, 6, 7 における測定結果を示し，(b) には No. 3, 5 における測定結果を示してある．

図 4-18 に $z = 0.5$ mm における圧力履歴を示す．(a) では，Type-A で見られた結果と同様，窒素を噴射することにより圧力上昇が起きているのに対し，(b) では逆に圧力が低くなっている．また，(a) と(b) を比較すると，窒素噴射前の圧力は (a) よりも (b) の方が高くなっていることが分かる．この傾向はピトー管の位置が $z = 3.5$ mm まで見られ， $z = 4.0$ mm でほぼ影響は無くなる．Type-A では見られなかった傾向があることから，Type-A とは異なる現象が起きていることが予想される．

これらの結果についての考察を行うために，時間履歴のみで議論することは困難である．そこで，得られた圧力履歴から窒素噴射前後のそれぞれのよどみ点圧力の平均を取り，ノズル出口断面における圧力分布を描いた．Type-A を使用したときとの比較も行うため，Type-A を使用したときの窒素噴射前の分布を図 4-26，噴射後の分布を図 4-27 に示し，Type-B のインジェクターを使用したときの窒素噴射前の分布を図 4-28，噴射後の分布を図 4-29 に示す．それぞれの図の左側がインジェクターを取り付けた壁面になっており， $y = 0$ mm の位置に噴射孔がある．

図 4-26 と図 4-27 を見ると，Type-A のインジェクターを使用したときの圧力分布は窒素噴射の前後でほとんど変化が見られず，境界層の厚みは全体的に均一になっている．一方，図 4-28 と図 4-29 を見ると，Type-B のインジェク

ターを使用したときの窒素噴射前後の分布は大きく変化していることが分かる。噴射前の分布を見ると、 $y = \pm 5 \text{ mm}$ の位置で境界層が薄くなっており、 $y = \pm 10 \text{ mm}$ の位置と、 $y = 0 \text{ mm}$ の位置では圧力が低い領域が主流に高く入り込んでいることが確認される。

このような現象は、インジェクターのランプによるものであると考えられる。ランプは幅 6 mm 、高さが 4.81 mm であり、ランプの縁を気流が通過する際に図 4-30 に示すような縦渦（実線）がランプの上下に発生することが予想される。縦渦は主流の持つエネルギーを境界層内に輸送する働きをし、同時に境界層内の流れを主流に高く巻き上げる。そのため、 $y = 0 \text{ mm}$ において圧力が低い領域が主流中心に向かって伸びている。また、ランプから発生する縦渦は、自身の回転方向とは逆方向の回転を持つ縦渦を誘起する。誘起された渦は、図中では破線で示してある。これらの渦がまた境界層内の流れを主流中に巻き上げる。 $y = \pm 10 \text{ mm}$ における境界層の巻き上げは、これらの渦の影響であると考えられる。

次に、窒素を噴射した後の圧力分布について図 4-29 を見ると、窒素噴射前に見られたような波型の圧力分布は消え、全体的な変化の大きさが小さくなっている。また、 $y = 0 \text{ mm}$ 、 $y = 5 \text{ mm}$ の位置に注目すると、よどみ点圧の大きさが反転していることが分かる。

$y = 0 \text{ mm}$ の位置に注目する。窒素は、図中に示している噴射孔から、主流の運動量の 2.49 倍で噴射される。そのため、噴射された窒素が存在する領域ではエネルギーが高く、そのため $y = 0 \text{ mm}$ ではよどみ点圧が高くなったと思われる。また、ランプの縁から発生していた縦渦は、窒素の噴流により吹き消される。つまり、ランプの影響が反映されなくなり、ランプを持たない状態と同じになる。 $y = \pm 5 \text{ mm}$ より中心から離れた領域は、Type-A の場合と似た分布となっている。以上のことから、ランプにより発生する渦は、窒素噴射によりその効果を失い、窒素噴射前に縦渦が存在していたと思われる $y = \pm 5 \text{ mm}$ 、 $z = 2 \text{ mm}$ か

ら 3 mm の付近の領域において、混合が促進しないのではないかと考えられる。この点については、濃度分布の測定結果と比較して再度検討を行なう。

4.3 濃度分布測定

よどみ点圧測定と同様の方法でサンプリングプローブを固定し、気体採取をして濃度分布を測定した。テストガスには酸素を使用した。各測定点でガスクロマトグラフィーを行い、分析を行った気体中の酸素濃度が大気中の酸素濃度である 20.9% よりも多いとき、それは酸素噴射による影響であると考え、その気体を採取したプローブの位置まで分布が広がっていると判断している。 $z = 1$ mm から $z = 5$ mm までは 1 mm の間隔で測定し、それ以降は 2 mm 間隔で移動させ、噴射した酸素を検出できなくなる位置（酸素濃度が大気中濃度とほぼ等しくなる位置）まで測定を行った。実験の流れの関係で、最初に Type-B のインジェクターを使用して測定を行ったところ、 $z = 15$ mm の位置まで噴射された酸素を検出した。 $z = 15$ mm ではまだ酸素は検出されているが、濃度のピークは過ぎており、おそらく $z = 17$ mm では検出されないであろうと予想し、15 mm で測定を終えた。Type-A においても $z = 15$ mm まで測定を行ったが、そこでほぼ大気中濃度と等しくなったため、15 mm で測定を終えた。

図 4-31 と図 4-32 に、Type-A を使用した場合と、Type-B を使用した場合の濃度分布図を示す。これらの図も左側がインジェクターを取り付けた壁面であり、 $y = 0$ mm の位置に噴射孔がある。

図 4-31 の Type-A を使用したときの結果について見る。ある程度濃度が高い領域について注目すると、酸素濃度が 24% 以上を示す領域は、原点から $y = \pm 5$ mm、 $z = 12$ mm までの範囲である事が確認され、 $z = 5$ mm から 8 mm の範囲に濃度のピークがある。 y 方向への分布幅は、噴射位置から $z = 12$ mm までほぼ一定となっており、全体の濃度勾配は緩やかであった。

次に、図 4-32 の Type-B を使用したときの結果について見る。同じように濃度が 24 % 以上となっている領域をみると、 $z = 7 \text{ mm}$ から 13 mm の範囲では Type-A の場合と等しく $y = \pm 5 \text{ mm}$ の範囲まで広がっていることが確認できるが、 $z = 3 \text{ mm}$ から 7 mm の範囲では、 y 方向への分布はほとんど広がっていない。また、濃度のピークがある $z = 9 \text{ mm}$ 付近を中心に、濃度勾配が急であることが分かる。すなわち、噴射された酸素は周囲にほとんど拡散せず、Type-A を使用したときと比べて不均一な分布になっている。

酸素噴流の拡散は、主流と噴流の運動量の交換が大きいほど広く広がるものと思われる。垂直噴射では噴流の方向は主流に対し垂直であるため、効率よく混合が行なわれる。一方斜め噴射の場合、噴流と主流の向きはほぼ同じであり、運動量の交換量は小さく、そのため周囲にはほとんど拡散しなかったものと考えられる。また、噴流直後の投影面積が広い程、混合がより促進される。Type-B は流れに対して 30° の傾きを持っているため、噴流投影面積は垂直噴射に比べて小さく、投影面内の濃度は高くなる。そのため、Type-B の濃度分配は非常に大きく、狭い分布となったと考えられる。

z 方向の分布は Type-A と Type-B でさほど差はなく、ペネトレーションの差はほとんど無かった。斜め噴射方式の方がペネトレーションは低くなると予測していたが、Type-B では噴射孔の位置が垂直噴射のときよりも高く、また噴射孔自体がランプの影になっており、主流の影響を受け始める位置が垂直噴射より高いために結果として同じ程度のペネトレーションが得られたと考えられる。

次に、よどみ点圧測定の結果との比較を行う。まず、Type-A を使用したときのよどみ点圧分布 (図 4-27) と濃度分布 (図 4-31) を見る。図 4-27 より、窒素噴射中の境界層厚さは 3 mm 程度であった。噴射された酸素は境界層内に広く分布していると思われたが、境界層内と外側では y 方向の分布にさほど変化は無かった。次に、Type-B を使用したときのよどみ点圧分布 (図 4-29) と濃度分布 (図 4-32) を比較する。図 4-29 の結果から、窒素噴射後はランプによる影響

が消え、混合促進効果が得られないのではないかという予測を得ていた。しかし図 4-32 の分布を見ると、 $z=2\text{ mm}$ から 3 mm の付近で分布が広がっていることが確認された。この結果から、壁面付近において何らかの混合促進効果の存在が予測される。この領域は、窒素噴射前には縦渦の存在が予想されていた。濃度分布が広がる原因としては渦の存在が考えられるが、窒素噴射後もこの縦渦は消滅せずに存在し続けた可能性が高い。つまり、窒素（もしくは酸素）噴射により縦渦の規模、形状は変化したが消滅はしておらず、壁面付近の混合を促進する効果を保っていたことが分かる。

しかし、その影響はやはり壁面付近のみであり、面内全域に混合促進効果を与えるほどの規模は持っていなかった。

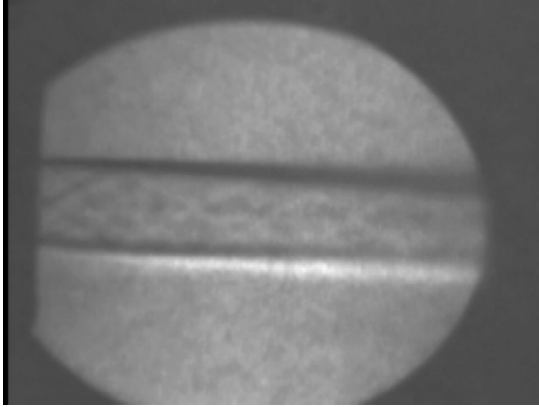


图 4-1 正方向 · Type-A 喷射前

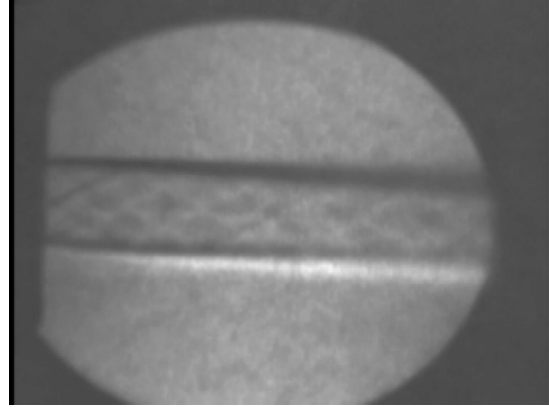


图 4-2 正方向 · Type-A 喷射后

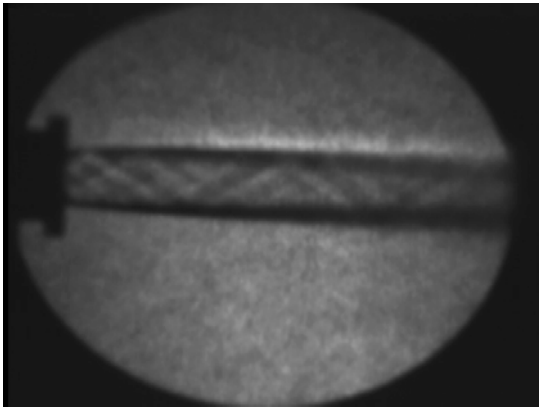


图 4-3 横方向 · Type-A 喷射前

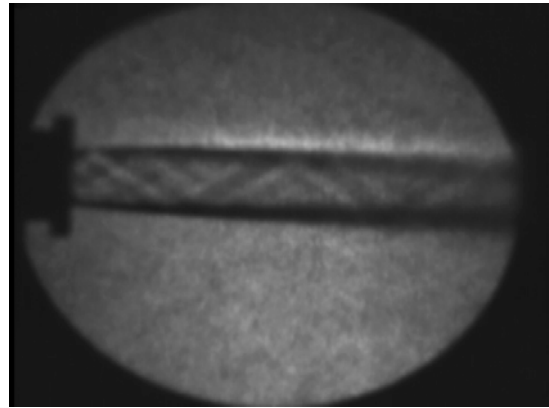


图 4-4 横方向 · Type-A 喷射后

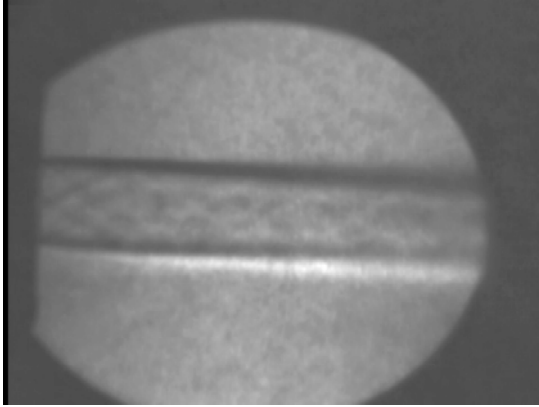


图 4-5 正方向 · Type-B 喷射前

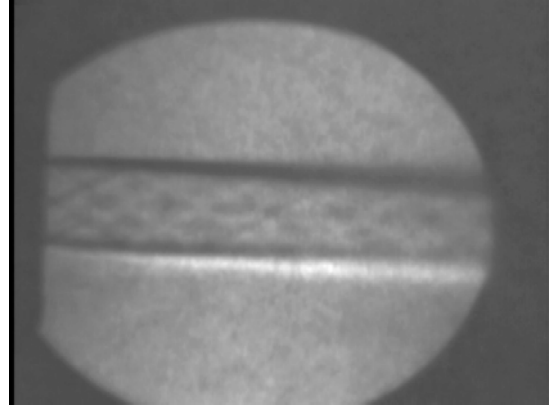


图 4-6 正方向 · Type-B 喷射后

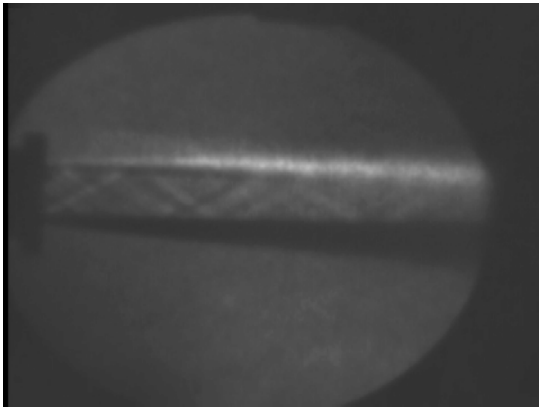


图 4-7 横方向 · Type-B 喷射前

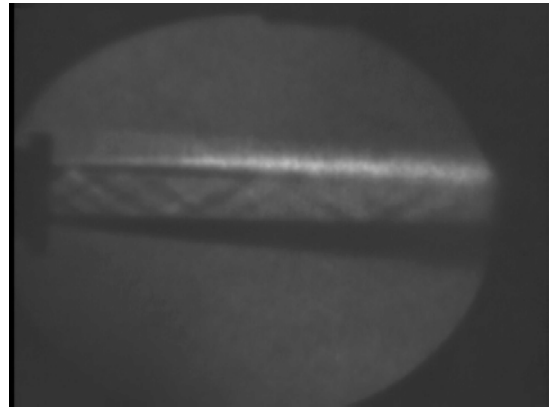


图 4-8 横方向 · Type-B 喷射后

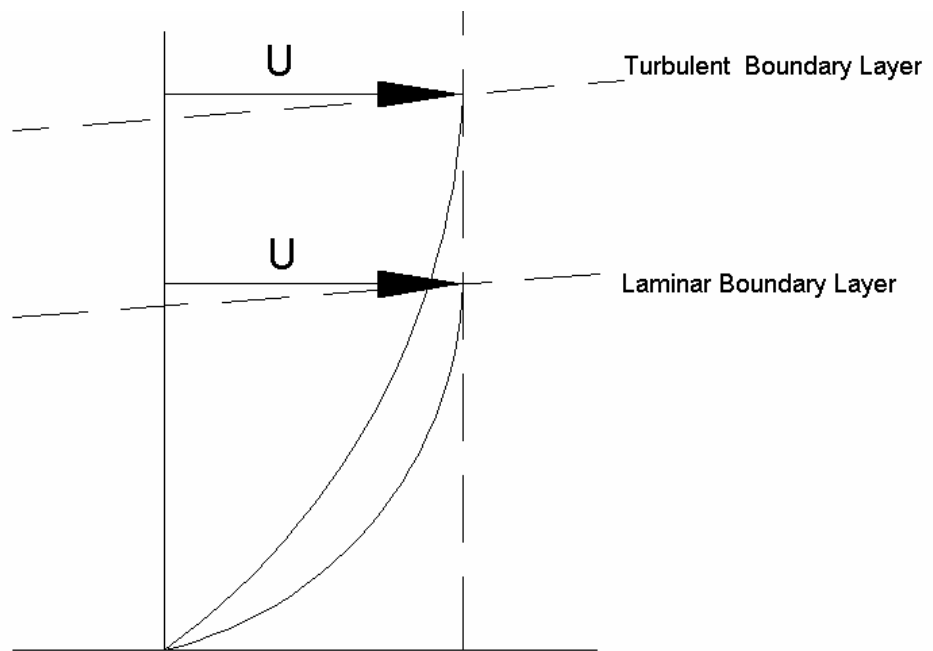


図 4-9 層流境界層と乱流境界層

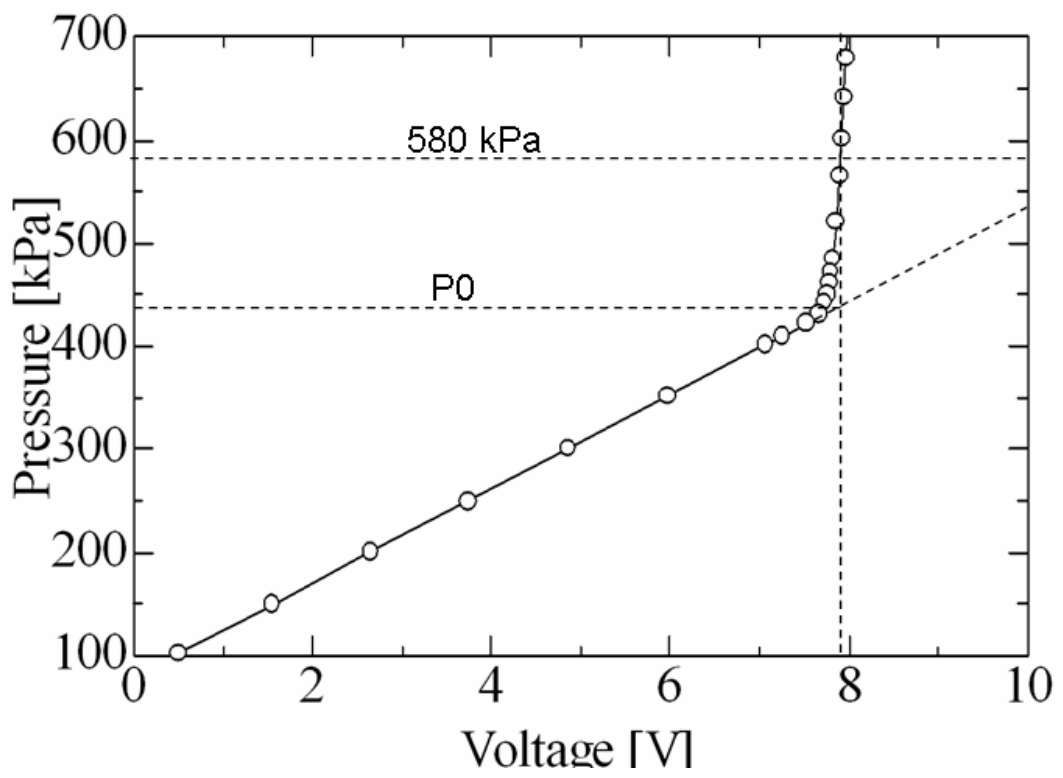


図 4-10 圧力センサー校正曲線

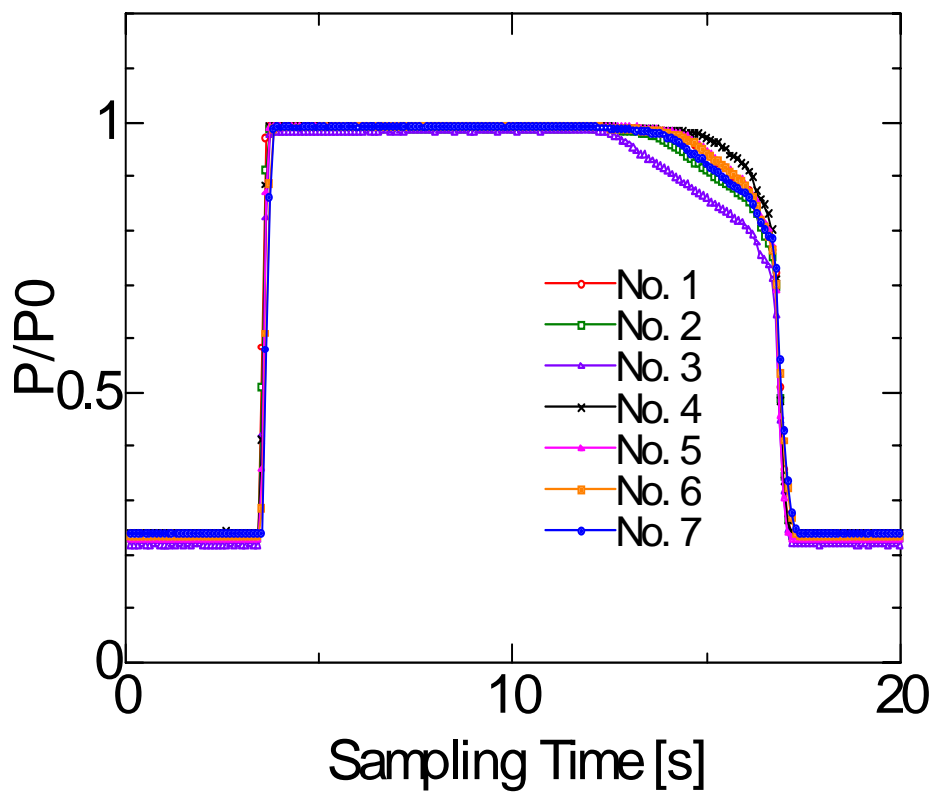
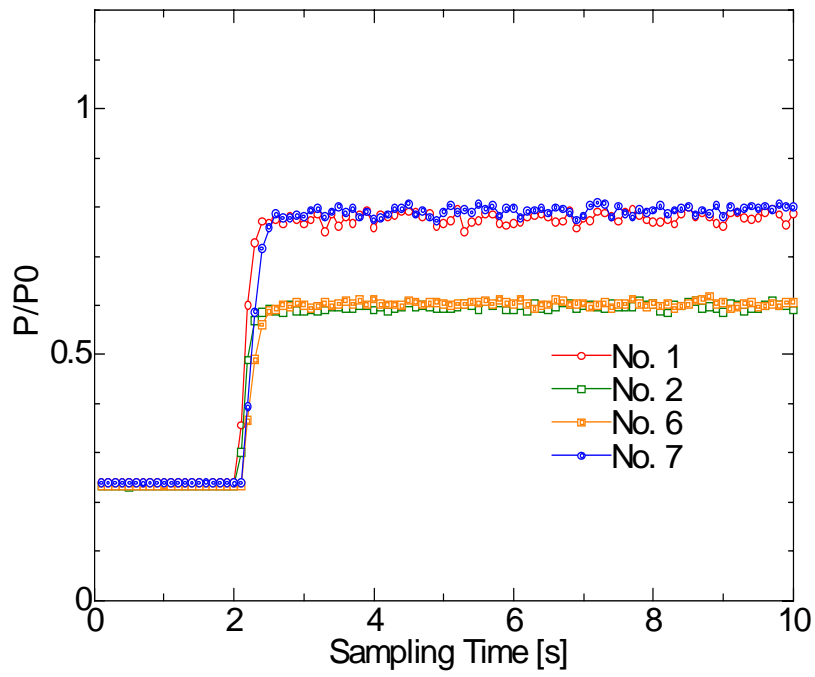
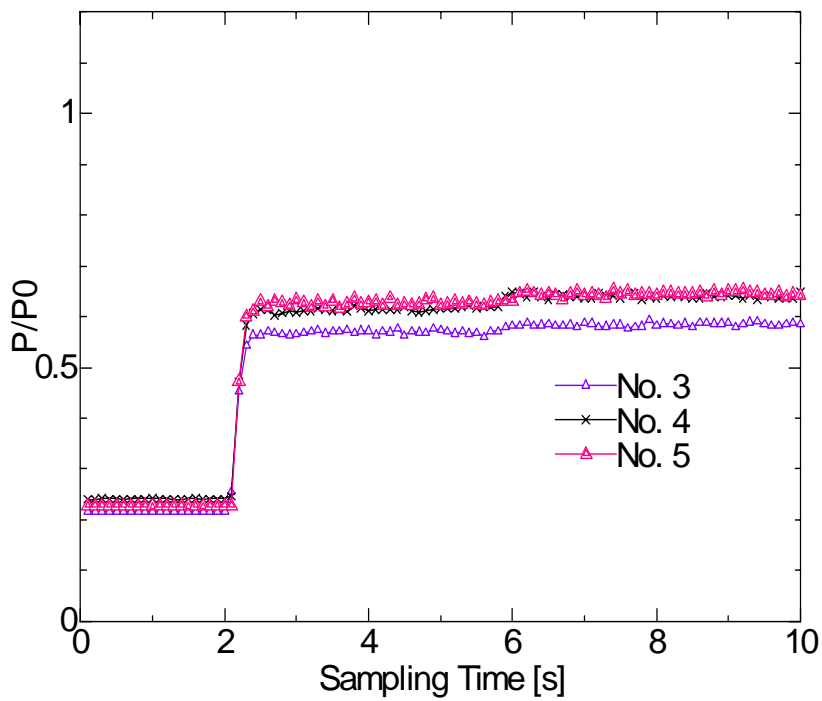


図 4-11 よどみ点圧履歴 $z = 13 \text{ mm}$

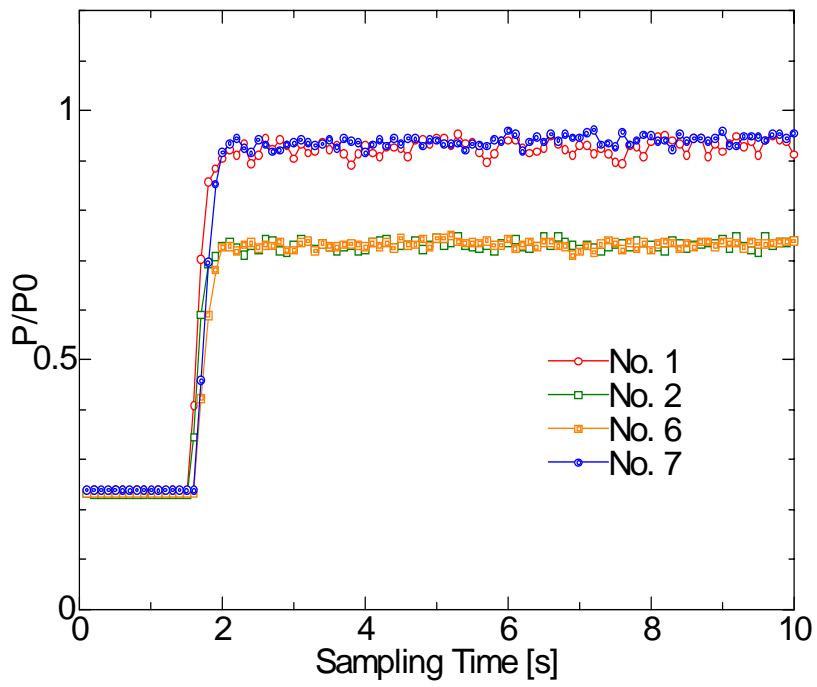


(a)

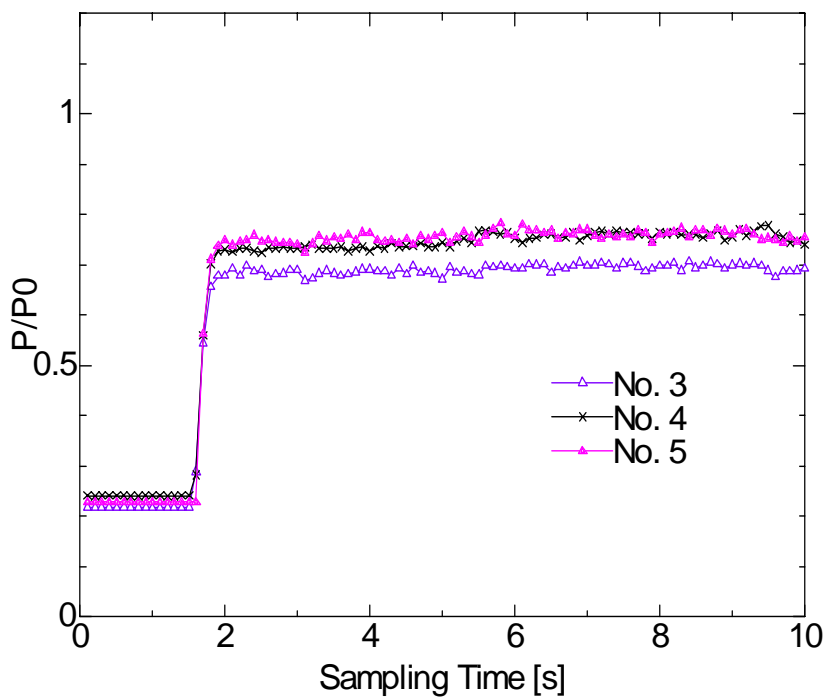


(b)

図 4-12 よどみ点圧履歴 Type-A , $z = 0.5$ mm

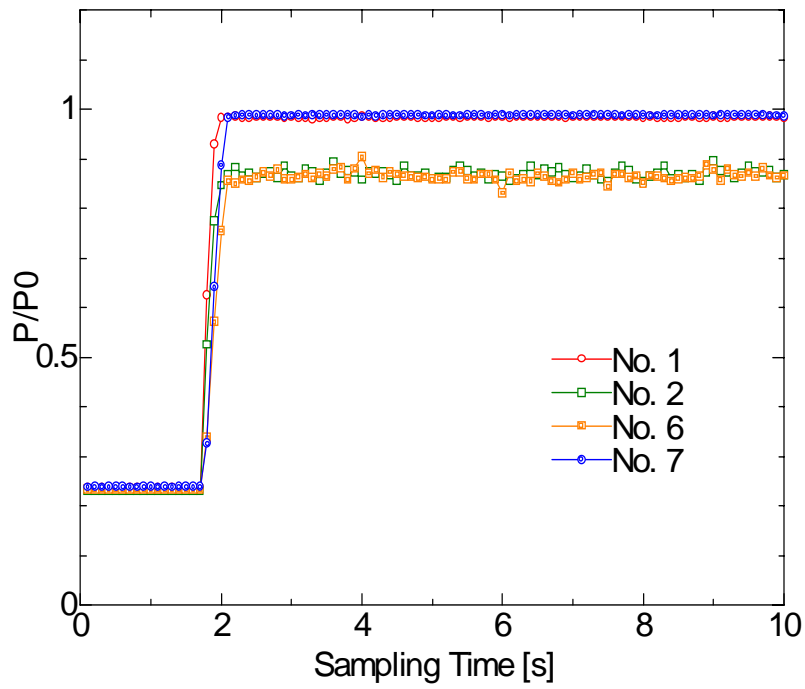


(a)

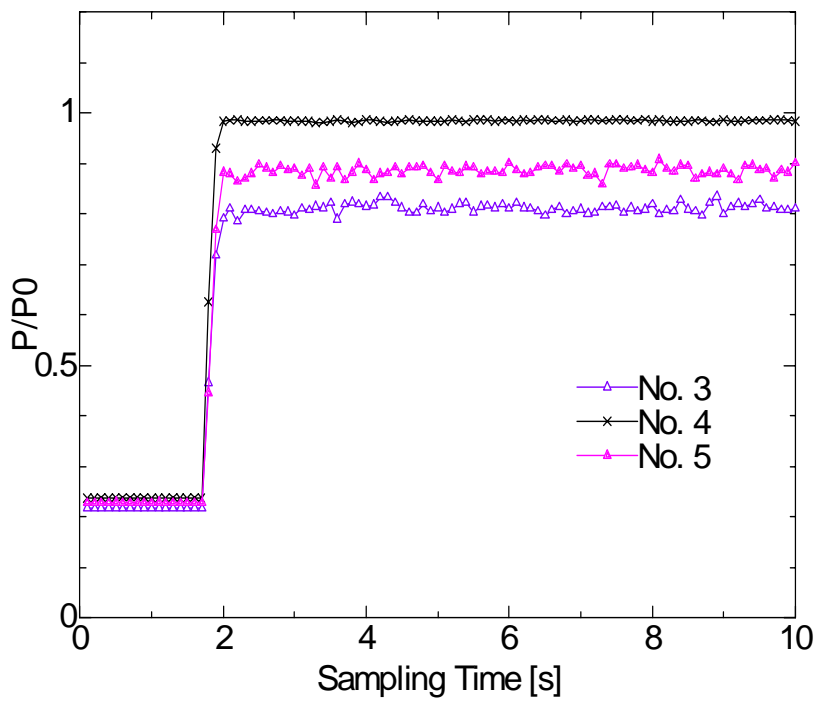


(b)

図 4-13 よどみ点圧履歴 Type-A , $z = 1.0$ mm

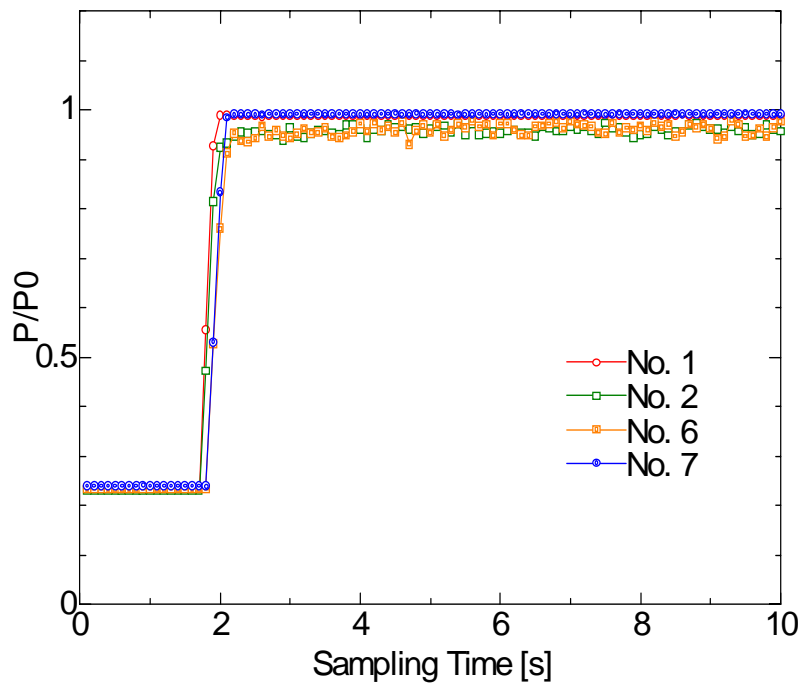


(a)

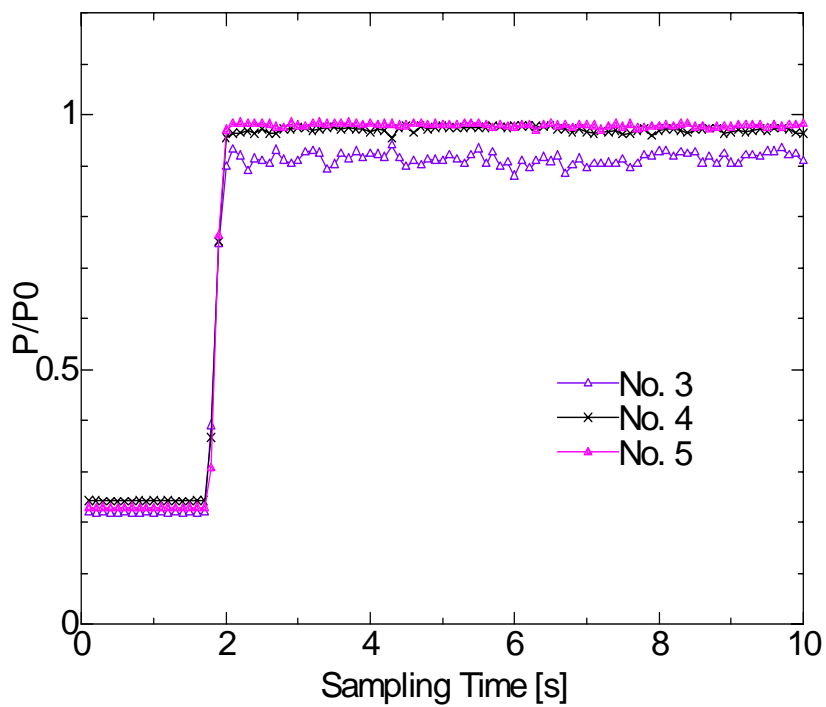


(b)

図 4-14 よどみ点圧履歴 Type-A , $z = 1.5$ mm

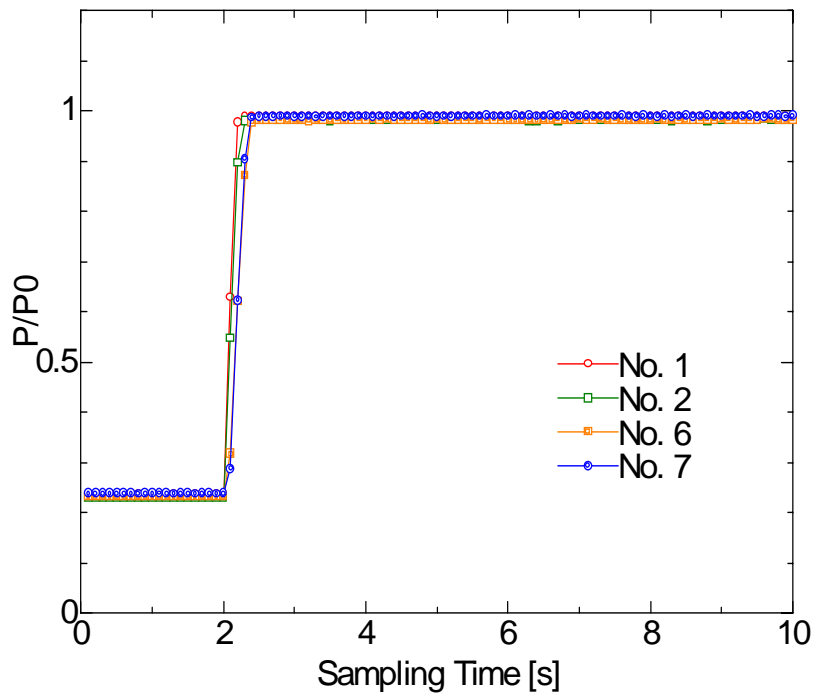


(a)

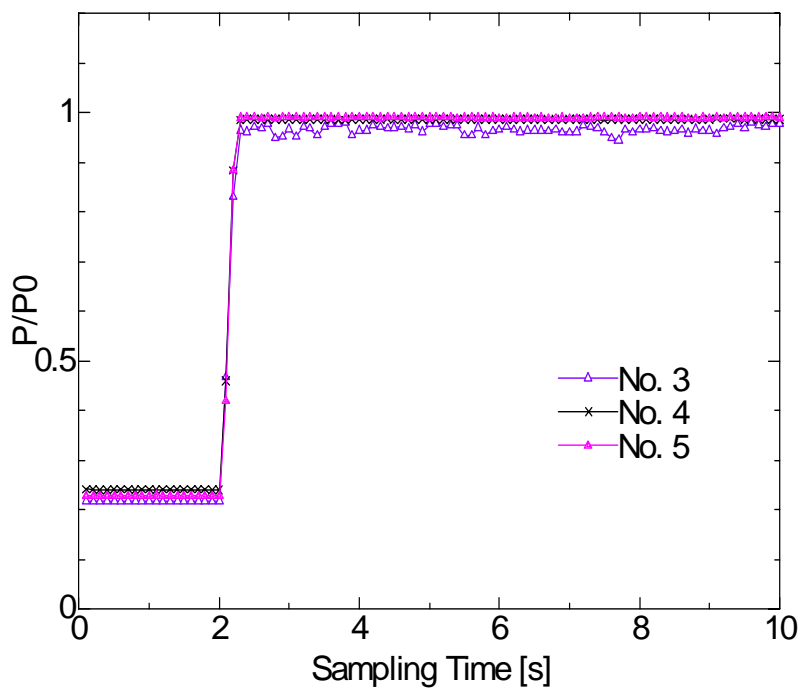


(b)

図 4-15 よどみ点圧履歴 Type-A , $z = 2.0$ mm

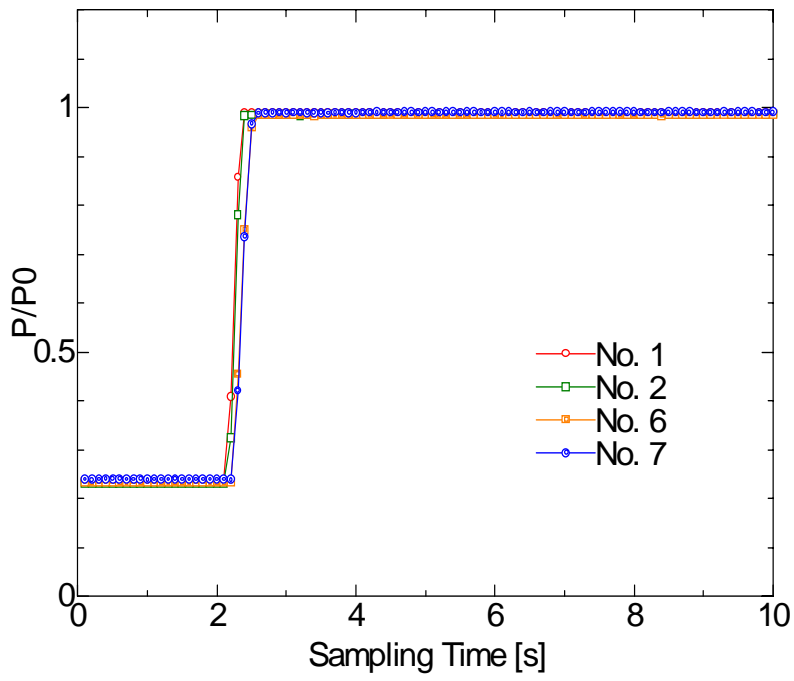


(a)

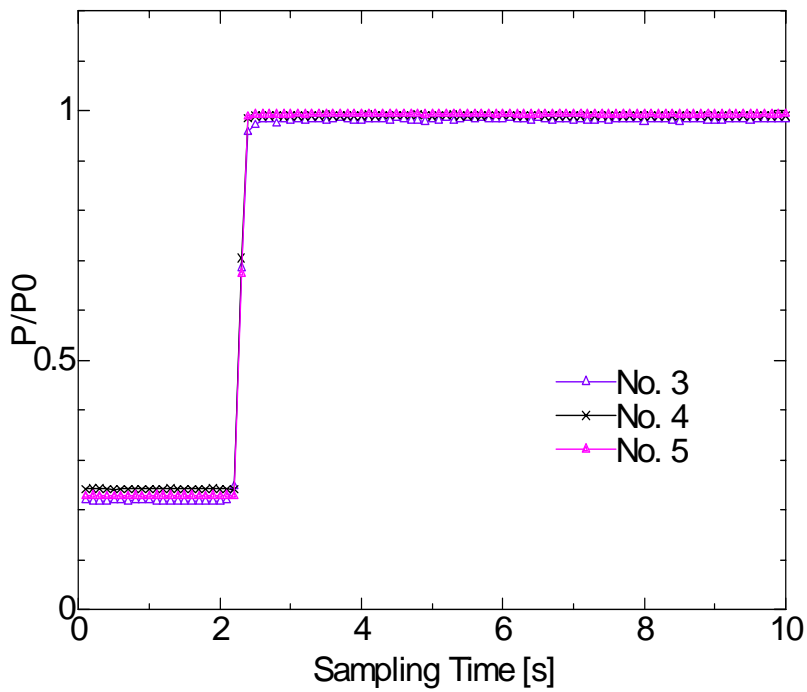


(b)

図 4-16 よどみ点圧履歴 Type-A , $z = 2.5$ mm

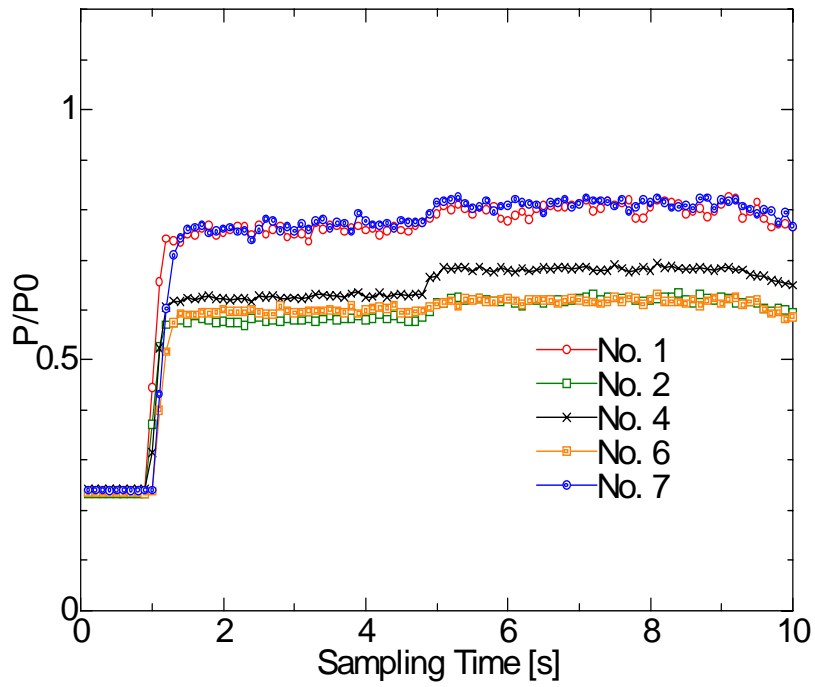


(a)

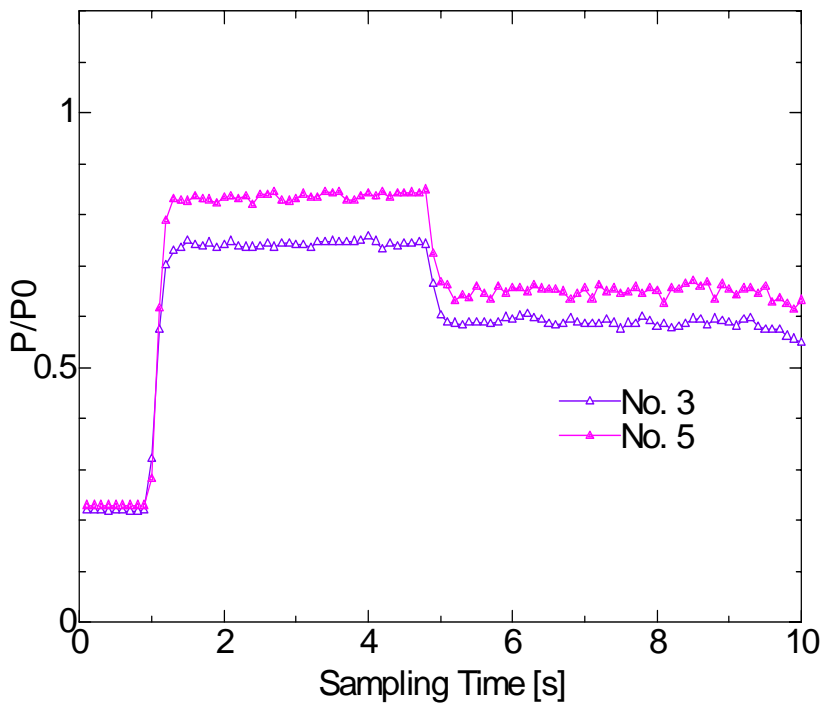


(b)

図 4-17 よどみ点圧履歴 Type-A , $z = 3.0$ mm

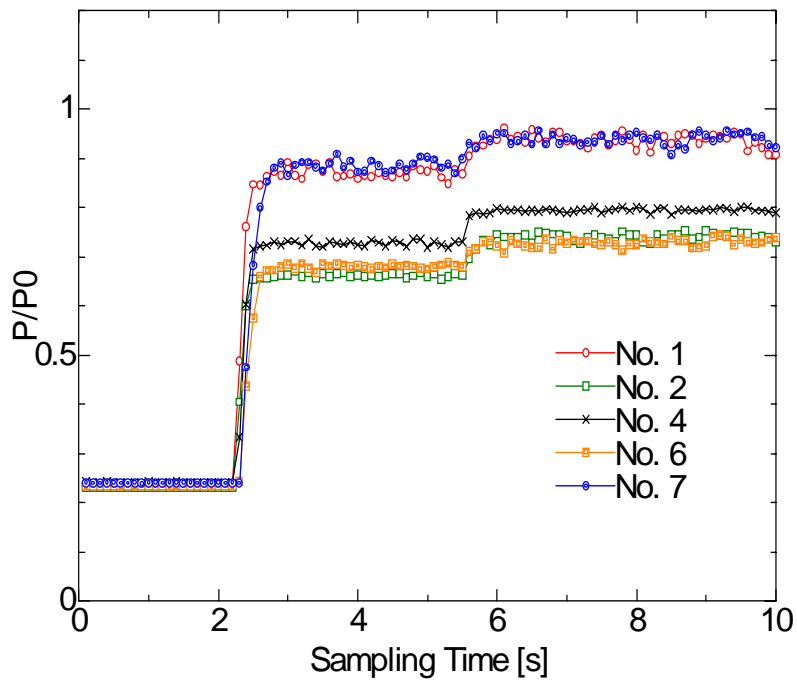


(a)

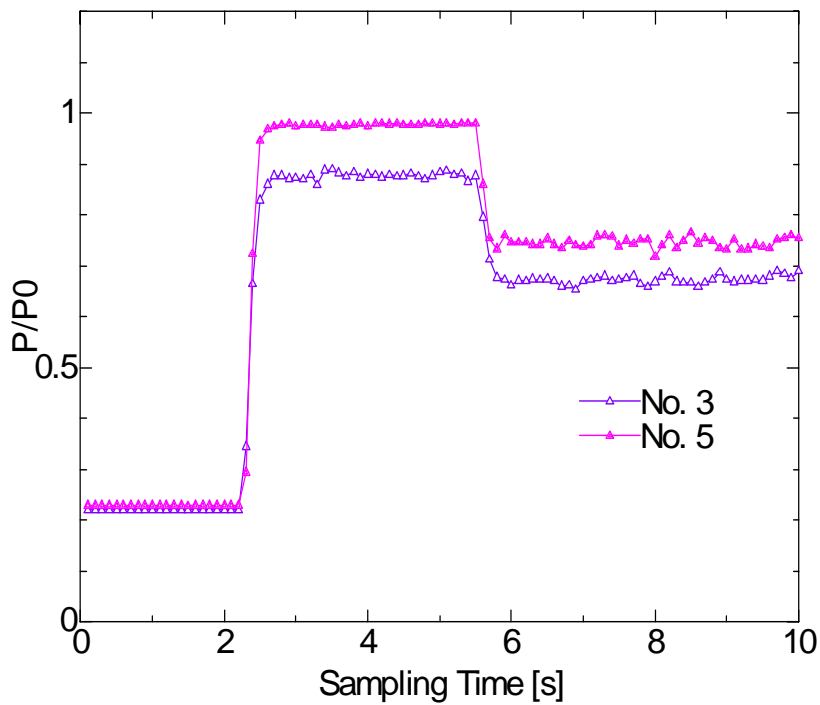


(b)

図 4-18 よどみ点圧履歴 Type-B , $z = 0.5$ mm

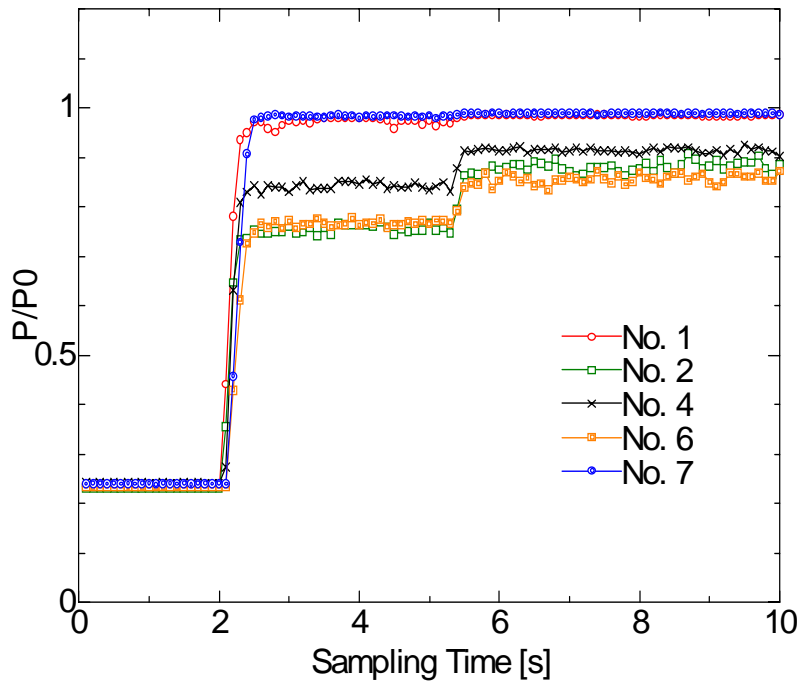


(a)

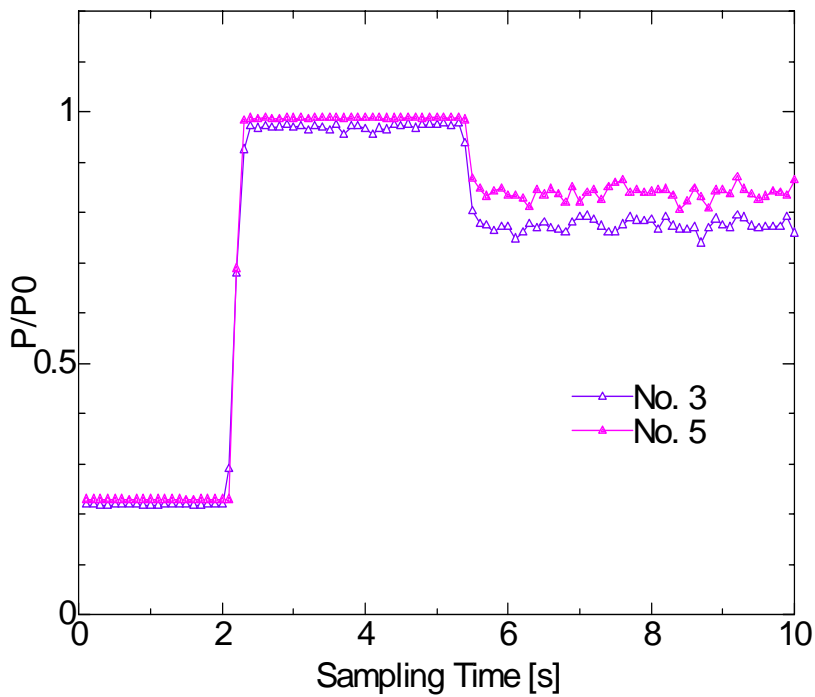


(b)

図 4-19 よどみ点圧履歴 Type-B , $z = 1.0$ mm

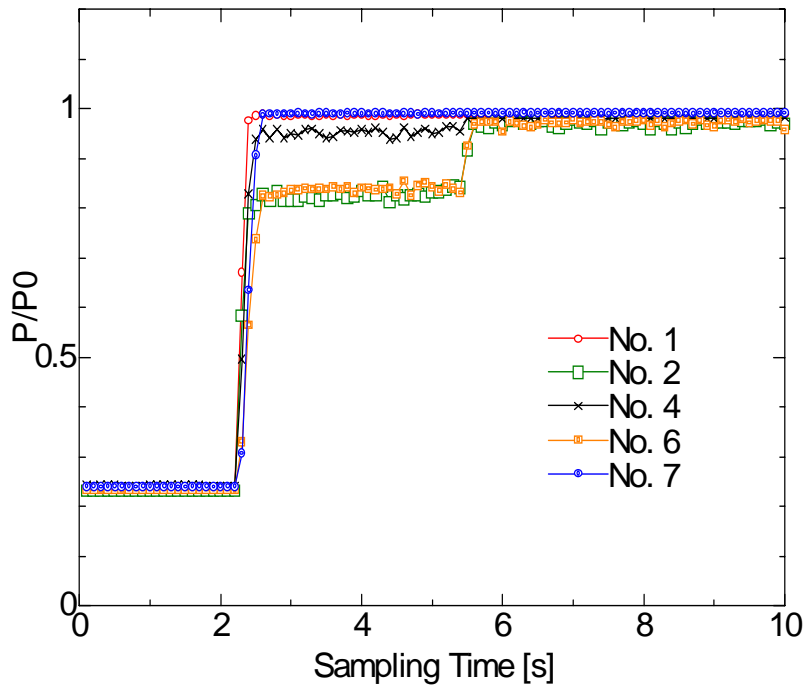


(a)

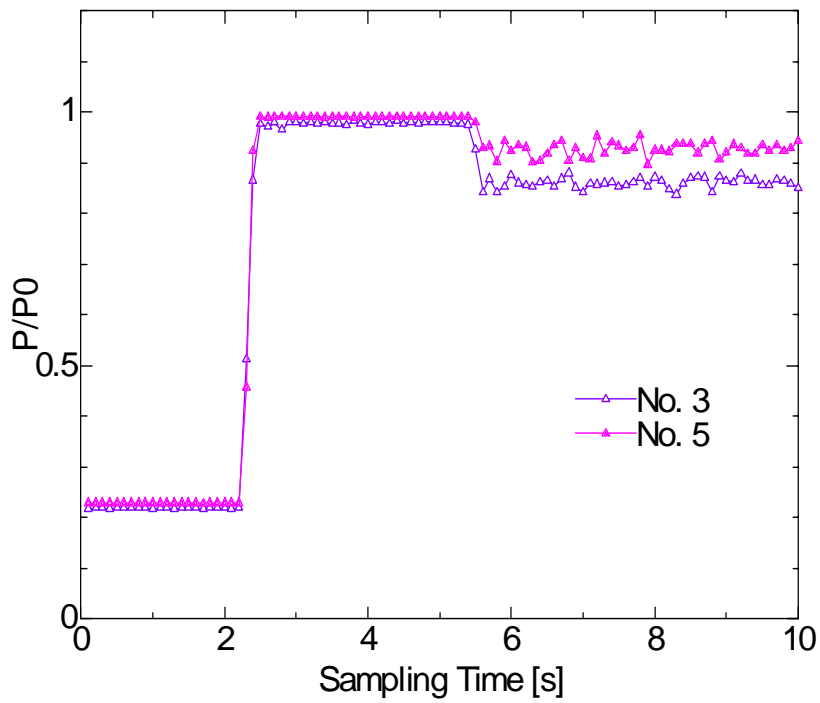


(b)

図 4-20 よどみ点圧履歴 Type-B , $z = 1.5 \text{ mm}$

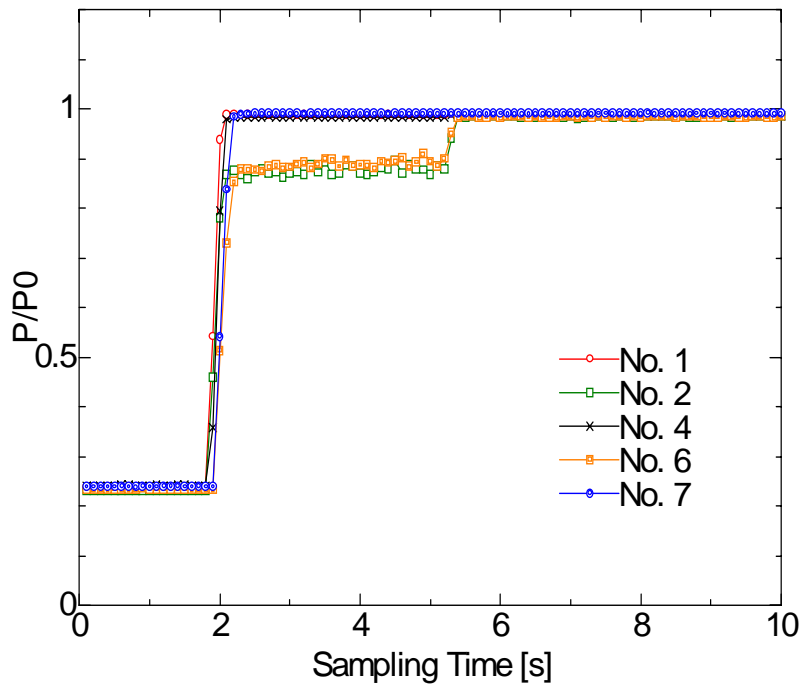


(a)

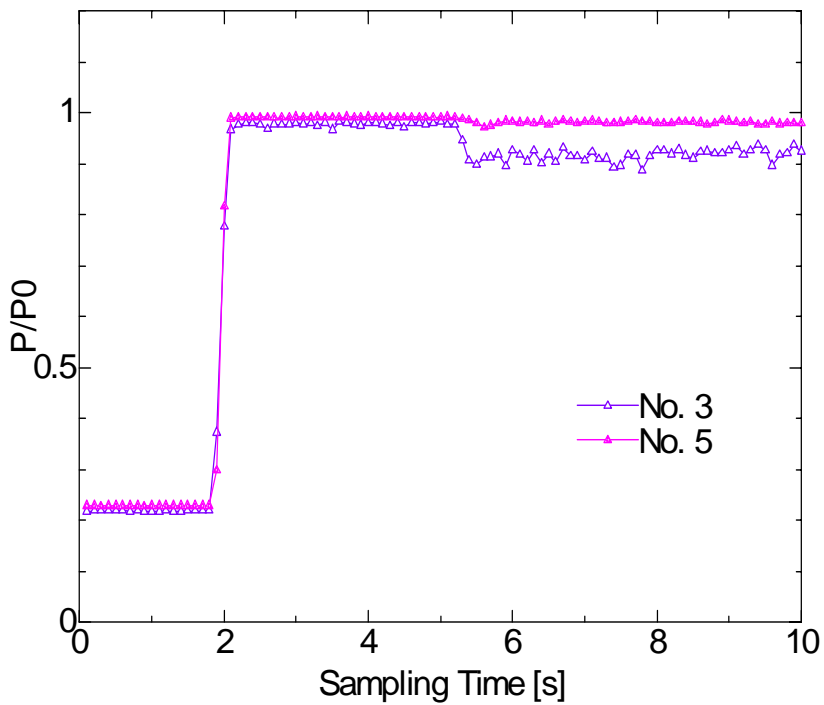


(b)

図 4-21 よどみ点圧履歴 Type-B , $z = 2.0$ mm

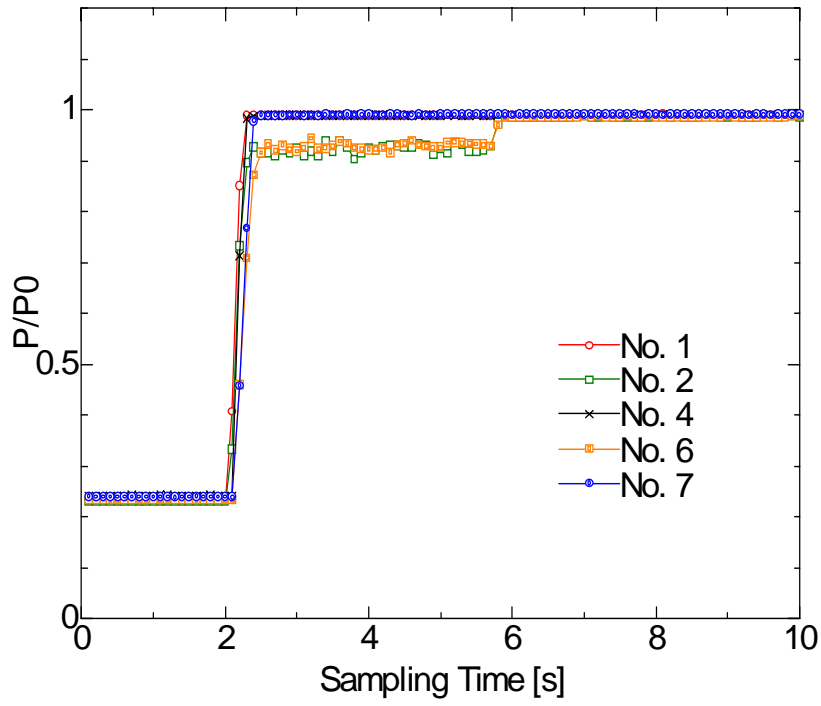


(a)

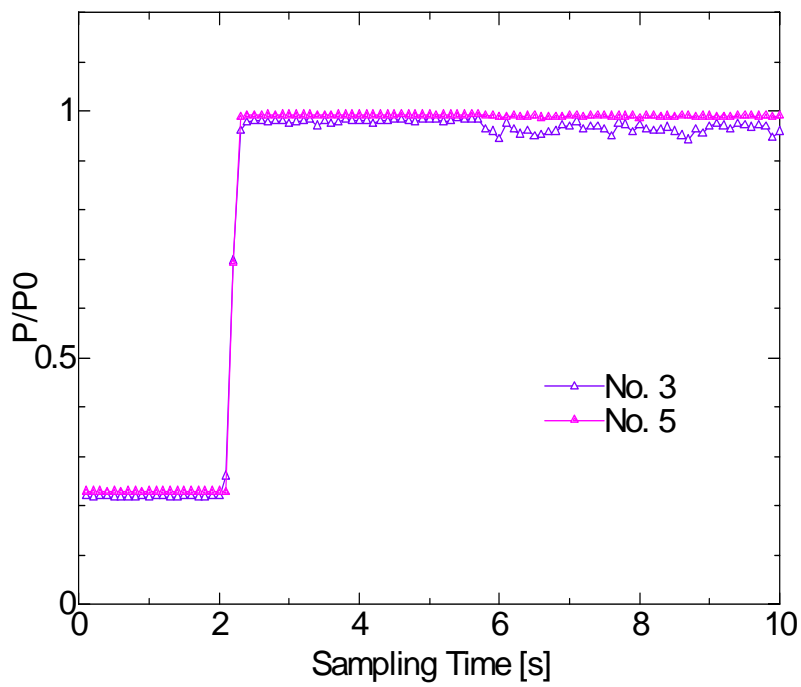


(b)

図 4-22 よどみ点圧履歴 Type-B , $z = 2.5$ mm

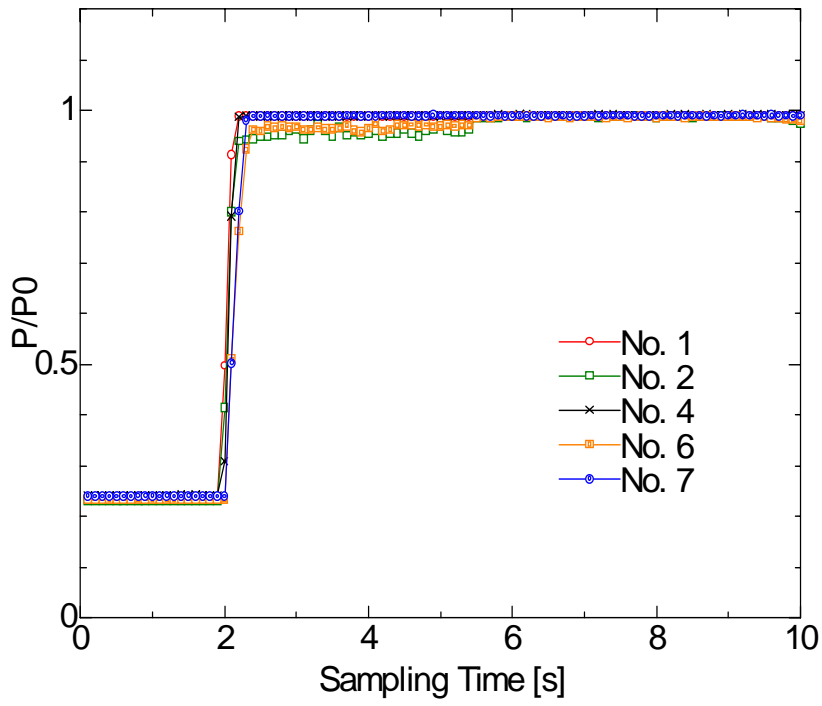


(a)

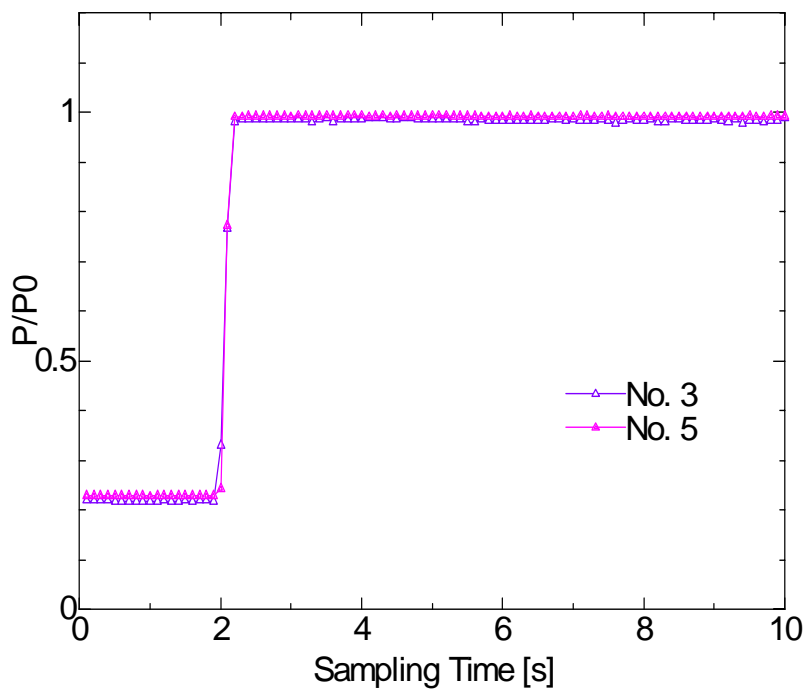


(b)

図 4-23 よどみ点圧履歴 Type-B , $z = 3.0$ mm

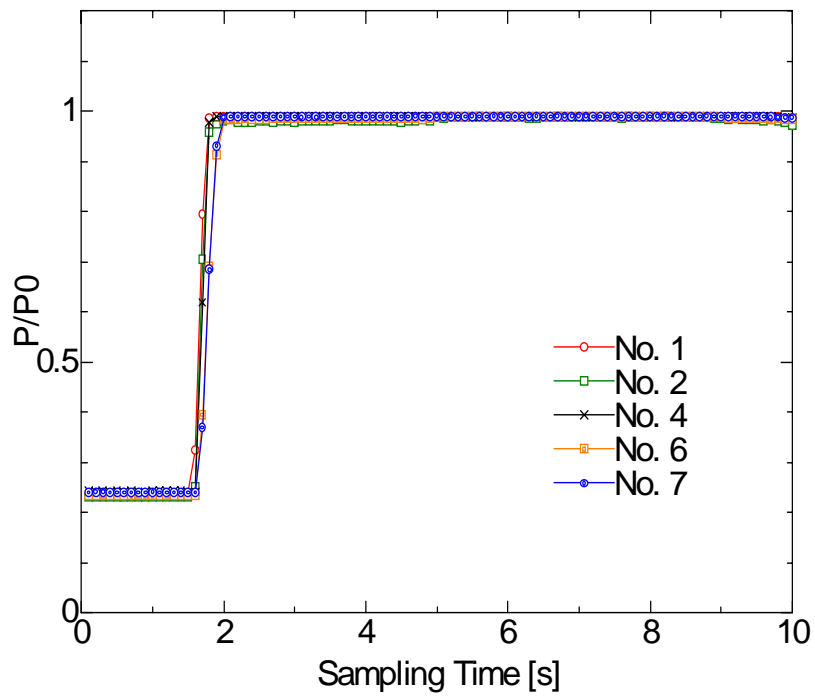


(a)

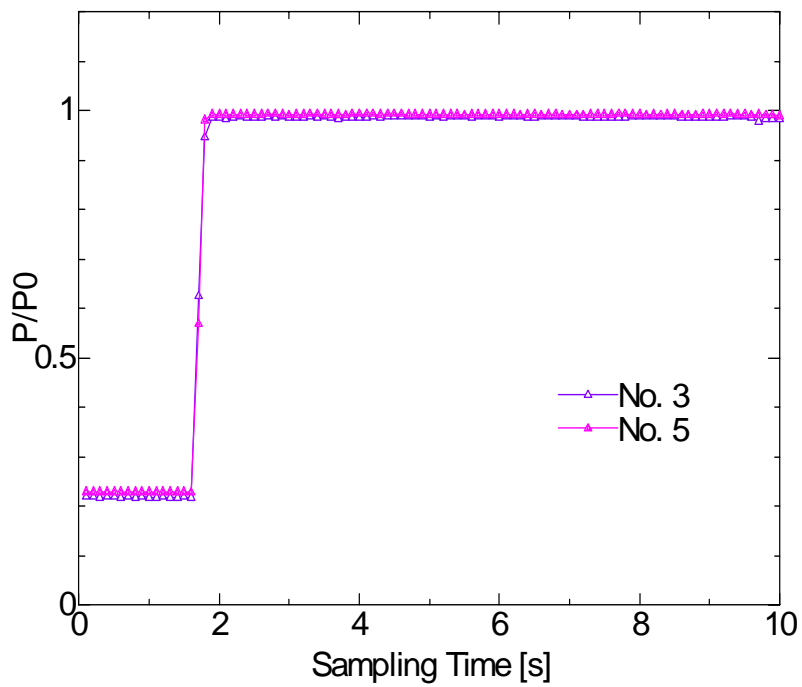


(b)

図 4-24 よどみ点圧履歴 Type-B , $z = 3.5$ mm



(a)



(b)

図 4-25 よどみ点圧履歴 Type-B , $z = 4.0$ mm

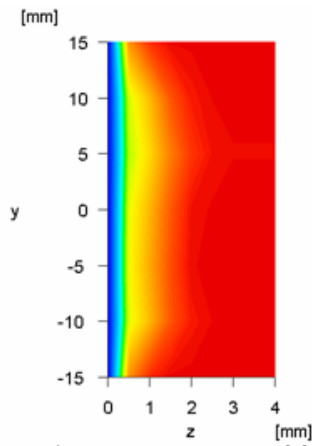


图 4-26 Type-A, 喷射前

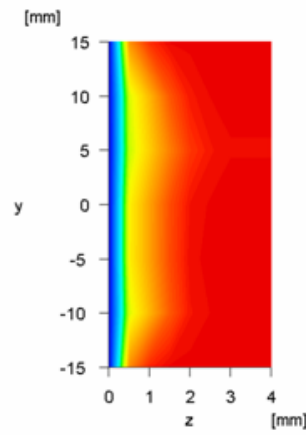


图 4-27 Type-A, 喷射后

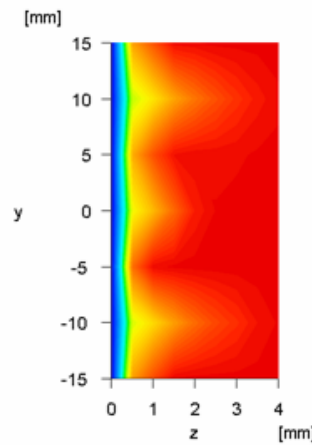
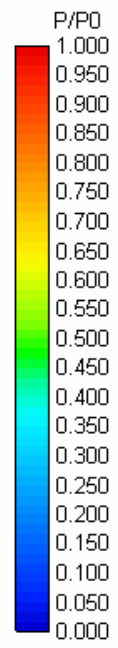


图 4-28 Type-B, 喷射前

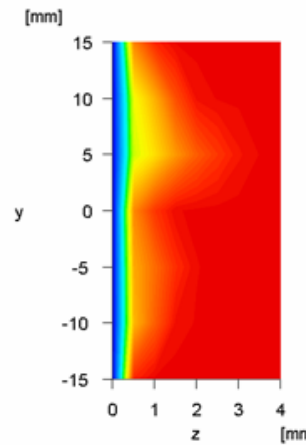


图 4-28 Type-B, 喷射后

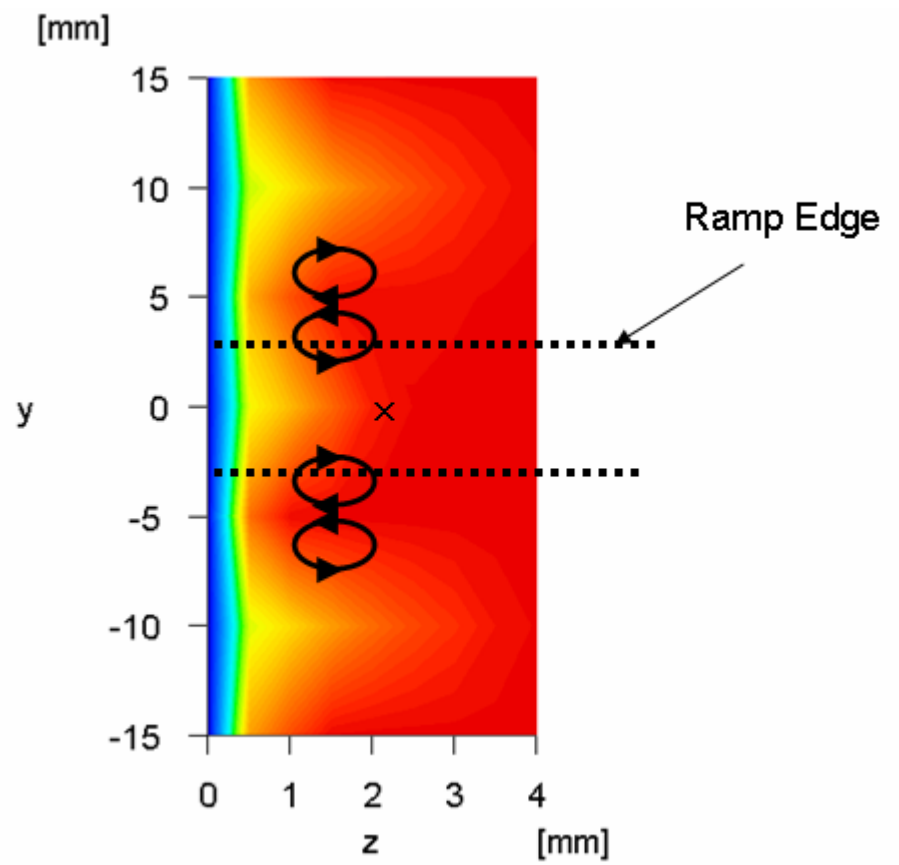


図 4-30 ランプにより誘起される流れ

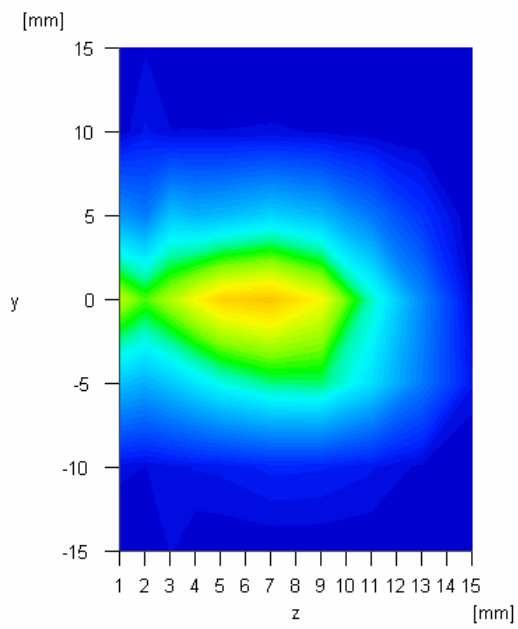


图 4-31 濃度分布 Type-A

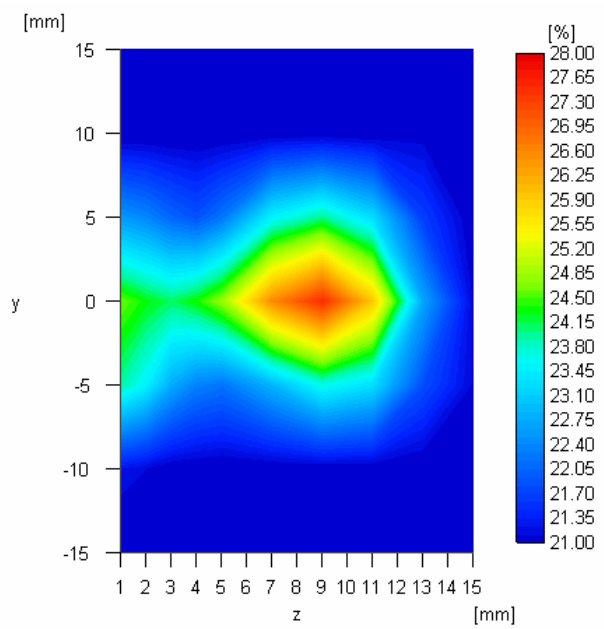


图 4-32 濃度分布 Type-B

第 5 章 結論

本研究では，超音速予混合気流を得るための新たな方法として，二次元超音速ノズルの壁面から燃料を模擬した酸素および窒素を噴射し，性能の評価を行った．その結果，以下の結論が導かれた．

- Type-B のインジェクターを取り付けることで，大規模な乱流境界層が発生する．そのため，燃料を噴射することにより壁面付近の混合が促進される．
- 垂直噴射を行うことにより，噴射孔より下流は比較的規模が小さい乱流境界層になる．そのため境界層内のエネルギーが小さい流れと，エネルギーが大きい主流との混合が促進される．
- 垂直噴射を行うことによる境界層厚さの変化や，主流全体への影響はほとんど見られない．
- Type-B を使用することで，ランプからは縦渦が発生する．その縦渦の影響により，境界層内に境界層外側の流れが流れ込み，境界層内の流れは主流中に巻き上げられる．しかし，窒素を噴射することで縦渦の影響は抑制される．
- Type-A を使用することによる酸素濃度分布は，24 % 以上の領域は z 方向には 12 mm， y 方向には 10 mm の幅で分布しており，比較的均一な濃度

分布となっている。

- Type-B を使用することによる酸素分布は、濃度 24 % 以上となる領域は Type-A を使用したときと同様に z 方向に 12 mm ほどまで到達していた。しかしながら、周囲への拡散はほとんど進んでおらず、また濃度勾配が大きく均一な濃度分布が得られなかった。そのため、ランプを使用した斜め噴射方式はあまり有効ではない。

以上のことから、ノズル内において燃料を垂直噴射することにより、主流の流れにほとんど影響を与えることなく、広い範囲である程度均一な予混合気を生成することが可能であると思われる。

参考文献

第 1 章

- [1-1] 辻 廣 :超音速燃焼 ,日本機械学会誌 ,Vol. 70 ,No. 583 ,1996 ,pp. 1205-1214 ,
1996.
- [1-2] 新岡 崇 :連載講座 超音速燃焼 .背景と基礎 ,燃焼研究 ,第 104 号 ,
1996 , pp. 19-28.
- [1-3] S. A. Ashford, G. Emanuel : Oblique Detonation Wave Engine Performance
Prediction, Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 2, March-April 1996,
pp. 322-327.
- [1-4] 中村 ,鈴木 :ジェットエンジン ,2004 ,森北出版 .
- [1-5] 竹野 ,宇野 ,小谷 :静止デトネーションの研究 ,東京大学宇宙航空研究報
告 ,第 13 巻第 1 号 (C) ,1997 , pp. 461- 485.
- [1-6] J. Rutkowski, J. A. Nicholls, *Proceedings of Gas Dynamics Symposium on
Aerothermochemistry*, 1956, 243, Northwestern University, Evanston.

第 2 章

- [2-1] 荒木 幹也 :超音速せん断層の二次不安定性励起による混合促進 ,博士論
文 ,2001.

第 3 章

- [3-1] A. Yoshida : Supersonic Combustion of Hydrogen in a Vitiated Airstream Using Transverse Injection”, 博士論文, 1977.
- [3-2] Harrop, R., Bright, P. I. F., Salmon, J. and Caiger, M. T. : The Design and Testing of Supersonic Nozzle, A. R. C., R & M, No. 2712, 1950.
- [3-3] Sauer, R. : General Characteristics of the Flow through Nozzles at Near Critical Speeds, NACA TM-1147, 1947.
- [3-4] Shapiro, A. H. : *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, Vol. , The Ronald Press, New York, 1954, pp. 830-836.

あとがき・謝辞

修士論文の審査も終了し、ようやく安息の(?) 日々が戻ってきた。忙しい日々から突然解放されると、なんとも落ち着かないものである。

さて、本研究は柏風洞の第一号の研究であった。あのような大規模な装置を修士の研究で使える学生など、日本にはほとんどいないであろう。しかも、風洞の立ち上げから関わるという経験をできたことには私にとって至上の喜びであった。しかし、最初の利用者として恥ずかしくない研究であったかどうかは少し疑問が残る。それはこのあとがきを読んでいる読者に判断して頂きたい。

本研究の位置づけは、Shock-Induced Combustion の研究を行うための装置の一例について提案したものである。このテーマを選択した理由は色々であるが、大きくは二つある。一つは、河野研には既に超音速(拡散)燃焼の研究チームが2チームあり、これ以上同じような研究をやっても仕方ないのではないかと考えていたからである。そしてもう一つの理由は、勉強のため読んでいた超音速燃焼についての文献の中に、Shock-Induced Combustion をエンジンとして利用することは「むずかしいように思われる」とはっきり書かれているのを読んだことである。私個人、実現困難と言われているものは、いつかは必ず実現するものだと思っている(ドラえもんは無理)。ならばこの柏風洞で実現させてやろうではないか、そのように考えた。しかし、そのような大それたことを2年間で出来るはずもない。無論、博士進学はなんとしても避けたい。そこで、はじめに Shock-Induced Combustion の研究環境を整えてしまえば、後はその流れで研究が進んでいくだろうと思っていたのだが、完全に環境を整えるまでは到達できなかったことがとても残念である。

謝辞

本論文を完成させるにあたり，研究を全面的に支援し，指導して下さった本学航空宇宙工学専攻教授 河野通方先生，同助教授 津江光洋先生，研究室の予算を食い潰すが如く物品を購入することに，その都度快く承諾し，研究を支援して下さった事務職員 蛇口早哉子さん，そして，朝早くから遠い柏の地での実験に直接協力していただいた技術職員 内海正文さん，奥抜竹雄さん，先端エネルギー工学専攻特任助手 今村宰先生，航空宇宙工学科 4 年 西田俊介君に心より感謝致します．そして，私が河野研究室に入るきっかけを作ってください，学部を卒業した後も研究に関する助言をしてくださった東京電機大学工学部機械工学科教授 吉田亮先生，同講師 小谷良信先生に感謝致します．

何もない状態からノズルや測定系を設計，製作し，実験を行なうまで，非常に困難な道程でした．そしてその道程の途中で，多くの人々の協力がありました．ノズルの設計の際に，当時 D3 の大坂淳さん（現 名古屋大学大学院助手）には適切なアドバイスをして頂きました．大坂さんのアドバイスがなければ，さらに多くの問題を抱えることになっていたことと思います．ノズルの製作を依頼したネッケンの大塚正さんは非常に短い期間で素晴らしいノズルに仕上げてくださいました．正直，風洞の通風試験があと 1 週間と迫ったときに「いや～失敗しちゃいました」と言われたときは頭の中が真っ白になりましたが，弘法も筆の誤り，神の技術力を持つ大塚さんでも失敗はあるということでしょうか．測定系の構築にあたっては，次々と構成が変更になりました．そのため，東京バルブフィッティングの平島尚子さんには何度も電話で対応をして頂きました．非常にキョートな声の持ち主である平島さんの素顔が今最も気になるところです．インジェクターやピトー管固定用治具の製作では，マテリアル工学科，計数工学科の技術職員の方々にも大変御世話になりました．他専攻の学生の依頼であるにも関わらず，快く引き受けてくださったことに深く感謝します．また，

実験に必要な物資を快く提供してくれた本郷スクラムチームの各々に感謝します。そして、聡明なる頭脳と豊富な知識で研究をサポートしてくれた 4 年生の西田俊介君には感謝の言葉とともに、私の安易な計画で口クな研究成果を提供できなかったことをお詫びします。来年、すばらしい研究成果が出ていることを期待しています。

河野研で過ごした三年間で、多くの素敵な先輩たち、同期たち、後輩たちと会うことが出来ました。河野研に入った最初の年に、私に超音速燃焼の基本を教えてくださいました、現ブーズアレンハミルトンの「できる男」瓜生田義孝さん、そして現三菱重工の小丸達矢さん。お二人とともに実験できたことは私にとって本当に幸運なことでした。同期のスクラム混合チームの梅原美友君と、燃焼チームの風見秀樹君とは、よく研究内容の意見交換をし、時にはよきアドバイスをしてくれました。同じ先端エネルギー工学専攻の橋詰芳弘君とは、ともに~~再倒くさい~~先端エネルギー工学輪講の準備や発表に苦しみました。中村明彦君や柿木宗篤君とも 3 年間よい時間を過ごせたと思います。

プライベートでも、友人の橘春帆さん、山本恭子さん、佐原亨さん、長谷川誠さん、渡辺智子さんらの存在が、殺伐とした研究生生活の中で心の支えとなりました。

感謝の言葉を挙げていくと、もう際限がなくなってしまうので、この辺りでそろそろ終えたいと思います。

最後に、学部時代ともに学び、修士 1 年の春に急逝した故 稲浦弘康君の冥福を祈ります。