

直噴エンジン用燃料噴射ノズル内流れ
と噴霧形成メカニズムに関する研究

2004年1月

久保 賢明

【目次】

第 1 章	序論	1
1-1	研究の背景	2
1-2	従来の研究	4
1-2-1	直噴ガソリンエンジン用の燃料噴射弁 および噴霧に関する従来の研究	4
1-2-2	直噴ディーゼルエンジン用の燃料噴射弁 および噴霧に関する従来の研究	13
1-3	本研究の目的	19
1-4	本研究の進め方と構成	21
第 2 章	本研究にて用いたノズル内流れ流動および 噴霧に関する計測技術と計算技術	24
2-1	緒言	25
2-2	計測技術	25
2-3	数値計算技術	28
2-3-1	基礎方程式	28
2-3-2	乱流モデル	28
2-3-3	VOF モデル	30
2-3-4	キャピテーションモデル	30
2-3-5	噴霧シミュレーション	31
2-4	まとめ	37
第 3 章	直噴ガソリンエンジン用スワールノズルに おける噴霧のしぼみメカニズムの解明と改良への指針	39
3-1	緒言	40
3-2	従来設計法の精度検証と問題点	40
3-2-1	供試スワールノズル	40
3-2-2	従来設計手法（棚沢の式）	45
3-2-3	検証のための実験手法	46

3-2-4 棚沢の理論式の精度検証	51
3-3 3次元粘性解析手法を用いたノズル設計手法 の提案	55
3-3-1 VOFモデルを用いた数値解析手法	55
3-3-2 3次元粘性解析手法の精度検証	56
3-4 スワールノズルの噴霧における実験的解析方法	67
3-4-1 PIVを用いた速度計測方法	67
3-4-2 その他の計測法	71
3-5 スワールノズルの噴霧における数値計算方法	73
3-5-1 ノズル内流れと連成した噴霧シミュレ- ーション手法	73
3-5-2 噴霧シミュレーション技術	74
3-5-3 噴霧シミュレーション技術の精度検証	74
3-6 ノズル出口に傾斜面を持つノズルの噴霧特性 解析とそのメカニズムの把握	79
3-6-1 供試テーパ付きノズル	79
3-6-2 ノズル内流れ場のシミュレーション結果	80
3-6-3 噴霧しばみ現象のメカニズム解明とテーパ 付き噴霧形成メカニズム解析	84
3-7 高燃圧スワールノズルの噴霧特性	102
3-7-1 さらなる微粒化ノズルの方策	102
3-7-2 供試スワールノズル	102
3-7-3 噴霧形状と噴霧粒径	103
3-7-4 大気圧下におけるペネトレーション	108
3-7-5 雰囲気圧力が高い条件におけるペネト レーション	111
3-8 高燃圧テーパ付きノズルの噴霧特性	116
3-8-1 供試ノズル	116
3-8-2 噴霧全体の可視化結果	116
3-9 まとめ	121

第 4 章	直噴ディーゼルエンジン用マルチホール ノズルにおける噴孔間の噴霧ばらつき メカニズムの解明と改良への指針	123
4-1	緒言	124
4-2	20 倍の拡大モデルを用いたノズル内内部 流れの解析と噴霧ばらつきメカニズムの解明	124
4-2-1	実験手法	125
4-2-2	供試ノズル	130
4-2-3	計測結果および考察	130
4-2-4	LDV 測定結果と考察	134
	(1)測定位置と測定成分	134
	(2)非偏芯時の流れ	134
	(3)偏芯時の流れ	134
4-2-5	可視化結果と考察	139
4-3	キャピテーションモデルを用いた 3 次元 粘性流れ解析技術とこれを用いた噴霧 ばらつきメカニズムの解明	148
4-3-1	計算手法	148
4-3-2	噴霧シミュレーション	150
4-3-3	実験手法	151
4-3-4	キャピテーションモデルの影響	151
4-3-5	キャピテーション発生状況の拡大モデル との比較	156
4-3-6	キャピテーションモデルを用いた数値 解析結果	159
4-3-7	噴霧計算結果	161
4-4	中間リフト量においても噴霧ばらつきが生じる メカニズム	165
4-5	針弁に働く力から見た噴霧ばらつきメカニズム	173

の仮説	
4-5-1 針弁に働く力の算出	173
4-5-2 針弁に働く力から推定される針弁偏芯の 増幅のメカニズム	174
4-6 噴霧ばらつきの少ないノズル形状の検討と提案	177
4-6-1 噴霧ばらつき低減の検討	177
4-6-2 偏芯量と噴霧ばらつきの関係	177
4-6-3 溝付きサックレスノズルの効果	183
4-7 まとめ	196
第5章 結論	198
参考文献	204
謝辞	211

第 1 章

序論

1-1 研究の背景

20世紀までに人類はエネルギーを使った快適な生活を手に入れるようになったが、エネルギーを使うことは、温室効果ガスであるCO₂の排出を余儀なくされ、21世紀には地球温暖化による深刻な危機に直面することとなった。1997年12月に京都で開催されたいわゆるCOP3⁽¹⁾において京都議定書が採択され、同議定書に批准している日本は2012年までに温室効果ガスの排出量を1990年比で6%削減する義務をおっている。現在、自動車からのCO₂の排出量は全体の20%を占めている。こうしたことから自動車におけるCO₂削減、すなわち燃費の向上は自動車会社にとってきわめて重要な課題であるといえる。こうした動きは、日本だけではなく欧州においても重視されており、2008年までに自動車におけるCO₂の排出量を140g/km以下にするといった自主規制も決定されており、また、北米ではCAFE(Corporate Average Fuel Economy: 企業平均燃費)規制の強化が予定されている。すなわち、自動車における燃費の向上は化石燃料の枯渇という問題もさることながら環境への影響が非常に大きいので自動車業界にとって急務の課題である。一方、自動車における排気ガスに関して言えば、人体に大きな悪影響をもたらす炭化水素(HC: Hydrocarbon)、酸性雨や光化学オキシダントの原因とされる窒素酸化物(NO_x)、特にディーゼルエンジンにおいては東京都における規制を強化する動きに代表されるように「すす」、更にミクロに見れば人間の肺や気管中に沈着して呼吸器に影響を及ぼすとされるPM(Particulate Matter)の低減が強く求められるようになってきた。日本では、ガソリン車に対して2005年頃予定されるガソリン新長期規制、ディーゼル車については新短気規制など規制が更に強化されようとしている。米国では2001年10月にカリフォルニア州ZEV(Zero Emission Vehicle)のファイナルルールが発行された。また欧州ではEURO5といった規制が予定されている。このように、主要な先進国においては規制を通して燃費と排気の両面から厳しい規制を通して一層の低減努力が求められている。こうした背景から、

自動車における燃費と排気の両立が非常に重要な課題でありこれに向けた努力が盛んに行われている。また、究極の排気性能を狙った燃料電池自動車や、モータとエンジンを組み合わせたハイブリッド技術も盛んに行われているが、燃料電池に関してはコストの問題など多くの点で実用化にはまだ時間がかかるとの見方が大半を占めており、ここ10年の間の主要な動力源になるとは考えられていない。また、ハイブリッドに関しては、加減速の多い日本の都市部には燃費効果が大きいですが、欧米においてはその効果がそれほど大きくないといわれており、いずれにしても内燃機関自身における燃費および排気性能の向上が地球の環境保護を担っているといっても過言ではない。

次に、この背景に対して技術的な克服を行うべく世界的に行われている取組みを紹介する。まず、ガソリンエンジンについて説明する。ガソリンエンジンの燃費を向上させるために、近年直噴ガソリンエンジンがさかんに開発され、市場に投入されている⁽²⁾。この「燃料の筒内への直接噴射化」は2つの点で燃費効果がある。1つは混合気の成層化によりリーンバーン燃焼が可能であるということ、もう1つは吸気冷却によるノッキング改善と体積効率向上による出力向上である。成層燃焼を用いた直噴ガソリンエンジンには1996年に三菱自動車が始めて世に送り出し⁽³⁾、その後国内では同年のトヨタ自動車に続いて1997年には日産自動車⁽⁴⁾から発売されている。また、欧州でも盛んに行われており、1999年のRenaultを皮切りに2000年にはVW(Volks Wagen)、2001年にはPSA(Peugeot Societe Anonyme)といった具合に多くの会社から世に送り出している。このように急速に直噴ガソリンエンジンが量産されるにいたった背景の1つに燃料噴射弁に関する技術的な進歩が挙げられる。今後、さらなる燃費・排気性能の向上のためには筒内の混合気分布すなわち噴射弁から形成される噴霧を最適に設計することがきわめて重要な課題である。

次に、ディーゼルエンジンについて説明する。ディーゼルエンジン

は熱効率の高さから一般的に燃費はガソリンエンジンよりも良い。その反面，リーンで燃焼させるため均質予混合ガソリンエンジンの三元触媒が使用できず，NO_xやPMが排出され，このため日本ではディーゼルエンジンは好まれない傾向であり，乗用車においては新車登録台数で1%弱である。しかしながら，欧州の主要国ではディーゼル比率が年々増加し，20%強と高い比率である⁽⁵⁾。こうした背景のもと，燃費と排気を両立するポテンシャルがあるという意味でディーゼルエンジンにおける排気浄化技術は自動車会社において急務の課題となっている。こうした中，これらの課題を解決するため直噴ディーゼルエンジンが開発され現在多くの自動車用ディーゼルエンジンは直噴ディーゼルエンジンを採用している。この直噴化によって10~15%燃費が向上する。しかしながら，直噴ガソリンエンジンの場合と同じように筒内に直接燃料を噴射するためその噴霧が排気性能に与える影響は極めて大きく，非常に重要な課題となっている。最近では，より排気性能を向上させるため噴射圧力は200MPaを超える値になってきており，噴射弁の技術向上がきわめて重要となっていることがわかる。また，燃料噴射圧力だけでなくマルチホール噴射弁における噴孔間の噴霧のばらつきも排気性能に影響を与えることが報告されており，こうした噴霧ばらつきの低減もきわめて大きな課題となっている。

以上の背景から，ガソリンエンジン，ディーゼルエンジンともに環境に対するさまざまな規制を踏まえて，今後とも直噴エンジンに関する技術が重要であり，とりわけ噴霧を燃焼コンセプトにあわせて最適に設計する技術が重要である。

1-2 従来の研究

1-2-1 直噴ガソリンエンジン用の燃料噴射弁および噴霧に関する従来の研究

直噴ガソリンエンジンの歴史はまだ浅く，世界標準として確立した燃焼コンセプトがあるわけではなく，現在いくつかのコンセプト

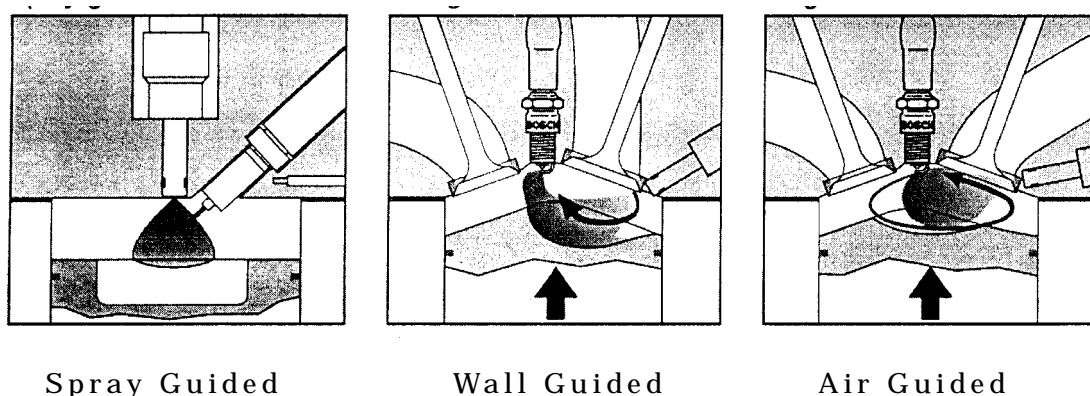


図 1-2-1 直噴ガソリンエンジンのコンセプト⁽⁶⁾

が提案されている．大きく分けて，3 つ存在している⁽⁶⁾．1 つは噴射弁から噴射された噴霧をピストン冠面に設けられたくぼみ（キャビティ）に衝突させ，その間に燃料の気化を促進させるとともに，混合気を点火プラグ近傍に集めて成層化するコンセプトで Wall Guided コンセプトといわれている．2 つめは，燃焼室に強い縦渦（タンブル流）を起こさせ，この空気流動に噴射した噴霧を乗せて運ぶコンセプトで Air Guided コンセプトといわれている．3 つめは燃焼室の上部に燃料噴射弁を配置し，燃焼室の上から下すなわちピストン冠面に向かって燃料を噴射させ成層混合気を形成するコンセプトで Spray Guided コンセプトといわれている．また，この Spray Guided コンセプトの中には一般的に 2 つ存在し，燃焼室上部から噴射した噴霧がピストン冠面に衝突しないで，混合気を形成する方式と，ピストン冠面上に形成したくぼみに一旦衝突させてキャビティ内にて循環させることにより混合気形成を行う方式とがある．後者については壁面に衝突させるため最初の Wall Guided コンセプトとする説もあるが，ここでは Spray Guided コンセプトとして位置付けている．ここで，それぞれのコンセプトに要求される噴霧特性について説明する．当然，すべてのコンセプトに関して要求噴霧特性が明確になっているわけではなく，現在多くの研究者によって研究が進められているがここでは一般的な考えからその特徴を述べる．まずどのコンセプトにも共通していえることは，噴霧液滴が点

火時期において十分気化していることである。点火時期においてなお液滴のまま存在すると多くの場合、火炎はいわゆる輝炎の状態になりすすやPMの発生を引き起こしてしまう。また、それは空間だけでなく壁面すなわち燃焼室の壁面において液体が存在すると、同様にすすやPMを発生してしまう。すすの多くは壁面に付着した液体から発生しているといった報告もある⁽⁷⁾。また、NO_xは燃焼温度に大きく依存し、燃焼温度が高くなると多く発生することから排気還流(EGR: Exhaust Gas Recirculation)装置を用いている例が多い⁽⁸⁾。このEGRは、排気の一部を吸気系に戻すもので、燃焼室に不活性ガス(主にCO₂)を導入することにより、燃焼室内ガスの熱容量を増加させ燃焼ガスの最高温度を低下させることによりNO_xの発生を抑える働きがある。この装置を用いることによりNO_xを低減させるわけであるが、一方では燃焼の安定性を低下させる特徴があるため燃焼がサイクルごとに安定して行われなくてはならないことからEGRの量を増やせばNO_xの問題を解決できるといった単純なものではない。これに対して排気中の炭化水素(HC: Hydrocarbon)の発生に関しては、多くの要因があるが、主として燃焼室内において成層化が十分に行われないうえに可燃空燃比の混合気塊内に点火され伝播した火炎がエンドガスにHCを残した状態で伝播の途中で消炎(Quenching)を起こし、その後取り残された未燃の燃料が未燃HCとして排出されると一般にいわれている。こうした視点から見ると、Wall Guidedコンセプトでは、壁面に衝突してもなおプラグ近傍にまで混合気を運ぶ強い貫徹力が必要であるとともに、プラグ周りにおいて空燃比の比較的一定な混合気塊を確実に形成する必要がある。こうした要求から現在大きく2種類の燃料噴射弁が用いられている。1つはスワールノズルでありもう1つはスリットノズルである。後者はトヨタ自動車から発売されている直噴ガソリンエンジンに用いられている⁽⁹⁾。スリットノズルは一種のホールノズルであり強い貫徹力がありピストンとの関係を最適にすることにより、確実にプラグ周りに混合気塊を形成することに成功している。また、

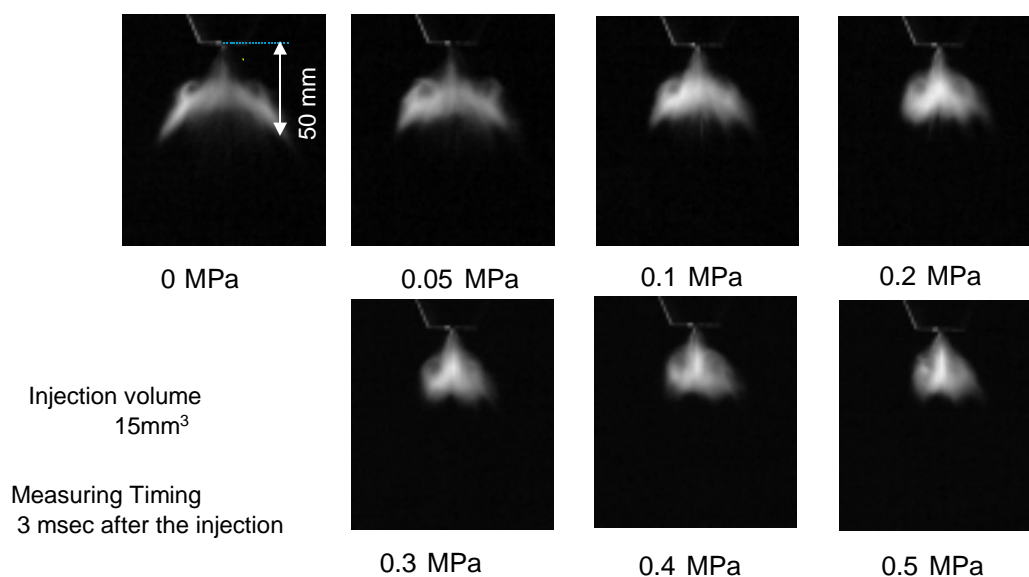


図 2-1-2 雰囲気気圧と噴霧形状の関係⁽¹¹⁾

もう一方のスワールノズルは他のほとんどの自動車メーカーから発売されている車両に搭載されている直噴エンジンに使われており、スワールノズルの比較的低い燃料噴射圧力によって微粒化させることができる特性を活用し、また、燃焼室の空気流動を使って適切に混合気をプラグ周りに形成している。燃焼室には通常キャビティと呼ばれるくぼみがあり、ここに燃料を吹き付け上昇するピストンとともに横渦（スワール渦）を起こさせることにより混合気の拡散を抑える働きをし、前述の混合気の界面を明確にする工夫がなされている。以上の Wall Guided コンセプトが現在市販されているものの大半であるが、2つ目のコンセプトである Air Guided コンセプトに関しても、現在市販されるにいたっている⁽¹⁰⁾。このコンセプトのエンジンにおいてもスワールノズルが用いられている。このコンセプトは、筒内に大きな縦渦（タンブル渦）を発生させ噴射弁から噴射された燃料が壁面に付着することなく空気流動によってプラグ近傍に形成されるという方式で、前述における壁面への燃料の付着が基本的にないのです。PMの排出を抑えられると同時に、壁面へ付着して未燃燃料となるHCの排出を抑えることができるといった特徴

がある。しかし、一方で円筒型のシリンダにおいてタンブル流を起こさせこれを圧縮行程中において維持させることは難しく、燃焼の安定性が低下してしまうため、EGR ガスを多く導入できずに NO_x を十分に低減できない可能性もあるといわれている。このコンセプトにおいても噴霧による混合気形成がきわめて重要であり、この噴霧には適切なペネトレーションと確実にプラグ方向に向かうことができるロバスト性を持った噴霧が必要である。ここで重要なことは一般的にスワールノズルは周囲雰囲気圧力が上昇する、すなわち圧縮行程中のような場においては、噴霧角が小さくなる方向に変化するといいわゆる「噴霧のしぼみ現象」が確認されており⁽¹¹⁾、このコンセプトのエンジン設計の技術的困難さを増している。

3 番目のコンセプトである Spray Guided コンセプトは燃焼室の直上部から噴射して混合気を形成してから点火する。そのため、燃料の壁面付着に起因する壁面から発生するすすや PM または壁面から発生する未燃 HC は原理的に少ないと考えられる。しかし、噴霧を適切に制御しないとこの効果は現れない。このコンセプトに従うものとして第 1 番目の方法すなわち、噴霧を噴射した後にピストン冠面に衝突させることなくいわば燃焼室内のどの壁にも衝突させることなく混合気塊を形成する方法⁽¹²⁾で、噴射弁には噴射後均質な混合気塊を単時間で作ることが要求されている。そのために噴霧貫徹力 (Penetration) が適切に制御されなくてはならない。この噴霧による混合気塊の形成に時間がかかると噴霧は拡散し、前述のように混合気と空気は十分成層化できない。このことにより、火炎は伝播途中で消炎し未燃の HC を排出してしまう。逆に時間が短い場合、混合気内の均質性が損なわれやすく、すなわち局所的にリッチとリーンの領域が混在し、これによって燃焼室内からのすすや PM の排出が起こってしまう。こうした問題からこの高圧 1 流体をつかった Spray Guided コンセプトはいまだ開発段階の域を脱していない。Spray Guided コンセプトを実現する 2 番目の方法としてキャビティ内にて循環させることにより混合気形成を行う方式に関しては、

現在までに噴射弁に 2 流体を用いる場合が報告されている⁽¹³⁾。ピストン上に形成されたキャビティ内に衝突させて循環流を起こさせるため、噴霧のペネトレーションは長くしておく必要がある。また、一般的に 2 流体噴射弁は音速で噴射する空気によるせん断力を利用して燃料を微粒化することによって非常に微粒化レベルが良いことが報告されている⁽¹³⁾。また、空気によって噴霧粒子を運ぶ構造からピストン冠面における燃料の付着も少ないと考えられている。一方、混合気形成において重要である圧縮行程噴射においては、噴射する空気の圧力が燃焼室の圧力に対して比較的低いことから、圧縮行程において最適な燃焼を起こすために遅角した条件での噴射ができず早期噴射を余儀なくされるため噴射後に混合気が拡散し未燃の HC が排出するだけでなく、噴射時期が遅角できないため点火時期も遅角できず、燃焼効率を高くできないため燃費の悪化を起こす可能性があるといわれている。これゆえ、現在市販されている例はまだない。

以上をまとめると、直噴ガソリンエンジンには大別して 3 つのコンセプトがありそれぞれに対して噴霧の要求特性が違う。しかし、すべてのコンセプトに共通していえることは十分微粒化していること、および混合気形成をコンセプトに応じて適切に制御または設計できることが重要である。現在市販されている多くの直噴ガソリンエンジンは、Air Guided コンセプトを用いる一部の例外を除いて Wall Guided コンセプトに従うもので、このコンセプトに使われている燃料噴射弁としては、第 2 世代のトヨタ自動車の直噴ガソリンエンジンに用いられている扇形の形状を持つスリットノズルを除いては、ほとんどの場合比較的低い燃料噴射圧力にて微粒化が可能であるスワールノズルを用いている。そこで、本研究ではこのスワールノズルを主たる研究の題材とした。

次にこのスワールノズルに関する従来の研究について概説する。スワールノズル自体の歴史は古く、一般的な燃焼器やガスタービンにおいて広く用いられてきた。このため、このスワールノズルに関する研究は従来より多く行われている。また、自動車用として直噴

ガソリンエンジンで用いられるようになり燃焼室内における混合気形成が非常に重要になってきたこともあり，その研究がさらに活発に行われるようになってきた。

まず，設計法に関しては，棚沢らの式⁽¹⁴⁾があり古くからこの式を使った設計が行われてきた。しかし，近年設計精度の向上を目的とし，3次元の粘性流れ解析手法を用いた例も見られるようになった⁽¹⁵⁾。従来の棚沢の式だけでは予測できなくなっている背景には，単純なスワールノズルだけではなく，スワールノズルをベースとして先端が斜めになっているもの⁽¹⁶⁾や，噴孔が軸に対して傾いているもの，また出口に切り欠きを設けて噴霧の形状をコントロールする⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾といった技術が出ていることが挙げられる。ここで，スワールノズルは噴孔にて空洞が発生し，それによって薄い液膜ができそれが広がることにより分裂し微粒化する構造から，出口における液膜厚さが設計上きわめて重要な値である。すなわち，この液膜厚さがその後の微粒化を決定するのである。多くの従来の研究では気液の二相流を数値計算にて扱うことができず，液体のみとして扱ってきたため十分な設計ツールとはいえなかった⁽¹⁹⁾。しかし，最近になっていくつかの気液二相流の計算技術が開発され計算が可能になってきた。2相流の計算手法にはいくつかあるが最も一般的なのがVOF(Volume of Fluid)モデルと呼ばれているモデルで多くの汎用流体解析コードにも組み込まれている。このVOFモデルを使って数値計算を行った例としては森吉ら⁽²⁰⁾や Arcoumanis⁽²¹⁾らがあるが，実際に設計するためのツールとして液膜厚さやその他の設計パラメータを検証した例はまだほとんどない。従って，設計法としては従来の棚沢らの式の精度を確認するとともに，2相流を考慮した3次元の粘性流体解析手法を用いた方法の妥当性を検証する必要がある。

次に，スワールノズルの噴霧解析技術について実験からアプローチした従来の研究を概説する。噴霧全体の形状を把握するためにはストロボを用いた撮影や可視域の波長のパルスレーザをシート状にして照射し，ミー散乱光を撮影する方法が多く行われている⁽²²⁾。ま

た、ガソリンエンジンでは気化過程において噴霧形状が異なることや、最終的な混合気形状が異なるために、気化も含めた噴霧形状を撮影する LIF(Laser Induced Fluorescence)の手法が用いられている例がある。これは、ある特定の原子や分子が適切な波長のレーザー光により励起され、それが基底準位に戻るときに発生する蛍光を検出する手法である⁽²³⁾。気液を分離して可視化する手法としてエキサイプレックス蛍光法(LIEF)も活用されている⁽²⁴⁾。燃料噴射弁の特性として微粒化レベルを判断するために重要な噴霧粒径の測定に関しては、近年では主としてレーザーを用いた計測手法が行われており、フラウンホーファー回折法⁽²⁵⁾と位相ドップラ法(PDA: Phase Doppler Anemometry)がある。前者はレーザー光が粒子にあたった場合に光が背後に回りこむいわゆる回折現象を活用し、粒径に応じて回折の方向が変化することを応用して計測する手法であり、光束中の積分値ではあるが瞬時に粒径が測定できるため広く用いられている。後者の位相ドップラ法は基礎となるレーザードップラ流速計(Laser Doppler Anemometry)に粒径に応じて散乱光の位相がずれることを応用した計測法であり⁽²⁶⁾、LDVの機能を兼ね備えていることから粒径と流速を同時に計測することが可能であるため広く用いられている⁽²⁷⁾。しかし、点計測であるため噴霧全体を計測するには多くの時間を必要とする。面で捕らえた粒子を画像処理して粒径を測定する技術として最近では川口ら⁽²⁸⁾の提案したレーザー干渉画像法(ILIDS: Interferometric Laser Imaging Technique)の方法があるが、高燃料噴射圧力によって噴射された数密度が高い噴霧の場合における計測技術はまだ確立していない。噴霧流速の測定のみに限定すれば、最近ではPIV(Particle Image Velocimetry)を用いた計測が行われるようになってきた⁽²⁹⁾。この計測法は、非常に短い時間間隔の2枚の画像から相互に相関を取り速度を算出する。この技術を活用することにより、噴霧の特性を理解するために重要な噴霧周囲の気体の流速を測定することができ、いくつかの例が見受けられる⁽³⁰⁾。しかしながら、スワールノズルの噴孔近傍の流速はノズル設計

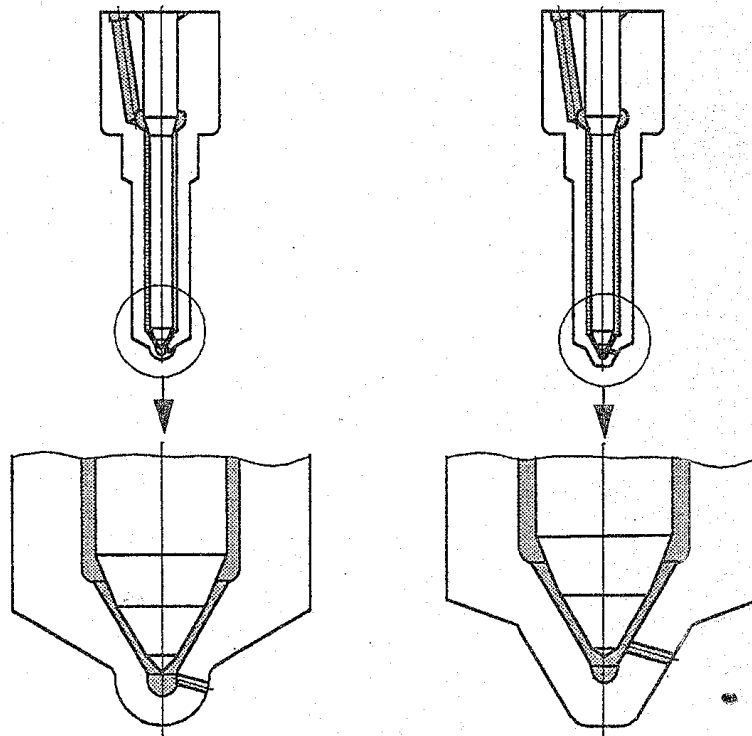
パラメータを知る上できわめて重要であるにもかかわらず、今まで計測された例はない。その理由は、PDAは原理的に空間中に粗に分布した球形の液滴を前提としており、噴孔近傍においては液膜から分裂していないかあるいは分裂した直後であり、球形になっていないことに加えて空間における粒子の数密度が大きすぎるためである。また、PIVの技術を用いてもきわめて高速である噴孔近傍流れ場を計測することはきわめて困難であった。本研究ではスワールノズルの噴孔出口における液膜厚さを間接的にはあるが測定するために、噴孔出口の流速をPIVの計測技術を用いて測定することを試みた。

次に、計算によるアプローチを紹介する。スワールインジェクタから噴射される噴霧を3次元の数値解析技術と組み合わせて解析する場合、上述した液膜から分裂してリガメントと呼ばれる線状のものからさらに粒子になるプロセスの1次分裂モデル、および粒子が周囲気体とのせん断力を受け変形・分裂する2次分裂モデル、さらに粒子間の衝突によって合体を生じる衝突・合体モデルに大別される。まず、1次分裂については、内藤らを⁽³¹⁾始めとして多くの研究者によって行われている。しかし、いずれのモデルにおいても、液膜分裂時の粒径などの検証データを得ることはきわめて難しいため、各モデル単独での精度検証は行われておらず、いずれのモデルがよいかといった結論は今のところ得られていないのが現状である。粒子になってからの計算においては、ほとんどの場合液滴群をパーセルとして代表させ、DDM(Discrete Droplet Model)によってラグランジェ的に解いている。このとき、2次分裂と称する液滴の分裂を起こすが、これについては、液膜の不安定性から導かれたWaveモデル⁽³²⁾や液滴の変形から導かれたTABモデル⁽³³⁾がある。また、ウェーバー数等で分裂判断を行う実験的な経験式も多く使われている⁽³⁴⁾。粒子同士の衝突モデルとしてはO'Rourkeのモデル⁽³⁵⁾が最も一般的である。これは、パーセルが重なり合うときにその衝突確率を算出し衝突時に粒子が合体する、または反射するなど場合分けを行う考え方である。現在は、この考え方をベースとしパーセル半

径という考え方を導入したモデルも提案されている⁽³⁶⁾。一般的なスワールノズルの極めて重要な噴霧特性として、前述したように周囲気体の圧力が高い場合に、周囲気体の圧力が大気圧下の場合に比較して、ホローコーン状には広がらず噴霧角度が先端に行くに従い小さくなるいわゆる「噴霧のしぼみ現象」が起こる。このため、エンジンの圧縮行程に燃料を噴射して成層混合気を形成する直噴ガソリンエンジンにおいては、噴射するクランク角度における燃焼室内の圧力によって噴霧形状が大きく変化し、それゆえ形成される混合気に大きな影響を与えるといった問題があった。このためこの「噴霧のしぼみ現象」を数値計算にて予測できるかが最大の焦点でありこのためにさまざまなモデルを検討されてきた。本研究においても、この点に着目し、適切な分裂モデルを選定し計算を行った。

1-2-2 直噴ディーゼルエンジン用の燃料噴射弁および噴霧に関する従来の研究

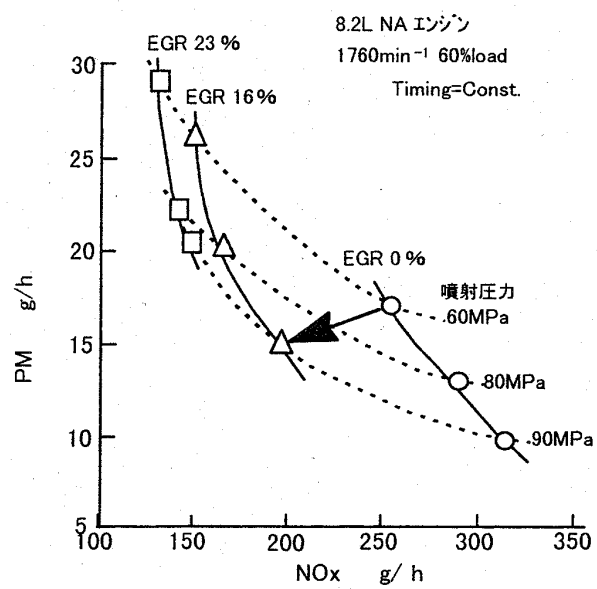
ディーゼルエンジンをガソリンエンジンと比較した場合、まず燃料である軽油はガソリンエンジンに対して気化が遅いことが挙げられる。また着火に関してはガソリンエンジンが火花点火であるのに対して、ディーゼルエンジンでは、自己着火であること、燃焼に関しては、ガソリンエンジンが火炎伝播であるのに対して、直噴ディーゼルエンジンにはいくつかのコンセプトがあり、それによって多少の差はあるものの概ね拡散燃焼が中心であることなどが挙げられる。それゆえ、直噴ディーゼルエンジンの排気性能向上のために噴霧に求められる要求性能に関しては、直噴ガソリンエンジンにおけるものとは若干の違いがある。排気性能をより良くするためにより微粒化した噴霧を必要としている点では、直噴ガソリンエンジンと同様である。通常ディーゼルにおいては NO_x とPMはトレードオフの関係となっており両者を同時に低減するのは難しいとされていたが、燃料噴射圧力を高めて燃料の微粒化を促進することで低 NO_x と低PM量を両立できることが報告され⁽³⁷⁾、このことが高燃圧化



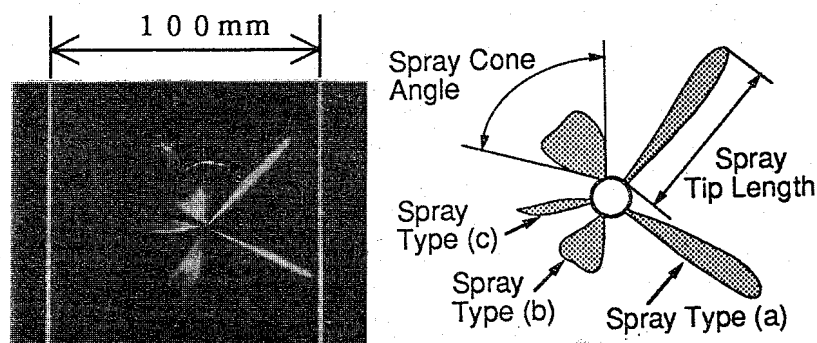
サック付きノズル

サックレスノズル

図 2-1-3 サック付きノズルとサックレスノズル (43)

図 2-1-4 高燃圧化による PM と NO_x のトレードオフ線の改善 (37)

技術という現在のトレンドの背景となっている。ノズルの形状に関していえば、用いられている燃料噴射弁としてはほぼ全てにおいてホールノズルを円周方向に複数個もついわゆるマルチホール噴射弁を用いている。ノズル形状に関して、ノズル先端に燃料溜まりを有するサック付きノズルと、ノズル先端にはサックがなく針弁の先端近傍に噴孔があるいわゆるサックレスノズルがある。サック付きノズルは、円周方向に並ぶ噴孔から噴出する噴霧に関して、噴孔ごとの流量や噴霧形状にばらつきが少ないのが特徴である。一方、サック内の燃料が噴射終了後に噴出しこれが未燃 HC の原因となることから、最近ではサックレスノズルを用いるものが多くなった。しかしながら、サックレスノズルにおいては噴孔間の噴霧ばらつきが大きいことが排気性能に大きな影響を与える。たとえば飯山らはサックレスノズルを用いた実験を行い、噴霧のばらつきがすすの排出に大きな影響を与えることを実験的に明らかにしている⁽³⁸⁾。また、リフト量が小さいほど、また噴射時期を遅角化するほどすすの発生量が増大することも示している。また、同じく飯山らはその原因がノズルの針弁の偏芯により流れが変化するためと推定し、針弁の偏芯量を非常に小さくするために針弁の先端側においても針弁をガイドする形状のノズルを試作し、そのメカニズムを実証している。しかし、偏芯を起こすメカニズムなどまだわかっていないことも多いのが現状であり、このメカニズムを解明することは極めて重要である。こうした低リフト時における噴霧のばらつきは、現在の直噴ディーゼルエンジンにおいてもなお課題として残されている。なぜなら、エンジン騒音と直接関係する燃焼速度を小さくするためおよび NOx の低減を目的とし、燃料の主たる噴射の前に微小流量の燃料を噴射するいわゆるパイロット噴射を行うエンジンが多くなってきており、そのパイロット噴射時に針弁は低リフトの状態であり噴霧の噴孔間のばらつきが大きく一部の噴霧の貫徹力が他の噴孔に対して小さい場合には、燃焼によって温度場が不均質となるだけでなく、貫徹力が小さい噴孔では噴孔近傍の酸素が多く消費される。従って、



($N_p=600\text{rpm}$, $Q=10\text{mm}^3/\text{st.}$, $\phi 0.22 \times 5$, $N.O.P=17.6/23.5\text{MPa}$,
Pre-Lift= $30\mu\text{m}$, 0.6msec after Injection Start)

図 2-1-5 サックレス噴霧の噴孔間ばらつき⁽³⁸⁾

そのあと噴射される主噴霧は相対的に酸素の不足したいわゆるリッチの状態に噴射することから部分的にすすが生成されることが考えられる。このため噴孔間のばらつきの少ない噴霧またはノズルを開発することは極めて重要であると考えられる。そのためには、まず噴孔間の噴霧ばらつきの発生するサックレスノズルのばらつき発生メカニズムを解明することが極めて重要あり、そのためにはノズル内の流れ場を詳細に分析することが極めて重要な課題である。

この課題に関する研究が多くの研究者によって行われている。実験的なアプローチとしては、ノズルの拡大モデルを用いておおよその流れを可視化した例や、計測した例がある。金ら⁽³⁹⁾は10倍に拡大した透明のモデルを用いてノズル内の流れ場と噴霧の関係を調べている。しかし、ノズル内はキャビテーションを伴った非常に複雑な流れ場をしており、拡大モデルのレイノルズ数を一致させただけでは相似な流れ場とは言えず、キャビテーション係数を実機に近づける実験も行われている。松村ら⁽⁴⁰⁾は拡大率を小さくし、2倍にした上でキャビテーションも考慮した可視化実験を行っている。

Arcoumanisら⁽⁴¹⁾は実機と同じ寸法でノズル先端を可視化し、複雑なキャビテーションの状態を可視化している。しかしながら、拡大

	Injection Pump	Nozzle Type	Hole Dia. * Number	N.O.P. MPa		Pre-Lift μ m
				1st. Stage	2nd. Stage	
① ○	VE	DLLP Type Sackless	ϕ 0.22*5	17.6	—	Single Stage (250)
② △	↑	↑	↑	↑	29.4	60
③ □	↑	↑	↑	↑	↑	30

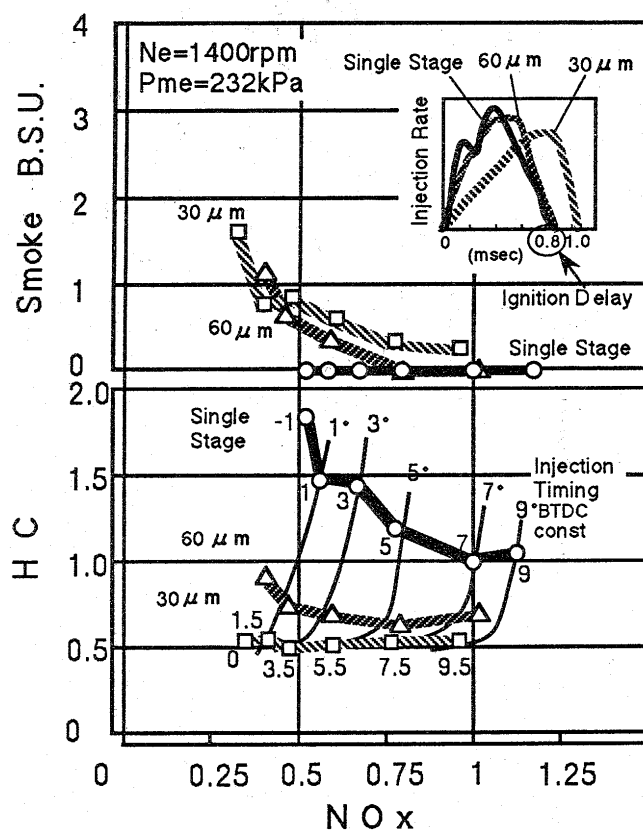


図 2-1-6 噴霧ばらつきによる Smoke の発生⁽³⁸⁾

率を小さくすればするほどキャピテーション係数とレイノルズ数は実機の値に近づくものの定性的な解析しかできないため本研究の目的である針弁の偏芯しかも非常に小さな偏芯量を持ったノズルの内部流れを詳細に分析するには十分な方法であるとはいえない。同じく Arcoumanis ら⁽⁴²⁾は 20 倍の透明な拡大モデルを対象としてレーザ流速計 (LDV: Laser Doppler Velocimetry) を用いて定量的に流れ場を分析することを行っている。これらの従来の研究において、ノズル内部の流れはキャピテーションを含んだ極めて複雑な場になっ

ていることが報告されており，今もなお完全に解明されていないのが現状であるものの，こうした実験的な分析はきわめて重要であると考えられる．

次に，数値計算を用いたアプローチについて概説する．前述のようにノズル内部は複雑な場であるため 3 次元の CFD を用いた計算が最近行われるようになってきた⁽⁴³⁾が，キャビテーションを考慮した計算には至っていなかった．最近になって，汎用の CFD コードにもキャビテーションモデルが入り，計算ができるようになってきたこともありキャビテーションモデルを用いた計算結果も見られるようになってきた．しかし，実際のキャビテーションの発生している状態を実機と比較検証しその精度を確認した例はまだ少ない．本研究ではサックレスノズルの VCO(Valve Covered Orifice)と呼ばれるタイプのノズルも供試ノズルとし，針弁の偏芯を伴う複雑な流れ場を 5 倍の拡大モデルの可視化実験を行った．得られた実験結果は計算結果と比較しその妥当性を検証した．しかし，こうしたキャビテーションは，多くの研究者によって非定常性が強いと報告されており，乱流モデルに k -モデルを用いた計算には限界があると指摘する研究者も多い．このため，キャビテーションの複雑な現象をより詳細に捕えることを目的とし宋ら⁽⁴⁴⁾は LES(Large Eddy Simulation)にキャビテーションモデルを取り入れた．対象とする形状は単噴孔の簡単な形状ではあるものの非定常に発生するキャビテーションの様子を捕えられている．将来はこうした計算技術が発達し高精度にノズル内部の現象を予測できるようになるであろうが，現状では実機の現象予測に活用するには計算機の更なる発達と，計算スキームの改良を待たざるを得ないのが現状である．本研究では k -モデルを用いた計算を用いながらも精度検証を行いメカニズムの解明を行うことが重要であると考えた．

次に，直噴ディーゼル用噴霧の解析技術について概説する．前述のノズル内解析同様，噴霧解析技術に関しても，直噴ガソリンエンジンのスワール噴霧やスリット噴霧に比較して研究の歴史は長い．

それゆえ前述の噴霧解析における分裂・衝突といった物理モデルの大半はディーゼル用のホールノズル用として開発されたものである。この物理モデルを用いることにより単噴孔のノズルに関しては、実験値に対してある程度の予測ができるようになってきている。しかしながら、実際の直噴ディーゼルエンジンでは、サックレスノズルである VCO やサック付きで噴孔が複数個存在するマルチホールノズルであり、その噴霧はノズル内部の流れ場によって噴霧形状が大きく異なる。このため、ノズル内部の流れ場を考慮した計算を行うことがより重要と考えられる。本研究では、噴孔間の噴霧ばらつきを確認するために、ノズル内部の流れ解析に重点をおき噴孔出口の流れ場を噴霧の数値解析と連成することにより噴霧形状に与える影響を予測する手法を新たに開発してメカニズム解明に活用した。

1-3 本研究の目的

環境に対する意識が世界的に高まる中で自動車の燃費と排気に対する要求はますます厳しくなっている。燃費と排気を両立する内燃機関としては直接噴射式エンジンがあり、この性能を大きく左右するのは燃料噴射弁から噴射される噴霧でありこの設計は極めて重要である。直噴エンジンにおける燃料噴射弁に関する課題は表 1-3-1 に大別される。この中の課題において解決すべき優先度が高くエンジン性能の本質につながる上位 3 つの課題について本研究では取り上げる。とりわけ、この 3 つの課題についてはノズル内流れと噴霧解析という流体力学的基盤技術を構築することにより、3 者はその応用として解決できる可能性がある。したがって、本研究ではこの 3 つの課題について解決することを目的とし取り組む。実際のエンジンにおいては、上から 2 つ目までの課題が直噴ガソリンエンジン用燃料噴射ノズルにおいて問題が顕在化しており、3 つめの課題については直噴ディーゼル用マルチホール噴射弁においてすでに問題が顕在化している。そこで、本研究ではそれぞれ顕在化している課題においてそれぞれを解決する方法で、直噴ガソリンエンジ

本研究にて取り組む課題	問題点	開発すべき技術課題
大気圧下基本噴霧形状	1次元の設計技術で予測精度が不十分 噴霧特性の予測精度が不十分	ノズル設計技術 噴霧特性予測技術
高雰囲気圧力下基本噴霧形状	高雰囲気圧力下の予測精度が不十分	ノズル設計技術 噴霧特性予測技術 (噴霧のしぼみ現象メカニズム把握)
噴霧ばらつき	噴孔間の噴霧がばらつく 円周方向に噴霧がばらつく	噴霧ばらつき低減技術 (メカニズム把握)
噴霧ロバスト性	噴射毎に噴霧特性が変化する	ロバスト性向上技術
耐久・信頼性	デポジットが発生し、噴霧特性が変化する	デポジット低減技術 デポジット付着時の噴霧特性予測技術
	アクチュエータ作動不良により流量特性が変化する。	アクチュエータ耐久性向上技術 針弁リフト特性と流量特性の関係予測技術

表 1-3-1 直噴エンジン用燃料噴射弁の主要課題一覧

ンと直噴ディーゼルエンジンの両者の燃料噴射ノズルについて研究を行った。しかしながら、前述のようにノズル内部流れ解析および噴霧解析技術に関する基盤技術は共通であり、まずこの技術に関する開発を行った後その基盤技術をもちいて、ガソリン直噴エンジンと直噴ディーゼルエンジンのそれぞれの顕在化している課題を解決することを目的とした。具体的な課題を以下に記す。

- (1) 直噴ガソリンエンジンに主として用いられているスワールノズルを供試品とし、本ノズルの特徴である「噴霧のしぼみ現象」のメカニズムを把握し、周囲気体の圧力が高い場合においても確実に点火栓近傍に混合気を形成するいわゆる Air Guided コンセプトに適した噴霧を形成可能にするノズルを提案すること。
- (2) 全てのコンセプトに共通する課題であるさらなる微粒化を達成するためのノズルを提案すること。

- (3) 直噴ディーゼルエンジンにおいて、VCO ノズルにおける噴孔間の噴霧ばらつきメカニズムを明らかにすること。
- (4) 上記メカニズムから噴霧ばらつきを低減するノズル形状に関する知見を得ること。

1-4 本研究の進め方と構成

上記目的を達成するため、以下の進め方で研究を行った。

まず、全ての課題解決のために基盤となる実験および数値計算の手法について概説する。次に、直噴ガソリンエンジンにおける課題(1)および(2)にたいするアプローチと直噴ディーゼルエンジンに関する課題(3)および(4)にまとめ、第3章においては直噴ガソリンエンジンに関する研究を、第4章において直噴ディーゼルエンジンに関する研究をそれぞれ説明する。まず、噴霧要求特性を満たす噴霧すなわちスワールノズルを設計するためには、ノズル内部の流れと噴霧解析を行う必要がある。とりわけ、スワールノズルの設計法をまず確立させる必要がある。そこで、第3章では冒頭に緒言を述べた後2節ではまず従来のノズル設計手法である棚沢らの式の精度を確認することを行った。この精度検証を行うためには、スワールノズル噴孔出口における液膜厚さを実験的に測定する必要があり、従来これは困難とされてきた。本研究では、新たに噴孔出口の流速をPIVの測定技術を用いて計測する事を試みた。この得られた流速値と流量から液膜厚さを間接的に算出し精度検証を行い従来の設計法の妥当性とその限界について説明する。第3節では様々な新しい形状のスワールノズルの設計に際して必要となる3次元の粘性解析を用いた設計手法に関しての説明と精度検証を行った。精度検証には上記のPIVを用いたデータを使うとともに、実機ノズル出口の可視化を行い、液膜の実際の様子を見るとともに液膜厚さの定量的比較検証を行った。さらに、ノズルは精密部品でありわずか数ミクロンの加工寸法のずれが噴霧形状やその他の特性に大きな影響を与えるため、10種類におよぶ仕様違いのノズルに関して検証を行い、3次元の数

値計算を用いた設計手法の妥当性を明らかにすることを試みた結果を説明する。次にノズルから噴射された噴霧が形成する形状に関して、解析手法を第4節にて説明する。噴霧は気体内を貫徹する液滴の集合体であり、噴霧の挙動とそれを取り巻く周囲気体の挙動は違っていて、それら2つが互いに運動量を与え合いながら複雑な時系列の動きをする。この動きを詳細に解析するために前述と同じPIVの手法を活用したのでその手法について説明する。第5節では噴霧のシミュレーション技術としてこの研究にて用いた噴霧モデル等について概説する。第6節ではそれまで述べてきた手法を実際に活用して、目的の1つめである周囲圧力の高い条件においても噴射する方向に変化の少ないノズル形状について検討した結果に関して説明する。具体的にはノズル出口に斜めの面を持つノズルに関して、ノズル内解析の結果と噴霧解析結果からそのメカニズムに関して説明する。第7節では目的の2番目である微粒化の促進を考慮し、2つのアプローチを検討し、その1つめである燃料噴射圧力を高めることによる噴霧への影響を実験的に確かめたのでその内容を概説する。その際、燃料噴射圧力は20MPaで行った。第8節では、ノズル出口に傾斜面を持つノズルを高燃料噴射圧力で噴射した場合の観察結果について言及する。第9節では第3章の成果と結論をまとめる。

第4章は直噴ディーゼルエンジンに関する研究を述べる。第3の目的を達成するために、まずノズル内部の流れ場を実験にて確認する必要がある。第2節では20倍に拡大した透明のモデルを用いて、供試ノズルには噴霧の噴孔間におけるばらつきの少ないとされるサックつきノズルとサックレスノズルであるVCOの2種類を比較することによりメカニズム解明を試みた。その方策として可視化による定性的な確認と、LDVを用いた定量的な計測結果の両面からメカニズムの解明を行った。しかし、前述のようにノズル内部はキャビテーションを伴った複雑な流れ場になっており、スケールモデルの可視化だけで全てのメカニズムは解明できない。そこで、第3節ではキャビテーションモデルを考慮した3次元の粘性流れ解析手法を用

いて、理論的アプローチからの解明を試みる。数値計算における精度検証にはキャピテーション係数を一致させた5倍の拡大モデルを用いて実際に発生するキャピテーションの定性的傾向と数値計算の結果を比較検証しその妥当性を明らかにした。その上で、まず針弁の低リフト量時における噴霧ばらつきのメカニズムを解明することを行った。第4節では、針弁が過渡的に上昇する過程を計算することにより、中間リフト量時においてもなお、噴霧がばらつくメカニズムを解明した。以上で偏芯時において噴霧がばらつきを生じるメカニズムを明らかにした後、第5節では針弁が偏芯を起こすメカニズムについて説明する。第6節では、最後の目的である噴霧ばらつきの少ないノズル形状に関する検討を行う。具体的には、針弁にグループを付けることと偏芯量を小さくする事により、噴霧ばらつきが小さくなるかどうかを検討する。

以上の一連の研究プロセスによって、直噴ガソリンエンジンならびに直噴ディーゼルエンジンの燃費・排気性能を向上させるノズル設計技術を創出することができた。

第 2 章

本研究にて用いたノズル内流動および噴霧に関する計測技術と計算技術

2-1 緒言

第 1 章では、本研究における目的とその目的に対する取組み方法の概要について述べた。研究を行うにあたり、対象とする直噴ガソリンエンジン、直噴ディーゼルエンジンの両者において、ノズルの形状や、解決すべき課題は違うものの、研究を支える基盤技術として、燃料噴射弁のノズル内の詳細な流動を解析する技術と、噴霧に関する解析技術が不可欠でありこの技術開発が重要である。そこで、本章では、前章にて述べた目的を達成するために本研究にて開発または活用した基礎となる計測技術および計算技術に関して述べる。なお、これらの基盤技術を各目的に対して適用する詳細な方法に関しては、それぞれ次章以降にて詳細に説明するものとする。

2-2 計測技術

本研究を通して、計測すべきパラメータの中で最も重要なものは流速である。ノズル内部の流れや噴霧の流速、ならびに噴霧によって形成される周囲気体流速を測定することは最も重要であるからである。まず、本研究における流速測定技術に関して概説する。

流速測定技術には、大きく分けて2つある。ピトー管や熱線流速計など測定プローブを流路内部に入れて計測する方法と、光学的なアクセスを可能にした可視化モデルを作り、レーザを用いて非接触にて測定する方法である。従来、前者による方法が主として行われていたが、プローブによって流れ場自体変えてしまうため、本研究のような非常に小さな領域を計測の対象とする場合には適切ではない。近年レーザ機器やそれを高速にて処理するコンピュータが比較的安価にて手に入るようになり後者による方法も盛んに行われるようになってきた。本研究においては、後者のレーザを用いた計測手法を活用する。レーザを用いた計測手法といってもその中に2種類ある。LDV(Laser Doppler Velocimetry)を用いた点計測とPIV(Particle Image Velocimetry)のような面計測がある。LDVを用いた方法は、点計測であるため計測に時間がかかり同時刻のフロ

	画像方程式の型	画像方程式の組み方		画像方程式の解き方
	解析対象	撮影機器	速度情報投影技術	流速算出アルゴリズム
流跡線法	1枚の画像	スチルカメラ	—	細線化処理
フーリエ変換法	1枚の画像	スチルカメラ	多重露光	フーリエ変換
自己相関法	1枚の画像	スチルカメラ	多重露光	相関法
相互相関法	2枚の画像	ビデオカメラ	高速連写	相関法
時空間微分法	2~3枚の画像	ビデオカメラ	高速連写	輝度勾配
2D-PTV	2~4枚の画像	ビデオカメラ	高速連写	PTV

表 2-2-1 2次元 PIV・PTV 測定方法⁽⁴⁵⁾

ーパターンを計測できないため非定常性の強い流れ場を面におけるフローパターンで測定したい場合には適していない。しかしながら、空間分解能は測定体積の大きさに依存するため、非常に小さい点における流速を測定することが可能である。本研究において、拡大モデルを用いた実験ではノズルの噴孔内における微小な流速分布を測定することが重要であったのでこのLDVの手法を用いた。使用したレーザーは、出力4WのCW(Continuous Wave)のアルゴンイオンレーザー(波長: 514.5nm, Spectra-Physics社 SP-165-08)であり、後方散乱型ファイバ式光学系で、使用したレーザー発光部と受光部(フォトマル)を1つのプローブ内にレイアウトしたものである。プローブのレンズ口径は80mm、焦点距離は120mmでありビーム交差部の測定体積部の大きさは楕円球とした場合で $29\mu\text{m} \times 29\mu\text{m} \times 230\mu\text{m}$ である(フリッジ間隔 $1.4\mu\text{m}$)。また、バースト信号の処理にはTSI社製のデジタルバーストコリレータ(TSI-IFA 750)を使用した。

一方、レーザーシートを用いた面(2次元)における計測法としてはPTV(Particle Tracking Velocimetry)やPIVがあり、それぞれ取りこむ画像には1枚の場合、2枚の場合、複数枚の場合と分けられる。表2-2-1にはPIV、PTVの種類を示す。本研究における噴霧の流速測定に関しては、流速場が極めて重要であるのでこの面計測を選定した。また、速度算出のアルゴリズムに関しては、付加的なシーデ

ング材を入れることが困難なため，2枚の画像から濃度相関を得る方法を選定した．具体的には YAG の第 2 高調波（波長：532 nm）のパルスレーザを用い，NTSC 方式の画像収録装置に 2枚の画像を取り込んで，濃度相関法によって速度場を算出した．濃度相関法にて用いられる式を以下に示す⁽⁴⁶⁾．

$$CR = \frac{\sum xy - \frac{1}{n} \sum x \sum y}{\sqrt{\sum x^2 - \frac{1}{n} (\sum x)^2} \cdot \sqrt{\sum y^2 - \frac{1}{n} (\sum y)^2}}$$

なお，CR は濃度相関係数を表し， x, y は面上の位置（座標）を示す．CR が最大値を持つ位置を微小時間内に移動した場所と推定する方法である．

本研究では，噴孔出口近傍の流速の測定を行った．この計測には，微小粒径のトレーサが通過することによって流速を測定する LDV や PDA といった方法は使えない．そこで，PIV を用いた方法を試みた．スワールノズルの出口では噴孔から 1mm 以下の場所で液膜からの分裂が起きているといわれており，これに伴って噴霧において濃淡が発生することを利用したものである．ここでは，付加的なトレーサを使わないために非定常に濃度場が変化することが予想されるので，2枚の画像の時間間隔をできる限り小さくしその誤差を小さくすることを試みた．現在，カメラの進歩により 2枚の画像の間隔 t を小さくすることができるが，本研究を行った当初はこうしたカメラの分解能は最も高性能なもので t が $1 \mu s$ であり，それ以下のものについては，特別な制御が必要であった．そこで本研究では t を $0.1 \mu s$ まで小さくできる画像収録装置を新たに開発した．これに関しては，第 3 章にて詳しく説明する．

その他の計測パラメータには噴霧粒径などがあるが，これに関しては，既存のフランホーファー回折法を用いた．また，キャピテーションの発生状況，噴霧断面形状の可視化等のために，可視レーザとして上記 YAG のパルスレーザを用いて流れ場を時間凍結させて可視化する方法を用いた．噴霧の断層ではなく全体の噴霧形状を可

視化する場合にはストロボライトを用いる。ノズル内の流れを上記方法で可視化または定量的な計測を行うために、ノズルの一部をアクリルまたはガラスといった透明な材料で試作することを行った。

2-3 数値計算技術

2-3-1 基礎方程式⁽⁴⁷⁾

すべての3次元の粘性を考慮した数値計算は、有限体積法(Finite Volume Method)をベースとした汎用流体解析コードであるSTAR-CDをベースとして計算を行った。基礎式は連続の式、Navier-Stokesの式であり、以下に示す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = s_m$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j - \tau_{ij}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + F_i$$

ここで、

- t : 時間
- x_i : 直交座標 ($i = 1, 2, 3$)
- u_i : x_i 方向の流体の速度成分
- p : 圧力
- ρ : 密度
- τ_{ij} : 応力テンソル成分
- s_m : 質量ソース
- F_i : 運動量ソース成分

2-3-2 乱流モデル⁽⁴⁷⁾

乱流モデルには標準のk-εモデルを用いた。レイノルズ応力は、乱流エネルギーkを用いて以下のように表される。

$$-\overline{\rho u_i u_j} = 2\mu_t s_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij}$$

ここで、ここで δ_{ij} は、はクロネッカーのデルタである。また、乱流エネルギーk及び乱流粘性率 μ_t は、それぞれ

$$k \equiv \frac{\overline{u_i u_i}}{2}$$

$$\mu_t = \frac{c_\mu \rho k^2}{\epsilon}$$

であらわされる。

なお，乱流エネルギー k およびエネルギー散逸率 ϵ の輸送方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j k - \frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = \mu_t P - \rho \epsilon$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j \epsilon - \frac{\mu_{eff}}{\sigma} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \mu_t P - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k}$$

ここで，

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t$$

$$P \equiv 2s_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

なお，各係数は以下の定数を用いた。

$$C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.22, \sigma_{\epsilon 1} = 1.44, \sigma_{\epsilon 2} = 1.92$$

壁面近傍には，壁関数を用いた。

$$u^+ = y^+ \quad , \quad y^+ \leq y_m^+$$

$$u^+ = \ln(Ey^+) \quad , \quad y^+ > y_m^+$$

ここで，

$$u^+ : (u - u_w) / u$$

u : 接線方向速度

u_w : 壁面速度

$$u^+ : (u_w / u) \quad 1/2$$

y_m^+ : 壁面せん断速度

$$y^+ : C_\mu^{1/4} k^{1/2} y / \mu$$

k, E : 実験係数 ($k=0.42, E=9.0$)

ここでは， y_m^+ は以下の式から求められる．

$$y_m^+ - \frac{1}{k} \ln(Ey_m^+) = 0$$

2-3-3 VOF モデル⁽⁴⁸⁾

ノズル内の流れ場を 2 相流で解く場合にはこれに加えて，VOF (Volume of Fluid) の方法を用いる．ボイド率を表す C に関する輸送方程式を以下のように表す．

$$\frac{\partial}{\partial t} C + \vec{U} \cdot \text{grad} C = 0$$

C が重い流体の体積占有率で \vec{U} が速度ベクトル
連続方程式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{U} = 0$$

以上から，

$$\frac{\partial}{\partial t} C + \nabla \cdot C \vec{U} = 0$$

表面張力の計算には、CSF モデルを使用する．このとき表面張力によって二流体間に発生する圧力は以下のように表わされる，

$$\Delta p = \sigma \kappa$$

ここで、 σ は表面張力係数、 κ は表面曲率．

κ は以下のように定義される．

$$\kappa = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla C}{|\nabla C|} \right)$$

2-3-4 キャピテーションモデル⁽⁴⁹⁾

キャピテーションを考慮する場合には VOF モデルによるボイド率の輸送方程式を解いた上でキャピテーションの発生過程を入れたモデルを入れた．

キャビテーションが起こるのは液体中の圧力が臨界圧 P_{crit} よりも低下したときであると仮定する。また、 P_{crit} は以下の式で表される。

$$P_{crit} = P_v - \frac{4\sigma}{3R}$$

ここに、 σ は液体の表面張力であり、 R は気泡の大きさである。キャビテーションによって発生した気体を考慮し VOF 輸送方程式にキャビテーションのソース項を導入する。

$$\frac{\partial}{\partial t} C + \vec{U} \cdot \text{grad } C = \frac{\partial C^*}{\partial t}$$

ここで、 C^* はキャビテーションにより誘起される VOF 濃度である。

C と C^* の関係は以下の式で表される。

$$\rho = \rho_l C + \rho_v (1 - C)$$

局所体積分率 C^* は次式で与えられる。

$$C^* = 1 - \int_{R_{01}}^{R_{02}} n(R_0) \frac{4}{3} \pi (R - R_0)^3 dR_0$$

ここで、 $n(R_0)$ は単位体積あたりの気泡数密度であり、 $R(R_0)$ は気泡の代表半径である。 R_0 は気泡核の初期平衡半径を表わし、 R_{01} と R_{02} は R_0 の下限値と上限値である。本研究では、初期の気泡核の最小半径 R_{01} を $3.0 \times 10^{-6} \text{m}$ とし、 R_{02} は無限大とした。また、 $n(R_0)$ は係数 N を用いて、以下のように表される。なお、 N は、総気泡核数が 1×10^7 一定となるよう逆算された値である。

$$n(R_0) = N \times R_0^{-3.5}$$

2-3-5 噴霧シミュレーション

噴霧の計算には、DDM (Discrete Droplet Model) を使い、Lagrange 的に解いて時系列に計算を行ってゆく方法を用いた。ディーゼル噴霧のシミュレーションに関しては、ノズル内部の流れ場によって噴孔出口部の噴霧形状を求めるために用いているので、特別な物理モデルは用いていない。一方、スワールノズルの噴霧に関しては、「噴霧のしばみ現象」を解明するために用いるので詳細な物理モデルが

必要である．ここでは，スワールノズルの噴霧シミュレーションに用いた噴霧モデルに関して概説する．なお，本噴霧サブモデルは汎用数値解析コードのサブルーチン上に独自に開発したものである．

(1) 液膜分裂モデル

本モデルには永岡らのモデルを用いた⁽³⁶⁾．噴孔部において液膜として存在する燃料は分裂距離に達するまで液膜として取り扱い，数値計算上は液膜パーセルとして離散的に取り扱う．液膜の移動は液膜厚さ方向の圧力勾配を考慮し，

$$\frac{d\vec{u}_f}{dt} = C_s \frac{\rho_g}{\rho_l} \left(\vec{u}_g - \vec{u}_f \right)_n \left(\vec{u}_g - \vec{u}_f \right)_n + \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial n}$$

ここで，添え字 n は液膜方向に対応し，定数 C_s は 1 とした．液滴の進行方向に対しては以下の式を用いる．

$$m_d \frac{d\vec{u}_d}{dt} = \frac{1}{2} C_d \rho_g A_d \left| \vec{u}_g - \vec{u}_d \right| \left(\vec{u}_g - \vec{u}_d \right) - V_d \nabla p$$

V_d は粒子体積を表す．

液膜は，噴孔から離れるに従い薄くなり，以下の式で表される．

$$h_f = \frac{C_{K0}}{L + (C_{K0}/h_0)}$$

$$C_{K0} = h_0 (D_0 - h_0) \cos(\alpha/2) / 2 \sin(\alpha/2)$$

ここで， L は噴孔からの距離を表し，噴孔部における液膜厚さを h_0 ，噴霧角度を α で表している．

液膜分裂については，Dombrowski ら⁽⁵⁰⁾の一連の研究から得られる以下の式を用いた．液膜の分裂する波長と位置は以下の式で与えられる．

$$\Lambda = \frac{4\pi h_f}{We_h} (1 + 0.81Z)^{0.677}$$

$$L_b = \frac{18\sqrt{2}}{F} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \frac{h_f}{\sqrt{We_h}}$$

$$Z = OhWe_h$$

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma h_f}}$$

$$We_h = \rho_g (u_g - u_d)^2 h_f / \sigma$$

ここで， F は粘性による係数であり， Z の関数で与えられる．リガメント径は以下の式で与える．

$$d_L = \left(\frac{8}{9}\right)^{\frac{1}{3}} \left[\frac{C_{K0}^2 \sigma^2}{\rho_g \rho_l (u_g - u_d)^4} \right]^{\frac{1}{6}} \left[1 + 2.6 \mu_l \left(\frac{C_{K0} \rho_g (u_g - u_d)^7}{72 \rho_l^2 \sigma^5} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{\frac{1}{5}}$$

また，液膜分裂時の液滴の平均直径は次式で与え，各液滴は抜山・棚沢の粒径分布関数に従って与える．

$$D_{32} = 1.88 d_L (1 + 3Oh_L)^{\frac{1}{6}}$$

$$Oh_b = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma d_L}}$$

Dombrowski らは，分裂距離に達した液膜は半波長で分裂するとしてリガメント径を与えているが，波長が液膜より小さくなる場合には，半波長で分裂するとは考えにくい．ここでは， $< h_f$ の時は， d_L は液膜分裂位置での膜厚さに等しいとした．

(2) 液滴変形抵抗モデル

従来のほとんどの計算では液滴は剛体球として扱われてきたが，実際には変形をするためにその抵抗係数 C_d は球の値より高くなると考えられる．ここでは，以下の式を用いて C_d の値を与えた．

$$C_d = \text{Min}(C_{dd}, C_{ds} f_s)$$

$$f_s = 0.932a/b + 0.0339b/a + 0.0339\sqrt{a/b}$$

ここで， C_{dd} は円盤の抵抗係数を表し， C_{ds} は球の抵抗係数を表し，それぞれ 0.424 と 1.12 とした．また，液滴が変形したとき，楕円球になると仮定し，回転対称軸方向の径を $2d$ もう一方の主軸方向の径を $2b$ とした．なお，液滴のレイノルズ数が 10^3 以下の低レイノルズ数の場合には以下の式を用いる．

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}_d} \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}_d^{2/3}\right)$$

ここで， Re_d は液滴のレイノルズ数である．

なお，液滴の変形には内藤ら⁽³¹⁾の SSP モデルを用いた．この SSP モデルは，Brazier-Smith⁽⁵¹⁾の電場における液滴の変形モデルにおいて，電場力を空気力に置き換えたものである．以下の式で示される⁽⁵²⁾．

$$(1 + 2Y^{-6})\ddot{Y} - 6\frac{\dot{Y}^2}{Y^7} + 2\left(\frac{\sigma}{\rho_l r_d^3}\right)\frac{Y^9 + Y^3 - 2}{Y^6}Y = \left(\frac{\sigma}{\rho_l r_d^3}\right)\frac{C_d We_g}{Y}$$

ここで， r_d は液滴の半径を表しており， $Y = a/r_d$ を表し， $Y=1$ は球を表す． We_g は以下の式で表される．

$$We_g = \rho_g (u_g - u_d)^2 2r_d / \sigma$$

上記微分方程式を解き，変形した液滴に対して液滴抵抗モデルを用いて計算を実行する．

(3) 液滴分裂モデル

液滴の分裂形態には大きく分けると 2 種類存在する．液滴の周辺から小さな液滴が剥ぎ取られ，徐々に粒径が減少してゆくタイプと，液滴全体が変形し，一定時間の経過後全体が分裂するタイプである．前者には境界剥離や Kelvin-Helmholtz(K-H)型のせん断不安定による分裂などがあり，後者には，Bag 分裂や Rayleigh-Taylor(R-T)不安定による分裂が対応する．液滴の We 数が高い場合にはこれらが複雑に絡み合った分裂を起こすと考えられている．ここでは，Patterson ら⁽³²⁾のモデルである K-H 型と R-T 型の不安定の分裂形態を組み合わせたモデルを用いた．K-H 型不安定モデルには WAVE のモデルを用いる．ただし，本研究にて用いたモデルは液滴が変形するため，変形する液滴の粒径変化は以下の式にて与える．

$$\frac{da}{dt} = -\frac{a - a_{st}}{\tau_{b1}}$$

$$a_{st} = C_{B0} \Lambda_{KH}$$

$$\tau_{b1} = 3.79 C_{B1} r_d / \Lambda_{KH} \Omega_{KH}$$

ここで， C_{B0}, C_{B1} はモデル定数である． Λ_{KH} と Ω_{KH} は液滴のウェーバ数とオネゾルゲ数の関数であるが，それらには変形する液滴の半径 a を用いる．

$$\Lambda_{KH} = \frac{9.02a(1 + 0.45\sqrt{Z})(1 + 0.4T^{0.7})}{(1 + 0.865We_g^{1.67})^{0.6}}$$

$$\Omega_{KH} = \frac{0.34 + 0.385We_g^{1.5}}{(1 + Z)(1 + 1.4T^{0.6})} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l a^3}}$$

ここでの， We_g は，変形する半径を用いて，

$$We_g = \rho_g (u_g - u_d)^2 2a / \sigma$$

と表す．また，

$$T = Z \sqrt{We_g}$$

R-T 型不安定による分裂モデルとして，以下のモデルを用いる．

$$\int_0^{t_b} \frac{dt}{\tau_{b2}} = 1$$

ここで， t_b は分裂にいたるまでの経過時間であり， τ_{b2} は分裂形態によって決まる特性時間であり，以下の式にて与える．

$$\frac{1}{\tau_{b2}} = \Omega_{RT} = \sqrt{\frac{2(\rho_l - \rho_g) a_p K_T}{3(\rho_l + \rho_g)}}$$

$$K_T = \sqrt{\frac{(\rho_l - \rho_g) a_p}{3\sigma}}$$

加速度， a_p は前述の液滴の変形によって非定常に変化する．以下の式で定義する．

$$a_p = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{|\vec{u}_g - \vec{u}_f|^2 \tilde{Y}^2}{r_d}$$

$$\tilde{Y} = \min(Y, 2)$$

分裂する波長はモデル定数 C_3 を用いて次のように与える .

$$\Lambda_{RT} = C_3 2\pi / K_T$$

分裂に関する時間は , 液滴直径が分裂波長より大きい時に経過し , 分裂時間を経過した液滴は , $\Lambda_{RT}/2$ の液滴半径に分裂し , 液滴の変形量と分裂時間は 0 にクリアされる .

なお , モデル定数 C_{B0} , C_{B1} , C_3 はウェーバ数の関数として以下の式で与えた⁽³⁶⁾ .

$$C_{B0} = 0.61 \{1 - 1.43 (\rho_g / \rho_l)^{0.2} \exp(-We_a / 10)\}$$

$$C_{B1} = 161.7 \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \min[1, (15/We_a)^{0.8}]$$

$$C_3 = \max(1, 0.11 \sqrt{We_a})$$

ここで , We_a は変形する液滴におけるウェーバ数であり , 粒子径に a を用いている .

(4) 液滴衝突モデル

O'Rourke のオリジナルの液滴衝突モデル⁽³⁵⁾には液滴の衝突頻度を分子動力学からの類推で次のように与える .

$$\nu = n_2 \pi (r_1 + r_2)^2 |\vec{u}_{d1} - \vec{u}_{d2}|$$

$$(r_2 < r_1)$$

ここで , 添字 1, 2 は 2 つのパーセルを表す . また , 粒子密度 n_2 はパーセル内の液滴数とパーセルが含まれるセルの体積から求められる . しかし , この方法では格子間隔の依存性が出てしまうといった問題があった . この問題を解決するために , 永岡らのパーセル半径の概念を取り入れた⁽³⁶⁾ . パーセルは , N 個の液滴を含む液滴のクラウドであり , その広がりには有限で半径 R の球形状と仮

定する．また，計算される液滴の位置はパーセルの中心としパーセルと液滴の速度は等しいとする．パーセル内にエントレインされた空気量の分だけパーセル半径が増加すると考えると，パーセル内の運動量の保存から以下のモデル式が導かれる．

$$\frac{d(M_p V_p)}{dt} = M \frac{dV_p}{dt} + V \frac{dM_p}{dt} = 0$$

ここで， M_p, V_p はそれぞれパーセルの質量と速度である．

$$M_p = \frac{4}{3} \pi \bar{\rho} R^3$$

$$\bar{\rho} = (1 - \beta) \rho_g + \beta \rho_l$$

$$\beta = r_d^3 N / R^3$$

以上の式から，次式を得る．

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\beta \rho_l D_k R |\vec{u}_g - \vec{u}_p|}{3 \rho_g |\vec{u}_p|}$$

$$D_k = \frac{3}{8} C_d \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{|\vec{u}_g - \vec{u}_p| A}{\pi r_d^3}$$

なお，このパーセル半径の概念の導入によって，衝突頻度式中の液滴の数密度 n_2 は，以下の式で表される．

$$n_2 = N_2 \frac{4}{3} \pi R^3$$

2-4 まとめ

本章では，本研究において共通に用いられる実験計測技術や数値計算技術に関して概説した．以下にまとめる．

(1) 計測技術

噴霧流速を測定するために，PIVを選定し，開発した．とりわけノズル近傍の非常に小さな計測空間における高速噴霧に対して，本計測技術は有効であると考えられる．

ノズル内の定量的な流れ場測定に対しては，LDV を選定した．ノズル内の流れ場を高い空間分解能で測定可能であるため有効であると考えられる．

(2) 数値計算技術

有限体積法をベースとした汎用の流体解析コードを使用しながらも，今まで適用の例のなかった物理モデルを新たに選定した．ノズル内流れに関しては，VOFモデルとキャビテーションモデルを選定した．これらの物理モデルはその妥当性すらいまだ明らかとなっていないが，本研究にてこれを明らかにしてゆく．

噴霧モデルに関しては，新たに物理モデルを導入した．液膜分裂モデル，噴霧分裂モデル，液滴抵抗モデル，衝突モデルと全てに新たなモデルを導入した．これらの物理モデルを用いて噴霧の形成メカニズムを分析することができると考えられる．

次章以降では，以上に述べた実験解析手法および数値計算手法を共通の基盤技術として，第1章において述べた各目的を達成するために各課題に適用し，課題の解決を図ってゆく．

第 3 章

直噴ガソリンエンジン用スワールノ
ズルの噴霧しぼみメカニズムの解明
と改良への指針

3-1 緒言

この章では、直噴ガソリンエンジンにおいて燃費・排気性能を向上させるためにより適した混合気形成場を形成するスワールノズルを提案することを目的としている。すなわち霧囲気圧力の高い場において観察される「噴霧のしばみ現象」に関してそのメカニズムを推定し、霧囲気圧力によらず確実に点火栓に向かう噴霧を形成するノズル形状を検討する。また、この噴霧をさらに微粒化するための方策とその場合の噴霧形状について解析を行う。この課題を解決するために、まずノズル設計法に関して検討する。その後、2相流を用いた3次元粘性解析手法を用いた新たな設計法について述べる。また、ノズル内の数値計算結果を噴霧の数値計算の初期条件として、噴霧を予測する手法を検討し、課題を解決する形状の1つの案であるノズル出口に傾斜面をもつノズルに関してその噴霧形状の分析と、噴霧形状を形成するメカニズム解析を実験およびシミュレーションの両面から行う。次に、もう1つの課題である微粒化ノズルに関して、スワールインジェクタとしては比較的高燃圧である燃料噴射圧力20MPaでその噴霧特性を解析するとともに、高燃圧噴霧特有の噴霧形状とそのメカニズムについても解析する。

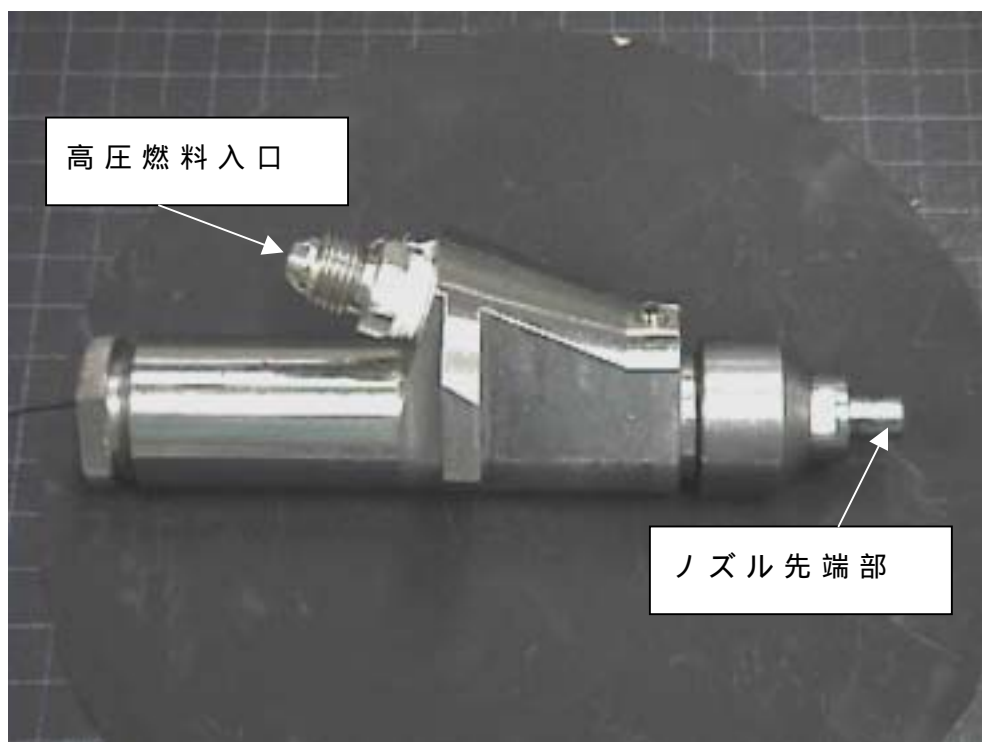
3-2 従来の設計法の精度検証と問題点

この節では、スワールノズル設計に対して従来の設計法である棚沢らの式⁽¹⁴⁾の精度を実機の実験結果と比較検証しながら確認し、その妥当性を検証する。

3-2-1 供試スワールノズル

まず、本研究にて用いたスワールノズルについて説明する。ノズル本体の内側に針弁が存在し、通常ばねの力によって針弁はノズル本体に押し付けられ、上流に供給されている高圧の燃料をせき止めている。この状態が閉弁状態である。この状態からアクチュエータに信号が送られ、針弁がノズル本体に対して内側に移動することに

より針弁がリフトすなわち開弁し高圧の燃料がノズルの外部に噴出する。このようなタイプはいわゆる内開き弁タイプといわれている。逆にノズル本体に対して外側に開くものは外開き弁タイプと呼ばれ、直噴ガソリンエンジン用としても開発されている⁽¹²⁾。今回用いたノズルのアクチュエータには応答が比較的速いとされるピエゾアクチュエータを使用し、ノズル研究用に新たに試作したものである。図 3-2-1 に本研究で用いたノズルの実物の写真を、図 3-2-2 にはその概要を示す断面図を示す。図 3-2-3 には先端部分の概要図を示す。ノズル本体の先端部には燃料に旋回を与えるためのノズルチップが圧入されており、こうしたタイプを固定スワラータイプという。別の種類としては、針弁に旋回を与えるための溝がつけられているタイプがあり、これを一般に可動スワラータイプといわれている。本研究では固定スワラータイプを用いた。固定スワラーに付けられた溝によって旋回流がつけられた後、噴孔から旋回流を伴って噴出する。この際、噴孔出口には液膜が形成されるが、これが噴出後急激に外に広がるため強いせん断力によって噴霧が液膜から液滴に分裂する。スワールノズルの流量や噴霧角度といった特性は、スワールチップの設計とノズル先端部の噴孔径によって概ね決定される。例えば、スワールチップに付けられた溝の偏芯量によって噴霧角や流量は変化する。図 3-2-4 には偏芯量を変化させた 2 つのノズルに関してその形状を比較して示す。これ以降典型的な 2 種類の噴霧角度の違うノズルに関して比較を行う場合には、この Nozzle A と Nozzle B を用いることとする。この節および次節においては設計法の妥当性を示すために、この代表的なノズル以外にも各種パラメータを変化させたノズルを設計し試作した。仕様を表 3-2-1 に示す。



(a) ノズル全体図



(b) ノズル先端部

図 3-2-1 スワールノズル写真

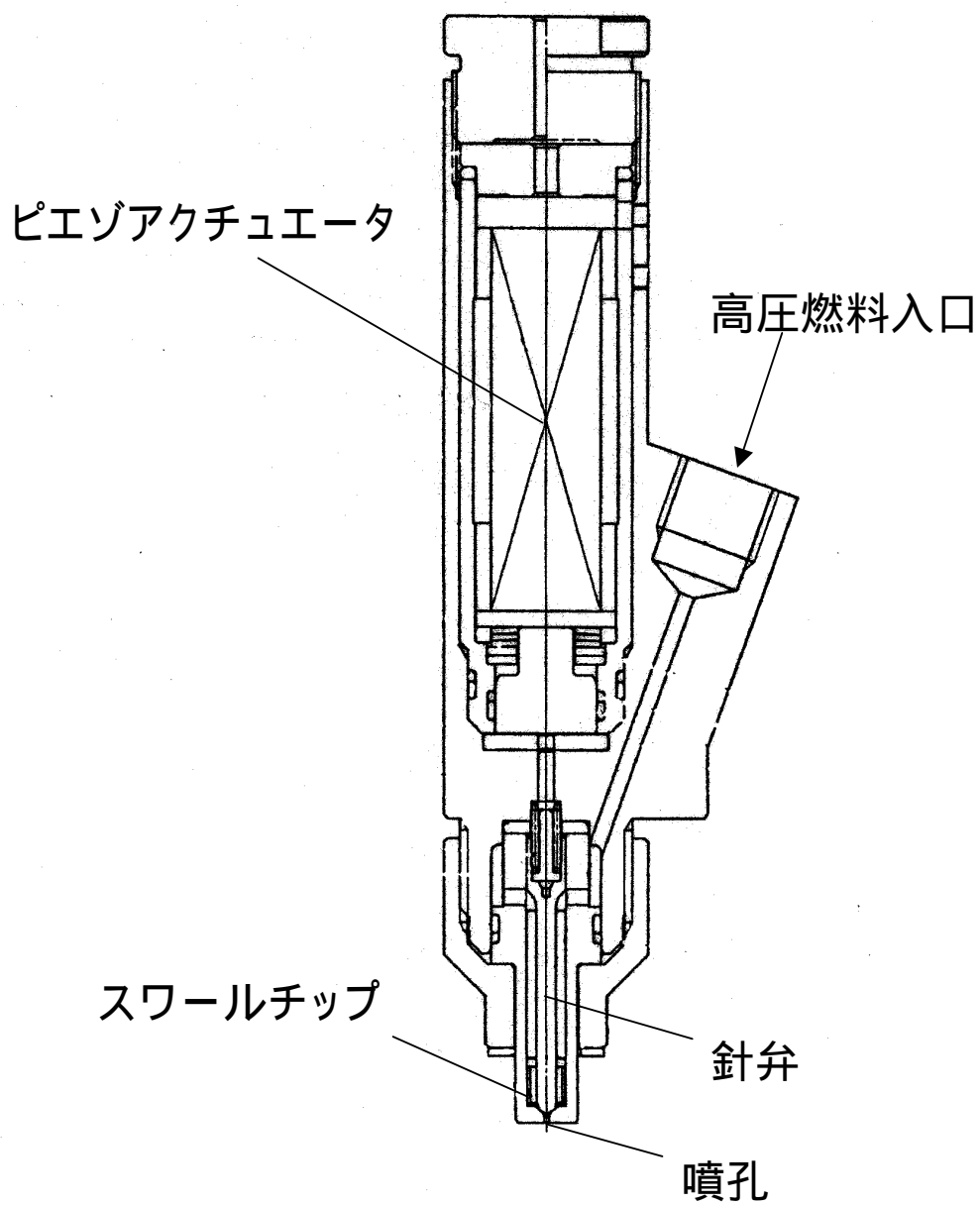


図 3-2-2 スワールノズル断面図

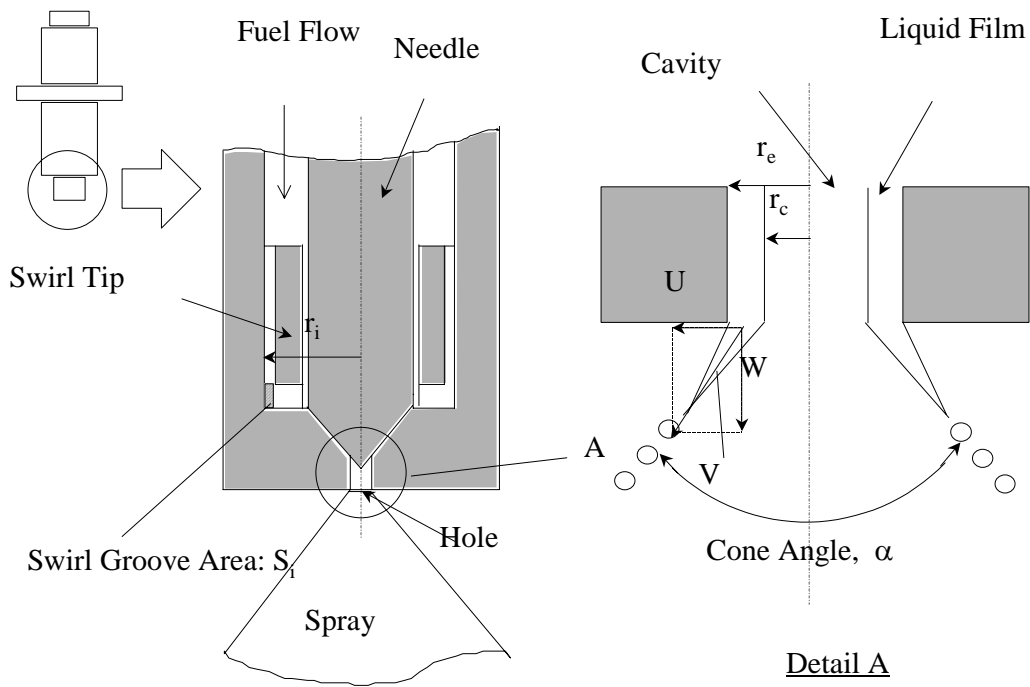


図 3-2-3 スワールノズル先端部の構造概念図

Nozzle Type	Nozzle A	Nozzle B
Vertical Section		
View X		

図 3-2-4 代表的な 2 つのノズル先端形状

Nozzle	Eccentric length (mm)	Groove width (mm)	Groove height (mm)	Hole diameter (mm)
	E	B	H	D ₀
A	0.75	0.33	0.16	0.7
B	0.375	0.33	0.16	0.7
C	1.05	0.33	0.16	0.7
D	0.75	0.15	0.12	0.7
E	0.75	0.49	0.25	0.7
F	0.75	0.33	0.33	0.7
G	0.75	0.33	0.11	0.7
H	0.75	0.82	0.33	0.7
I	0.75	0.33	0.16	0.5
J	0.75	0.33	0.16	0.8

表 3-2-1 試作したスワールノズルの全仕様

3-2-2 従来の設計手法（棚沢の式）

スワールノズルの歴史は古く、多くの産業にて比較的 low 燃圧にて微粒化できるため長く使われてきた。その設計法の基礎はポテンシャル理論であり、棚沢ら⁽⁵⁴⁾⁽⁵⁵⁾によって提唱され、その後実験値をベースとした補正式が多く提案されてきており⁽⁵⁶⁾、現在もなお簡易的に設計する方法として広く用いられている。この棚沢らの式は、角運動量保存式、エネルギー保存式、連続の式を解くことにより、空洞率、特性係数 K 、流量係数 C_0 、噴霧角 を下記のように求めることができる。

$$K = \frac{r_c}{r_e}$$

$$K = \frac{S_i}{\pi \cdot r_e \cdot r_i}$$

$$= \sqrt{\frac{1}{\kappa^2} - 1} - \kappa \cdot \ln \left| \frac{1}{\kappa} + \sqrt{\left(\frac{1}{\kappa}\right)^2 - 1} \right|$$

$$C_0 = \sqrt{1 - \kappa^2} - \kappa^2 \ln \left| \frac{1}{\kappa} + \sqrt{\left(\frac{1}{\kappa}\right)^2 - 1} \right|$$

$$\alpha = 2 \cdot \tan^{-1} \left(\frac{\kappa}{\sqrt{1 - \kappa^2}} \right)$$

3-2-3 検証のための実験方法

従来の棚沢らの式は、噴霧角や流量といった簡単に測定できる噴霧特性に関しては古くから精度検証が行われ、その都度実験結果にあわせて多くの実験式による補正の式が提唱されてきた。本研究では、従来行われていなかった液膜厚さすなわち棚沢の式における空洞率の値を検証することを試みた。そのために、噴孔出口における噴霧流速を PIV の測定技術で測定することを試みた。実験装置の概略を図 3-2-5 に示す。N₂ ガスにて加圧可能なチャンバにノズルを取り付け、高圧ポンプにて昇圧された燃料を供給する。噴射により形成された噴霧は、波長 532nm のダブルパルス YAG レーザ (New Wave Research 社製、15mJ、発光パルス幅 6ns) をシリンドリカルレンズにてシート状にし、断層として可視化する。シートの厚みは 0.135mm である。可視化した画像は 2 台の NTSC 方式の CCD カメラ (SONY 製 XC-77RR) に記録する、この方法は、津田らの方法を活用した⁽⁵⁷⁾。PIV をもちいた速度の算出には相互相関法を用いた。ここでは、噴霧自体の映像に対して濃度相関法⁽⁴⁶⁾を適用することで、他に特別なトレーサーは用いていない。図 3-2-6 にその例を示す。2 枚の画像は、同じ位置を撮影するよう調整された 2 台の CCD カメラによってそれぞれ 1 枚ずつ撮影する。一般に、2 台のカメラの

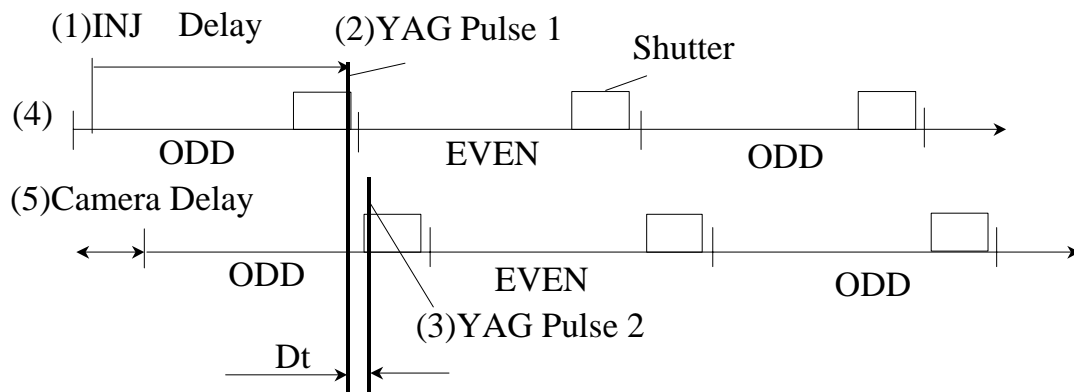
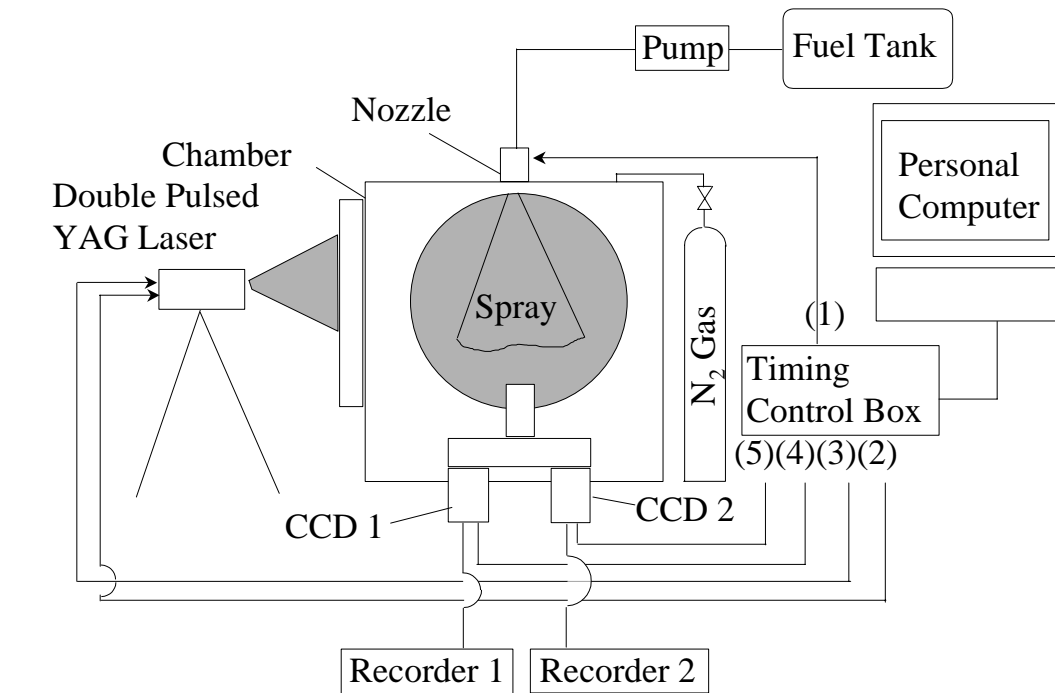


図 3-2-5 実験装置概要とタイミングコントロール

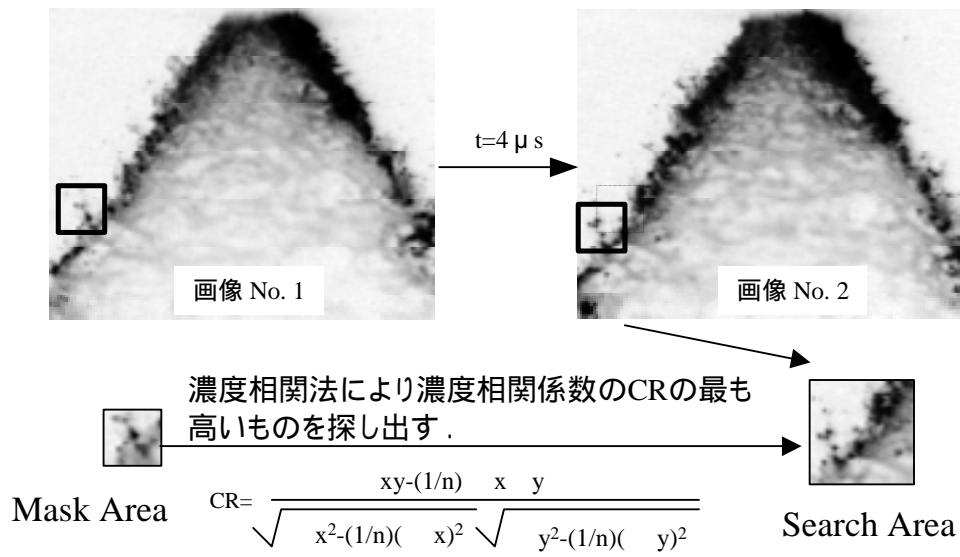


図 3-2-6 濃度相関法による PIV 計測

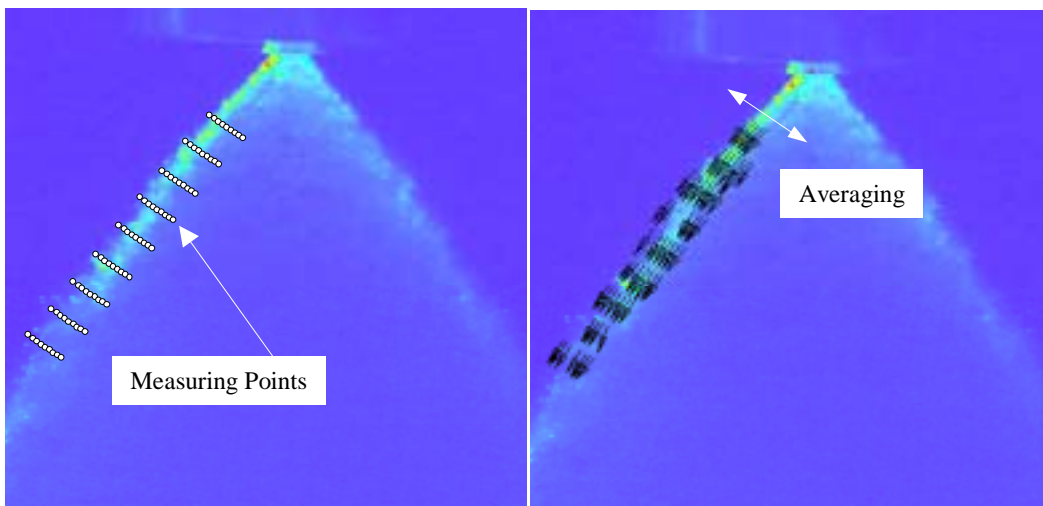


図 3-2-7 測定ポイントと液膜厚さ方向の平均化

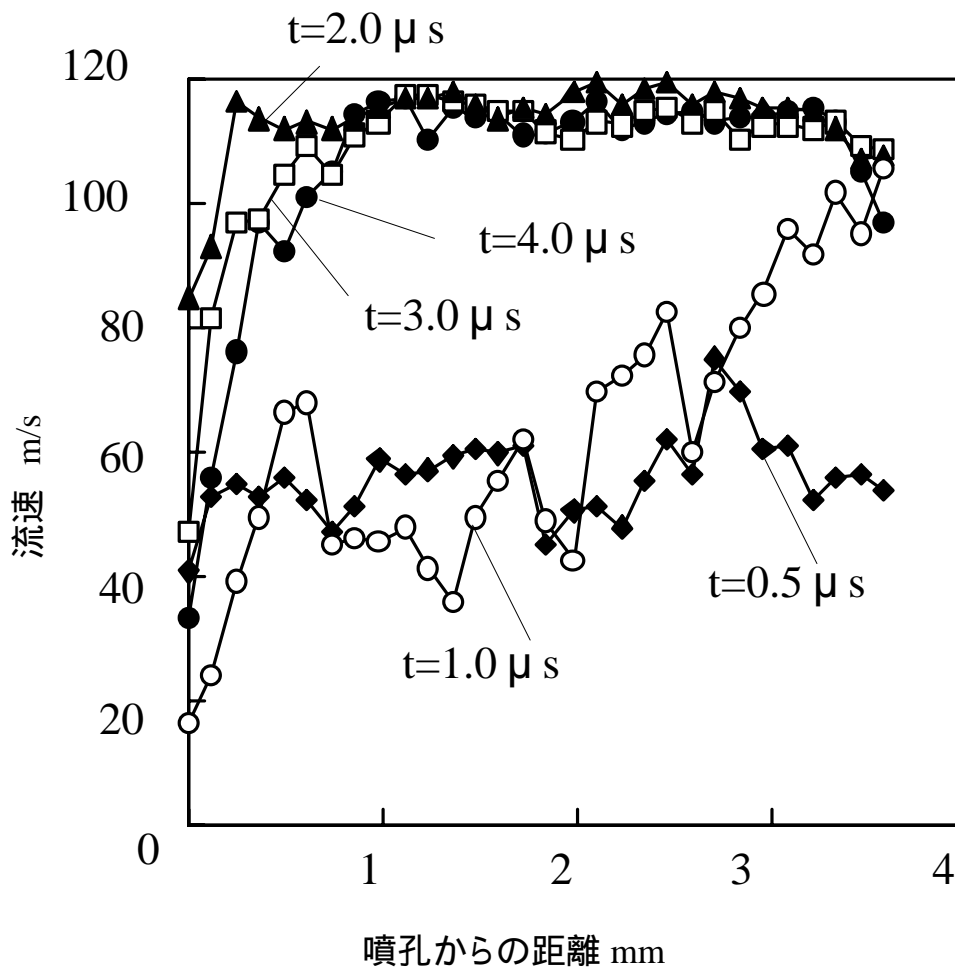


図 3-2-7 t と計測された流速の関係

Property	LAWS	Gasoline
Density (kg/m ³)	793	745
Kinematic Viscosity (m ² /s)	1.12×10^{-6}	2.25×10^{-6}
Surface Tension (N/m)	2.51×10^{-2}	2.25×10^{-2}
Flash Point (K)	319	230

表 3-2-1 実験に使った LAWS の特性

画像を同じ位置にて合わせることはきわめて難しい．そこで，2点間の視野を同時に映し出すことができる二視野鏡筒（清和光学製作所製：MS-508を改造）を用いた．なお，二視野鏡筒には各 CCD カメラ上において微妙にずれた視野を修正する精密アライメント機能を有している．この装置を用いて，CCD カメラ上に記録をするフレームにおける位置，パルスレーザの発光タイミング，およびノズルの駆動タイミングを，パーソナルコンピュータ(PC9821RA)にて TTL 信号として発振した後，分配回路によって振り分けることにより制御する．図 3-2-5 下部に制御方法を示す．カメラ 1 における 1 フレーム上の odd field の最後と，カメラ 2 における odd field の最初に一度ずつレーザを発光する．また，2 台のカメラは，わずかな遅れを自由に生じさせることができる．この方法を用いて，短い時間間隔の 2 枚の画像を得る．この装置を用いてスワールノズル出口近傍の流速を測定した．計測の点は，図 3-2-7 に示すように，ノズル近傍（5mm×5mm 程度の大きさ）の点で相関をとり，噴霧厚さ方向に平均して流速を算出した．なお，2 枚の画像を得るにあたって本装置で測定可能な時間間隔 t の最小値は， $0.1\mu\text{s}$ であるが，この時間間隔を最適にするため 2 枚の画像の時間間隔 t と計測速度との関係を調べた．図 3-2-8 に結果を示す． t が小さすぎる場合には移動量が小さく誤差が大きくなると考えられる．本システムでは，2 台のカメラによって撮影される画像の微小なずれを補正するため，静止画において相関をとり測定後補正するようにしている．とはいえ， t が $0.5\mu\text{s}$ の条件では，移動量は 4 ピクセル程度となってしまう，位置決めによる誤差として最大 ± 1 ピクセルは存在するので，25%程度の大きさになってしまう．また， t を大きくしてゆくと t が $2\sim 4\mu\text{s}$ の条件で噴孔から 1mm 以上離れた位置では 5%以下の誤差である．しかしながら，移動量が大きくなるため噴孔近傍の誤差が大きくなってしまう． t が $4\mu\text{s}$ の条件で移動するピクセル数は 30 前後であり，移動するピクセル数が増加しても PIV で得られた速度に大きな誤差を生じずに測定できる理由は，噴霧の

流れ場が比較的一方向に一様な流れ場になっているためと考えられる。以上からここでは、 t を $2\mu s$ として計測を行った。このときの移動するピクセル量は15ピクセル程度であった。なお、実験に用いた燃料はシェル石油のLAWS(Low Aromatic White Spirit)である。表3-2-1にその特性を示す。密度や表面張力がガソリンに近く、揮発性がガソリンより低いため安全性を考慮して選択した。

3-2-4 棚沢の式の精度検証

以上の実験手法を用いて、噴孔出口における流速および流速の鉛直下向きの軸流速度成分 W と旋回成分 U から、以下の方法で各種ノズルの特性を求めた。なお、流量は1000回の間欠噴射された燃料の重量を測定する方法で求めた。

$$\alpha = 2 \cdot \tan^{-1}(U/W)$$

空洞率に関しては、軸流速度 W と前述の流量から以下の式にて算出した。ただし、ここでは液膜厚さ方向の流速分布はないものと仮定している。

$$\kappa = \sqrt{1 - \frac{Q}{\pi \cdot W \cdot r_e^2}}$$

棚沢の理論式から得た計算結果と実験結果とを比較し、流量係数に関して図3-2-9に、噴霧角度に関して図3-2-10に、そして空洞率に関して図3-2-11にそれぞれ示す。噴霧角度に関しては、棚沢の式の計算結果が実験結果に対して大きくなっている。また、流量係数と空洞率に関しては、計算結果と実験結果は概ね一致しているが特性係数が小さいすなわちスワールが強く噴霧角度が大きい場合には実験で得た流量は計算に比較して大きくなり、空洞率に関しては逆に小さくなる傾向を示した。また、特性係数の大きいすなわちスワールが小さく噴霧角度が小さい場合には実験で得た流量は理論式に比較して小さく、空洞率に関しては逆に大きくなる傾向を示した。この理由は、特性係数を小さくして液膜厚さを小さくし、より微粒化を促進させようとしても実機においては粘性の影響があり、液膜

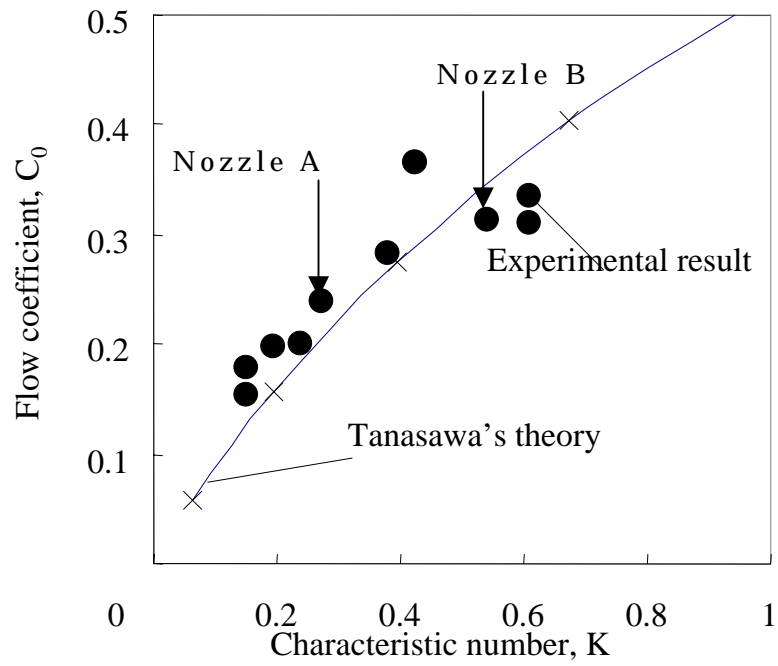


図 3-2-9 流量係数 (棚沢らの式)

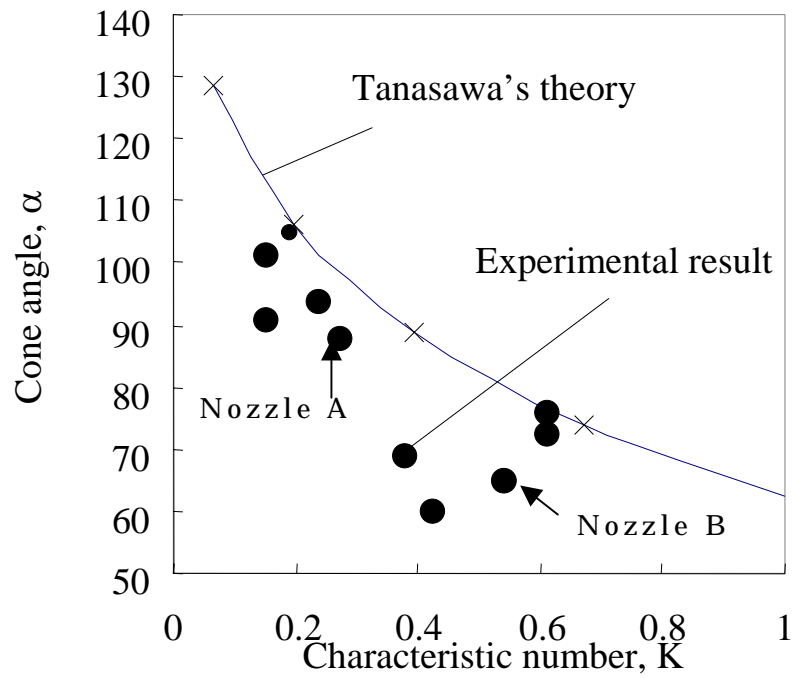


図 3-2-10 噴霧角度 (棚沢らの式)

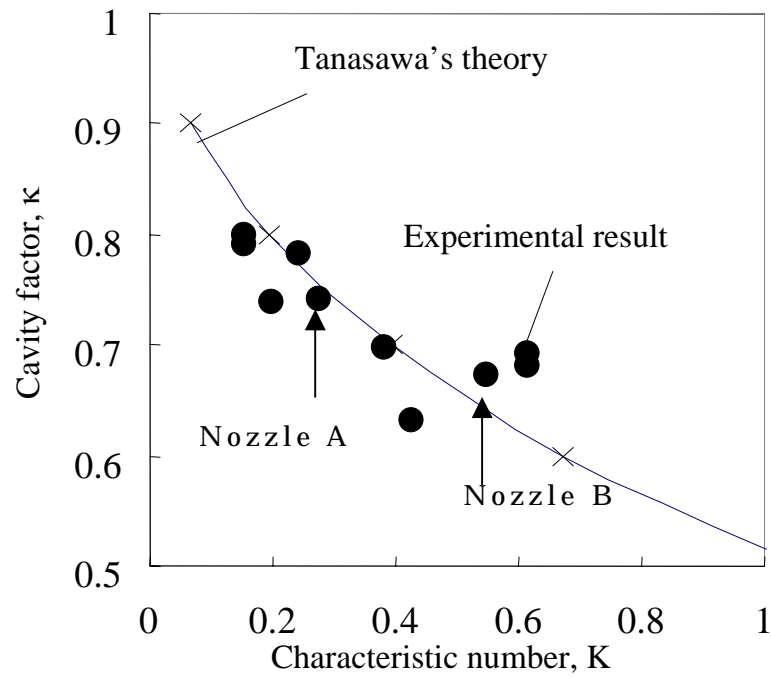


図 3-2-11 空洞率 (棚沢らの式)

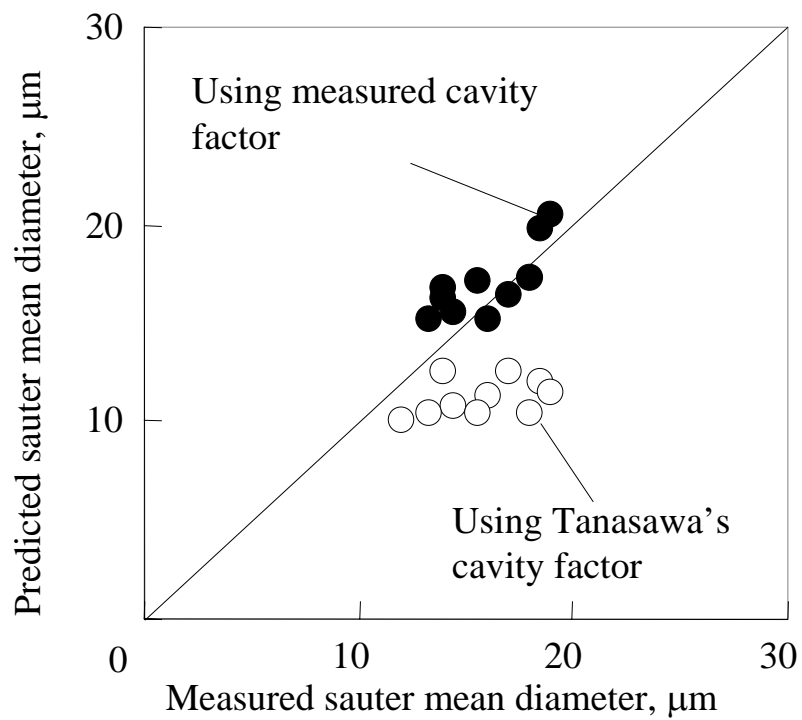


図 3-2-12 PIV を用いて求めた液膜厚さから算出した噴霧粒径と
実測の噴霧粒径の関係

は十分に薄くならず，これにより流量が大きくなるためであると考えられる．以上は，実験した点の全体の傾向を棚沢の式と比較したが，実験値をそれぞれ見ると特性係数に対して相関はあるものの，1つの線上にはのっていない．この原因には，今の段階では棚沢の式において3次元性を考慮できていないためか，それともノズルの試作における加工上のばらつきか，または計測上のばらつきかは判断できない．いずれにしても，棚沢の式においては，実験の傾向と若干のずれが生じており，棚沢の式だけで噴霧特性を比較的精度よく予測することは難しいことが明らかとなった．

次に，液膜厚さが噴霧粒径に大きく影響していると考え，液膜厚さから予測した粒径と，実際に測定した噴霧粒径を比較することを試みた．液膜厚さを用いて噴霧粒径を予測するために Ren ら⁽⁵⁸⁾の式を用いた．

$$D_{32} = C_2 \left\{ \frac{24\pi\sigma^2(r_e + r_c)h}{\rho_g^2 V^2 W^2 (r_e + r_c + 2L\sin\alpha)} \right\}^{\frac{1}{3}}$$

なお，Lは分裂長さであり以下の式で表される．

$$L = C_1 \left(\frac{\rho_l \cdot \sigma \cdot h \cdot \cos\alpha}{\rho_g^2 \cdot V^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

また，ここで係数 C_2 は 0.5 とした．この計算式の中の液膜厚さと流速の値に棚沢らの式から得られた値と，今回の計測によって得られた値を用い，実際に測定した粒径結果との関係を見た．結果を図 3-2-12 に示す．なお，粒径の測定にはフランホーファー回折法 (Marvern 2600) を用い，ノズルの直下 50mm の位置にて測定を行った．なお，ここで計測した噴霧の代表粒径は，ノズルからパルス幅 1ms で噴射した噴霧において計測し，噴霧の数密度を表す Volume Concentration の最大となる時刻における噴霧粒径を代表粒径と仮定した．この結果から，棚沢の式から得た液膜厚さの値を用いて予測した平均粒径と実測粒径の相関に比べて，PIV 等から計測して得

た液膜厚さの値を用いて予測した平均粒径と実測粒径の相関の方が、高いことがわかり、これは実測値を入力値とした方が、微粒化に大きな影響を与える空洞率の予測をより正確に行えたことによるものと推察される。このことから、噴霧粒径を予測するために Renらの実験式を用いてはいるが、PIV等を用いた本計測法による液膜厚さの計測の妥当性に関して、少なくとも仕様の違うノズルの相対的な比較を行う場合には本計測法が妥当であると考えられる。ゆえに、この結果を用いて次に提案する3次元の粘性数値解析を用いた方法を検証することができると考えられる。

3-3 3次元粘性解析手法を用いたノズル設計手法の提案

前節において、棚沢らのポテンシャル理論を用いた式は簡易的であり簡単に噴霧特性を予測できる反面その精度は十分ではないことが明らかとなった。そこでこの節では、ノズル設計法として新たに3次元の粘性流れ解析手法を用いた方法を提案する。

3-3-1 VOFモデルを用いた数値解析手法

形状をより忠実に表すことのできる3次元の粘性流れ計算を行うことを試みた。図3-3-1はNozzle Aのノズルの計算に用いた格子を示す。計算領域は、ノズル先端に圧入されているノズルチップと呼ばれる部品の先端に流れに旋回流を与えるためにつけられたスワール溝と、そのスワール溝より下流側のノズル内、さらにはノズル噴孔出口から1mmの大気開放部の部分に計算格子を作成した。スワール溝より上流に格子を作成しない理由は、スワール溝上流の流れは粘性による圧力損失の大きさに影響があると思われるが、その大きさは無視できるほど小さいと仮定したためである。また、ノズル噴孔出口より下流に大気に開放された計算空間を設けた理由は、ノズルの噴孔部で形成される空洞は大気側から空気が入り込むことによって形成されるためある程度の大きさの空間が必要であるが、逆にその空間が大きすぎると、噴孔から出た液膜は1mm以下の分裂

長さで液滴群になってしまうため，VOFモデルを用いてオイラー的に解くことができなくなってしまうと考えたからである．今回の供試ノズルは円周方向に6本のスワール溝を有している．60度ごとに周方向に周期的に対称であると仮定し，格子は全体の1/6のみとし，境界条件として周期的対称となる境界条件を与えた．針弁のリフト量に関する特性は簡易的に図3-3-2に示すように与えた．計算開始時において5 μ m開弁した状態から計算をしているのは，針弁移動に際して格子のトポロジーを維持するためである．計算開始時にはシート部より上流に燃料が，下流に空気がそれぞれ存在すると仮定し，計算開始時に下流側に噴出するとした．計算格子数はノズルの仕様によって差があるがNozzle Aの場合で25,540である．計算には第2章にて述べたように，有限体積法を用いたプログラムを用い，乱流モデルには標準型k- ϵ モデルを用いた．二相流の計算にはVOFモデルを用いた．この方法はHirtら⁽⁴⁸⁾によって提唱されたもので，3次元のNavier-Stokes方程式に加えて格子内における液相の占める割合をスカラ量として定義している．すなわち格子内が全て流体であれば1，気体であれば0を示す値を定義し，このスカラ量の輸送を同時に解くことを特徴としている．離散化の方法には1次の風上差分を用いた．計算における Δt は 1×10^{-7} sで，流量で無次元化した残差は 1.5×10^{-6} 以下である．

3-3-2 3次元粘性解析手法の精度検証

次に，この計算手法によって計算された結果について，実験結果と比較検証しながら，その妥当性を検証する．

まず，代表的なノズルであるNozzle AとNozzle Bに関して，噴射開始からの様子を計算した結果をノズル断面で図3-3-3に示す．実験結果と比較検証のため噴射開始時における初期の噴霧の撮影結果を図中に示す．撮影結果はレーザーシートを光源としたものではあるが，噴孔径は1mm以下と小さい上に液膜の状態であるので噴霧撮影結果は断層ではなく，前部も撮影されている．また，実機に

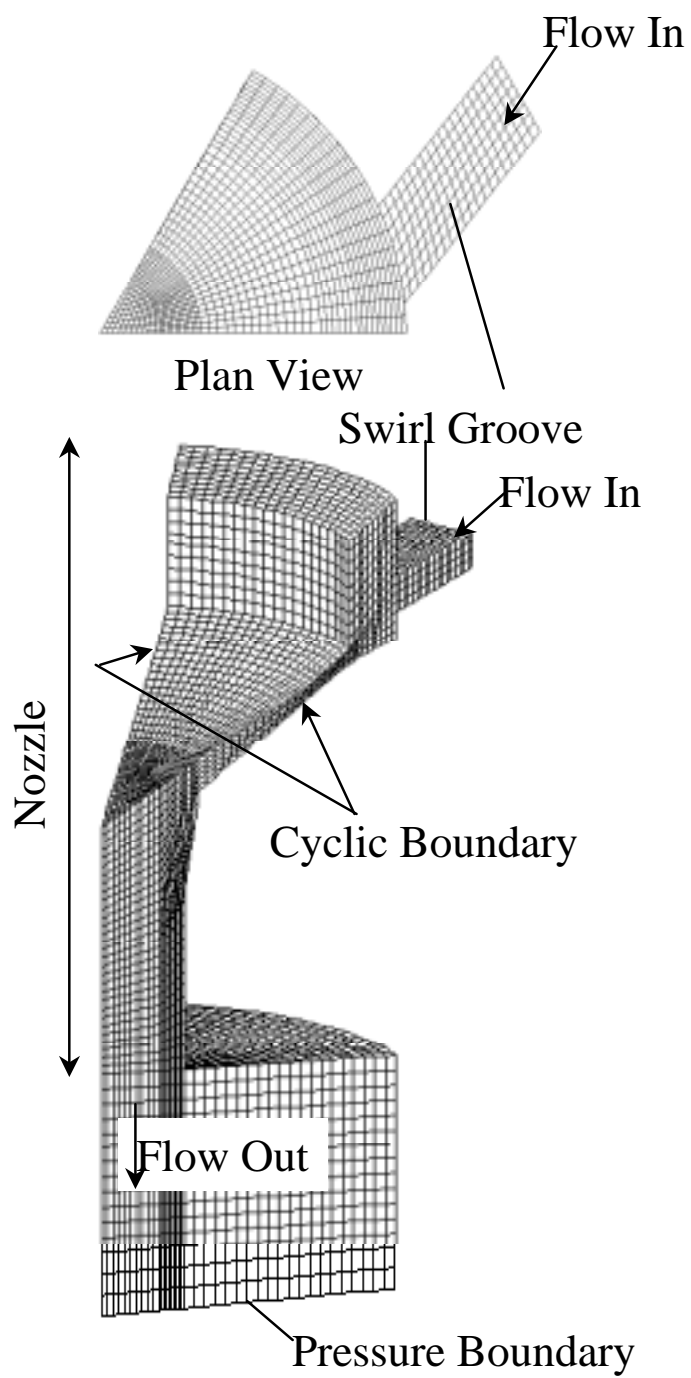


图 3-3-1 Nozzle A 用计算格子

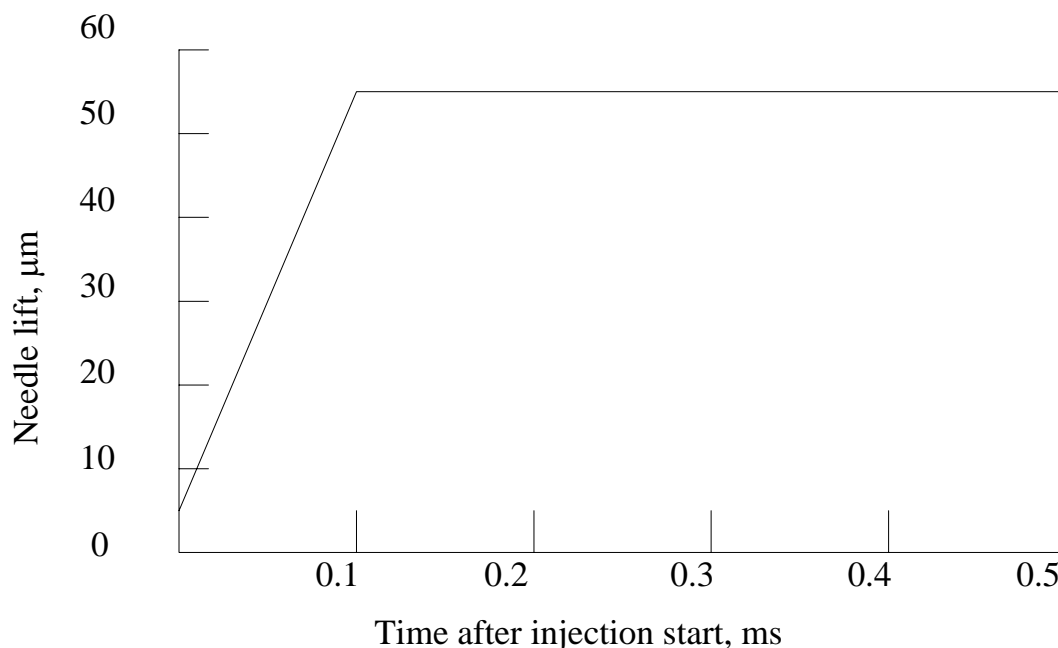


図 3-3-2 針弁リフトの制御

おいては開弁のための電気信号に対して若干の遅れを伴って針弁が上昇することから，ここではノズル先端から噴霧が見え始めた位置で計算と実験で時刻を一致させた．両者のノズルにおいても噴射開始時において下向きの液柱が噴出し，その後徐々に噴霧角度を形成するよう傘状に広がってゆく定性的傾向が実験結果と計算結果とで比較的良く一致している．Nozzle A は Nozzle B に対して特性係数が小さいすなわちスワールが強く噴霧角度が大きい．Nozzle A は Nozzle B に比較して噴孔内において液膜が発達するのが早いことがわかる．このことは，Nozzle B の方が微粒化した噴霧を得るのに時間がかかることを示しており，噴霧角度の大きい噴霧の方が早く微粒化させたい場合に適していることがわかる．次に，噴射開始後十分に時間が経過しノズル内の流れ場が安定した時刻において，流量，噴霧角度，そして空洞率といった計算結果を実験値と比較する．安定した流れ場となった状態の代表的な状態として，噴射開始から 0.5ms 経過した状態のノズル断面における液膜の様子を図 3-3-4 に

示す．ここで，Nozzle A の液膜厚さが Nozzle B に比較して小さいことが確認できる．表 3-2-1 に示した全てのノズルに対して，計算値と実験値を比較して流量，噴霧角度，そして空洞率をそれぞれ図 3-3-5，3-3-6，3-3-7 に示す．ここで，VOF モデルを用いた数値計算においては，液体と気体の界面は完全に分離されるわけではなく VOF の値は界面近くで 0 と 1 の中間的な値をとる．また，各計算格子で離散的な値を持つため，まず各位置における VOF の値を線形的に補間を行った後に，しきい値 0.7 で気液が分離していると仮定した．まず噴霧角度に関して図 3-3-6 を見ると，噴霧角度が実験結果に対して若干小さめに計算されていることがわかる．しかしながら，計算された値は実験値と比較して全体に一律に小さくその大きさは $0\sim 10^\circ$ と比較的小さい．図 3-2-10 に示した棚沢の式の場合における実験値との差を見ると，その値のばらつきは小さくなっていることが明確である．図 3-3-5 の流量に関していえば，実験値と比較して流量は若干大きめに計算されることがわかる．これは，前述の噴霧角度が小さく計算されることと密接に関係すると考えられ，噴霧角度が小さく計算されるために流量として大きめに計算されると考えられる．しかし，この流量に関して計算値と実験値との差に大きなばらつきはなく，定量的に予測可能なレベルであると考えられる．空洞率を示した図 3-3-6 に関しては，上記しきい値の選定に応じて，多少結果が変化するものの本仮定の基では，概ね定量的にも予測できていることがわかる．また，前節において特性係数に対して実験結果にばらつきが見られた原因が断定できなかったが，上記の結果にはこうした大きなばらつきはないため，3次元の本手法を行ったことにより予測精度が向上したものと考えられる．しかしながら，前節にて実験結果の液膜厚さに関する妥当性を検証したものの，実際に直接確認できているわけではなく，あくまでも間接的な検証でしかない．そこで，今回ノズル出口の先端部を一部ガラスにすることにより液膜の様子を直接可視化することを試みた．図 3-3-8 に示すように，石英ガラス製の光学ガラスをノズル先端にはめ込み

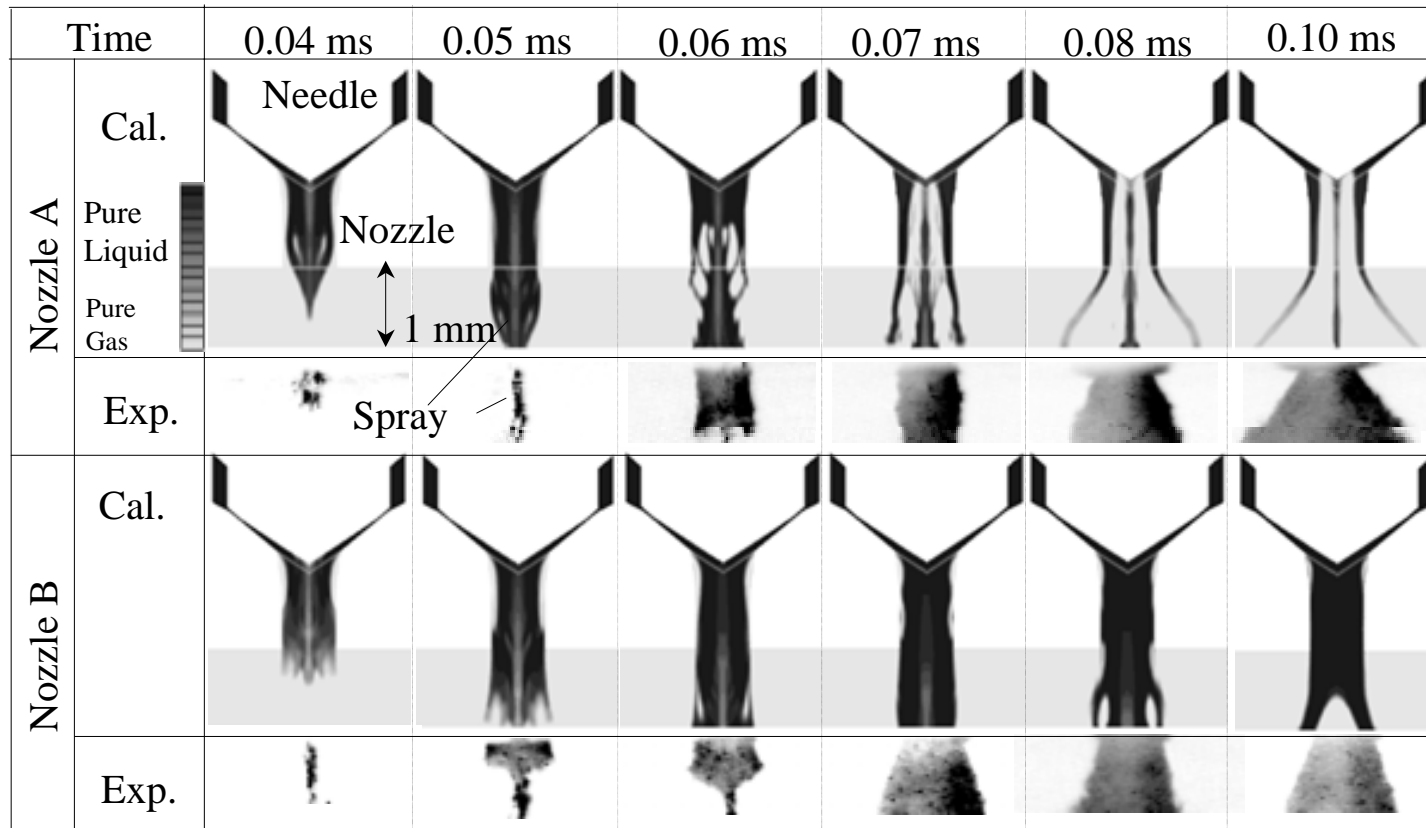


図 3-3-3 代表的な 2 つのノズルにおけるノズル内の空洞形成過程

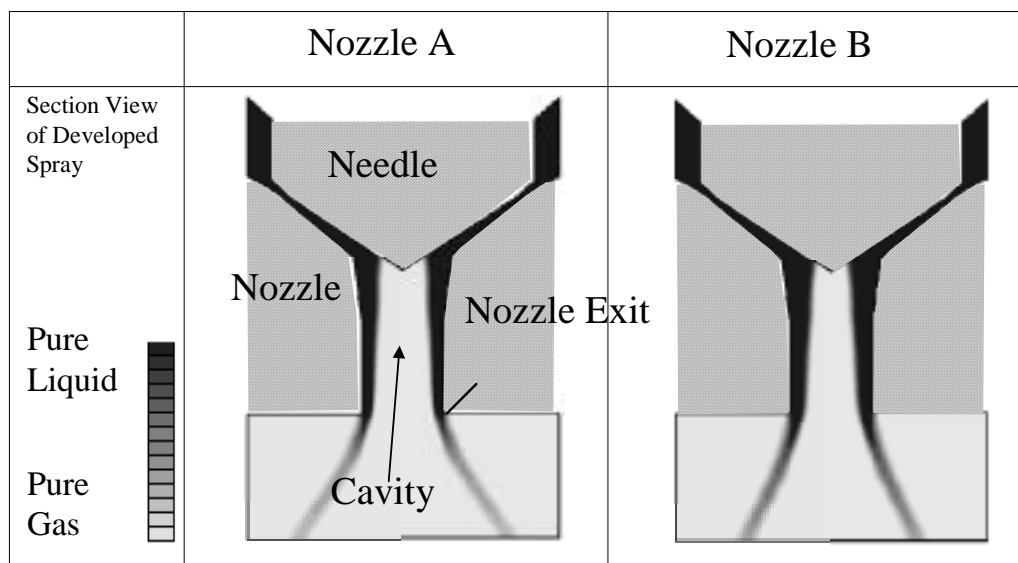


図 3-3-4 十分時間が経過した後におけるノズル内の流れの様子

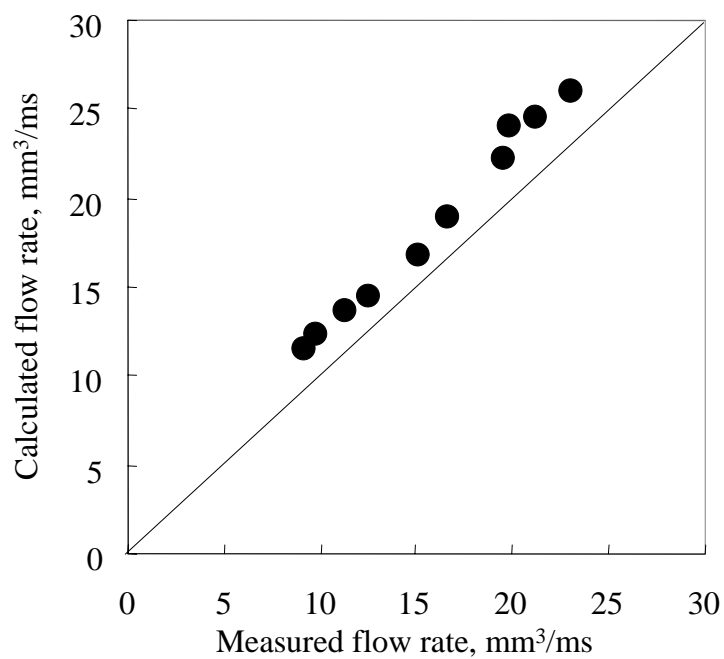


図 3-3-5 計算値と実験値の流量の比較

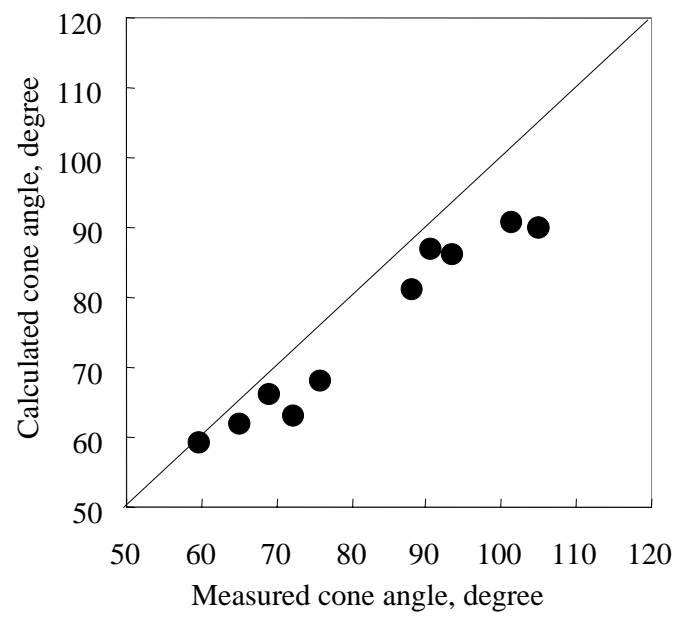


図 3-3-6 計算値と実験値の噴霧角度の比較

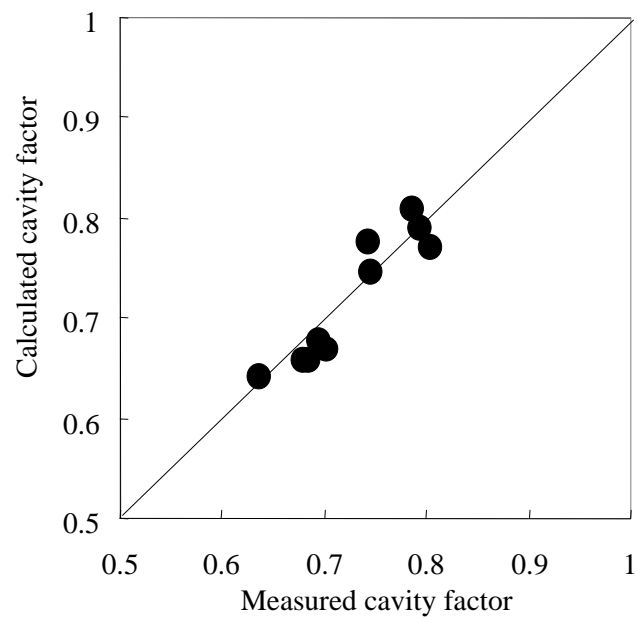
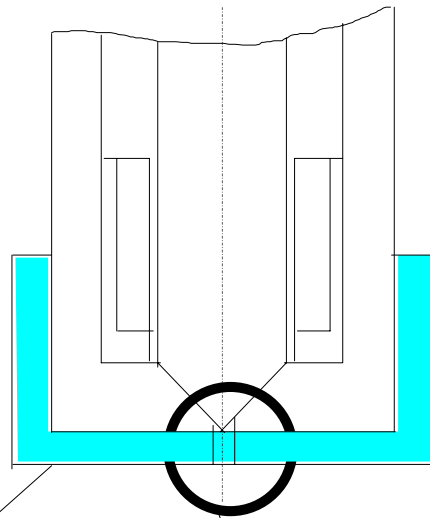
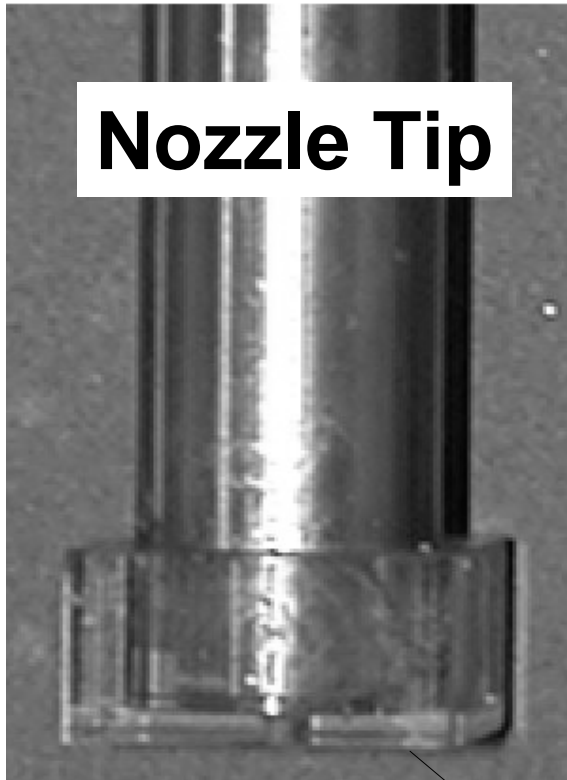


図 3-3-7 計算と実験値の空洞率の比較



可視化用ガラス 可視化部分

図 3-3-8 可視化用ノズル先端部

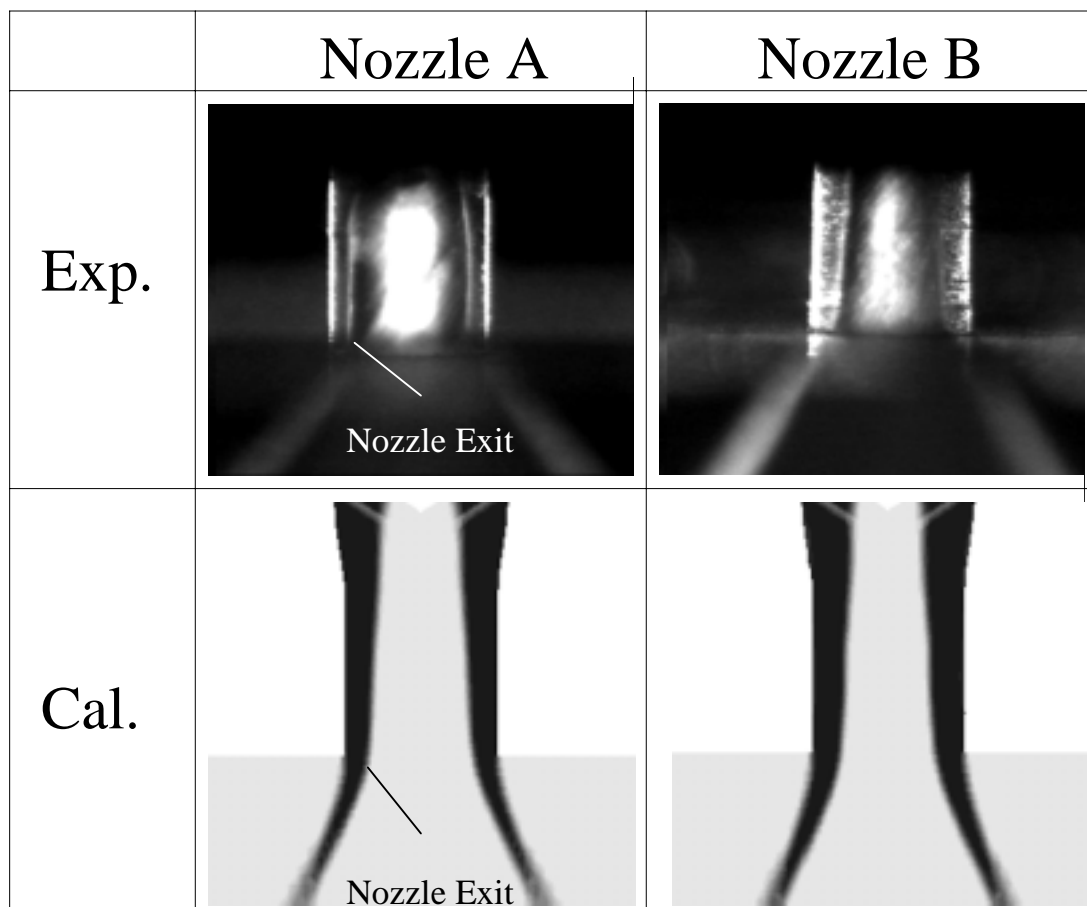


図 3-3-9 可視化結果と実験結果の比較

	Exp.		Cal.
	PIV	Visualization	
Nozzle A	0.74	0.74	0.76
Nozzle B	0.68	0.68	0.68

表 3-3-1 可視化実験結果と計算結果の定量的比較

接着剤にて固定する．固定した後一体にて噴孔加工を行うことにより可視化可能なノズルを試作することができる．ひずみを小さくするために外周面は平面でかつ透明性を確保して作られている．このノズルに背面より可視の光を照射し前方より CCD カメラで液膜の可視化を行った．結果を計算結果と比較して図 3-3-9 に示す．実験では噴孔の出口近傍しか撮影できていないが，噴孔に形成される液膜が Nozzle A に対して Nozzle B の方が厚くなっていることが可視化結果と実験結果とで定性的に一致している．また，噴孔部の空洞は，噴孔出口部から針弁の先端側に行くに従い径が小さくすなわち逆にいえば液膜厚さが厚くなる傾向を示しており，この定性的な傾向も実験結果と計算結果とで一致している．この針弁の先端に行くに従い空洞の径が小さくなっている理由は，針弁上における空気と燃料の境界が燃料の表面張力によって針弁の中心側に引き込まれそれにつれられて同じく表面張力によって針弁に近い側の液膜が厚い側に向かって引っ張られるためであると考えられる．定量的な比較を行うため，可視化した画像を 2 値化して，また一方で VOF モデルを用いて計算した計算結果もあるしきい値で切って，液膜厚さを比較した．結果を表 3-3-1 に示す．可視化結果は 2 値化するしきい値があり，VOF モデルにおいてもしきい値を使って液膜厚さを求めているため，完全に定量化できているわけではないものの，実験結果と計算結果は比較的良好に一致していることがわかる．さて，以上述べてきたように，PIV 等を使って間接的に計測し，算出した空洞率が VOF モデルを用いた 3 次元の計算で求められた空洞率と比較的良好に一致していることがわかったが，計測した PIV の流速と流量から空洞率を求める場合に液膜厚さ方向の流速分布を一定にすると仮定している．この妥当性について考察する．図 3-3-10 は，Nozzle A と Nozzle B に関して，ノズル出口における半径方向の流速分布を示したものである．破線で示したものは，PIV の実測値の軸方向成分を示したものである．この結果から液膜内の流速分布は多少存在するものの概ね一定であることが，計算上確かめることができた．

参考までに同図中に Nozzle A において単相流の計算結果を示した。このように，単相流では液膜厚さという概念すら存在しないだけでなく，速度分布がまったく違っているために，その結果にはノズル内流動予測としての意味をなさないことがわかる。以上のことから，VOF モデルを用いた 3 次元粘性解析手法を用いることにより，少なくとも棚沢らの式に比較して精度良く予測できるだけでなく，ノズル設計上重要である噴霧の各種特性である，流量，噴霧角，そして微粒化特性に特に重要である空洞率を定量的にもある程度予測可能であることが明らかとなった。

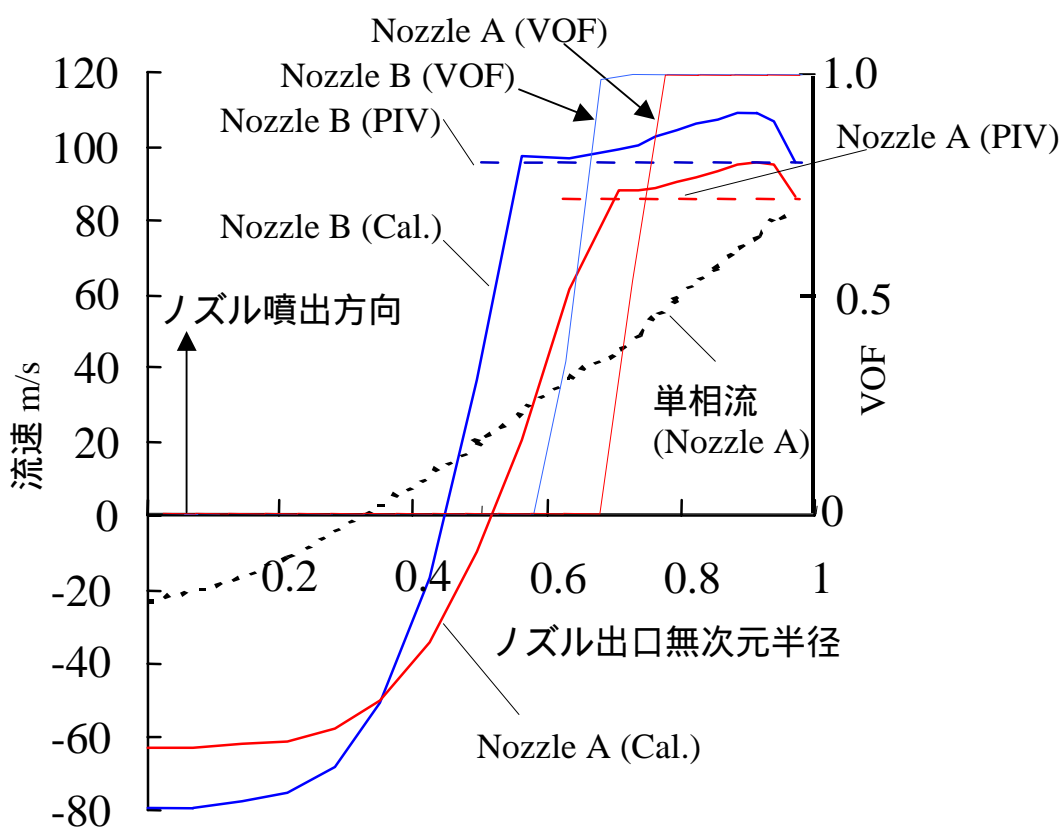


図 3-3-10 ノズル出口における流速分布と VOF 分布

3-4 スワールノズルの噴霧における実験的解析方法

前節までにスワールノズル内の流れ場を解析する手法に関して述べた。本節では、スワールノズルから噴射された噴霧の計測法に関して2章に対してさらに詳細に述べる。

3-4-1 PIVを用いた速度計測方法

噴霧を詳細に分析するには、流れ場を捉えることがきわめて重要である。とりわけ、気体中を貫徹する液滴は気液の2相流であり流れ場には2種類存在する。すなわち、噴霧液滴自身の流速と噴霧が空気に与えた運動量によって変化する周囲の気体の流れ場である。まず、噴霧液滴の流速を測定する一般的な計測法としてPDAやLDVといった手法がある。しかし、点計測であるため1つの時刻での瞬時の噴霧流速分布がどのようになっているのかを把握するには必ずしも適しているとはいえない。また、1つの噴射弁に対して詳細な分析を行うためには、多くの点をシーケンシャルに自動で計測するシステムを用いたとしてもなお、多くの時間を要する。そこで、本研究ではPIVを用いた噴霧計測を行うことを試みた。通常、PIVには流れに追従するトレーサを入れ、そのトレーサの動きを可視化し画像処理することにより速度を算出する。ここでは、噴霧自身の流れと周囲空気の流れに対して噴孔近傍の計測で行ったようにトレーサを用いずに噴霧自身の作る場の濃度相関を取ることによって、流速の測定を試みた。実験装置の概要図を図3-4-1に示す。基本的に3-2節にて用いた装置に準じているものの流れは可視化画像に対して比較的遅いため、1台のCCDカメラで画像を取り込んだ。図3-4-2に示すように、CCDカメラの記録フィールドにおいてODDフィールドとEVENフィールドにそれぞれYAGのパルスレーザを1度ずつ照射し、ODDフィールドの画像とEVENフィールドの画像を分離することにより2枚の画像を得る。得られた画像は前述のように濃度相関法を用いて速度場を算出する。CCDカメラにはSONY製のXC-007を用いた。噴霧をPIVで測定する場合には、上記濃度相関

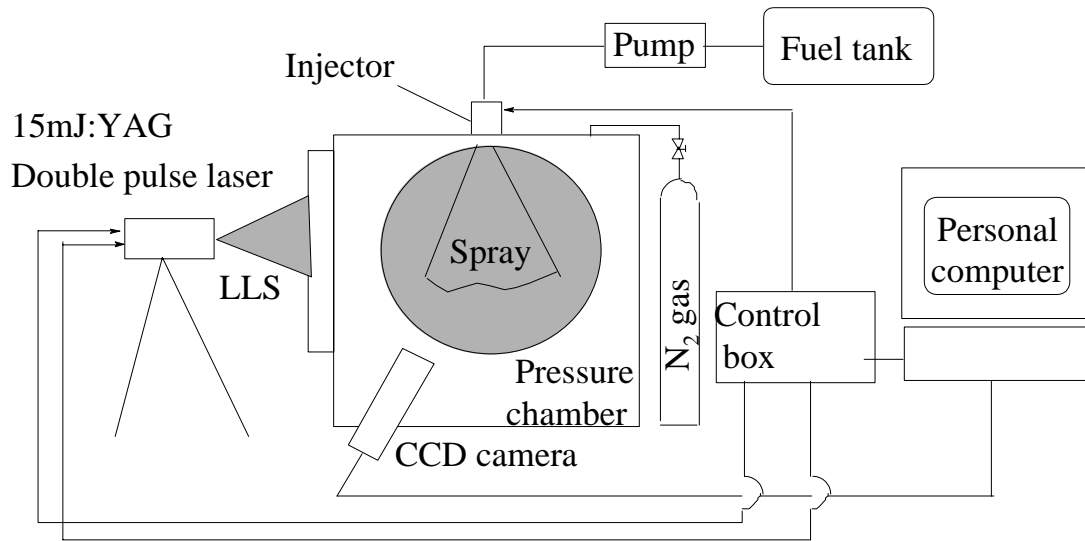


図 3-4-1 実験装置概要

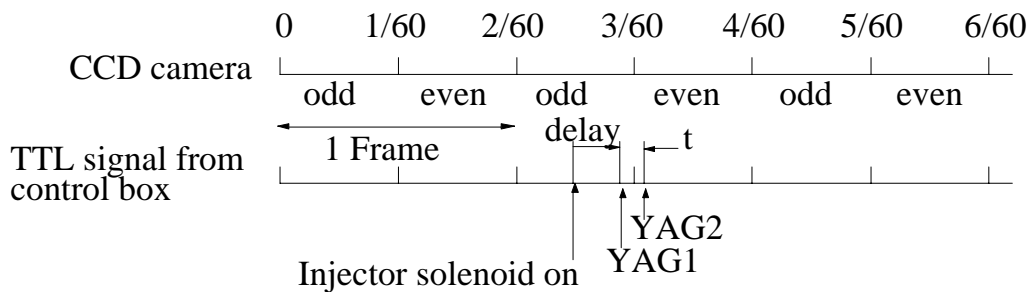


図 3-4-2 各信号のコントロール

が取れるために適切な散乱光の強度が噴霧全体に渡って必要である。しかし、1枚の画像で発達した噴霧全体を映し出し、濃度相関を噴孔近傍から計測することは極めて困難である。なぜならば、数密度の比較的小さい噴霧の先端部に最適な強さで YAG レーザを照射した場合、そのときの噴孔近傍は相対的に噴霧の数密度が高いためにレーザによる散乱光が強すぎて適切な濃淡が出なくなってしまう。

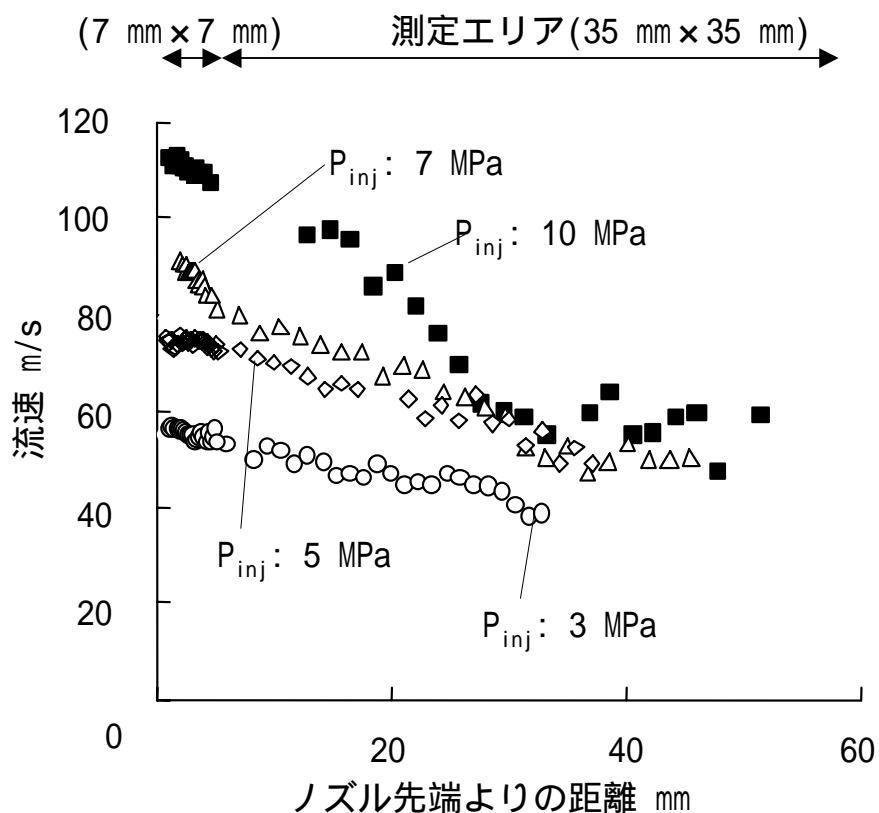


図 3-4-3 発達した噴霧の稜線に沿った速度分布
(Nozzle A, Pulse width: 1 ms, Delay: 1 ms)

しまうからである．そこで，同時に撮影はできないが，噴孔近傍の $7\text{ mm} \times 7\text{ mm}$ の画像と噴霧全体が写る $35\text{ mm} \times 35\text{ mm}$ の 2 回に分けて計測を行った．前者の場合の t は燃料噴射圧力 P_{inj} が 10 MPa の場合において $4\text{ }\mu\text{ s}$ で，後者の場合で $10 \sim 50\text{ }\mu\text{ s}$ 程度である．ここで，噴霧先端側では噴射後の経過時間によって粒子速度と噴霧の数密度が変化することを考慮して t の大きさを適宜調整した．この PIV の計測法を用いて測定した例を図 3-4-3 に示す．発達したスワールノズルはホローコーン状になっておりその噴霧の稜線に沿って速度を測定した．噴孔近傍では流速が大きく，噴霧先端に行くに従い流速が遅くなっている現象が計測できていることがわかる．また，燃料噴射圧力を変えた場合には，噴孔から 40 mm 程度の距離までの

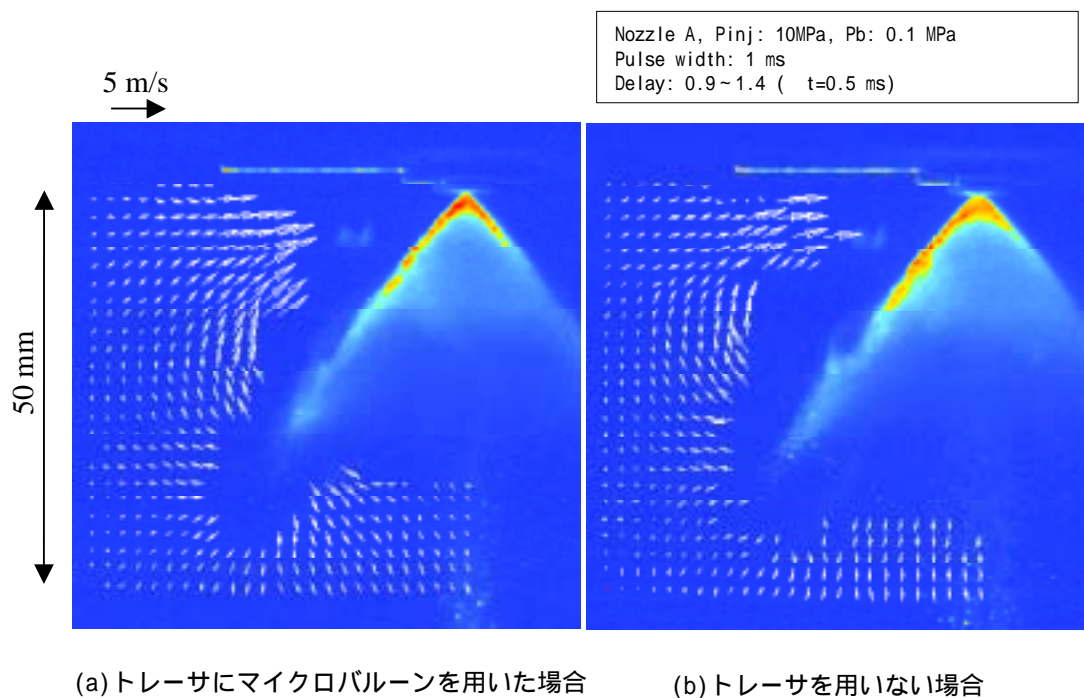


図 3-4-4 トレーサの違いによる計測された速度場の比較

速度は、燃料噴射圧力の上昇に伴い増加するが、同時に減速の割合も同じく大きくなっており、結果的にこの実験の範囲の燃料噴射圧力においては、噴霧先端部の流速は燃料噴射圧力によらず概ね一定値の 50m/s 近傍になっていることがわかる。

次に、噴霧周囲気体の流速測定について説明する。この周囲気体の流速も上記の PIV の方法とまったく同じ方法で行った。ただし t の大きさは 0.5 ms と噴霧の場合に対して相対的に大きくして測定を行った。なお、この場合も前述した噴霧流速の測定の場合と同様に噴霧液滴をトレーサとして計測を行った。この場合は、燃料の液滴が空気に追従できない可能性があるため、トレーサを入れた場合と噴霧液滴をトレーサとした場合とでその計測結果を比較した。トレーサに密度 40Kg/m³ 平均粒径 40 μ m の中空ポリスチレン製マイクロバルーンを選定した。もう一方は、燃料液滴をトレーサとしており、燃料の密度は前述のように 793Kg/m³ 平均粒径は概ね 10~30 ミクロン程度である(フランホーファー回折法による計測結果)。

実験結果を図 3-4-4 に示す。計測点を一致させ、測定した結果を平均し比較すると、燃料液滴を用いた場合、マイクロバルーンの計測結果に対して約 7.3% 低下することがわかった。しかしながら、図を見れば明らかのように、ベクトルの向きには大きな差が見られず、周囲気体の流れ場を相対的に比較する上では問題ないと判断した。

3-4-2 その他の計測法

速度以外の計測法に関しては、概ね一般的に行われている方法を用いた。

まず、噴霧の形状を見るための可視化法について説明する。ここでは、YAG のパルスレーザーをシート状にして噴霧断面のミー散乱光を CCD カメラにて撮影する方法、ならびにストロボライトを用いて噴霧全体の画像を撮影する方法を用いた。噴霧は雰囲気圧力が大気圧下 (0.1 MPa) から背圧下 (0.6 MPa) まで測定することができる。燃料噴射用ポンプは燃料噴射圧力 20 MPa まで高めて実験することが可能になっている。

燃料流量の計測法について説明する。本研究にて用いた燃料流量は一般的に動流量と呼ばれており、計測法としては一定のパルス幅にて間欠的にノズルより噴射された燃料をノズル先端につけられた管を通して全量回収して、その重量を測定。流量は燃料密度によって計算される。本研究を通して、サンプリングには 1000 回の噴射によって噴射された燃料を測定した。噴射弁から噴射された燃料は噴射弁に垂直な断面で見た場合に分布が存在する。この燃料の空間分布を測定するために、パタネータとよばれる装置を用いて測定した。この装置は円盤状になっており直上から噴射された燃料を受け止め各仕切られたセクションの中に入った燃料をそれぞれ測定することにより空間的な分布を測定する方法である。このパタネータを図 3-4-5 に示す。図に示すように半径方向に 10 セクション円周方向に 4 セクション合計 37 のセクションに分けられており、半径方向と円周方向の流量分布を測定することができる。

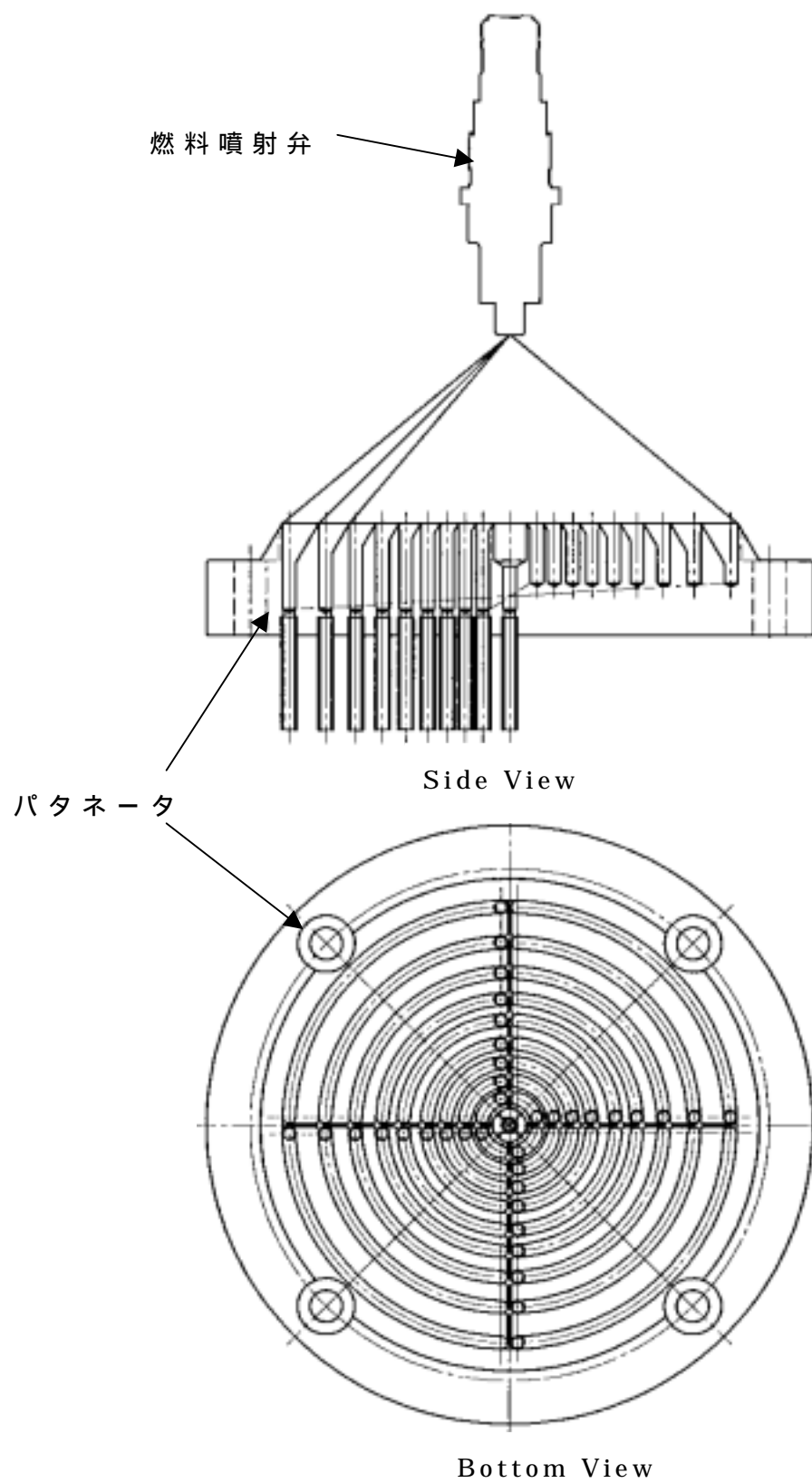


図 3-4-5 パタネータ概要図

次に噴霧粒子の粒径測定法について述べる。本研究では、フランホーファー回折法(Marvern 2600)を用いている。レーザの発光側と受光側に分けられるがそれぞれを周囲圧力の上げることのできる圧力容器に取り付けることにより背圧下における噴霧粒径を測定できるようになっている。また、ノズルに対する相対位置を移動させることにより噴霧粒径の分布を測定することができるようになっている。

3-5 スワールノズルの噴霧における数値計算方法

前節ではスワールノズルの噴霧を実験的に計測する手法について述べた。この節では、数値計算を用いて噴霧の形成を予測し、メカニズムを解明する手法について述べる。

3-5-1 ノズル内流れと連成した噴霧シミュレーション手法

第3章3節において、噴霧の特性はノズル内を3次元的に複雑に流れる流れ場によって大きく影響を受けることが示された。しかしながら噴霧シミュレーションは一般的に噴霧シミュレーションにとって初期条件となるノズル出口の情報には、仮定を与える場合が多く、極端な場合には実験結果に合うように計算の初期条件を与えている例も多い。本研究では、上述のようにノズル出口における計算結果、すなわち噴霧シミュレーションにとっては重要な初期条件となる値を極力外部からの仮定を入れないためにノズル出口の流速や流量分布等の境界条件を噴霧シミュレーションの初期条件として与えて計算を行った。まず、ノズル内流れ場の計算から各時刻における噴孔部に存在する計算格子の全ての流速、流量、ボイド率(本研究ではVOFの値)をファイルに記述させておく。また、計算格子の情報も同時にファイルに書き出しておく。このファイルを使って、噴霧シミュレーションにおけるパーセルを噴射させるための初期条件を作成する。

3-5-2 噴霧シミュレーション技術

計算には前述のように DDM の方法を用いた。直噴ガソリンエンジン用のスワールノズルは、初期粒径に液膜厚さを用い、初期液滴径の算出ならびに 2 次分裂のモデルには WAVE モデルを液滴抵抗モデルには内藤らの提案した SSP モデルを用いた⁽³¹⁾。粒子の衝突・合体には O'Rourke らのモデル⁽³⁵⁾を拡張した永岡らのモデルを用いた⁽³⁶⁾。また、主パーセルは分裂の判断後、子パーセルを複数個発生させるようにした。初期液滴径の分布には、抜山・棚沢の分布関数を用いた。各パーセル径が決定されると、前節にて得られたノズル出口の条件を用いて計算上にて噴射を行わせる。すなわち以下の手順で計算を行う。各計算時刻において、乱数を用いてノズル出口の格子をランダムに抽出する。このとき、気体の場合液滴は発生し得ないので、VOF の値がある敷居値を超えた場合に流量の算出を行い、パーセル内の液滴の個数を算出した後、そのパーセルを計算格子点から噴射させる。このとき、その計算格子の持つ流速を使ってパーセルの初期流速が与えられる。ノズル計算側における計算格子をランダムに抽出しているため、周方向の流量分布は保存される。なお、この計算では、全て VOF のしきい値を 0.3 と仮定した。本計算にて用いた、差分スキームには MARS 法を用いた。また、時間ステップは 5×10^{-7} s である。

3-5-3 噴霧シミュレーション技術の精度検証

(1) 噴霧シミュレーションの初期粒径が計算結果に与える影響

本研究では、スワールノズルにおいて噴孔からの液膜が分裂し液滴に 1 次分裂すると仮定し第 2 章にて示した方法にて液膜から分裂後の液滴径を算出し、それを初期条件として噴霧シミュレーションを行っている。本モデルの計算結果ではザウター平均粒径は (a) $17 \mu\text{m}$ であったが、この計算結果の妥当性を確かめるために初期のザウター平均粒径を (b) $35 \mu\text{m}$ 、(c) $54 \mu\text{m}$ 、(d) $91 \mu\text{m}$ と変化させた場合の計算結果を図 3-5-1 に示す。なお、粒径分布は抜山・棚沢の分

布関数に従って与えた。また、噴孔出口における液膜厚さは $91\ \mu\text{m}$ であり条件 (d) は液膜厚さが初期粒径となっている。計算で表示した条件は噴射期間を 1ms とし、雰囲気気圧の高い 0.6MPa の条件で噴射期間中である噴射開始後 1ms の図を示している。この条件では実験において「噴霧のしぼみ現象」が確認されており、この現象が数値計算で再現しえるのかが、メカニズムを解明する上で、数値計算に求められている最低限の精度であると考えられる。

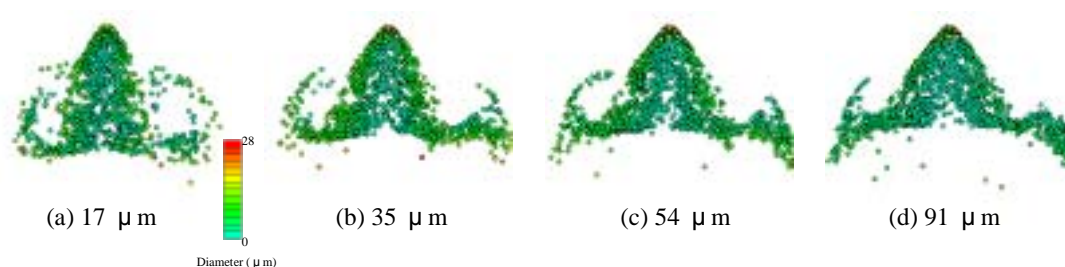


図 3-5-1 初期粒径と噴霧形状の関係（噴霧断面）

この結果から、初期粒径が大きくなるに従い、「噴霧のしぼみ現象」は小さくなっている。このことから初期粒径は「噴霧のしぼみ現象」に大きな影響を与えることがわかる。また、液膜分裂モデルを用いて計算した場合概ね、「噴霧のしぼみ現象」は計算できており、液膜モデルは妥当であると考えられる。

(2) 分裂モデルの有無が計算結果に与える影響

次に、第 2 章にて述べた液膜から液滴に分裂する際のモデルの妥当性について考察する。図 5-3-2 は、噴霧の分裂モデルを用いる場合と用いない場合で比較して示したものである。計算条件は、(1) と同じであり、ザウター平均粒径は $17\ \mu\text{m}$ である。この結果から明らかのように、本研究にて新たに導入した分裂モデルを用いない場合「噴霧のしぼみ現象」は計算されておらず、本分裂モデルの妥当性を表す結果と考える。

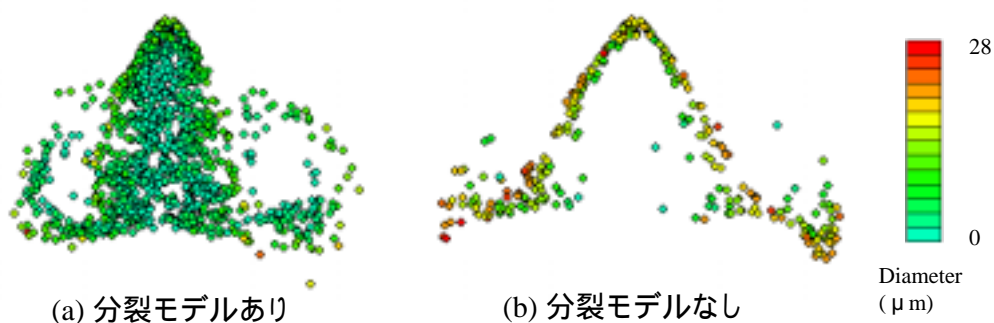


図 3-5-2 分裂モデルの有無と噴霧形状の関係（噴霧断面）

(3) 計算格子の大きさが計算結果に与える影響

次に、数値計算における格子の大きさと計算される噴霧形状について検討した。図 3-5-3 は本研究にて標準として用いた 1 格子の大きさ $0.75\text{mm} \times 0.75\text{mm} \times 0.75\text{mm}$ に対して、一辺の格子の大きさを $1.5\text{mm} \times 1.5\text{mm} \times 1.5\text{mm}$ とした計算結果を比較して示す。

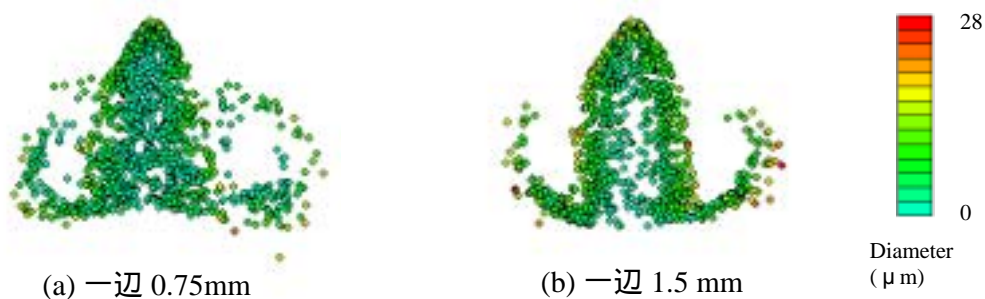


図 3-5-3 格子密度が噴霧計算結果に与える影響（噴霧断面）

この結果から、格子の密度に差があっても「噴霧のしぼみ現象」は現れていることがわかる。ただし、周囲気体の流動の変化に噴霧のばらつきが生じる傾向が格子密度の高い計算で現れていることから本研究では(a)の格子を用いることがより適切であると考えられる。

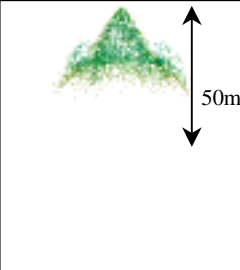
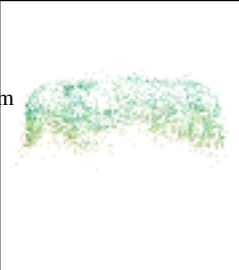
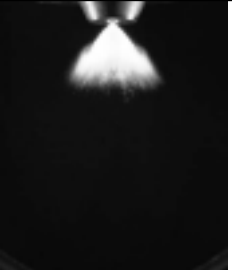

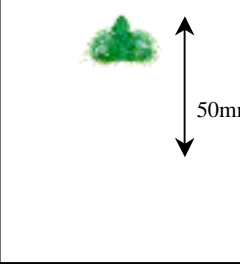
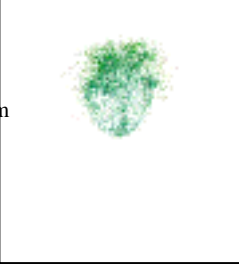
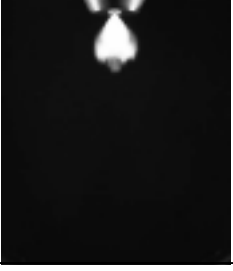
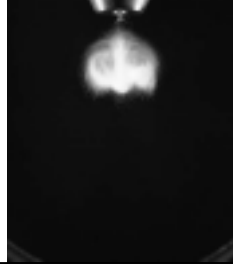
(4) ノズル違いの計算結果

以上から、液膜分裂モデルを用いた計算結果を用いた初期粒径 $17\mu\text{m}$ を用い、今回新たに導入した分裂モデルを用い、格子には

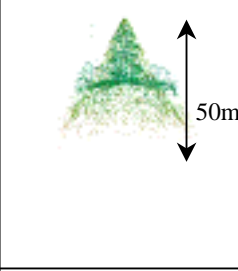
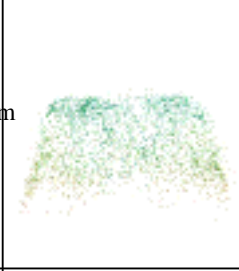
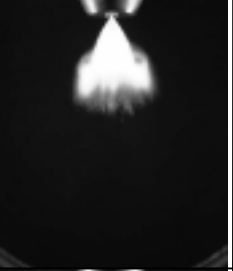
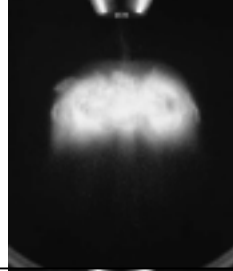
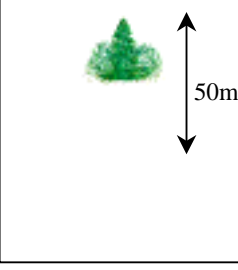
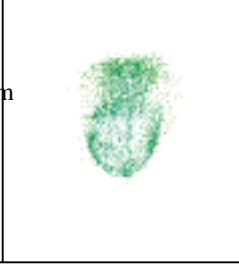
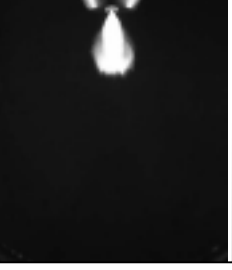
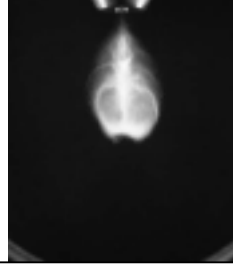
0.75mm × 0.75mm × 0.75mm を 1 格子サイズとする計算格子で計算することにより、「噴霧のしぼみ現象」を計算にて表すことができることが明らかとなった。この条件を用い、ノズルが変わった場合に同様に噴霧形状を予測できるかどうかを確認した。供試ノズルに図 3-2-4 にて用いたスワール溝の偏芯量の違いで噴霧角度の違う 2 種類のノズルで計算を行い、実験で得た噴霧の全体の形状を撮影した結果と比較した。結果を図 3-5-4 に示す。噴霧角度の違う 2 種類のノズルの噴霧に対して、計算結果と実験結果は概ね同様の傾向を示しており、とりわけ、雰囲気圧力の高い場において噴射期間中における噴霧、例えば Delay 1ms の実験結果と計算結果を比較して見ると、噴孔から噴出した直後から噴霧角度が小さくなる、いわゆる「噴霧のしぼみ現象」が計算と実験で同様の傾向を示していることがわかる。また、この現象によって、噴射終了後においては、噴霧は噴霧自身によって作られた周囲気体の流れ場によって軸中心へと巻き込む流れ場に寄せられて、噴霧液滴が軸中心側に寄ってきていることも実験結果と計算結果は比較的良く一致している。

以上の結果から、上記の液膜モデル、分裂モデルならびに格子の条件を用いることにより、本論文の目的である「噴霧のしぼみ現象」、すなわち周囲気体圧力の大きさによって噴霧角度や噴霧形状が大きく変化せず、確実に点火栓に指向する噴霧の検討に用いることは十分可能であると判断する。

以上述べてきた実験手法と計算手法の両者を用いることにより、本研究の目的である噴霧しぼみの少なく、微粒化の進んだ噴霧を実現するノズルの検討を次章以降行ってゆく。

Ambient Pressure (MPa)	Calculated Results		Experimental Results	
	Delay: 1 ms	Delay: 3 ms	Delay: 1 ms	Delay: 3 ms
0.1				
0.6				

(a) Nozzle A の計算結果と実験結果の比較

Ambient Pressure (MPa)	Calculated Results		Experimental Results	
	Delay: 1 ms	Delay: 3 ms	Delay: 1 ms	Delay: 3 ms
0.1				
0.6				

(b) Nozzle B の計算結果と実験結果の比較

図 3-5-4 噴霧計算結果の実験結果との比較

(パルス幅: 1 ms, 燃料噴射圧力 P_{inj} : 10MPa)

3-6 ノズル出口に傾斜面を持つノズルの噴霧特性解析とそのメカニズムの把握

前節までにスワールノズル内の流れ場および噴射された噴霧の計測法や計算法に関して述べた。本節では、直噴ガソリンエンジン用燃料噴射弁の本研究の目的である雰囲気圧力によって噴射される噴霧の噴霧角度が変化するいわゆる「噴霧のしぼみ現象」が少なく、噴射弁の円周方向における一方向の噴霧が確実に点火栓に指向する燃料噴射弁を提案することをおこなう。ここでは、ノズル出口において針弁の軸中心に対して傾きをもつ面で出口が構成されているノズル（以降テーパ付きノズルという）をその最も効果的なノズルと位置付けこのテーパ付きノズルに関する噴霧形成メカニズムに関して前述した実験手法ならびに計算手法を用いて詳細に検討をおこなう。

3-6-1 供試テーパ付きノズル

従来テーパ付きノズルに関する研究は行われてきたが、多くの場合針弁軸に対して多くても 20 度前後の比較的小さい角度のものを用いてきた。その大きな理由は、以下によるものと考えられる。すなわち、大量生産における加工を考慮した場合に 1 つの面で出口を加工するほうが、加工コストが少なくすむためである。この制限を考えた場合、一般的な設計で製作されたノズルの場合せいぜい傾斜面は針弁軸方向に対して 20 度前後の値しか事実上成立しない。それ以上の角度を設定した場合、ノズル内部に存在するスワールチップなどと干渉してしまう。これを避けるためには、加工を複数面に分ける、または傾斜面を加工する前の状態において大きな傾斜面の加工においてもノズル内部と干渉しないようノズル先端部の噴孔部の長さを十分に大きくしておく必要がある。以上の理由から、今まで大きな角度の検討はなされていなかったものと考えられる。従来テーパ付きノズルはこうした制限の中で検討され、実験を行われてきた結果、スワールノズルよりは円周方向の一部において「噴霧の

しぼみ現象」が小さいとはされながらも、スワールノズルと同様に「噴霧のしぼみ現象」があるノズルとして扱われてきた。本研究では、上記制限を取り除き、テーパ付きノズルの「噴霧のしぼみ現象」について詳細に検討を行い、そのメカニズムの解明を行うとともにさらにテーパすなわち傾斜面の角度を大きくした場合に形成される噴霧について検討を行った。

ここで用いたテーパ付きノズルを図 3-6-1 に示す。出口の傾斜面は一般的な 20 度に加えて 40 度と大きなものを用いた。このとき、試作に際しては、加工面を 3 面に分けた。加工に際しては試作品であるので、放電加工で仕上げた。ノズル出口以外の形状はまったく同じに設計した。また、先端の傾斜面の加工は加工工程中最後に行い、先端加工前の噴霧形状に大きな差がないことは確認済であるためノズル内部構造または内部の部品加工精度による噴霧形状の大きな変化はないことを確認している。

3-6-2 ノズル内流れ場のシミュレーション結果

上記ノズルに対して、まずノズル内流れのシミュレーションを行い、内部流れを検討した。計算には、前述の VOF モデルを用いた方法を用いた。計算格子は、Nozzle A に関しては前述のような周期的対称の条件を用いることができるため、1/6 のモデルを用いたが、Nozzle T-1、および Nozzle T-2 に関しては、周期的対称条件を用いることができないため、全周にわたって計算格子を作成した。Nozzle T-1 に関する格子を図 3-6-2 に示す。Nozzle T-1, T-2 の格子数は 159,240 である。

次に結果について述べる。図 3-6-3 は、Nozzle A と Nozzle T-2 の 2 種類のノズルに対して噴射開始から、時間の経過とともに噴霧液膜が形成される過程をノズル中心の断面で可視化した結果を示したものである。比較のために噴射開始からほぼ時刻の噴孔近傍の噴霧を可視化した結果を図中下側に示す。実験は YAG パルスレーザ(波長: 532nm)のシート光により可視化しているが、噴孔近傍のため

Nozzle Type	Nozzle A	Nozzle T-1	Nozzle T-2
Vertical Section			
View of X-X Section			

図 3-6-1 供試ノズル

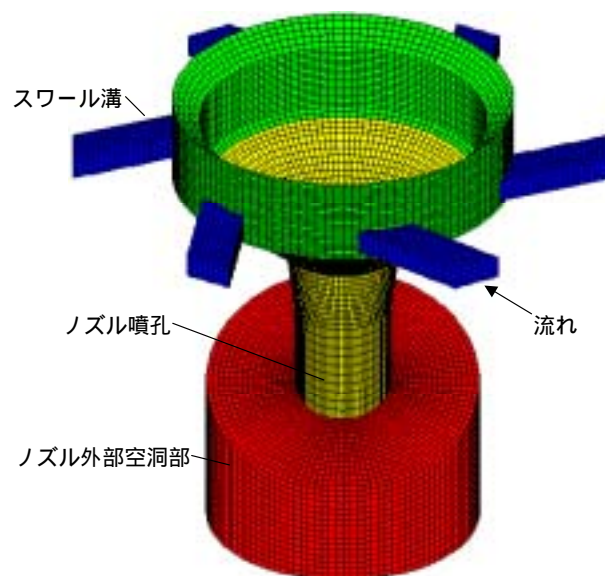


図 3-6-2 Nozzle T-1 計算格子

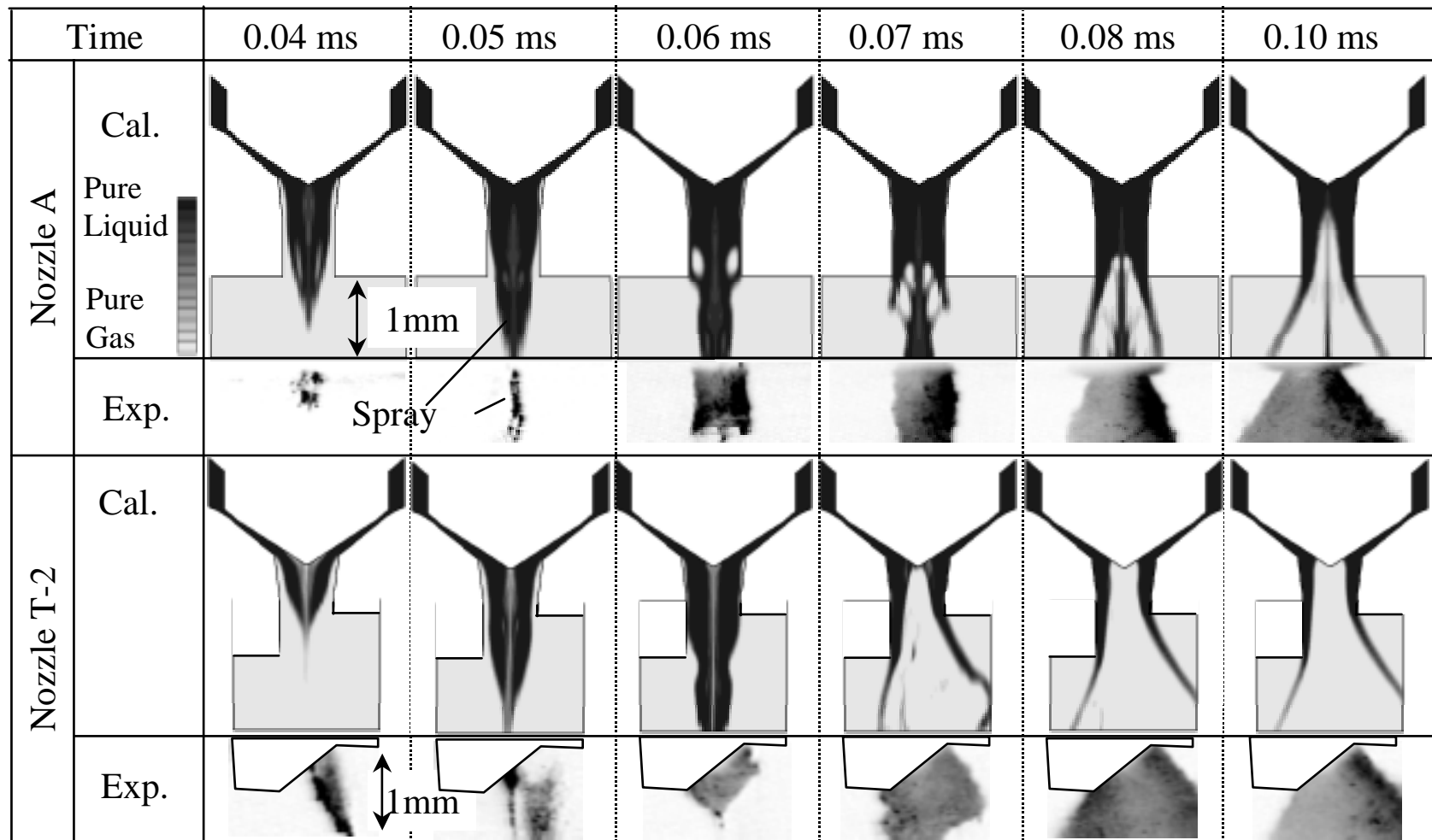


図 3-6-3 初期噴霧の発達過程の計算結果と実験結果の比較

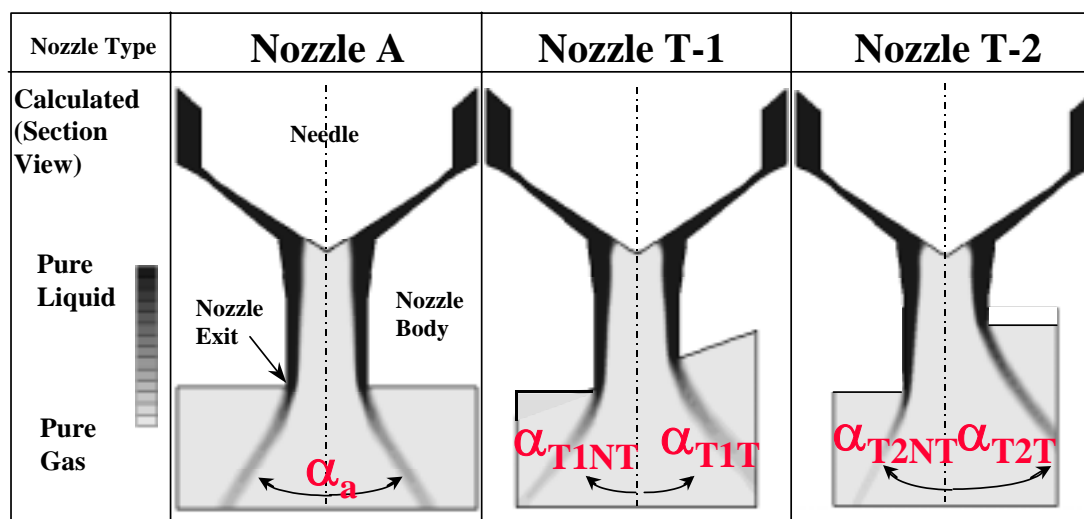


図 3-6-4 十分時間の経過したノズル内流れ計算結果

シート光前部の噴霧も撮影されている。噴射開始から初期噴霧が発生し、スワールのかかった流れにより噴霧が広がってゆき、それに伴い噴孔内の空洞が広がってゆく様子が計算されている。また、実験結果と比較すると噴霧外形形状が比較的良く一致している。噴霧形成過程において Nozzle T-2 の方が Nozzle A に比較して液膜が速く形成され、それによって噴霧の傘が速く開いている様子が、実験結果と計算結果の両面からわかる。

主噴霧が十分発達した時間(噴射開始から 0.5ms 後)での Nozzle A , Nozzle T-1 および Nozzle T-2 の計算結果を図 3-6-4 に示す。十分発達した空洞部が針弁にまで到達している様子が計算されている。Nozzle A と Nozzle T-1 および Nozzle T-2 を比較すると、テーパ面の角度を大きくしてゆくに従い、図中左側の噴孔部が長い側(以降 NT 側という)の噴霧角度を表す α_{NT-1} , α_{NT-2} に対し、図中右側のテーパがついており噴孔部の長さが短くなっている側(以下 T 側とする)の噴霧角度 α_{T-1} , α_{T-2} が大きくなってゆくことがわかる。また、Nozzle T-2 を Nozzle A と比較すると、Nozzle T-2 の図中右側すなわち T 側の液膜厚さは、図中左側の NT 側より液膜厚さが厚

くなっていることがわかる。

3-6-3 噴霧しぼみ現象のメカニズム解明とテーパ付き噴霧形成メカニズム解析

次に、テーパ付きノズルに関する実験結果からその噴霧特性に関するメカニズムを考察する。まずテーパ付きノズルを含む3種類の供試ノズルの噴霧形状を図3-6-5に示す。テーパをつけないノズルに関しては一般的にいわれているように、背圧下においていわゆる「噴霧のしぼみ現象」が見られる。一方テーパを付けたものに関しては、噴霧がテーパをつけた側すなわちT側の噴霧が逆のNT側に対して貫徹力（ペネトレーション）が大きくなおかつ噴霧角度が大きくなっていることがわかる。背圧下においては、噴霧が全体的にT側に傾いてゆくだけでなく、T側にペネトレーションが大きくなっていることがわかる。また、噴射期間中の噴霧を見るとテーパをつけることにより、またその角度が大きくなるに従い、T側の噴霧のしぼみが少なく、逆にNT側の噴霧のしぼみが大きく、Nozzle T-2のNT側を見ると、噴霧が初期の噴射方向とは全く逆のT側へ方向に変化していることがわかる。大気圧下の場合に比較して背圧下の噴霧のしぼみ量を、テーパ側を T とし、逆の側を NT とすると、テーパを大きくつけるに従い、 T は小さく、 NT は大きくなってゆく。

次に、以上の現象を理解するために、「噴霧のしぼみ現象」自身についてそのメカニズムを推定する。まず、このメカニズム解明のため先端部がテーパではないNozzle Aに関して、雰囲気圧力が大気圧下から背圧下になった場合に噴霧流速場に関してPIVを用いて測定した。噴射期間1msに対して測定した時間は1msであり、ちょうど噴霧が発達した状態である。周囲気体の圧力が大気圧の場合には噴霧形状はホローコーン状になっており、この場合は、ホローコーンの稜線に沿って速度分布を測定した。一方、雰囲気圧力が高い場合には、噴霧はつりがね状に変形する、いわゆる「噴霧のしぼみ現

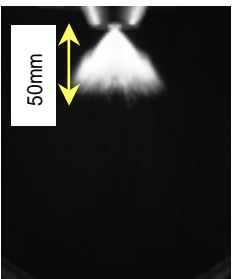
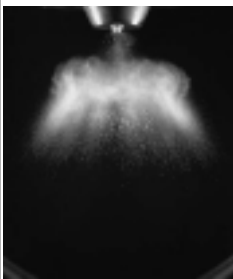


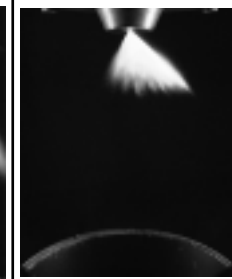
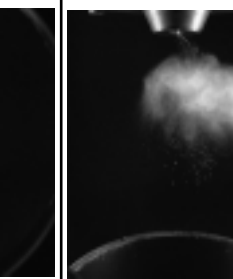
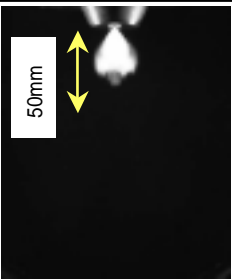


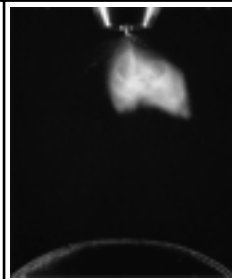
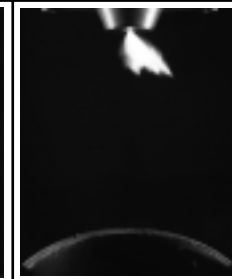
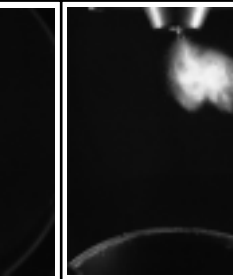
Pinj (MPa)	Ambient Pressure	Nozzle A		Nozzle T-1		Nozzle T-2	
		Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms
10	0.1 MPa (Atmo- sphere)						
	0.6 MPa						

図 3-6-5 テーパ付きノズルの噴霧写真のテーパなしノズルとの比較

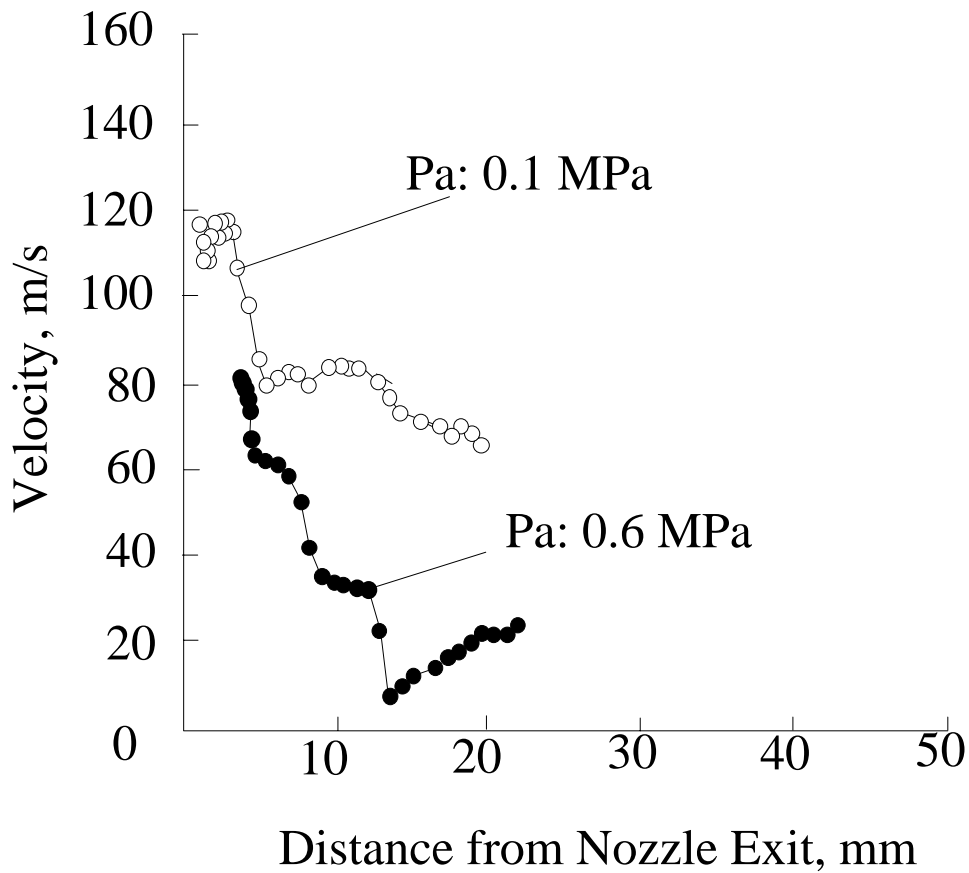


図 3-6-6 テーパなしノズル大気圧下と背圧下の流速分布比較

現象」である。この場合は、噴霧稜線に従ってやや曲がった曲線状における噴霧速度を計測した。計測結果は図 3-6-6 に示す。大気圧下における噴霧は噴孔近傍から 5 mm 前後にて急速に速度が低下しており、その後緩やかになり噴霧先端は 60m/s 程度の流速になる。一方、周囲気体圧力の高いいわゆる背圧下の条件においては、噴孔近傍の流速値は測定できていないが、理論的に噴射における差圧は大きく差がないので噴孔出口における流速は同じであると考えられる。したがって、噴孔部から 12 mm 程度の間で 30m/s まで流速は一気に低下する。その後さらに急速に速度を低下させ、再び流速は回復する。この傾向を示す理由は、背圧下における噴霧の挙動に関係すると考えられる。すなわち噴霧は空間内を貫徹しながら周囲の気体に運動量を与える。噴孔近傍では噴霧はホローコーン状に広が

るためホローコーン状噴霧の内部の流れ場は鉛直方向下向きに、ホローコーン状噴霧の外部の流れ場は噴霧に沿った流れ場を形成する。ホローコーン状噴霧の内部の流れ場は急速に鉛直下向きに流れ場を作られるために、圧力は相対的に低くなるため、外部からの流れが必要となる。そこで、ホローコーン状噴霧の外部の流れ場はそれを補うために、噴霧すなわちホローコーン状の噴霧の外側から噴霧内側への流れ場を生じ、これゆえ噴霧外側から内側に入り込む循環流が形成される。このため、大気圧下の噴霧では噴孔から 5 mm 前後の位置において急減速がおわりほぼ一定流速の流れとなる。このほぼ一定流速の流れ場の中では、噴霧自身が作り出した循環流によって先端に向かってさらに噴霧が減速することを抑えたとともに、相対 We 数が小さくなり周囲の気体へとさらに運動量を与えなくなるために、周囲気体の循環流をさらには大きくしない効果があると思われる。以上のことから定常的に噴射されているスワールノズルの噴霧は噴射量が多くなるに従い噴霧先端に液滴がたまることなく、また噴霧循環流が極端に大きくなることなく両者がつりあって定常噴霧が形成されているものと考えられる。以上の現象は、周囲気体が大気圧であれ高い圧力であれ全く同じメカニズムで説明できる。すなわち、背圧下の条件では、圧力というよりはむしろ周囲気体の密度が大きくなることが現象を大きく支配する。密度が高くなると、噴霧が気体内を貫徹する際に周囲気体を与える運動量は大気圧下の場合と同じでも、貫徹する距離が相対的に短くなり噴霧粒子の持つ速度は相対的に低下する。したがって単位貫徹距離あたりの周囲気体への与える運動量は大きくなる。それゆえ、噴孔出口ではホローコーン状の噴霧であるが、コーン中心の圧力は大気圧下の条件における噴霧の場合に比較して低くなり、噴霧外側から回り込む運動量も大きくなる必要がある。このため流速は同等でも運動量としては強い循環流の流れ場によって噴孔近傍では噴霧自身が軸中心側に向かう方向に流される。この流れ場によって、噴霧内外における圧力差を安定させる。これが「噴霧のしぼみ現象」と考えられる。ここ

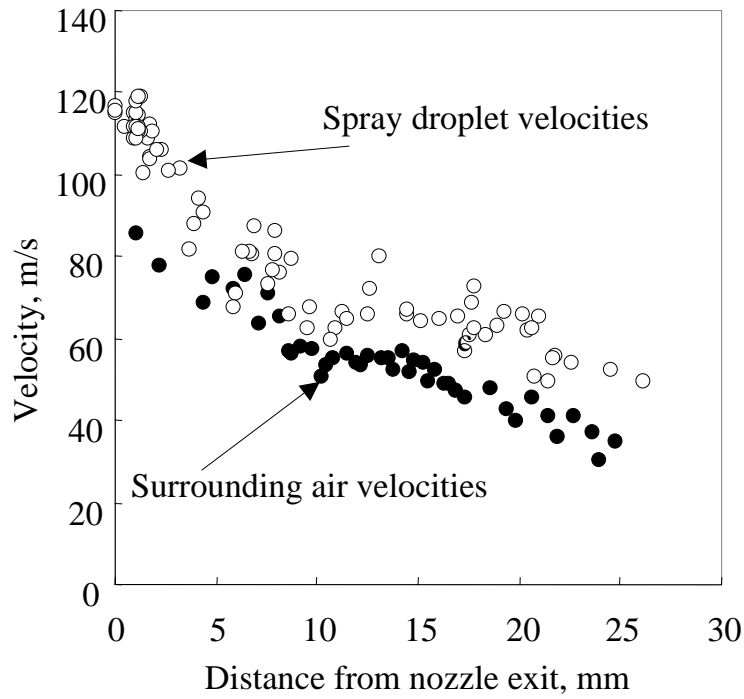
で、背圧下において噴霧先端に行くに従い一旦速度を失い、さらに回復する過程は、噴霧先端部では噴霧の外側から内側に回りこむ循環流によって噴霧粒子が再度加速していることを示しており、噴孔から 12 mm 近傍で急速に速度を失っているのは、この部分で主に循環流が流れ込んでいるため噴霧の先端に向かう速度場と打ち消しあっているためであると考えられる。噴霧によって周囲気体に運動量を与えられることによって発生する循環流が大気圧下では噴孔から 5 mm 近傍で、背圧下では 12 mm 近傍で起こり、その距離に違いが出るメカニズムについては、上述のメカニズムから、背圧下では噴霧形状がつりがね状になり噴霧先端部では噴霧角度は実にゼロに近い、すなわち軸方向に近くなっている、そのため循環流は縦に長い渦形状となる。この軸方向の流れ場によって噴射終了後の噴霧の形状が大気圧下と背圧下によって違うことになる。これらの現象を理解するため、噴霧シミュレーションの結果を示す。噴射期間 1ms で噴射開始 1ms における噴霧液滴と周囲気体の速度をそれぞれ噴孔からの距離を横軸にプロットして、図 3-6-7 に示す。また、噴霧液滴と気体の流速の差すなわち貫徹する噴霧液滴の気体とのスリップ速度を図 3-6-8 に示す。大気圧下において噴霧液滴の挙動が噴孔部において 120m/s であったものが、5mm 程度で減速し、その後おおよそ一定の流速になっていることがわかる。また、スリップ速度を見ると、噴孔から 5mm 程度である程度のスリップ速度となりほぼ変化がないことがわかる。一方、背圧下においては、噴孔部においては非常に大きなスリップ速度を示しており、噴霧流速の急速な低下と周囲気体の急激な増加により、急速にスリップ速度はゼロに近づいていることがわかる。図 3-6-9 には、同じ時刻における計算結果を示す。この結果と上述の結果を比較するとわかるように、大気圧下ではスリップ速度が一定値をとる範囲で大きな循環流を生じており、粒子は周囲の流れに若干引きずられながら安定した流れ場を形成していることがわかる。一方、背圧下においては、粒子は急速に速度を失い、逆に周囲の気体の流動に乗せられていることがわ

かる．これにより，周囲気体の流動の循環流に乗せられ噴霧はスリップ速度の小さくなる噴孔下 5mm を境にコーン中心側に寄せられこれが「噴霧のしぼみ現象」を生じさせていることが推定される．

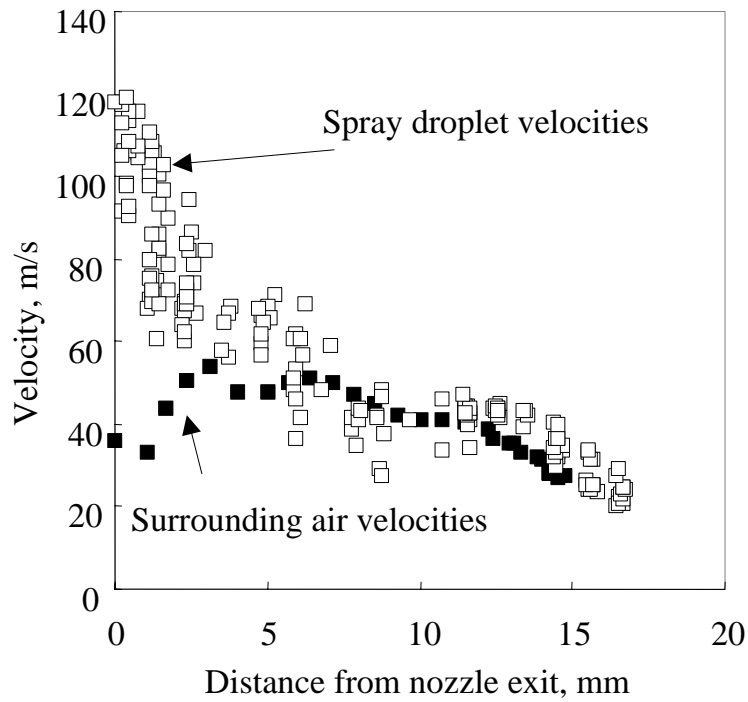
以上「噴霧のしぼみ現象」のメカニズムについて述べてきた．図 3-6-10 にそのメカニズムを簡単に記した．まとめると，大気圧下においては，噴霧によって作られる循環流はノズルより比較的離れた位置に発生しその循環渦は比較的大きく，コーン内側において低下する圧力はこの循環流において補われる．この循環流の存在する間は噴霧流速が比較的一定となり，噴霧として安定する．一方，背圧下においては，噴霧貫徹力に対して周囲気体に与える運動量が相対的に大きくなり，噴霧によって作られる循環流は大気圧下の場合と比較して運動量の大きな流れ場となる．また，噴霧はノズル先端部から急速に速度を低下し，周囲気体と同等の速度を持ち，周囲気体に乗る形となる．この循環流の位置も貫徹力の低下に伴いより噴孔側となるため，噴孔から比較的近い位置において周囲気体流動に曲げられ軸中心側に移動し，これがつりがね状の形状を作ることになる．これが「噴霧のしぼみ現象」のメカニズムと推察される．

以上の背圧下において噴霧形状がつりがね状に変化するいわゆる「噴霧のしぼみ現象」のメカニズムの推定から，テーパ付きノズルの噴霧形状について以下に考察する．

テーパ付きノズルの噴霧は左右非対称であり，テーパ側すなわち T 側とその逆側である NT 側にてその噴霧形状や特性が大きく異なる．そこで，T 側と NT 側を分けてそれぞれ分析を進める．まず，T 側と NT 側に分け，大気圧下および 0.6MPa の背圧下における噴射期間中の T 側と NT 側の噴霧稜線上における噴霧の流速分布を図 3-6-11 および図 3-6-12 にそれぞれ示す．噴孔から噴出する瞬間の流速は，T 側と NT 側で大きな差はなく，またテーパのない Nozzle A と同じであり，約 120m/s である．その後，ノズル先端から離れてゆくに従い，流速は低下してゆくが，テーパ側すなわち T 側の流



(a) 大気圧下 (0.1 MPa)



(b) 背圧下(0.6 MPa)

図 3-6-7 噴霧と周囲気体の流速分布 (Delay/パルス幅:1 ms/ 1 ms)

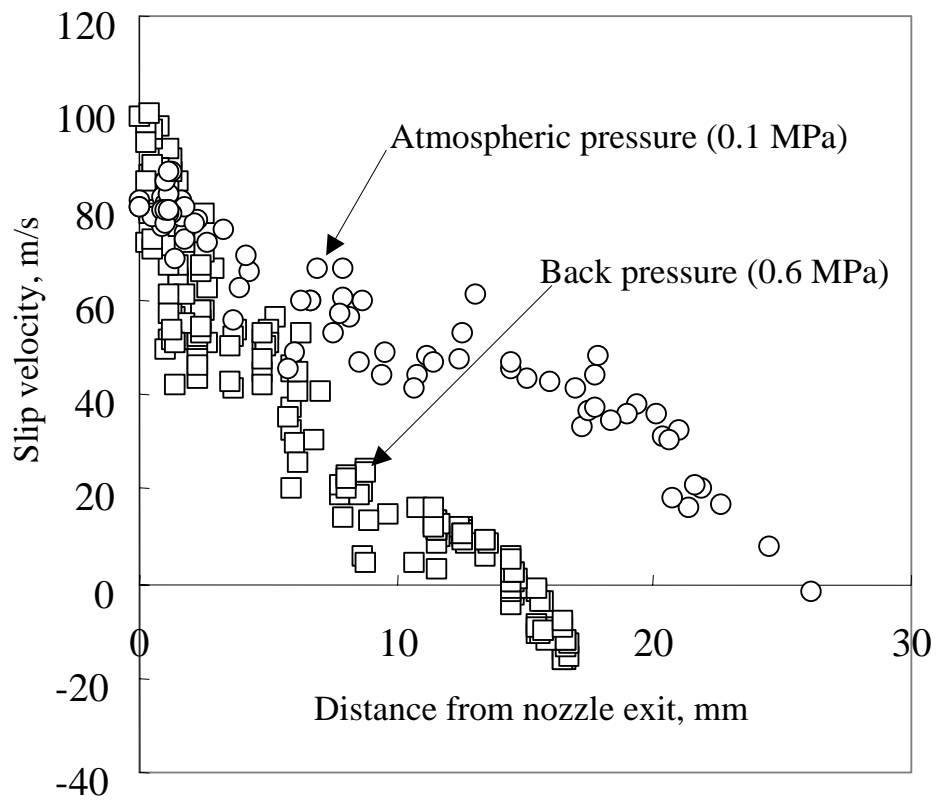
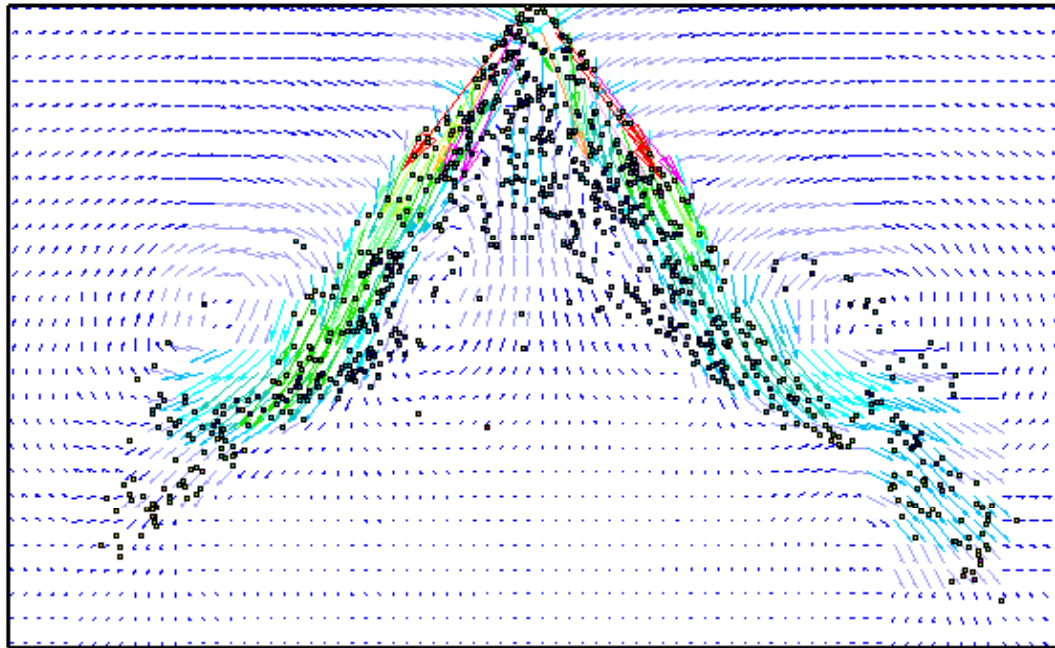
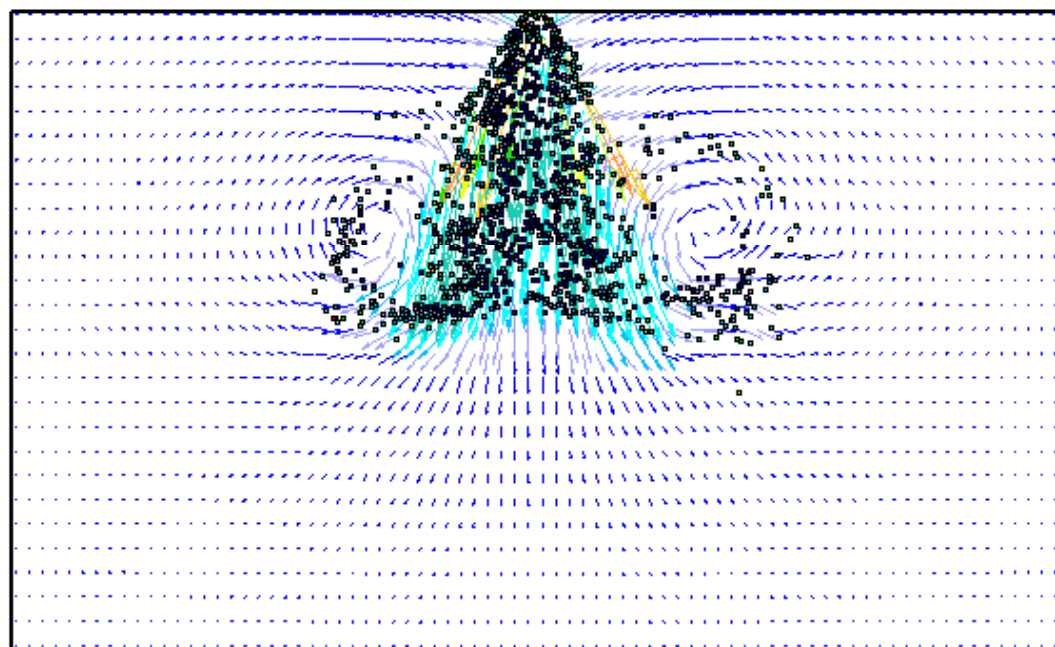


図 3-6-8 噴霧と周囲気体流速の速度差（スリップ速度）



(a) 大気圧下 (0.1 MPa)



(b) 背圧下 (0.6 MPa)

図 3-6-9 計算結果 (噴霧パーセルと周囲気体の流動)

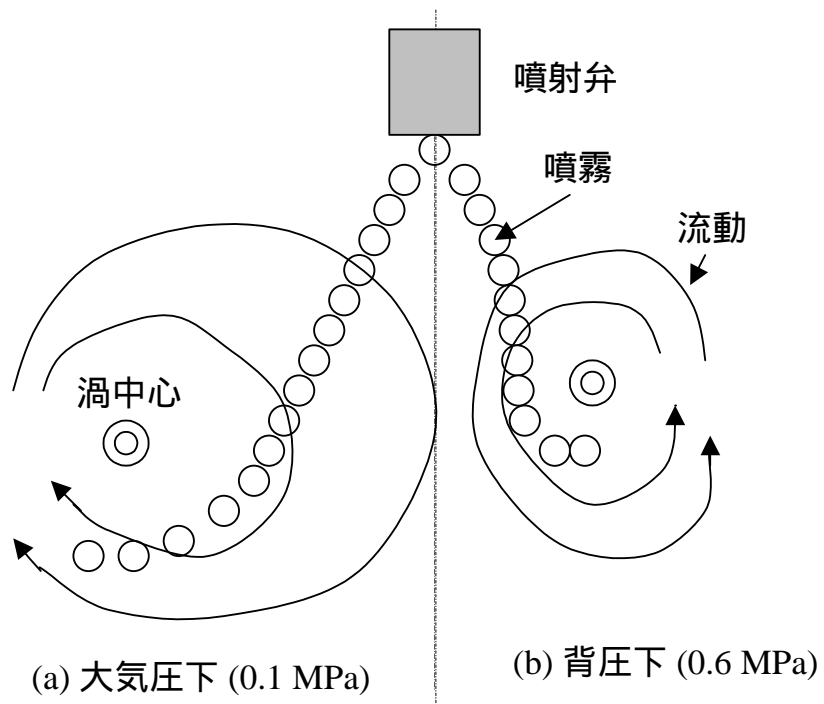


図 3-6-10 「噴霧しぼみ現象」メカニズム概念図

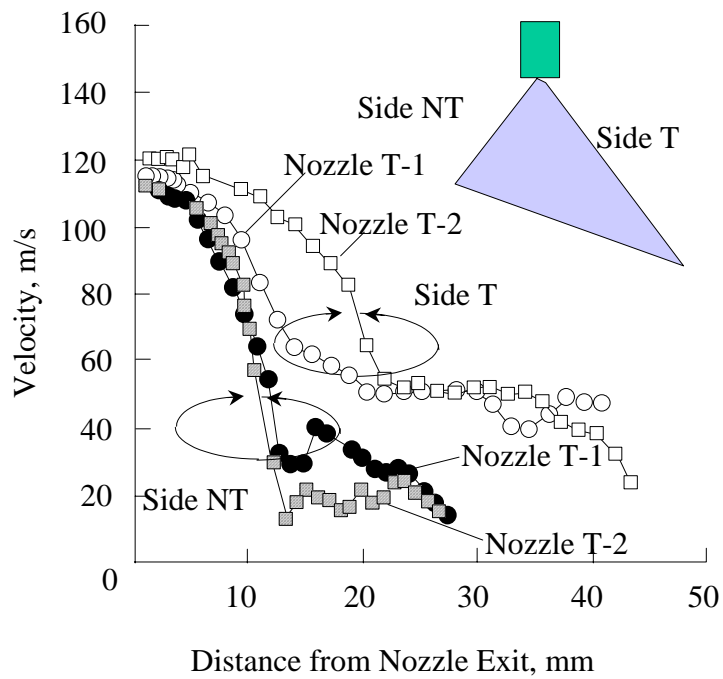


図 3-6-11 大気圧下テーパ付きノズルの噴霧流速分布（大気圧下）

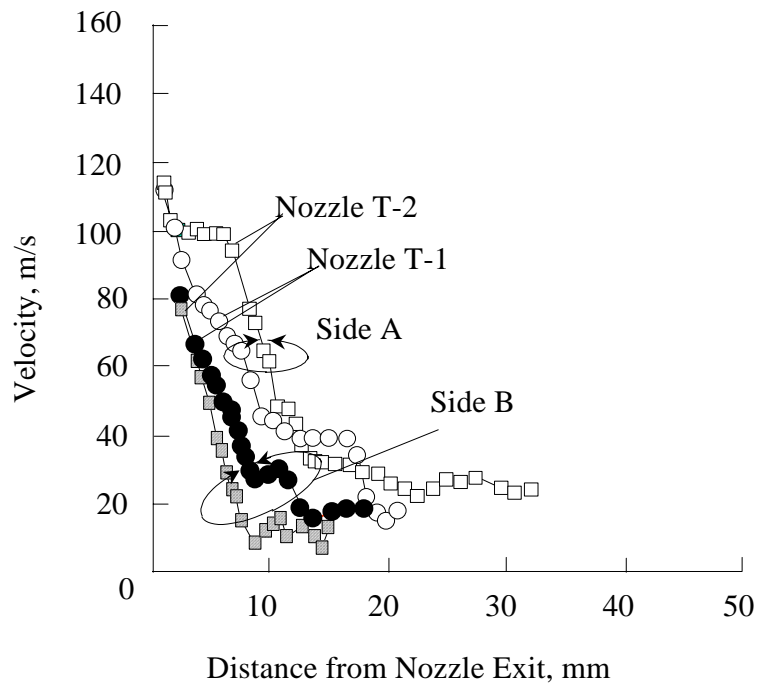
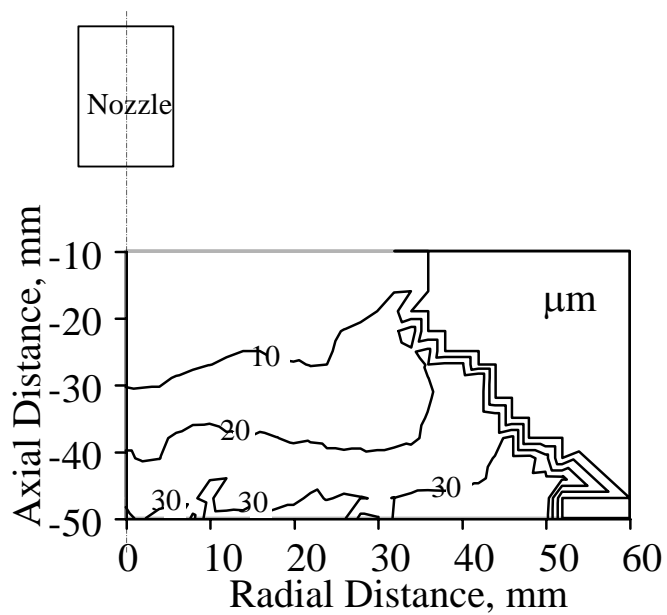


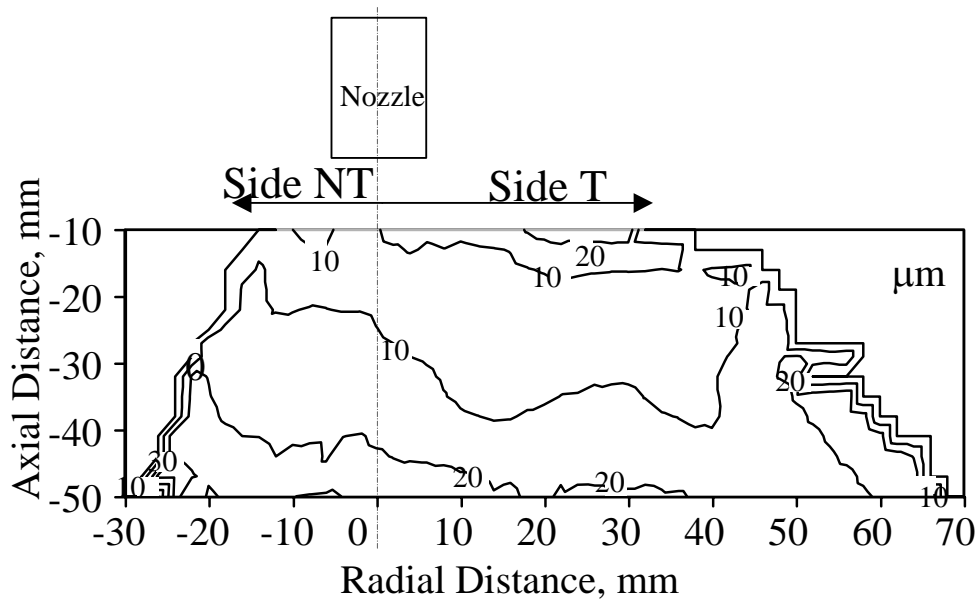
図 3-6-12 テーパ付きノズルの噴霧流速分布（背圧下）

速は、ある流速になるまで比較的急激に減速し、その後テーパのない場合のノズルの噴霧における流速分布と同じように大きな流速低下が生じないようになる。一方、その反対側、すなわち NT 側においてはテーパのない場合のノズルにおける周囲気体圧力 0.6MPa の場合のように流速は急激に低下してほぼ速度を失う。テーパの角度が大きい場合、すなわち Nozzle T-1, Nozzle T-2 とを比較すると、テーパの角度が大きい方が、T 側のノズル出口からの噴霧流速の低下の度合いが緩やかとなっていることがわかる。それに対して、NT 側の噴霧流速はテーパの角度が大きくなるに従い、噴孔出口からの流速低下の度合いが大きくなっていることがわかる。同じことを雰囲気圧力の 0.6MPa の場合で見ると、T 側と NT 側においてその差が小さくなっているものの概ね雰囲気圧力が 0.1MPa すなわち大気圧下における傾向と同じであり、テーパの角度を大きくするに従い T 側と NT 側の流速分布の差が大きくなる傾向を示している。

以上の結果からノズル出口の流速が T 側と NT 側で同じであることは明らかとなったが、噴霧貫徹力（ペネトレーション）や「噴霧のしぼみ現象」の程度が変化する理由は、依然明らかにはなっていない。そこでまず、噴霧粒径について確かめることにした。図 3-6-13 にテーパのない Nozzle A とテーパの角度の最も大きい Nozzle T-2 を対象として、噴射期間 1ms において 2ms の時間経過における噴霧粒径分布を比較して示す。なお、本計測は大気圧下において、フランホーファー回折法を用いて空間的に移動させながら計測を行ったものである。この結果から明らかのように、テーパのない Nozzle A とテーパを有する Nozzle T-2 の T 側と NT 側において若干の差があるものの大きくは変わらないことがわかる。すなわち、少なくとも分裂後の粒径には大きな差が無いことがわかる。次に流量分布について確かめる。パタネータを用い、噴孔下 50mm 下にての流量の分布を各供試ノズルで計測して図 3-6-14 に示す。ここで、T 側のセクションは No. 3 と No. 4 であり、NT 側のセクションは No. 1 と



(a) Nozzle A



(b) Nozzle T-2

図 3-6-13 テーパーなしとテーパー付きノズルの噴霧粒径分布

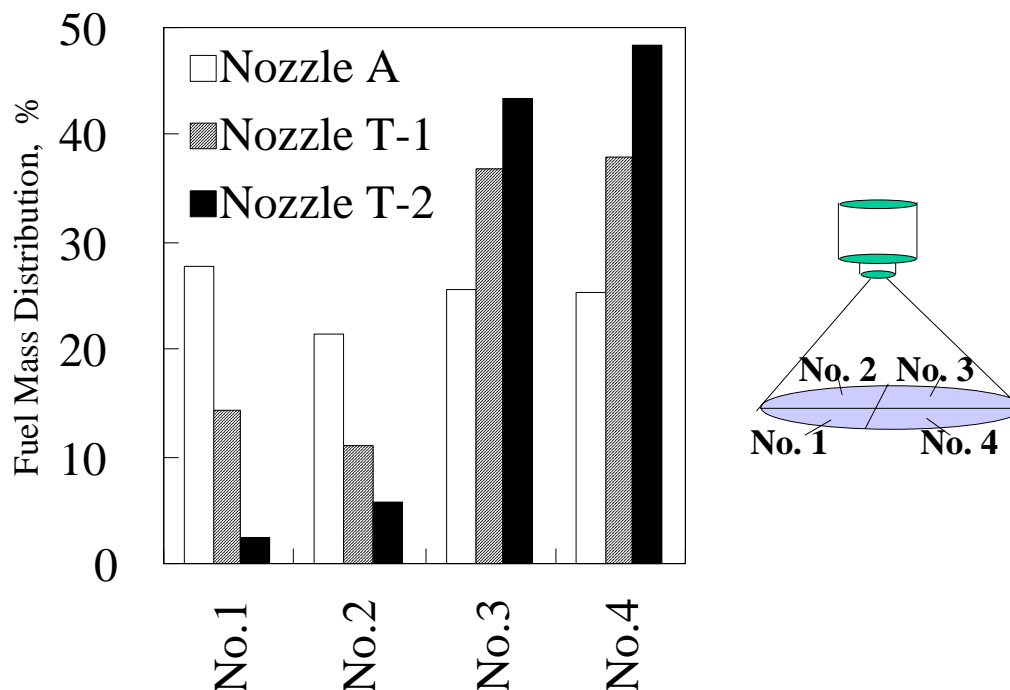


図 3-6-14 テーパなしとテーパ付きノズルの流量分布比較

No. 2 に相当する。この結果から、テーパのない Nozzle A は各セクションの流量がほぼ一定であるのに対して、テーパを有するノズルはテーパ側の T 側とそうでない NT 側に差があることがわかる。またその差はテーパの角度が大きくなるすなわち Nozzle T-1 よりも Nozzle T-2 の方がより差が大きくなっていることがわかる。この結果は、噴射弁より噴射された噴霧が 50mm 下で分布する流量であるためそのままノズル出口における流量分布とはいえないが、少なくともノズル出口における円周方向の流量分布がテーパ付きノズルの噴霧形状を支配している可能性があることが確かめられた。

次に、数値計算側からこの現象を確かめることを行った。ノズル内の流れを数値計算で計算した後その出口の流量分布や流速を初期条件として、噴霧計算を行った。結果を図 3-6-15 に示す。テーパのないノズルは雰囲気圧力が高い場合には「噴霧のしぼみ現象」が強く発生する。一方、テーパ付きノズルではテーパの角度が大きくなるすなわち Nozzle T-1, Nozzle T-2 となるに従い、T 側の噴霧のしぼ

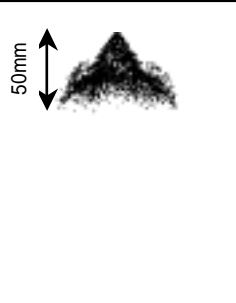




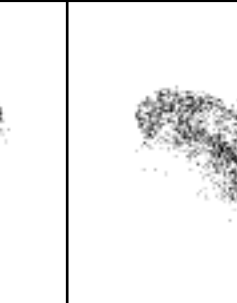
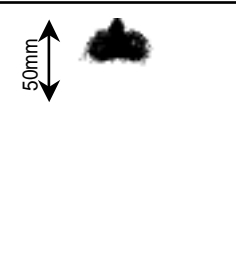
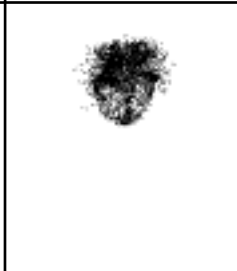


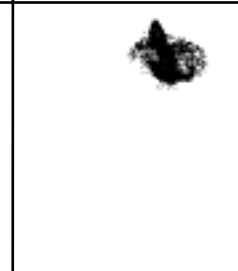
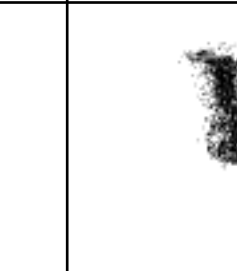
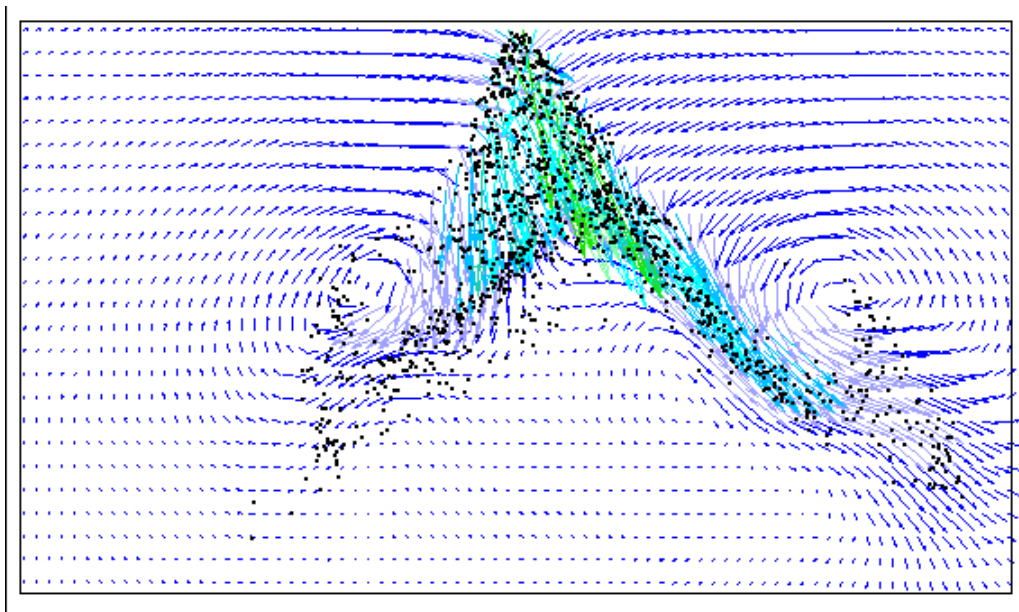
Pinj (MPa)	Ambient Pressure	Nozzle A		Nozzle T-1		Nozzle T-2	
		Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms
10	0.1 MPa (Atmosphere)						
	0.6 MPa						

図 3-6-15 テーパなしとテーパ付きノズルの噴霧シミュレーション結果

み θ_T は小さくなり、その逆側である NT 側の噴霧のしぼみ量 θ_{NT} は大きくなってゆく。この傾向は実験結果に一致している。

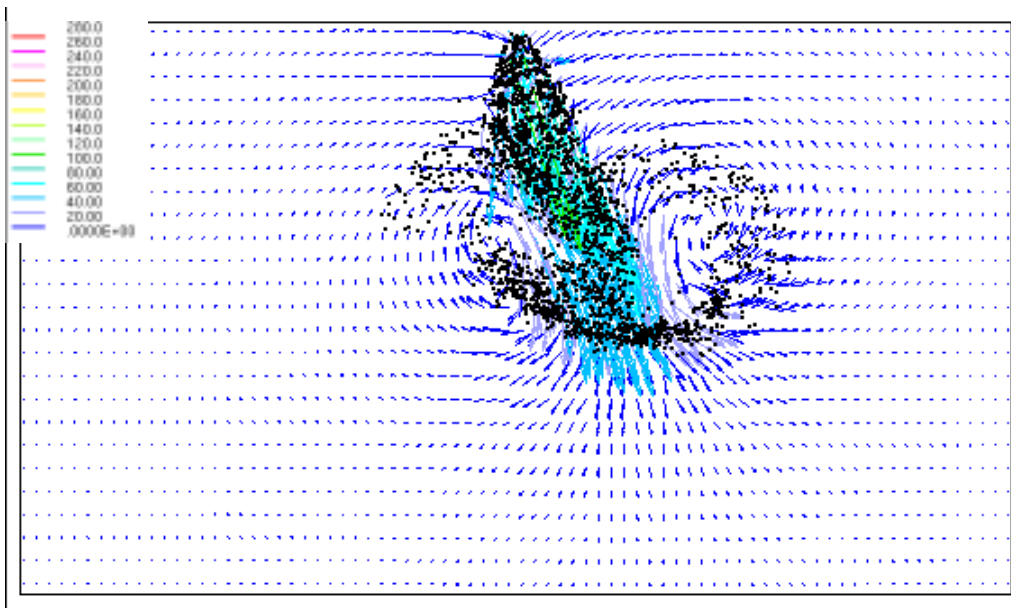
以上の結果から、テーパ付きノズルの噴霧特性として雰囲気圧力が高い場合においてもテーパのついた T 側の噴霧に関しては噴霧しぼみ角度が小さくなり、その傾向はテーパの角度が大きくなるに従い強くなることがわかった。そして、その直接の原因は、テーパ側の流量が逆側の流量に比較して大きくなっているためであることがわかった。また、噴孔出口における噴霧流速はテーパのついた T 側とその逆方向の NT 側で差がないことから、噴孔出口における液膜厚さが違っているためであることが実験的に明らかとなった。また、本傾向は数値解析を用いた結果からも全く同様の結果が得られ数値解析の面からも本現象のメカニズムを明らかにすることができた。テーパ付きノズルが NT 側において流量が少なくなることにより、噴霧のしぼみ効果が強く出る現象に関して前述の「噴霧のしぼみ現象」の仮説から考えてみる。流量が小さくなると燃料自身の持つ運動量が少ないために噴射時に空気に与える運動量も小さくなる。しかし、反対側の T 側では逆に流量が大きいため多くの運動量を空気に与えこれによって周囲気体に比較的強い循環流が形成される。この循環流によって逆に円周方向の空気にも運動量を与え T 側の方が強いもののその逆側である NT 側にも循環流が生じる。しかしながら、NT 側の運動量は相対的に小さいために逆側の T 側によって形成された循環流に引き寄せられる。図 3-6-16 に周囲気体の流れ場も入れた計算結果を示す。流量の大きい T 側の噴霧によって周囲気体の渦は大きく T 側に偏っていることがわかる。T 側の噴霧によって形成される圧力場によって噴孔近傍では相対的に圧力が下がり、運動量の小さい NT 側の噴霧は T 側への力を強く受けてしまい、結果として T 側に強く曲がる噴霧になってしまったと考えられる。この、NT 側の流れによって噴孔出口近傍の圧力場は回復し、また空気の導入が NT 側から行われるため、T 側の噴霧は大きな影響を受けることなく、すなわち「噴霧のしぼみ現象」をほとんど受けるこ

となく噴霧を形成することが可能であると考えられる。



(a) 大気圧下 (0.1 MPa)

流速 m/s



(b) 背圧下 (0.6 MPa)

図 3-6-16 テーパー付きノズルの周囲気体流速分布
(計算結果, Delay:1 ms)

3-7 高燃圧スワールノズルの噴霧特性

前節において、本研究の目的の1つである周囲気体圧力の変化によって変化するいわゆる「噴霧のしぼみ現象」のメカニズムを把握し、高背圧下においても、主たる噴霧の噴霧角度が小さくならず、周囲気圧が変化しても燃料噴霧が確実に点火栓近傍に輸送されるノズルをテーパノズルで実現可能であることが確認された。本節では、直噴ガソリンエンジン用におけるもう1つの目的であるすすやPMの低減を狙ったさらなる微粒化の方策について検討する。

3-7-1 さらなる微粒化ノズルの方策

さらなる微粒化のためには、いくつかの方策が考えられるが、ここではスワールノズルをベースとして考えると燃料噴射圧力の増加が考えられる。従来、スワールノズルは比較的低燃料噴射圧力にて微粒化が可能であるため広く用いられているということもあり、通常高くても10MPa程度の圧力にて使用されてきた。従って、この場合のザウター平均粒径は、設計する特性係数Kにも依存するが、一般に10~20 μ m程度である。こうした背景から、燃料噴射圧力をさらに上昇させた場合の微粒化の程度や噴霧特性に関してほとんど研究が行われていないのが現状である。本節では、この目的を達成するため、20MPaの燃料噴射圧力にて噴射可能なように燃料噴射ポンプならびに燃料噴射弁、駆動回路を新たに設計し、実際に高燃圧スワール噴霧の実験解析を通して、微粒化の可能性を探る。

3-7-2 供試スワールノズル

本節にて用いたスワールノズルは図3-2-4にて示した2種類のノズルを用いた。Nozzle Aはスワールチップのスワール溝の偏芯量が大きく、Nozzle Bはスワール溝の偏芯量が小さく噴霧角度がNozzle Aに比較して小さい。燃料噴射圧力は最大20MPaまで耐えられるよう設計されている。

3-7-3 噴霧形状と噴霧粒径

上記2種類のインジェクタ (Nozzle A, Nozzle B) を用い、燃料噴射圧力 (P_{inj}) と雰囲気圧力 (P_a) がそれぞれ違う条件で、噴霧の外観を撮影した。いずれも1回あたりの噴射量が 15mm^3 一定となるよう噴射期間いわゆるパルス幅を調整している。大気圧下の条件での撮影結果を図3-7-1に、雰囲気圧力が 0.6MPa の条件での撮影結果を図3-7-2にそれぞれ示す。Nozzle A, Nozzle Bともに、大気圧下に噴射したときには燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa に増加することにより 10MPa にて写真にて直接写っているのを確認できる比較的大きな粒子が少なくなっていること、また同じ条件で撮影しているにもかかわらず、濃淡が少なく全体に白く写っていることから微粒化が進んでいると推察される。このことを定量的に明らかにするためにフランホーファー回折法を用いて Nozzle A を対象として、燃料噴射圧力と雰囲気圧力を変化させた場合の噴霧粒径を測定した。計測結果を図3-7-3に示す。大気圧下では燃料噴射圧力 (P_{inj}) を 10MPa から 20MPa に増加させることによりザウター平均粒径 (D_{32}) は $10\mu\text{m}$ 以下になっており、燃料噴射圧力により微粒化が促進されていることが定量的にも明らかになった。一方、周囲気体の圧力が高いいわゆる高背圧下の条件においては、燃料噴射圧力を上昇させることによりザウター平均粒径は小さくなっているものの、大気圧下ほど微粒化の効果は大きくない。また、雰囲気圧力の高い条件では大気圧下の場合に比較してザウター平均粒径は増加する傾向となっている。この点に関しては、従来さまざまな推察がなされている。例えば、雰囲気圧力の高い場においては、噴霧貫徹力がなくなり全体として噴霧が小さくなって数密度が高くなってしまう。このため、噴霧の液滴同士の衝突・合体の確率が高くなるため、液滴の衝突・合体によって液滴の粒径が大きくなってしまふという考え方や、 $10\mu\text{m}$ 程度の噴霧衝突は考えにくく、噴霧粒径の非常に大きな液滴が主噴霧の中に入り平均粒径を大きくするといった考え方がある。後者において、大きな液滴の代表例として初期噴霧が挙げ

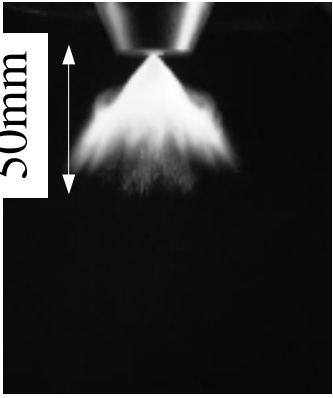
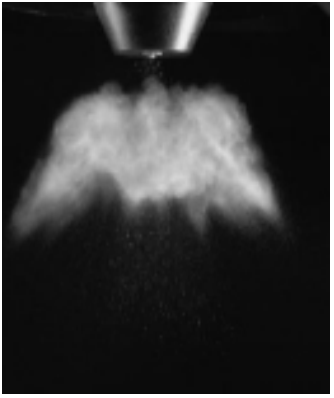

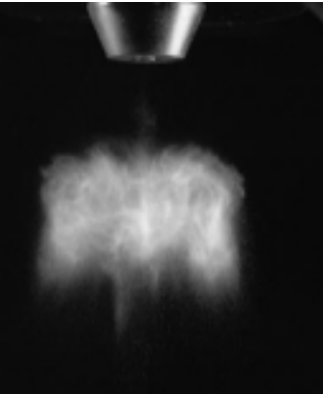
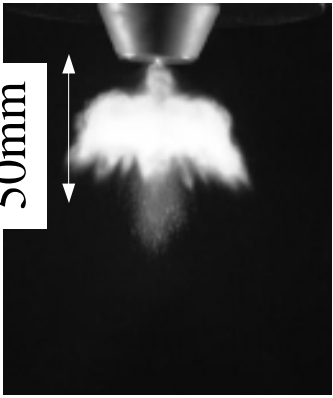


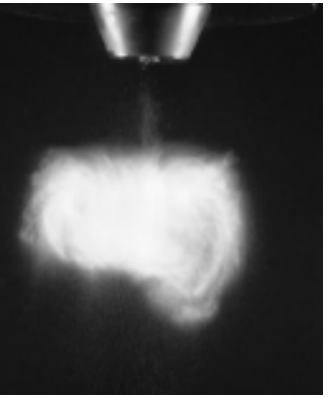
P_{inj} (MPa)	Nozzle A		Nozzle B	
	Delay : 1.0ms	Delay : 3.0ms	Delay : 1.0ms	Delay : 3.0ms
10				
20				

图 3-7-1 大气压下喷雾写真

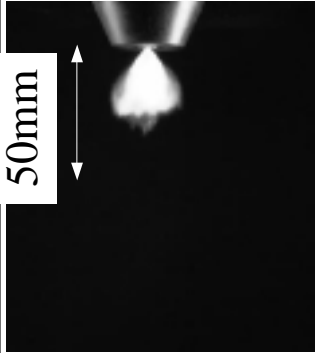



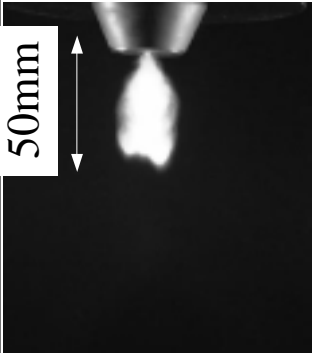


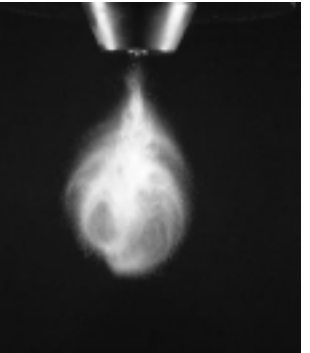
P_{inj} (MPa)	Nozzle A		Nozzle B	
	Delay : 1.0ms	Delay : 3.0ms	Delay : 1.0ms	Delay : 3.0ms
10				
20				

图 3-7-2 背压下喷雾写真

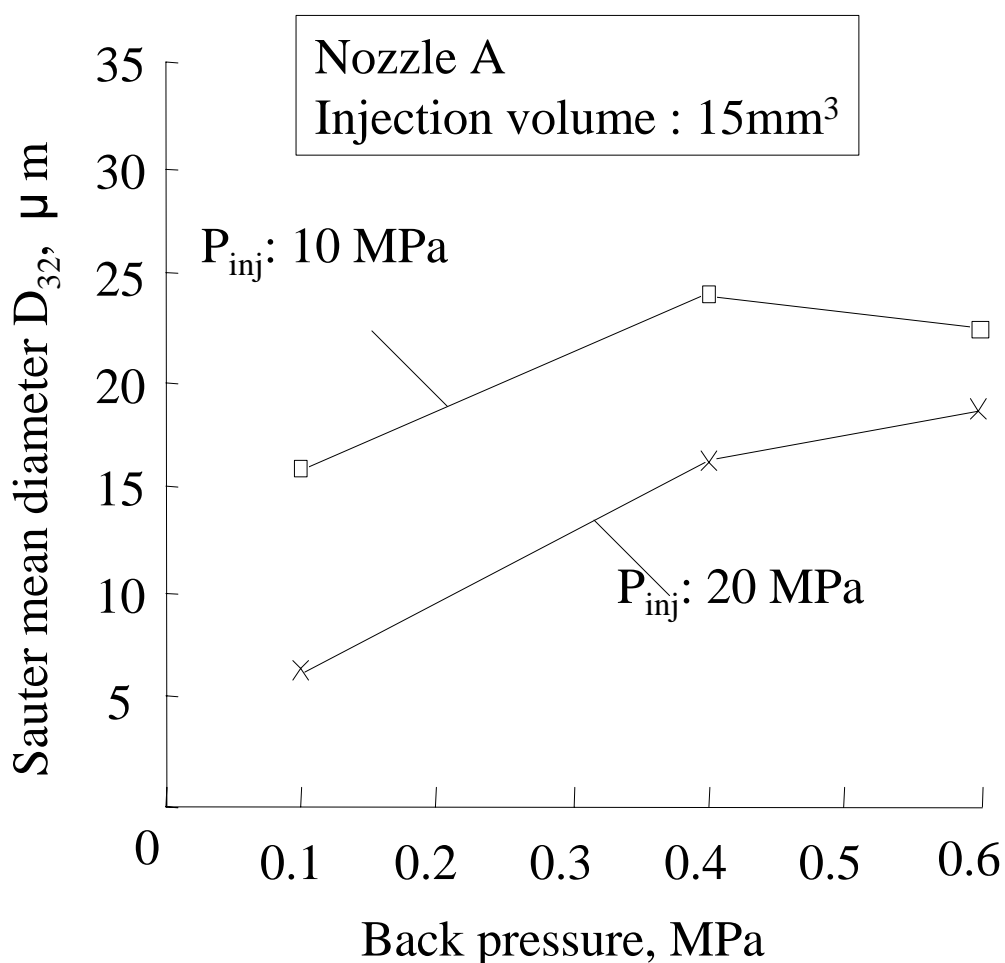


図 3-7-3 ザウター平均粒径の燃料噴射圧力と背圧の影響

られる。雰囲気圧力の高い場においては噴霧貫徹力が小さく主噴霧の中に取り込まれザウター平均粒径を測定する際にはこの初期噴霧を用いてしまう。そのため Volume Concentration の最大値で見るとザウター平均粒径は大きくなってしまふという考え方である。いずれにしても、このメカニズムを解明するに十分な根拠は本研究では得られておらず、ここでは高背圧下において噴霧のザウター平均粒径が増加する傾向を示す事実のみに関して触れておくことにする。次に燃料噴射圧力を 20MPa にした場合、大気圧下における噴霧のザウター平均粒径は今回 $10 \mu\text{m}$ を下回る値となったが、さらに

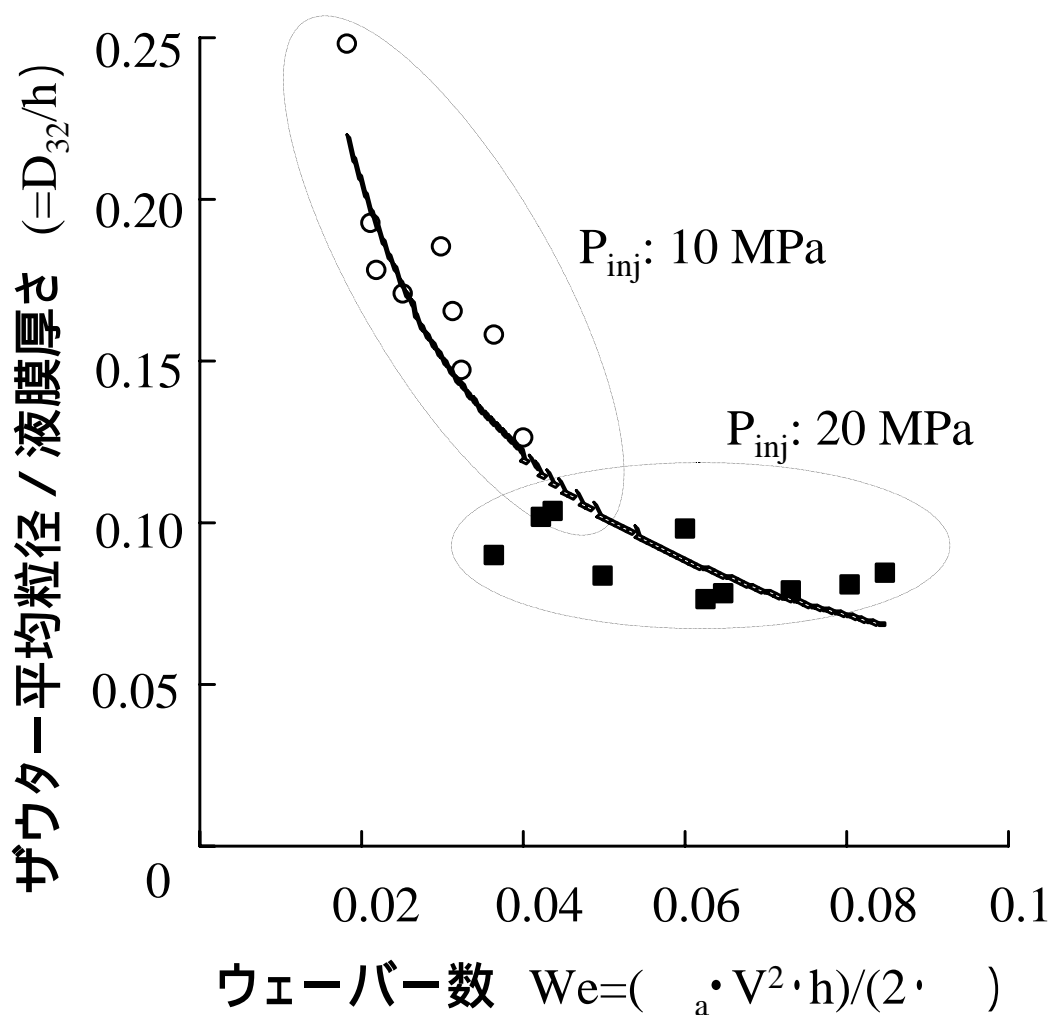


図 3-7-4 燃料噴射圧力と噴霧平均粒径の関係

高い燃料噴射圧力によって微粒化が進むかの検討を行ってみた。噴霧液滴のウェーバ数に対して、噴霧ザウター平均粒径 (D_{32}) 液膜厚さ (h) の比の実測値をプロットして図 3-7-4 に示す。ここで、 ρ_a は気体の密度、 V は液滴の流速、 σ は液体の表面張力係数を表す。この整理方法は倉林らの方法⁽⁵⁹⁾による。この結果から、燃料噴射圧力を増加させても、すなわちウェーバ数を増加させても、ノズル出口の液膜厚さに変化はないため、ザウター平均粒径は液膜厚さの 8% 前後に限りなく漸近してゆくことが実験的に予測される。したがって、

スワールノズルを用いている限り，20MPa は非常に高い燃料噴射圧力でありこれ以上噴射圧力を増加させたとしても，微粒化が大きく進むことはあまり考えられないと思われる。

3-7-4 大気圧下におけるペネトレーション

大気圧下の条件において，燃料噴射圧力と噴霧のペネトレーションとの関係を図 3-7-5 に示す。Nozzle A の場合，燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa にすると，噴射を始めて 2ms 程度までペネトレーションの差はほとんどないが，その後急速に増加する。一方，Nozzle B の場合は，噴射開始直後から 20MPa のペネトレーションが大きくなっている。また，Nozzle A に遅れて 4ms あたりから急速な増加を始める。この現象を解明するため噴射期間中にホローコーン状となっている噴霧の稜線に沿っての速度分布を，PIV を用いて測定した。Nozzle A に関する流速分布の結果を図 3-7-6 に示す。燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa にすることによりノズル出口の流速は増加する。燃料噴射圧力が 20MPa の場合における噴孔近傍の流速は測定できていないが，燃料噴射圧力を 2 倍にしたので流速は理論上 1.414 倍になっていると思われる。すなわち，燃料噴射圧力の 10MPa の場合に概ね 120m/s であったので，燃料噴射圧力が 20MPa の場合には，170 m/s 前後の値になっていると思われる。燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa に上昇させると，噴孔近傍の初期速度は増加するものの噴孔から 5mm 程度で急速に低下し，同じ位置における 10MPa の流速より小さくなり噴霧先端部では非常に小さくなっている。これは，噴孔出口にて急速に微粒化が行われ，かつその運動量を周囲気体に与えていることを示している。ゆえに，噴射中または噴射終了直後のペネトレーションに差が出なかったものと考えられる。また，噴霧の急激な増速に関しては，噴霧写真から噴霧粒子が周囲気体によって増加していることが観察されており，噴霧自身によって作られる空気流動による 2 次的な噴霧が形成されていると考えられる。Nozzle B の場合についても同様に PIV で

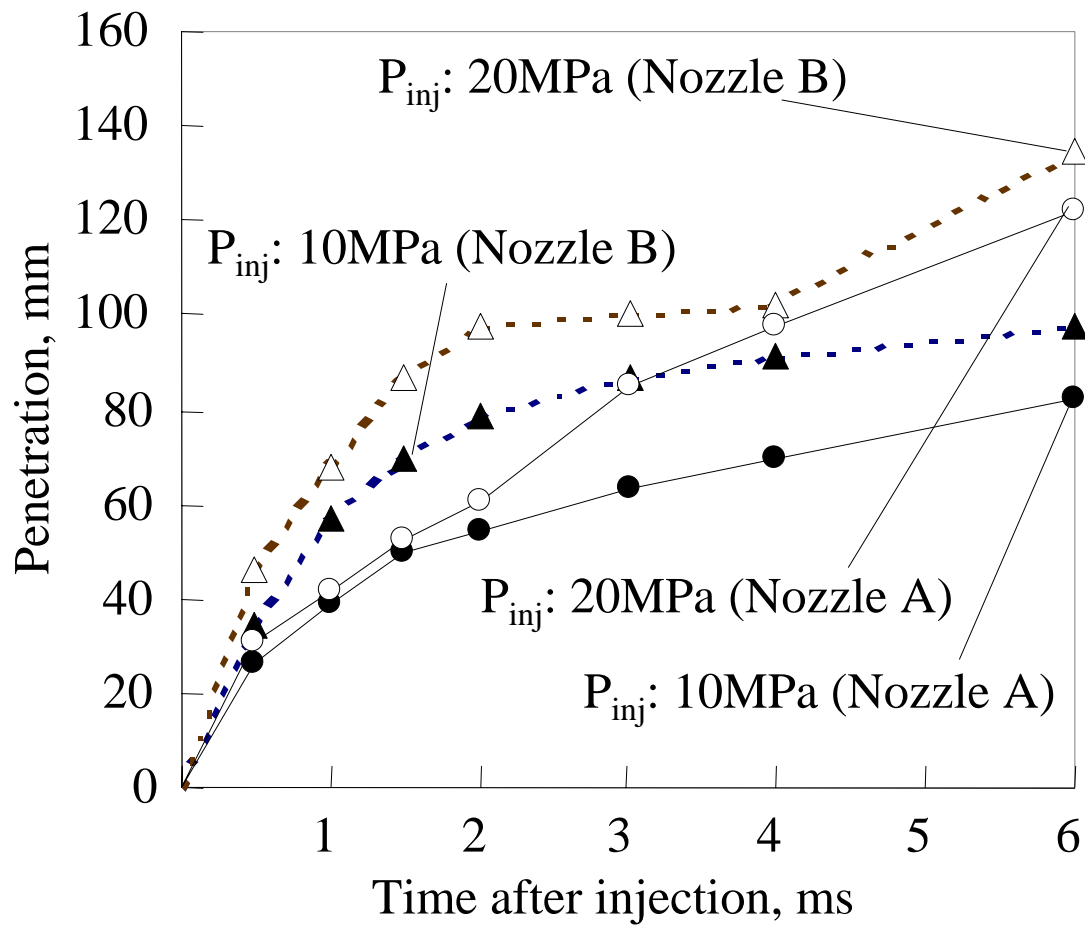


図 3-7-5 大気圧下における貫徹力 (ペネトレーション)

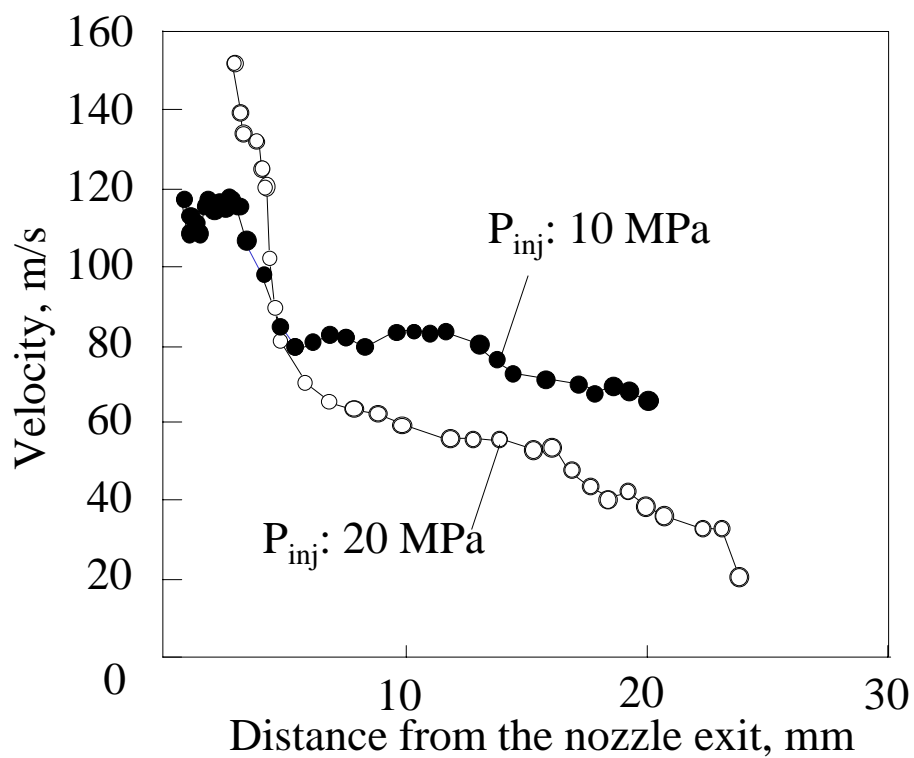


図 3-7-6 Nozzle A 流速分布 (大気圧下)

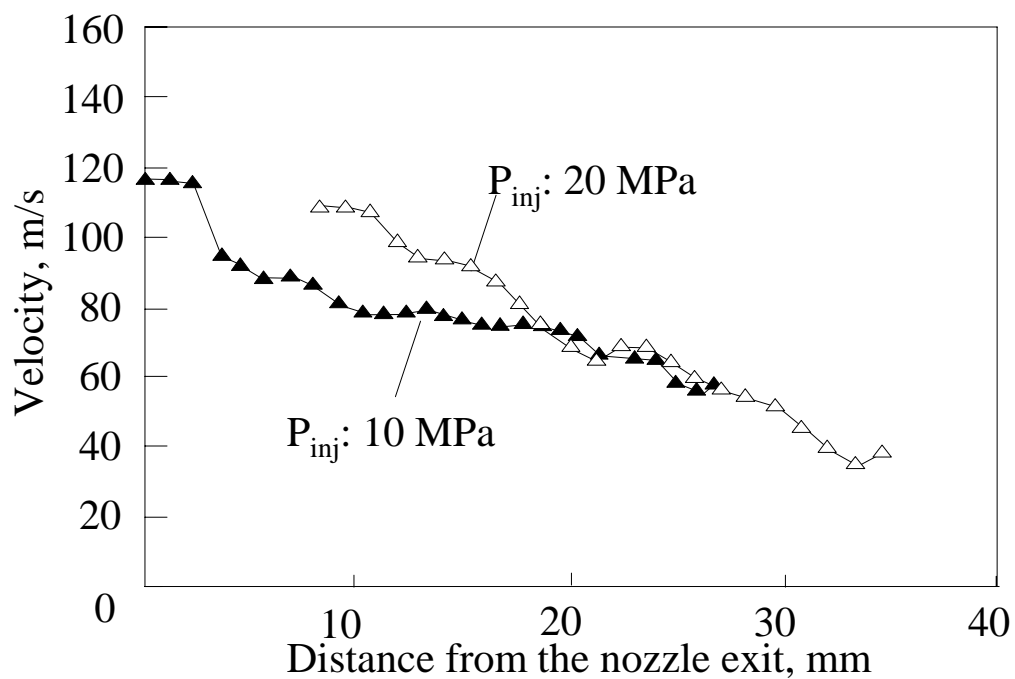


図 3-7-7 Nozzle B 流速分布 (大気圧下)

測定し, 図 3-7-7 に示す. Nozzle B の場合には Nozzle A の場合と

違い，燃料噴射圧力を 20MPa にしても 10MPa の速度を下回ることはない．従って，噴射初期から 20MPa のペネトレーションは 10MPa に比較して大きくなっていると考えられる．

3-7-5 雰囲気圧力が高い条件におけるペネトレーション

図 3-7-8 に雰囲気圧力が 0.6MPa の場合におけるペネトレーションをノズル違い，および燃料噴射圧力違いで示す．Nozzle A，Nozzle B とともに燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa にするとペネトレーションが増加していることがわかる．大気圧下の場合と同様にして PIV を用いて測定した結果を Nozzle A について図 3-7-9 に Nozzle B について図 3-7-10 にそれぞれ示す．どちらの場合も大気圧下の Nozzle A に見られた速度の逆転現象は見られないが，Nozzle A の場合は大気圧下と同様に流速は噴孔から 5mm 前後の間に噴霧の流速が急速に低下しており，一方，Nozzle B の場合は 10MPa の場合と 20MPa の場合とで同じ流速になるまで 20mm 程度かけて緩やかに減速していることがわかる．これは，Nozzle A の場合，噴霧角度が大きいためより短い時間で集中して液滴が分裂するためであると考えられ，一方，Nozzle B の場合には，緩やかに分裂し空気の導入を適宜行いながら減速しているためであると考えられる．

高背圧下において噴霧のペネトレーションが増加するメカニズムをさらに詳細に把握するために噴射終了後の噴霧の流速を，PIV を用いて測定した．結果を図 3-7-11 に示す．燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa に増加させることにより，主として噴霧先端部の流速が大きくなっていることがわかる．また，流速の増加は周囲気体によって作られた流れ場に逆に粒子がのって運ばれることによるものであることを確かめるために，周囲気体の流れ場を，PIV を用いて測定した．結果を図 3-7-12 に示す．この結果から，燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa に増加させることにより，周囲気体の速度は明らかに増加しており，しかも，噴孔下 5mm 近傍に流れが集中

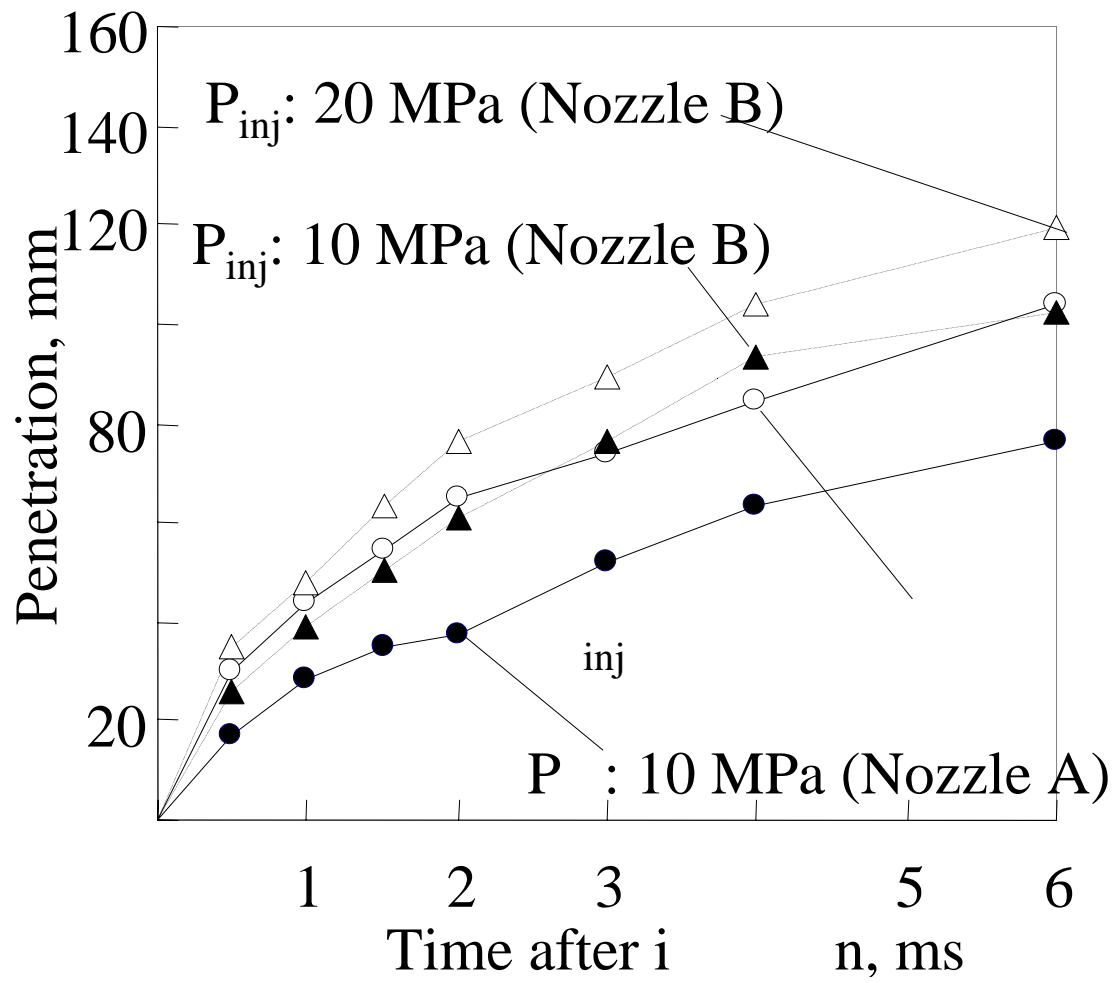


図 3-7-8 背圧下ペネトレーション

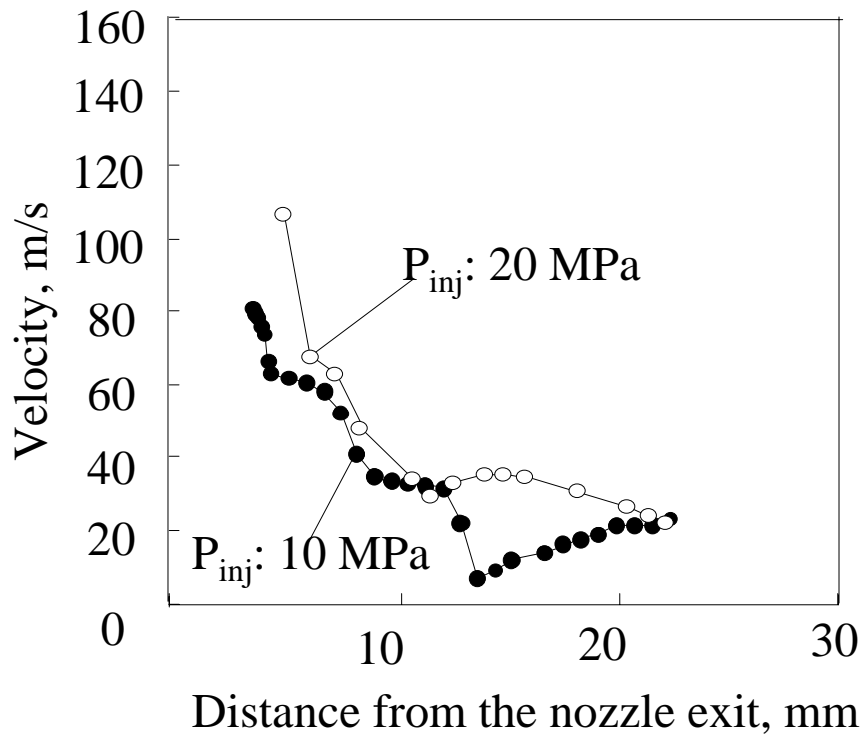


图 3-7-9 Nozzle A 流速分布 (背压下)

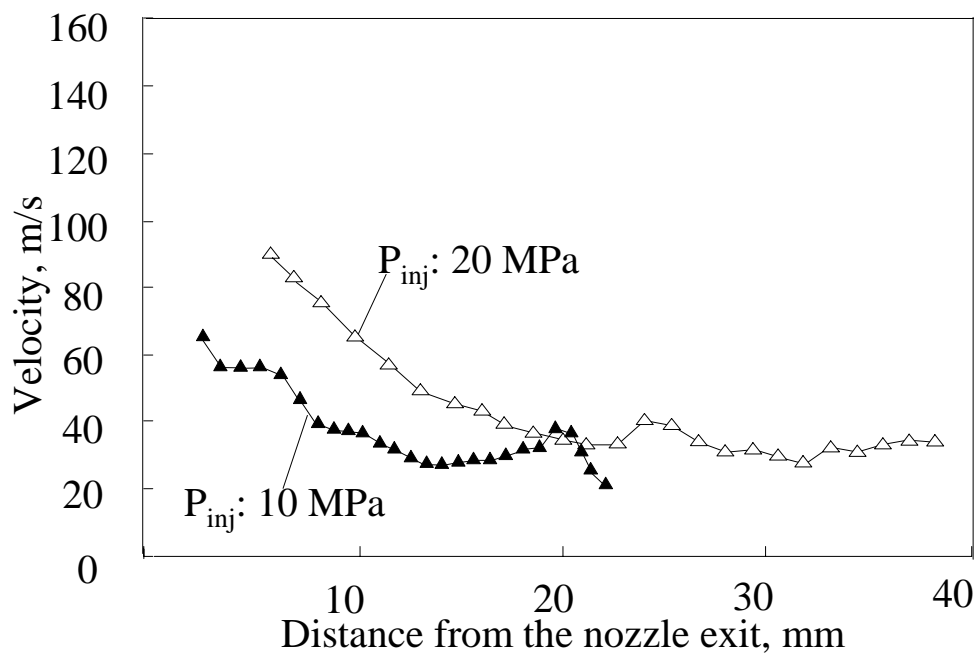


图 3-7-10 Nozzle B 流速分布 (背压下)

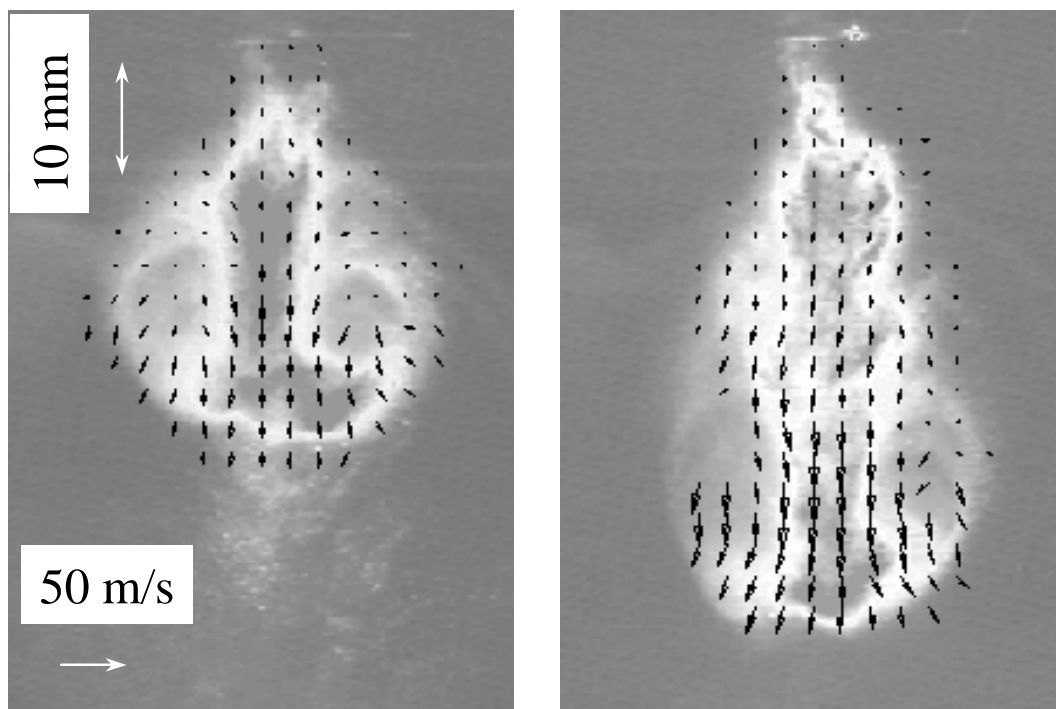
(a) P_{inj} : 10 MPa(b) P_{inj} : 20 MPa

図 3-7-11 背圧下噴霧の流速分布

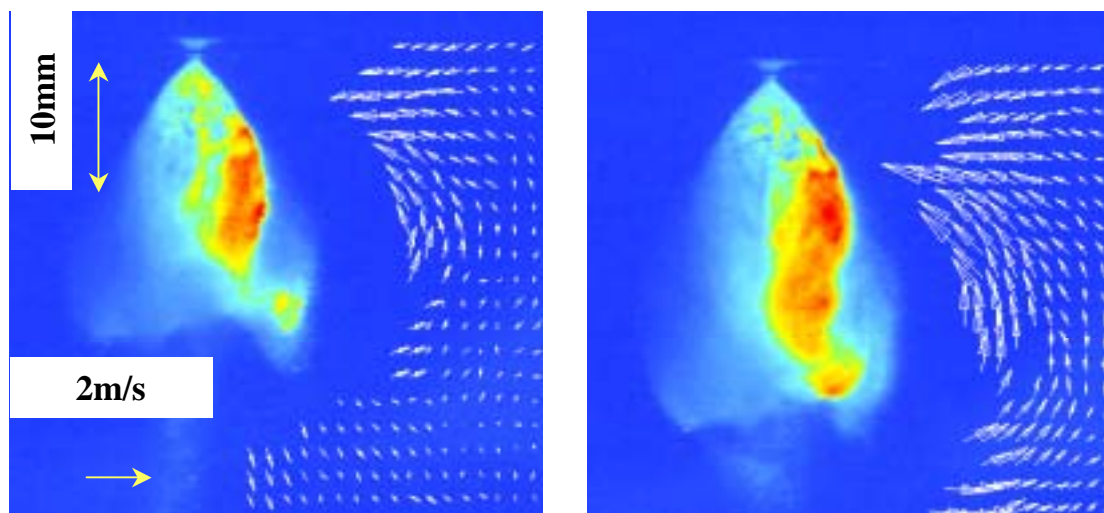
(a) P_{inj} : 10 MPa(b) P_{inj} : 20 MPa

図 3-7-12 噴霧周囲気体の流れ場 (Nozzle A)

していることがわかる。これは、噴孔出口から急減速している位置と概ね一致しており、急激な減速によって粒子は運動量を失うとともに、逆に空気に運動量を与えることにより周囲気体の流速は大きくなったものと考えられる。その後、噴射が終了すると、周囲気体によって作られた鉛直下向きの強い流れに粒子がのることによって噴霧はその先端からより先端へと押し出され貫徹力（ペネトレーション）が大きくなったものと考えられる。

3-8 高燃圧テーパ付きノズルの噴霧特性

前節までに、本研究の目的の1つである直噴ガソリンエンジン用のスワールノズルに求められる要求噴霧特性とそれを実現する手段として、ノズル出口にテーパ付きの面をもつことにより、テーパのついた側の噴霧を確実に点火栓近傍に輸送する方法と、燃料噴射圧力を増加させ、微粒化特性を向上させる方法についてそれぞれ独立の方法として述べてきた。本節では、両者を組み合わせた場合に本研究の目的を解決できうるかを確認する。

3-8-1 供試ノズル

本節にて用いたノズルは前述の図 3-6-1 であり、このノズルに対して燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa にして実験を行った。

3-8-2 噴霧全体の可視化結果

噴霧全体の可視化結果に関し、燃料の噴射圧力の条件が 10MPa と 20MPa とを比較して示す。大気圧下における結果を図 3-8-1 に雰囲気圧力の 0.6MPa の場合を図 3-8-2 に示す。まず、大気圧下の噴霧を見ると燃料噴射圧力が 10MPa から 20MPa に上昇すると、テーパ付きノズルの場合もテーパのない Nozzle A の場合と同じように、10MPa の場合に撮影された写真上に明らかに写っていた比較的大きい噴霧液滴がなくなり、全体に均質になっていることがわかる。このことから、テーパ付き噴霧においても燃料噴射圧力を上昇させることにより微粒化を促進させることができると思われる。Nozzle A の場合に見られる噴霧の貫徹力（ペネトレーション）の加速の現象は、テーパ付きノズルにおいてはノズル中心から若干の傾きを持った方向に伸びる傾向が見られる。これは、テーパ付き噴霧においては図 3-6-16 に示したようにテーパの付いた方向に若干傾いた循環流を形成していることから、微粒化した液滴が空気に運動量を与え、その空気が逆に噴霧粒子に運動量を与えといったメカニズムから容易に推定できる。

一方、雰囲気圧力が高くなった場合について噴霧形状を確認する。図中示した破線は燃料噴射圧力の 10MPa における噴射期間中の噴霧角度の方向を示したものである。燃料噴射圧力が 20MPa になった場合、また時間が経過した 3 ms の Delay の図においても同じ角度の線が書かれている。まず、テーパのない Nozzle A の場合燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa に上昇させると 3ms の時刻にて噴霧は細く長い形状に変化する。このときの噴霧角度を噴霧稜線と噴孔を結ぶ線で定義し、実線にて記載した。この図からもわかるように、燃料噴射圧力を上昇させると噴霧角度が小さくなっている。一方、テーパノズルの場合、同じように結果を見てみると、テーパ側すなわち T 側の噴霧角度は 10MPa の場合の噴霧角度に比較して大きくなっていることがわかる。さらに、テーパの角度を大きくしてゆく、すなわち Nozzle T-1 と Nozzle T-2 を比較すると噴霧角度がより大きくなっていることがわかる。この理由は、燃料噴射圧力を上昇させることで、噴霧粒子が空気に与える運動量が増加し、周囲気体の循環流は大きくなる。このとき、テーパの角度が大きくなるほど循環流の中心軸は噴射弁軸中心に対して角度を持つようになり、循環流が大きくなる分 T 側の噴霧は破線で示す噴霧角方向に対してさらに外側を循環する循環流を形成したと考えられる。この結果、噴射終了後、この循環流に噴霧液滴がのり噴霧外縁のさらに外側にまで噴霧が広がったと考えられる。

以上をまとめると、テーパ付きノズルを用い、さらに燃料噴射圧力を 10MPa から 20MPa に上昇させることにより、微粒化は促進されたと予想される。さらに特徴的なのは、背圧下における噴霧角度が噴射終了後に広がる傾向を見せ、その程度はテーパの角度が大きい方が強いことがわかった。テーパノズルと高燃料噴射圧力を組み合わせることで、微粒化によるすすや PM の低減だけでなく、点火栓により確実に燃料の混合気を輸送することが可能になる可能性があることがわかった。なお、この高背圧下において噴霧角度を広げることのできる可能性は直噴ガソリンエンジンにおいて設計上のレ

アウト上極めて有利である。また、燃料噴射圧力によって噴霧角度を変化させることができることは、比較的低回転・低負荷の成層運転領域と比較的高回転・高負荷の均質運転領域の2つのモードを切り替えるという特徴をもつ現在の直噴ガソリンエンジンにおいて、きわめて有益な特性であると考えられる。

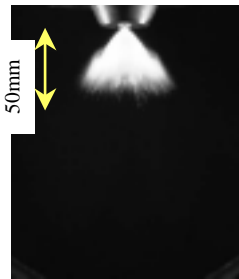

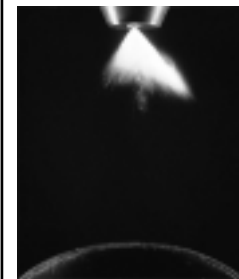
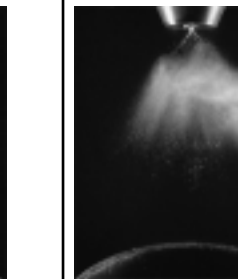
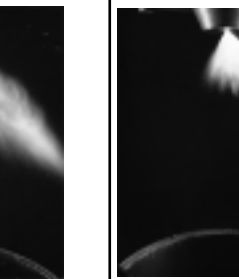
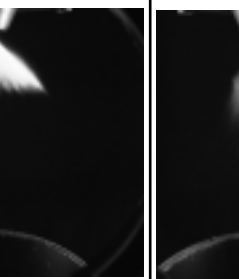
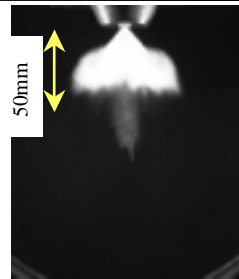
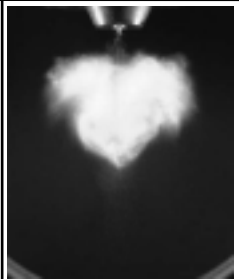

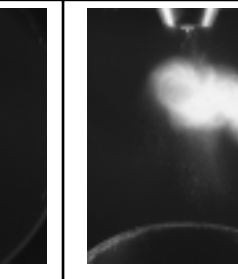
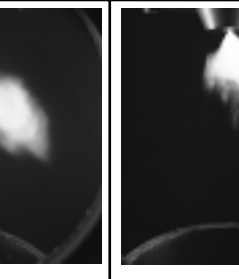
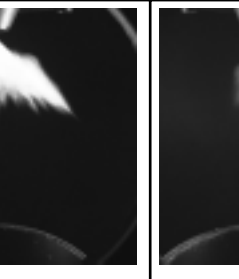
P_{inj} (MPa)	Nozzle A		Nozzle T-1		Nozzle T-2	
	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms
10						
20						

図 3-8-1 燃料噴射圧力の違いによる噴霧形状の違い（大気圧下）

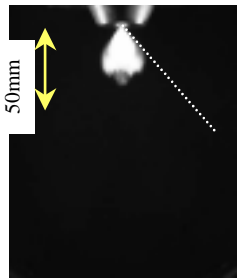
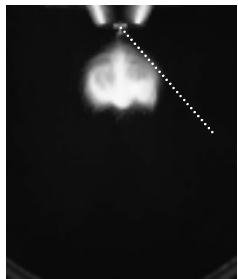
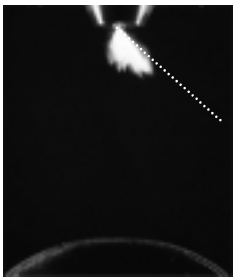
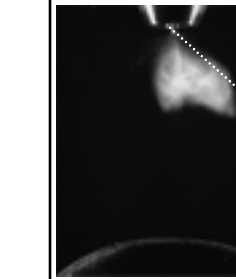
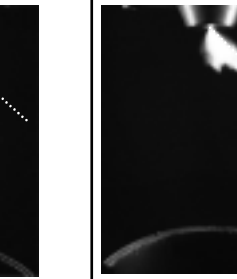
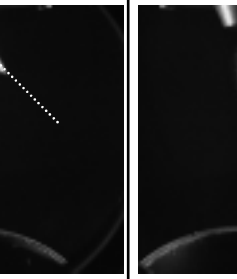
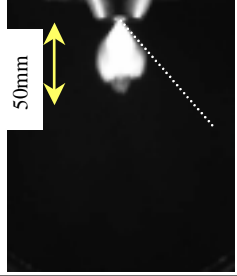
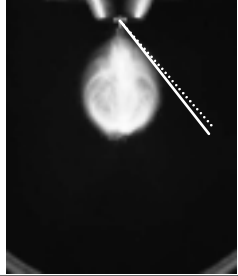
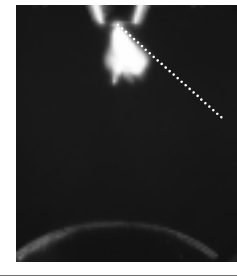
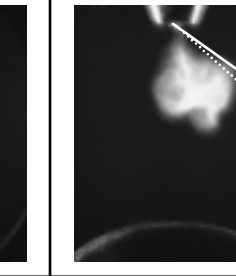
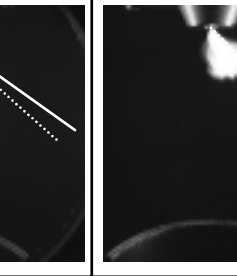
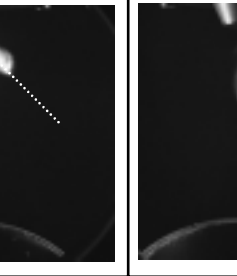
P_{inj} (MPa)	Nozzle A		Nozzle T-1		Nozzle T-2	
	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms	Delay: 1.0 ms	Delay: 3.0 ms
10						
20						

図 3-8-2 燃料噴射圧力の違いによる噴霧形状の違い (背圧 : 0.6MPa)

3-9 まとめ

本章の前半では、直噴ガソリンエンジン用のスワールインジェクタのノズル内流れ場に注目した。設計上極めて重要な液膜厚さに関し PIV を用いて測定する新たな試みにより、検証可能な液膜厚さを測定し、ノズル設計技術の検証を行った。得られた知見を以下に示す。

- (1) ノズル出口部における液膜厚さの測定は、噴孔から出た後の噴霧形成に非常に重要でありながら従来非常に困難であった。本研究では、新たに高速流に対応した PIV の手法を開発し、ノズル出口の流速を測定し、間接的ではあるが液膜厚さを計測することに成功した。
- (2) ノズル内の流れ場に関し、VOF モデルを用いた気液 2 相流の 3 次元流れ解析技術を用いた計算を行い、上記液膜厚さの結果と比較検証した。その結果、計算結果と実験結果は定量的にも比較的良く一致し、実験と計算の両面から得られた液膜厚さの妥当性を確かめることができた。
- (3) 従来の設計法である柵沢らの理論式と VOF モデルを用いた 3 次元流れ解析技術を用いたノズル設計技術を比較し、実験結果と比較検証することにより、相対的に 3 次元の数値解析を用いた設計手法の方が予測精度の観点では高いことが明らかとなった。

本章の後半では、同じくスワールノズルをベースとしながらも噴霧特性解析、および噴霧形成メカニズムに関して検討を行った。そして、とりわけ「噴霧のしぼみ現象」に関する仮説を検討した。以下にそのメカニズムを記す。

- (4) 大気圧下の場合、噴霧の単位貫徹距離あたりの周囲気体に与える運動量が小さく周囲気体流動は噴霧先端部を渦中心とし、大きな循環流を形成する。これにより噴霧液滴がホローコーン状に噴射した場合に発生するコーン内側の低い圧力はこの循環流によって回復する。

- (5) 高背圧下の場合には、噴霧の単位貫徹距離あたりの周囲気体に与える運動量が大きい。したがって周囲気体流動は噴孔位置に近い場所となり、渦中心は噴孔に近くなる。これにより強い運動エネルギーを持った循環流が噴孔近傍に形成するため噴霧液滴がコーン内側に流される。この結果、つりがね状の噴霧形状となる。

以上の推定されたメカニズムをもとに、高背圧下においても噴霧角度が変化せず、確実に点火栓近傍に噴霧を輸送するノズルとしてテーパ付きノズルを提案・検討した。さらに、微粒化を進めるために、燃料噴射圧力を 20MPa まで上昇させ噴霧特性を明らかにするとともに、テーパ付きノズルとの組み合わせでの噴霧特性の明らかにした。同じく得られた知見を以下に示す。

- (6) テーパ付きノズルはテーパの付いた側に噴霧が偏るとともにテーパの付いた側の背圧下での「噴霧のしぼみ現象」は逆側に比較して小さい。
- (7) テーパの角度を大きくしてゆくとその程度は大きくなり、高背圧下で「噴霧のしぼみ現象」を非常に小さくできる。
- (8) 燃料噴射圧力を 20MPa まで高めることで、噴霧の微粒化は進み、大気圧下において $10\mu\text{m}$ 以下となる。
- (9) 燃料噴射圧力を高めることで、微粒化が進むとともに周囲気体に与える運動量が大きくなり、噴射開始からある時間が経過した後、周囲気体によって逆に噴霧が運ばれる状態を発生し、このとき噴霧形状は大きく変化する。
- (10) テーパ付きノズルを 20MPa の高燃料噴射圧力で噴射することにより、高背圧下において大気圧下より噴霧角度が大きくなるといった現象が生じることが明らかとなり、これは「噴霧のしぼみ現象」に関する仮説を用いて合理的に説明することが可能である。

第 4 章

直噴ディーゼルエンジン用マルチホールノズルにおける噴孔間の噴霧ばらつきメカニズムに関する解明と改良への指針

4-1 緒言

本章では、直噴ディーゼルエンジンの排気性能を改善するためにマルチホールノズルの噴孔間の噴霧ばらつきに関するメカニズムをスケールモデルを用いた実験と数値シミュレーションの両面から明らかにし、数値シミュレーションを用いて噴霧ばらつき低減に関する指針を得ることを目的としている。この目的を達成するためにまずノズル内部で起こっている流れ場の変化に関して、20倍の拡大モデルを用いた実験からそのメカニズムを概略検討する。次に、3次元の数値シミュレーション技術を用いてノズル内流れ解析を行い、実機と同じサイズにて起こっている現象に関して推定を行う。実際のノズルの中ではキャビテーションが発生し複雑な流れ場になっていることは多くの研究者によって報告されており、ここではキャビテーションモデルを新たに導入した。このキャビテーションモデルを用いて計算されたキャビテーションの定性的傾向は、キャビテーション係数を一致させた5倍の拡大モデルを用いて得られた実験結果と比較検証した。また、数値解析上にて針弁の移動を考慮することにより過渡的な流れ場に関する計算も行い過渡特性に関する検討も行った。これらの実験的解析手法や数値解析手法を用いることにより、噴孔間に発生する噴霧ばらつきに関するメカニズムを解明し、さらにこれらのツールを予測・解析に用いることにより、噴霧ばらつきを低減する指針を提案する。

4-2 20倍拡大モデルを用いたノズル内内部流れの解析と噴孔間噴霧ばらつきメカニズムの解明

マルチホールノズルのとりわけサックレスノズルにおいて噴孔間で噴霧がばらつくメカニズムに関する研究が従来行われており、その主な原因は針弁の低リフト量時における針弁の偏芯であるとされてきた。一方、サック付きのノズルにおいては噴孔間のばらつきが見られない。図4-2-1に両者の噴霧の違いを示す。この2種類のノズルはノズル内部形状が違うことが直接の原因であるが、それぞれ

の形状と噴霧ばらつきの発生の有無に対して明確にそのメカニズムを検討した例は少ない。本研究では、この2種類の流れ場を比較することによって噴霧ばらつきのメカニズムが把握できると考えた。噴霧ばらつきは針弁の偏芯によって起こると考えられることから実験においても実際に針弁を偏芯させて実験を行った。そこで、まず針弁の偏芯によってノズル内部の流れがどのように変化するのかを実機を20倍に拡大したモデルにて実験を行った。この20倍の拡大モデルではキャピテーション係数は一致させることはできないが、ノズル内流れ場に対してLDVを用いて定量的に計測することができるため、針弁の偏芯時における流れ場の変化を測定することができる。噴霧ばらつき発生のメカニズムの一端をとらえることができる。

4-2-1 実験手法

実験装置の概要を図4-2-2に示す。ノズル内の流れを可視化するために、ノズル部寸法を20倍に拡大したモデルをアクリルで試作した。図4-2-3および図4-2-4はその拡大した透明なノズルを示したものである。図4-2-5は使用した針弁である。光沢のある表面はレーザ光を乱反射するため、S/Nを向上させるためには、つや消し

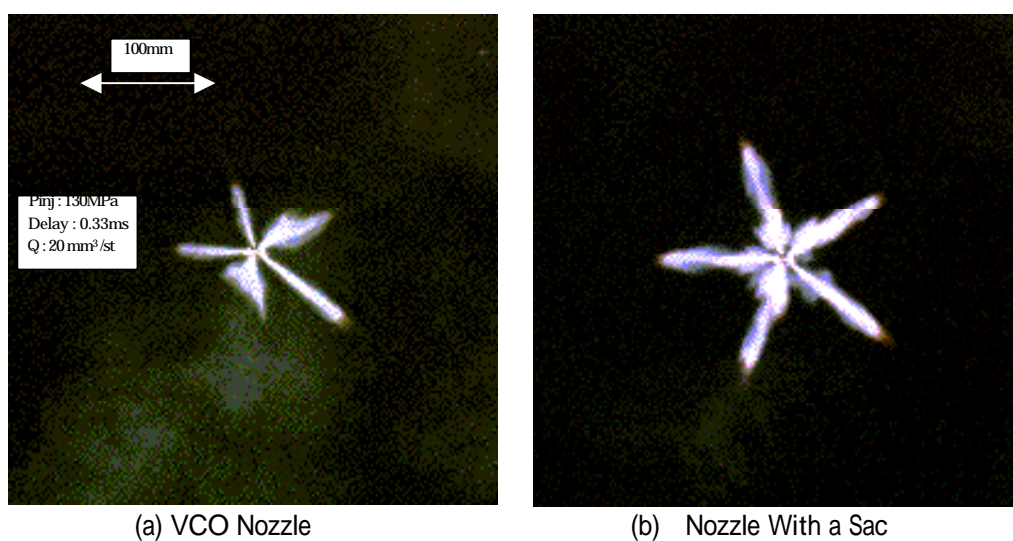


図4-2-1 サックレスノズルとサック付きノズルの噴霧形状の違い

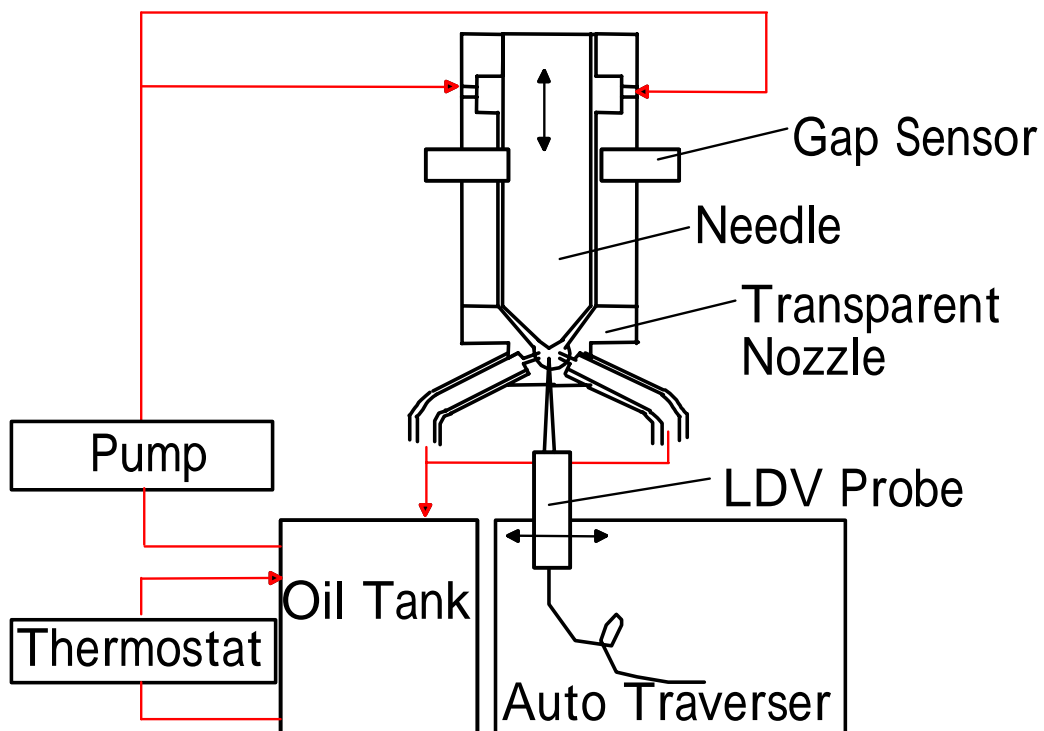


図 4-2-2 実験装置概要



図 4-2-3 20 倍アクリル製ノズル (Side View)

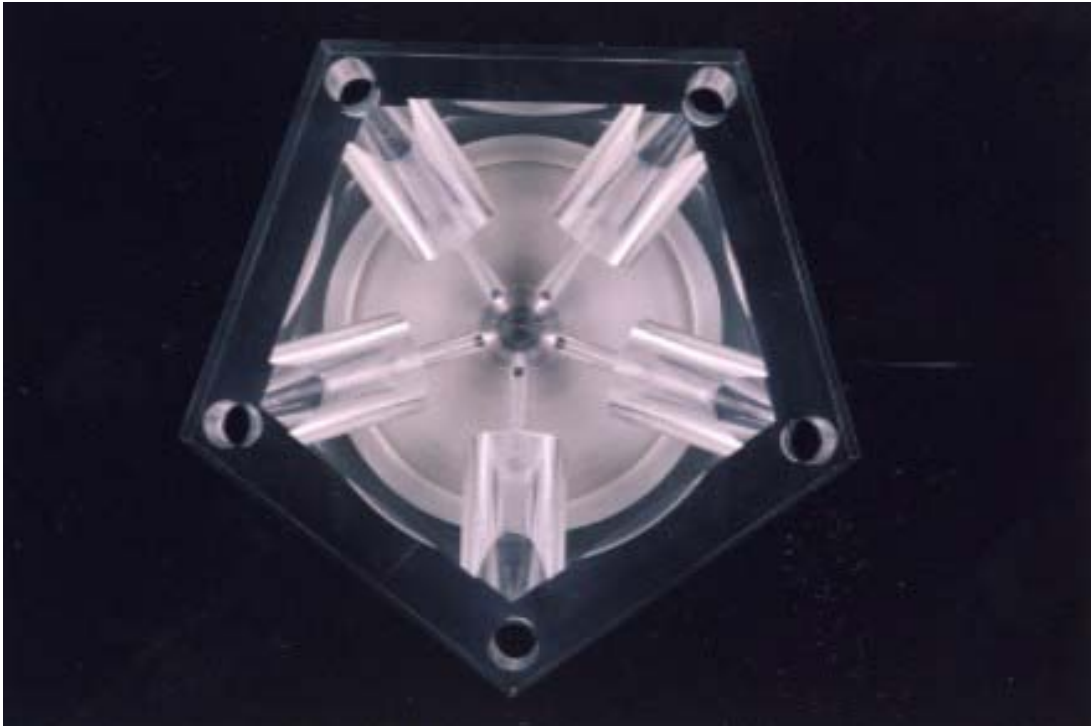


図 4-2-4 20倍アクリル製ノズル (Bottom View)



図 4-2-5 20倍鉄製針弁 (Side View)

の黒色塗装を選択すべきではあるが、偏芯量を正確に測ることに支障が出たため、鉄製の削りだし品を用いた。針弁はノズル先端に対して偏芯可能になっており、渦電流式ギャップセンサー（応用電子 PU-09）を用いて偏芯量を測定することにより、微小な偏芯量を実験的に作り出すことができる。針弁と針弁に隙間無くはめられたホルダはガイドに従い水平方向に移動、すなわち偏芯させることができる。概略の偏芯量の調整は、ホルダをマイクロメータで押す構造であるので、このマイクロメータを動かすことで行うことができる。この状態でリフト量を固定し、大気中に定常流として作動流体を噴出させる。噴出した作動流体はチューブを通り、タンクに戻される。各噴孔の流量はこのチューブを流れる流量を測定することにより行う。流量測定にはタービンフロー式流量計 (VISION 2008) を用いた。作動流体には、テレピン油とテトラリンを混合した透明のオイルを用い、LDV による計測を可能にするために、屈折率マッチング法⁽⁶⁰⁾を用いてアクリルの屈折率と作動流体の屈折率を一致させた。この時、作動油の温度は 298K 一定になるように温度調節器を用いて調節を行う。入口圧力は、基本的に噴孔径を代表長とするレイノルズ数が実機と一致するように設定した。実機と拡大モデルとの仕様の違いを表 4-2-1 に示す。しかし、この状態ではキャビテーションが発生しないので、キャビテーションの可視化のために若干圧力を上昇させた条件でも実験を行った。表中では、キャビテーションなしがレイノルズ数を一致させた場合でありキャビテーションありがキャビテーションを発生させて可視化したときの条件である。なお、本実験条件においては、キャビテーションを発生させた場合においても、いわゆるキャビテーション係数は実機と一致していない。

ノズル内流れに対して LDV を用いて計測する場合、透明なノズル下方に LDV のプローブを配置し、上に向けレーザを発光させ噴孔内の各計測位置に焦点を結ばせることにより流速測定を行った。計測の位置決めには 3 次元のサーボモータを有する自動トラバース装置

Parameter	Unit	Real Condition	Magnified Model (This Experiment)	
			Without Cavitation	With Cavitation
Scale	-	1	20	
Nozzle Diameter	m	0.22×10^{-3}	4.4×10^{-3}	
Reynolds Number Re	-	1.5×10^4	1.5×10^4	2.6×10^4
Cavitation Number CN	-	1.05	3.222	1.689
Injection Pressure P_{inj}	MPa	100	0.145	0.245
Ambient Pressure P_a	MPa	5	0.1	
Pressure Difference P	MPa	95	0.045	0.145
Fluid	-	Light Oil	Turpentine Oil + Tetralin	
Density	Kg/m ³	835	893	
Kinematic Viscosity	m ² /s	4.0×10^6	1.64×10^6	

$$\text{Cavitation number : } CN = \frac{P_{inj} - P_v}{P_{inj} - P_a}$$

Injection pressure ——— P_{inj} ——— Saturated vapor pressure
 Ambient pressure ——— P_a ———

表 4-2-1 拡大モデルと実機の比較

を用いた。また、トレーサには流体に含まれるちりや小さな気泡を用い、付加的なシーディングは用いなかった。

また、キャビテーションの可視化は、出力 15mJ、波長 532nm の YAG パルスレーザをシート状にして入射し、CCD カメラを用いて撮影する手法を用いて行った。

4-2-2 供試ノズル

この計測手法を用いて、先端形状の違う 2 種類のノズルの内部流れ計測を行った。形状を図 4-2-6 に示す。いずれも 5 噴孔のノズルである。TYPE A は、サックがなく針弁とノズル本体の狭い隙間部に噴孔が位置しているタイプで一般にサックレスノズルであり、VCO(Valve Covered Orifice) タイプとも呼ばれている。TYPE B はノズル先端にサック部を設けそのサック部に噴孔が位置していることが特徴であり、いわゆるサック付きノズルである。偏芯させる場合には、図 4-2-7 に示すように Hole1 ~ Hole5 の 5 つの中でいずれか 1 つの Hole の方向に 200 μm 、すなわち実機では 10 μm 相当の偏芯をさせて実験を行った。この実験では Hole 1 に向かって 200 μm 偏芯させた。この 10 μm という大きさは通常のノズルにおいて公差の範囲で変動する幅であり、偏芯可能な最大量である。ただし、飯山⁽⁶¹⁾によればノズル軸中心に対して針弁中心軸が傾くような偏芯を実際は起こしているとの推察があるが、ここではノズル軸中心に対して針弁軸中心が平行になるように偏芯させており、針弁が傾くような複雑な偏芯は考えていない。

4-2-3 計測結果および考察

まず、流量係数について述べる。各ノズルの流量係数を、本実験で得た値と実機測定値(燃圧:9.8MPa)とを比較して図 4-2-8 に示す。TYPE B の場合 20 倍モデルを用いた実験結果が実機測定値の傾向と比較的良く一致している。それに対して TYPE A の場合は、リフト

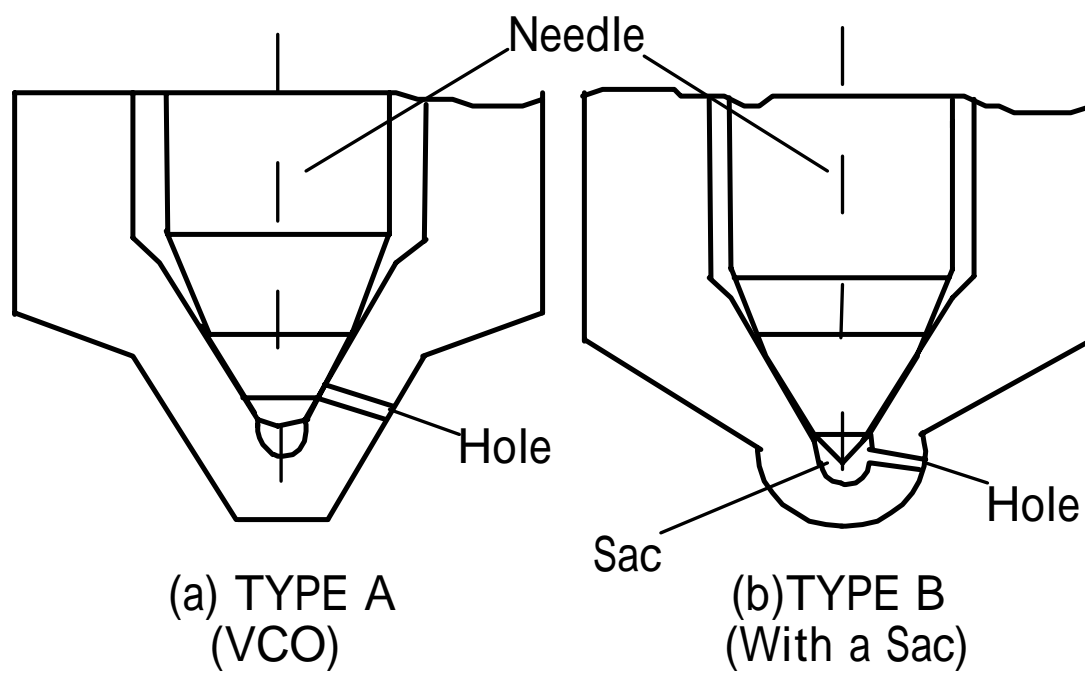


図 4-2-6 供試ノズル先端形状

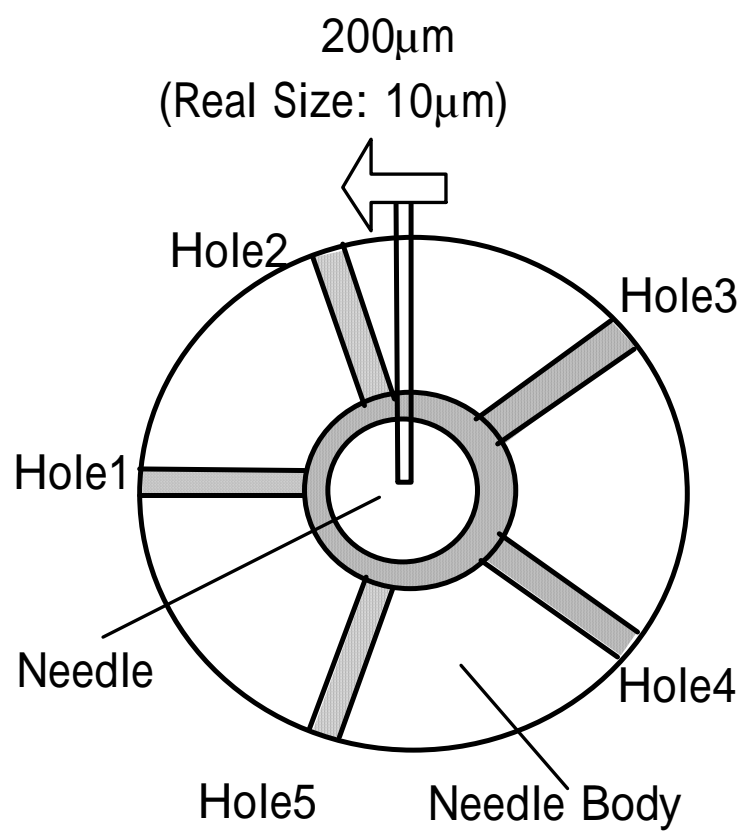


図 4-2-7 針弁の偏芯方向と偏芯量 (Plan view)

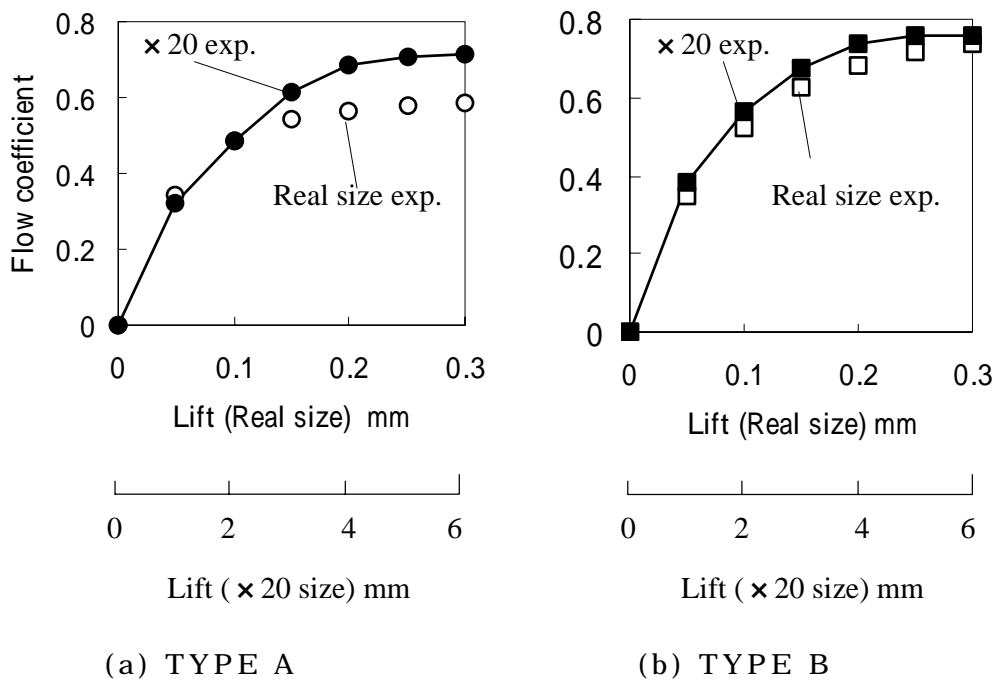


図 4-2-8 各ノズルの流量係数

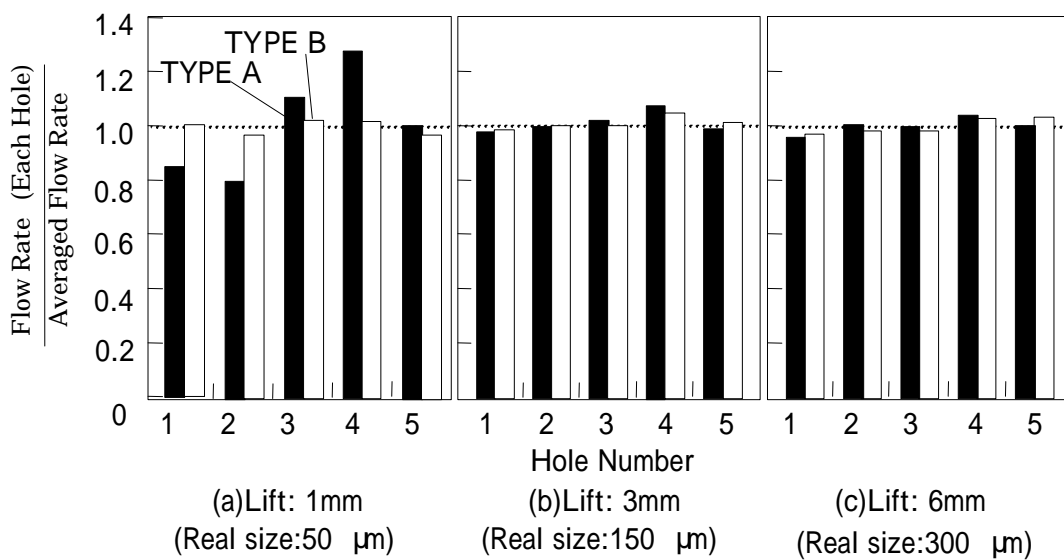


図 4-2-9 各リフト量における噴孔毎の流量ばらつき

量が比較的大きい条件すなわち実機サイズで 0.15mm 以上のリフトにおいて 20 倍モデルを用いた実験結果が実機測定値に対して大きくなっている。この理由は、実機と拡大モデルの両方でキャビテーション発生状況に差があるためであると考えられる。すなわち、TYPE A の場合には、キャビテーションが流量に大きな影響を与えており、本拡大モデルの実験ではここまでの現象は表せていないことを示している。とりわけ、VCO タイプのノズルの場合、針のように細長い噴霧形状であることが知られており、これが、再付着しない Hydraulic Flip の現象であるとするこの差が理解できる。

次に噴孔毎の流量ばらつきについて述べる。

針弁をノズルに対して偏芯させた場合に、各噴孔からの噴霧形状がばらつく場合に概ね流量も同時に変化している場合が多い。ここでは各噴孔からの流量がどの程度ばらつくのかを測定した。各噴孔から流出する流れは、各噴孔に取り付けられたホースによって各噴孔ごとに回収されノズル下側にあるタンクに戻る構造となっている。各噴孔ごとの流量は、流量計を用いて計測される。計測結果は、各噴孔の流量を平均流量で無次元化して図 4-2-9 に示す。低リフト量(1 mm)、中間リフト量(3 mm)、大リフト量(6 mm)の 3 つの条件でそれぞれ偏芯有り無しの条件で示している。偏芯時の TYPE A における各噴孔の流量は、リフト量の小さい 1mm の条件で噴孔ごとのばらつきが大きくなっていることが分かる。特に偏芯させた Hole 1 側の流量、およびその両側、すなわち Hole 2, Hole 5 側の流量が相対的に小さくなっている。また、偏芯した方向と逆の方向にある噴孔の流量が相対的に大きくなっていることが特徴である。実験では偏芯量および偏芯方向を管理したにもかかわらず、Hole 1 に対して必ずしも対称となっていない。この理由は、TYPE A が非常に不安定な流れ場であることを示している。一方、TYPE B における各噴孔の流量は、リフト量の大小によらずばらつきはほとんど生じていない。これらの傾向は実機の傾向と定性的に一致しており、流量ばらつきの発生メカニズムを解明するために、本計測手法を用い

ることはある程度有効であると考えられる。

4-2-4 LDV 測定結果と考察

(1) 測定位置と測定成分

流速成分および測定位置を図 4-2-10 に示すように定義した。すなわち、半径方向成分を V_r とし、旋回成分を V とした。さらに、噴孔に対して鉛直(上下)方向にトラバースする場合を V_{rv} 成分とし、水平方向にトラバースする場合を V_{rh} 成分とした。また、測定位置は、噴孔径に対して無次元距離で定義した。

(2) 非偏芯時の流れ

噴孔内の流速分布を図 4-2-11 に示す。ここでは、噴孔内の鉛直方向分布すなわち V_{rv} 成分を示している。TYPE A、TYPE B ともに、下流に行くに従い噴孔下側に偏る流れの偏り度合いは小さくなってゆくものの、噴孔入口近傍の位置において噴孔下側に流れは偏っており、その程度は TYPE A の方が大きい。また、噴孔入口部から 10% の位置では、流れに逆流を生じている。その程度も TYPE A の方が大きい。これは、TYPE A の方がノズルボディから各噴孔に入ってくる時に流れが鋭角に方向転換させられるためであると考えられる。この傾向は、リフトの大きさによらないことがわかる。また、ここには図を示していないが、噴孔に対して水平方向に流れの偏りはほとんどなく、また噴孔内に旋回流はほとんど生じていない。これは、非偏芯時の対称性から自明であると思われる。

(3) 偏芯時の流れ

ここでは、偏芯時に非対称性の強い噴霧形状になるすなわち、Hole1 側に偏芯した場合に、ホローコーン状の噴霧となると考えられる Hole2、および細く長い形状の噴霧となると考えられる Hole3 の内部流れについて考察を行う。

偏芯時の Hole2 における各成分の流速分布を図 4-2-12 に示す。リフト量が大きい 6mm (実機 300 μ m 相当) の条件では、入口部から 10% の位置において流速分布に多少の違いはあっても 50% の位置

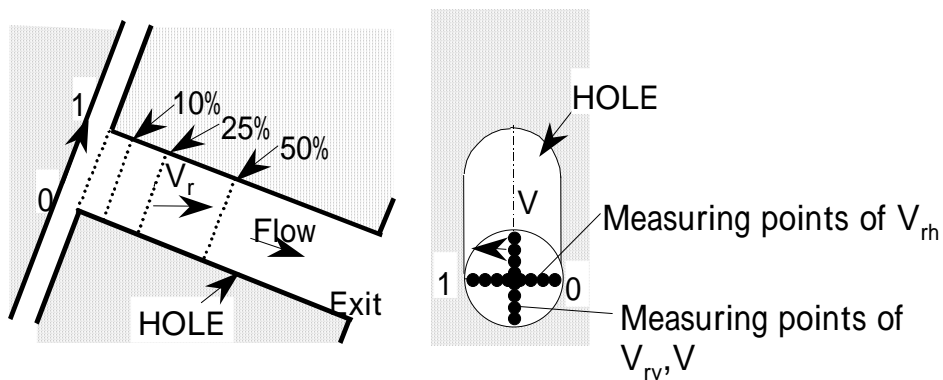


图 4-2-10 測定位置と測定成分

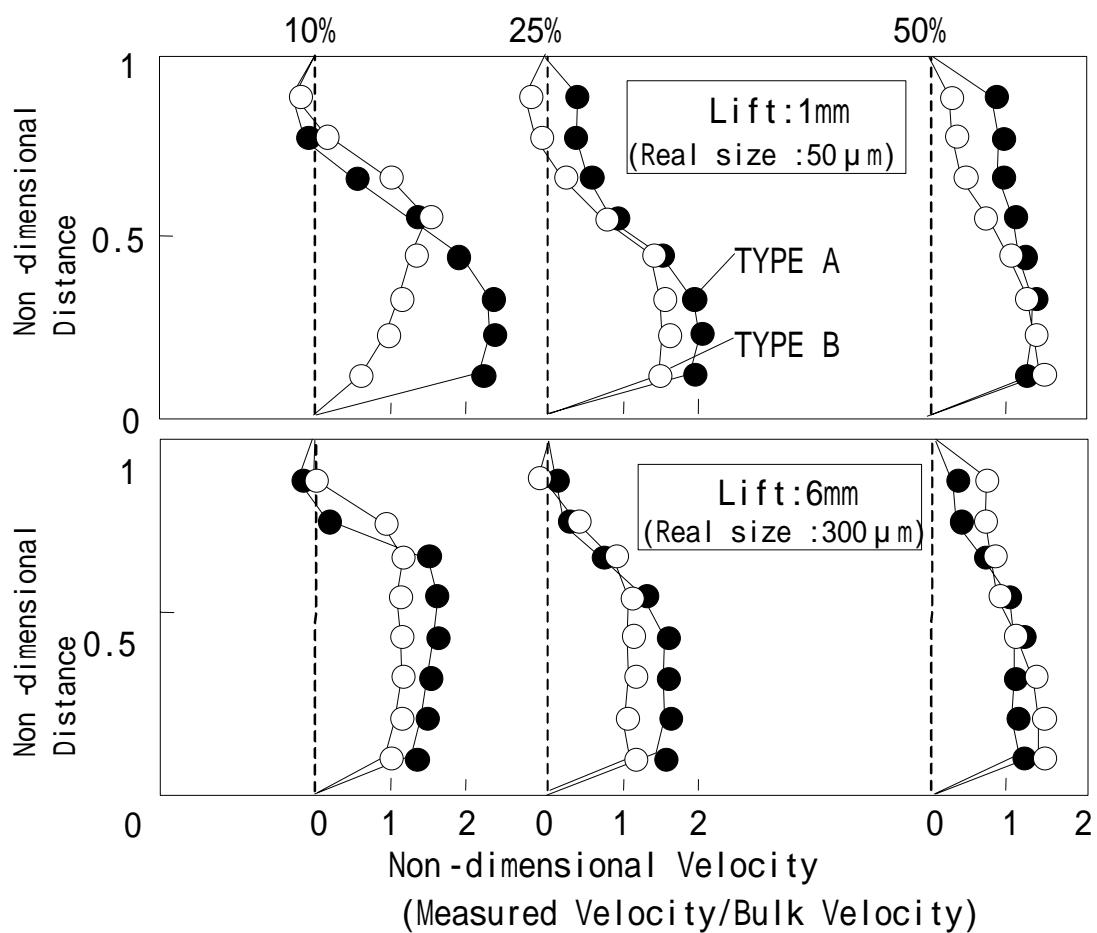


图 4-2-11 非偏芯時速度分布測定結果

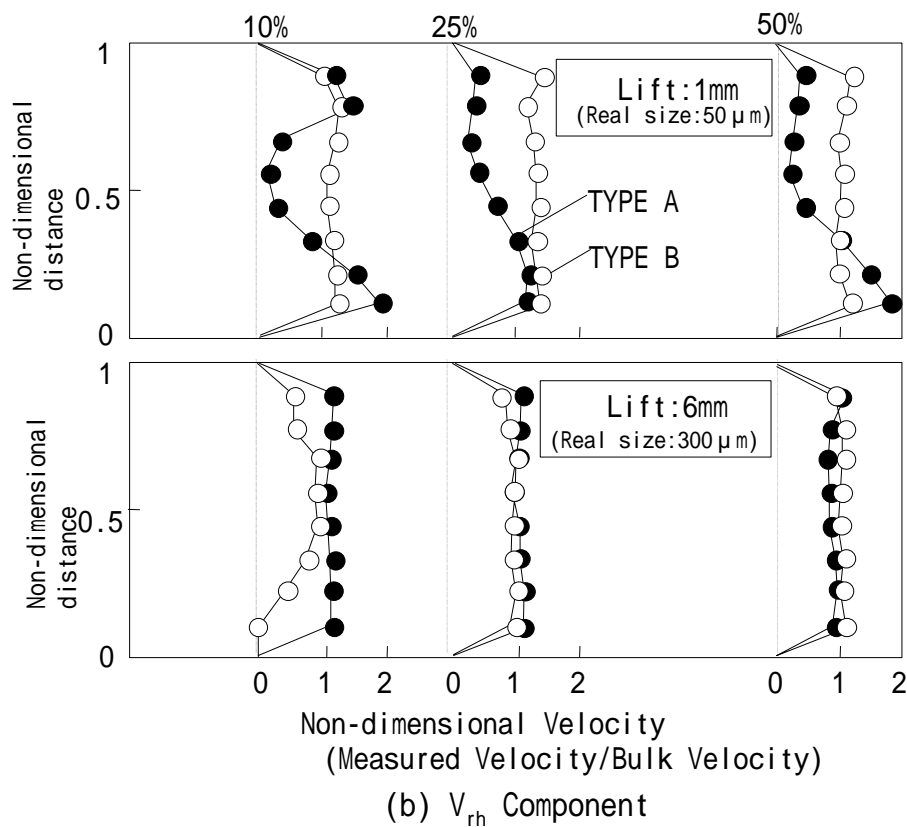
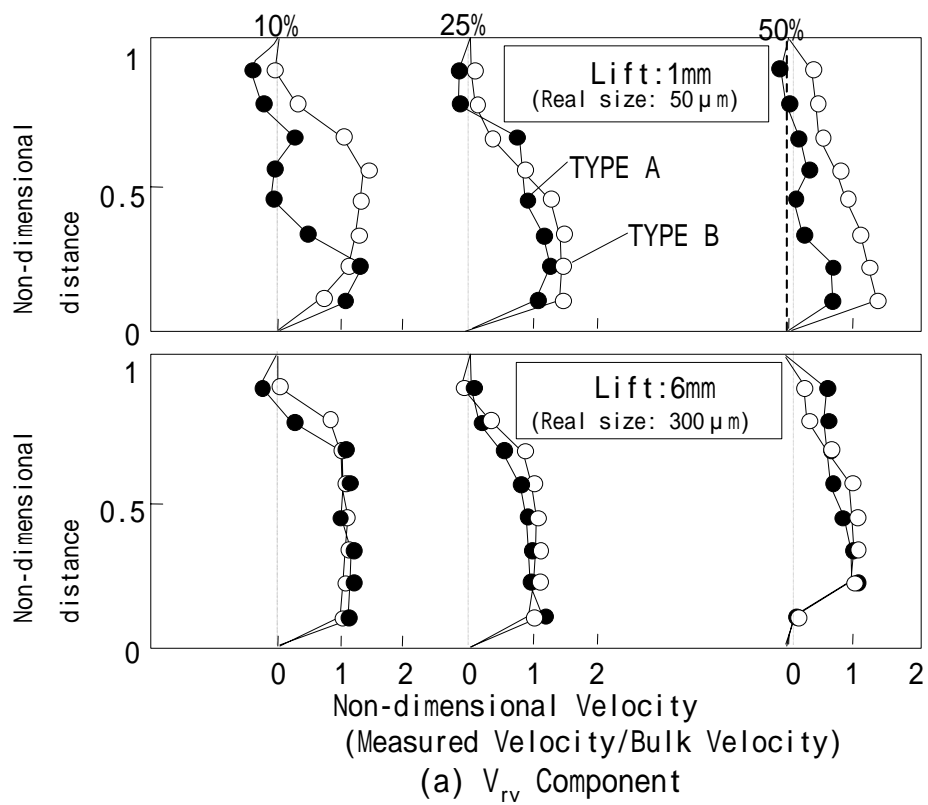


図 4-2-12(a),(b) 偏芯時 Hole 2 の流速分布

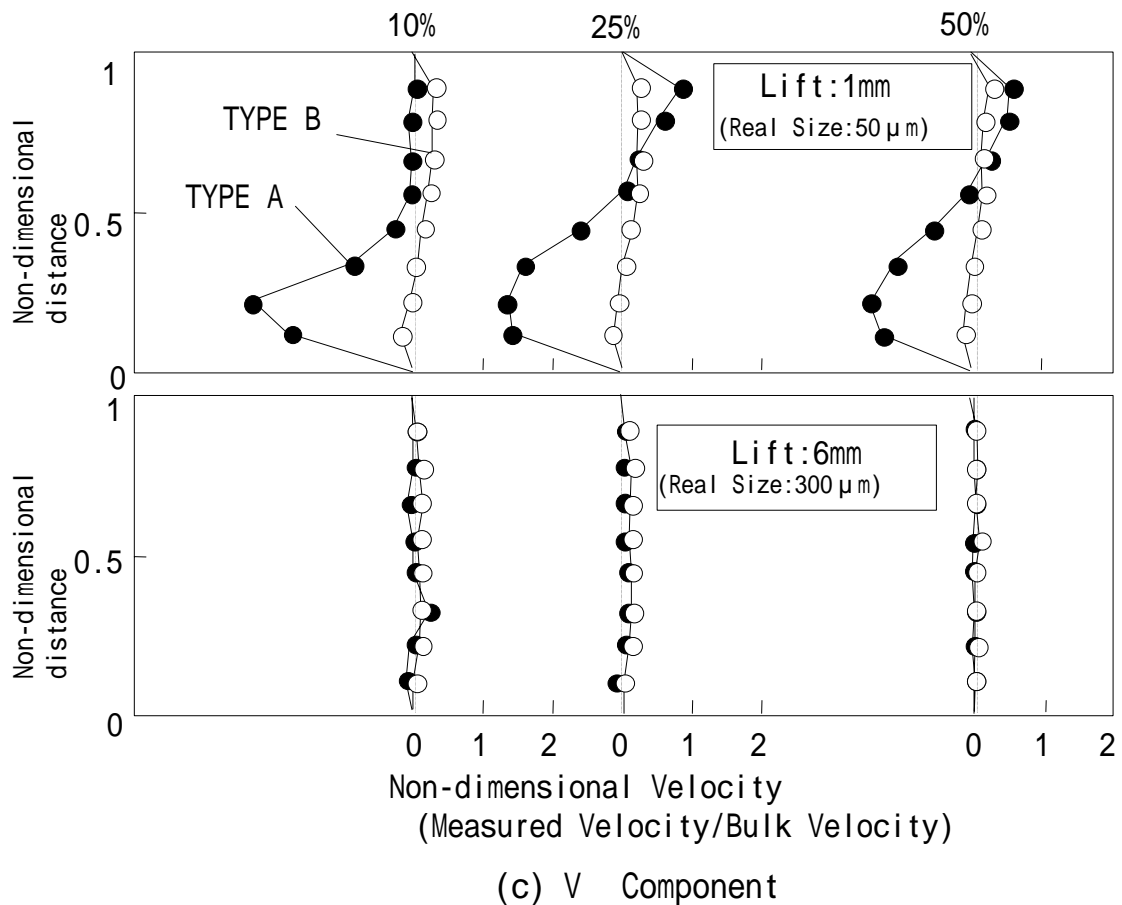


図 4-2-12(c) 偏芯時 Hole2 の流速分布

では，TYPE A と TYPE B で大きな差は見られない．また，旋回成分も発生していない．しかし，リフト量が小さい 1mm (実機 50 μm 相当) の条件では，いずれの成分にも大きな差が見られる．TYPE A の流れは，入口から 10% の位置における V_{rv} 成分の結果から，下側に偏り，かつ V_{rh} 成分の結果から，水平方向では噴孔の両側に流量が集中し， V の結果から，強い旋回流を伴っていることがわかる．この傾向は下流に移っても変わらない．一方，TYPE B の流れは，非偏芯時と大きく変わらず，噴孔下部に偏る流れになっているものの，水平方向に対称であり，旋回成分がほとんどない流れとなっている．

次に，Hole3 における偏芯時の流れを把握するために V_{rv} 成分を

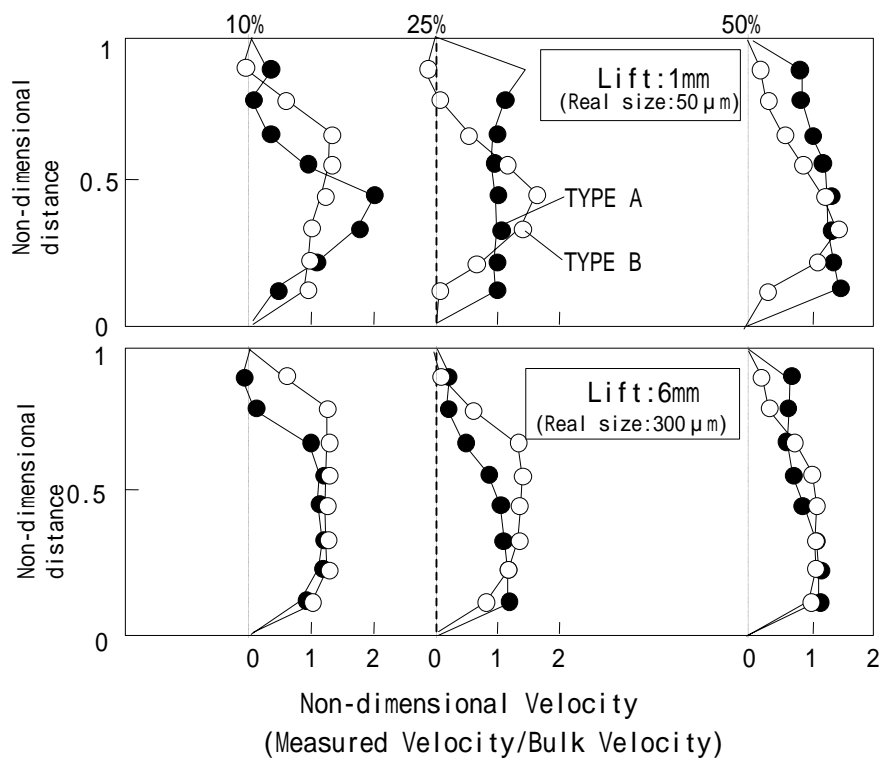
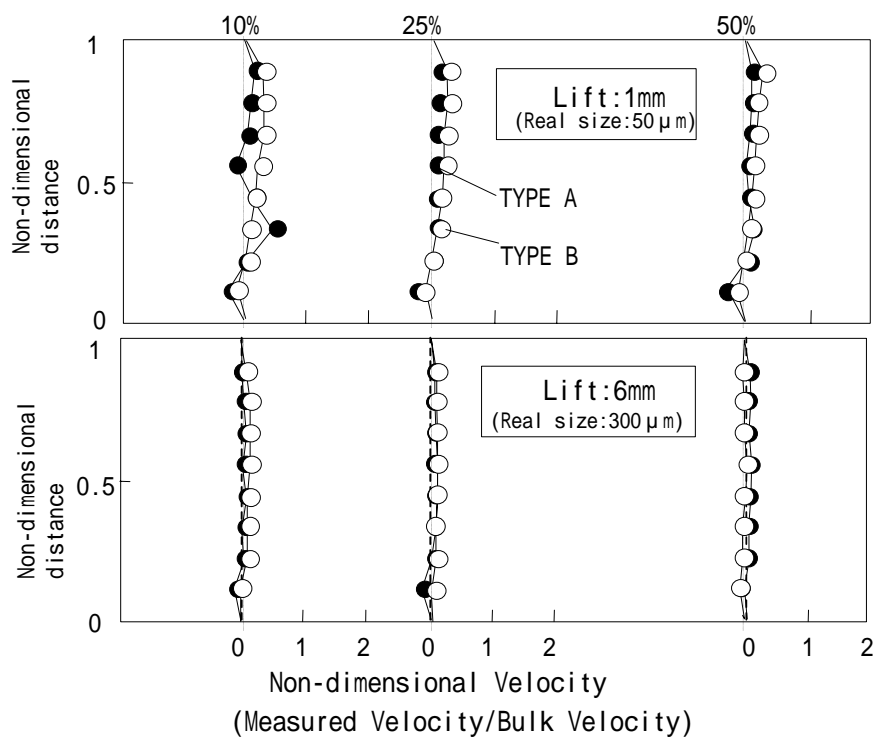
(a) V_{rv} Component(b) V Component

图 4-2-13 偏芯時 Hole3 の流速分布

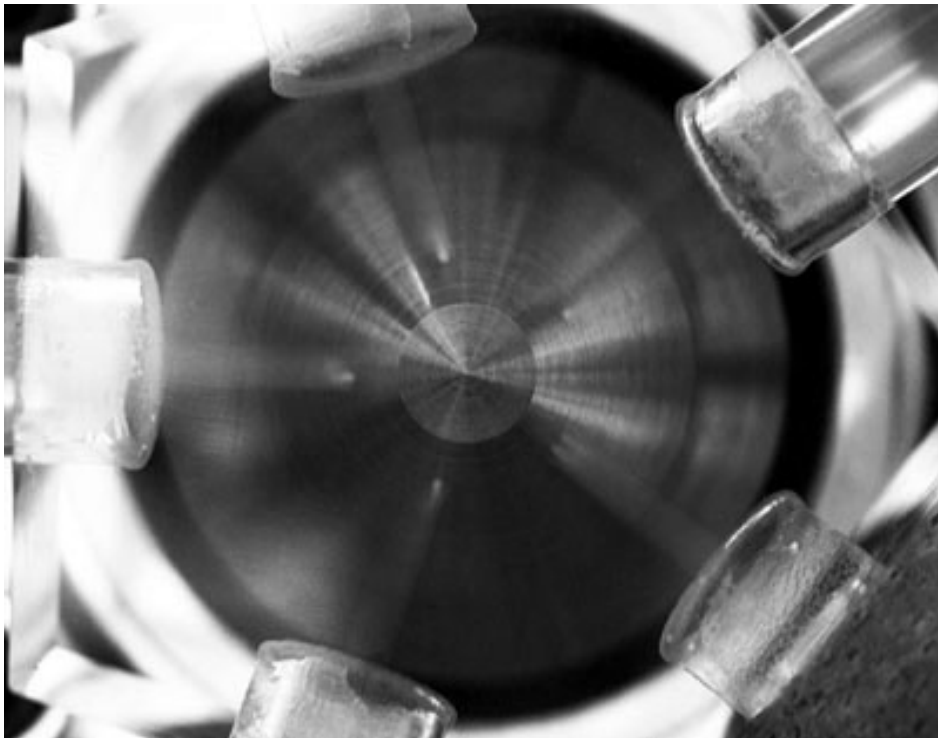
TYPE A と TYPE B で比較し、図 4-2-13 に示す。TYPE A は噴孔入口から 10%に位置において多少流れに偏りはあるものの、50%の位置では、非偏芯時の流れと似た速度分布になっていることがわかる。旋回成分 V を見ると、リフトの大小にかかわらずほとんど分布は見られない。また、ここでは図を示していないが、水平方向の非対称性はほとんど確認できなかった。このことから、Hole3 はリフトの大小にかかわらず、流速分布の偏りが小さく、また旋回成分がほとんど無いため比較的細長い噴霧になるという現象が理解できる。

以上のことから、TYPE A (VCO ノズル) は偏芯、低リフト量の条件において、Hole2 において噴孔壁に偏った強い旋回流を伴う流れとなり、この流れによって引き起こされるホローコーン状の噴霧を形成する。また、Hole3 においては Hole2 のような旋回を伴う流れはなく、非偏芯時に近い流れとなっているため細く長い噴霧を形成すると考えられる。

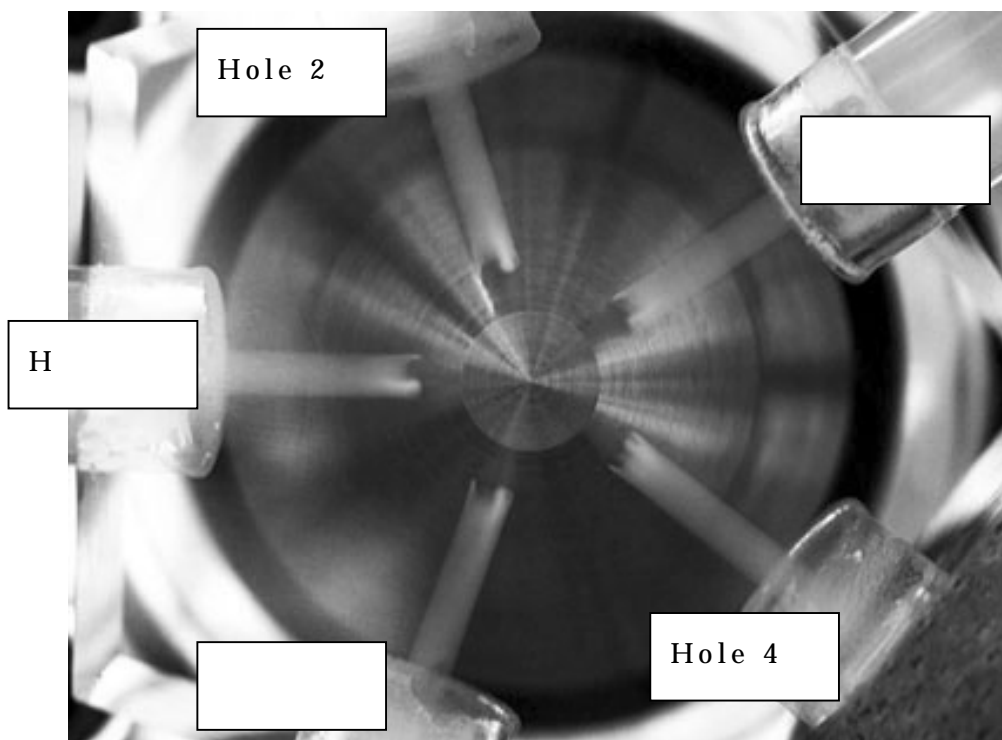
4-2-5 可視化結果と考察

以上のことを確認するために、噴孔内に発生するキャビテーションを可視化した。まず、偏芯時に Hole2 に発生する旋回を伴った流れ場について説明する。拡大ノズルの下方から写真撮影を行い、偏芯なしの場合の撮影結果を図 4-2-14 に、偏芯させた場合の撮影結果を図 4-2-15 に示す。偏芯の無い場合の TYPE A (VCO ノズル) の噴孔内で発生するキャビテーションは 5 つの噴孔全てにおいて均等であるが、偏芯させると低リフトの条件で、旋回を伴ったキャビテーションが発生する。この捻れた糸状空気がキャビテーションかどうかは議論となる部分であるが、比較的低下で発生していることから、スワールノズルの噴孔に発生する空気であると考えるのが自然であるかもしれない。しかしながら、本研究では他との区別が困難であることから広義に捉え、キャビテーションと呼ぶことにする。次に、各噴孔にて発生するキャビテーションに関して、更に詳細に述べる。

ここでは、Hole2 の流れに着目し、可視化した結果を図 4-2-16、

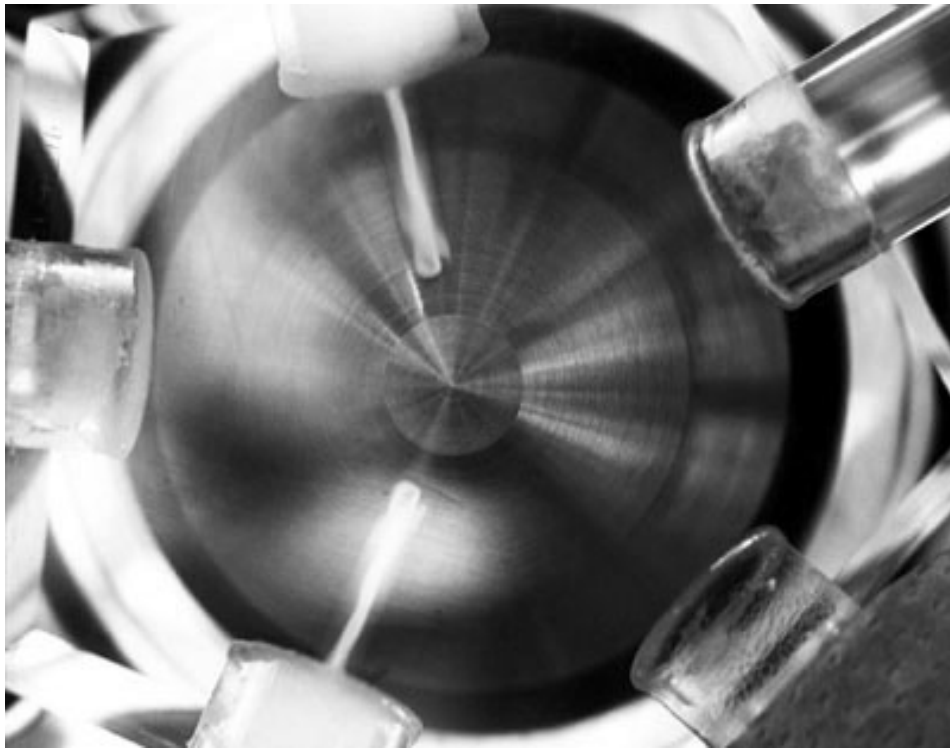


(a) 入口圧力 0.145 MPa

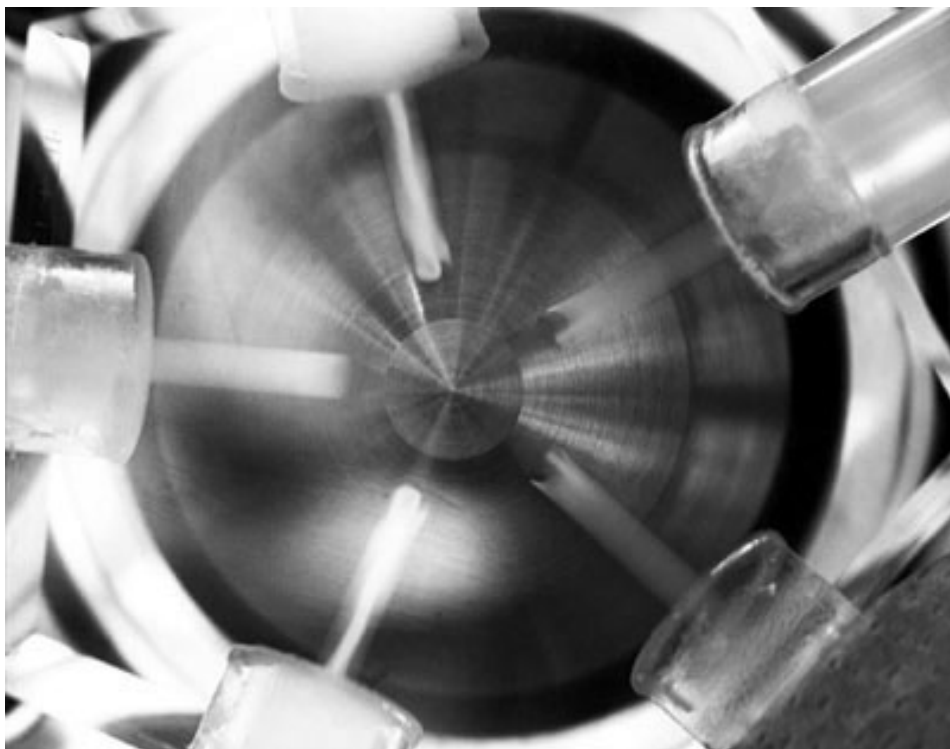


(b) 入口圧力 0.245 MPa

図 4-2-14 偏芯なし時の噴孔内可視化結果



(a) 入口圧力 0.145 MPa



(c) 入口圧力 0.245 MPa

図 4-2-15 偏芯時の噴孔内可視化結果

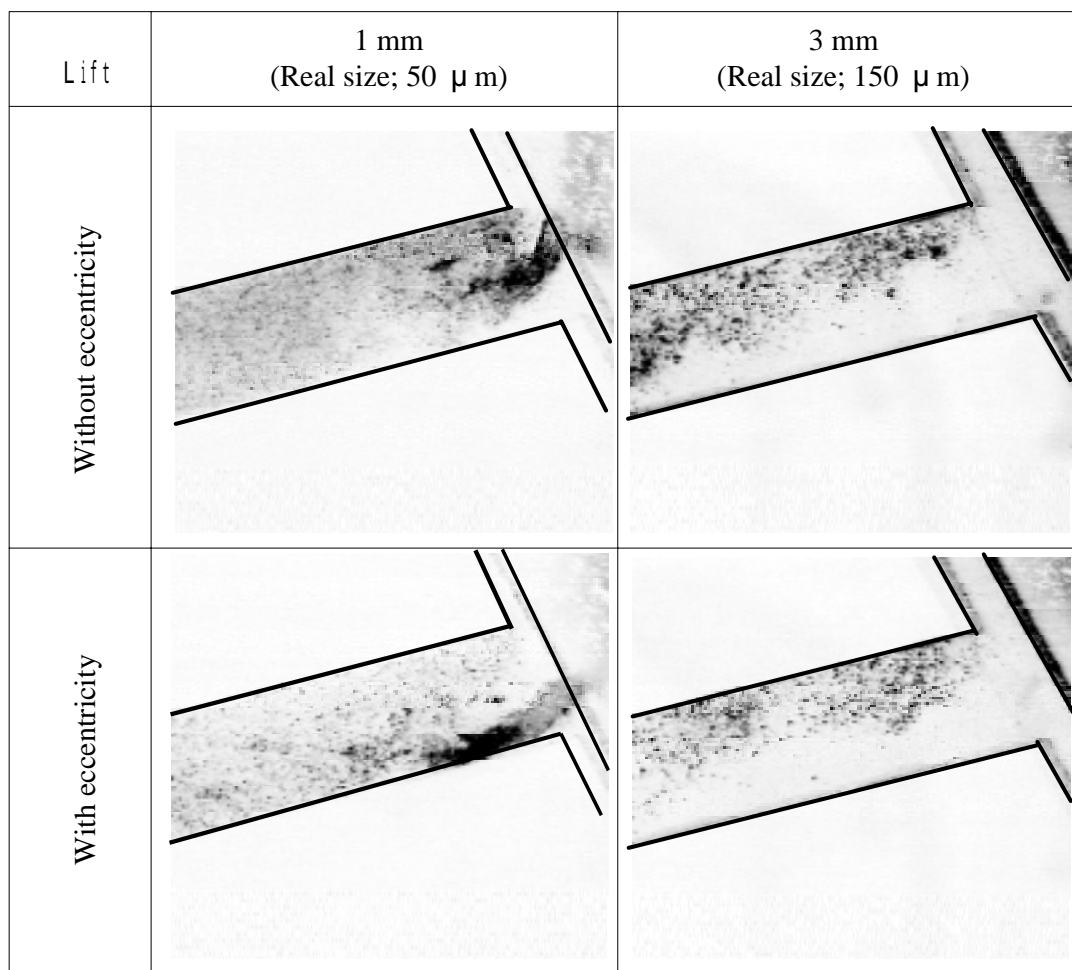
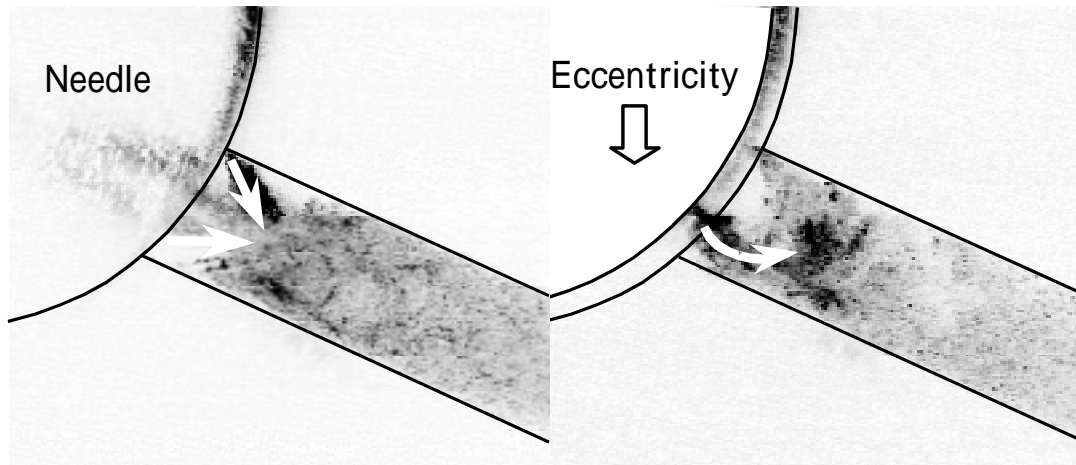


図 4-2-16 キャピテーションの可視化
(TYPE A, Hole 2, Side view)



(a) 偏芯無し

(b) 偏芯あり

図 4-2-17 キャビテーションの可視化結果
(TYPE A, Hole 2, Lift; 1 mm, Bottom view)

図 4-2-17 に示す . 図 4-2-16 は , 噴孔に対して鉛直方向 (上下方向) にレーザシート光を入射し , 噴孔横から可視化したものである . 中間的なリフト量の 3mm (実機 150 μ m 相当) の条件では , 偏芯 , 非偏芯によらず発生するキャビテーションに変化はほとんどない . しかしながら , リフト量が小さい 1mm (実機 50 μ m 相当) の条件では , キャビテーションの発生する様子が変わる . すなわち , 非偏芯時においては , 主として噴孔上端部角から発生し , 噴孔上半分に広がっているが , 偏芯時には , 噴孔上端部から噴孔中央部までの広い範囲にわたってキャビテーションの発生が確認できる . この条件でのキャビテーションの発生箇所をさらに詳しく見るために噴孔に

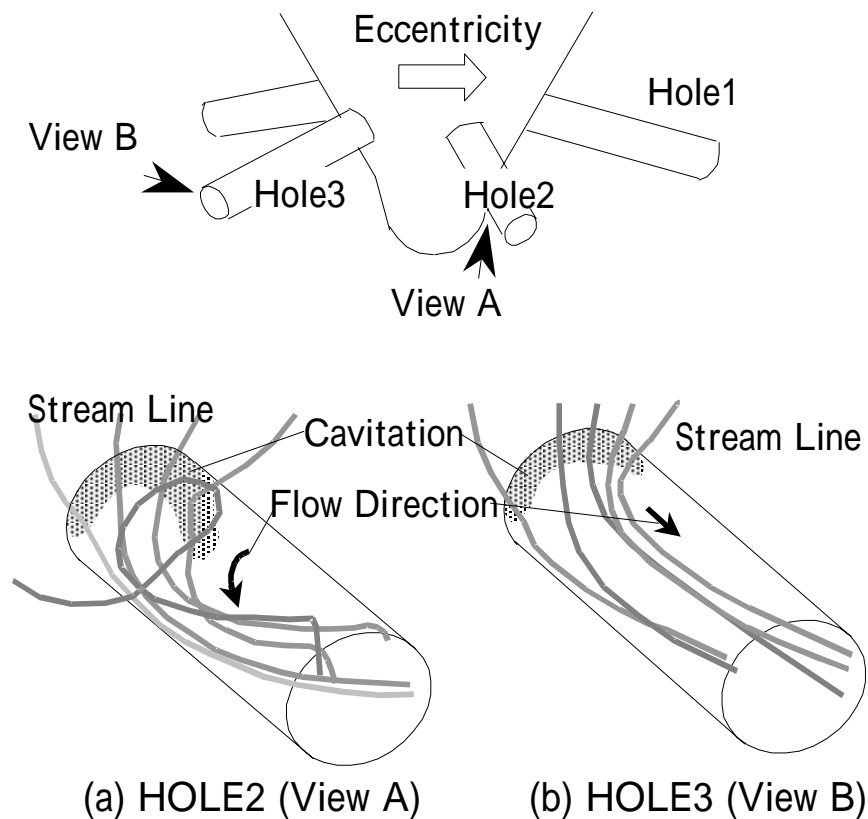
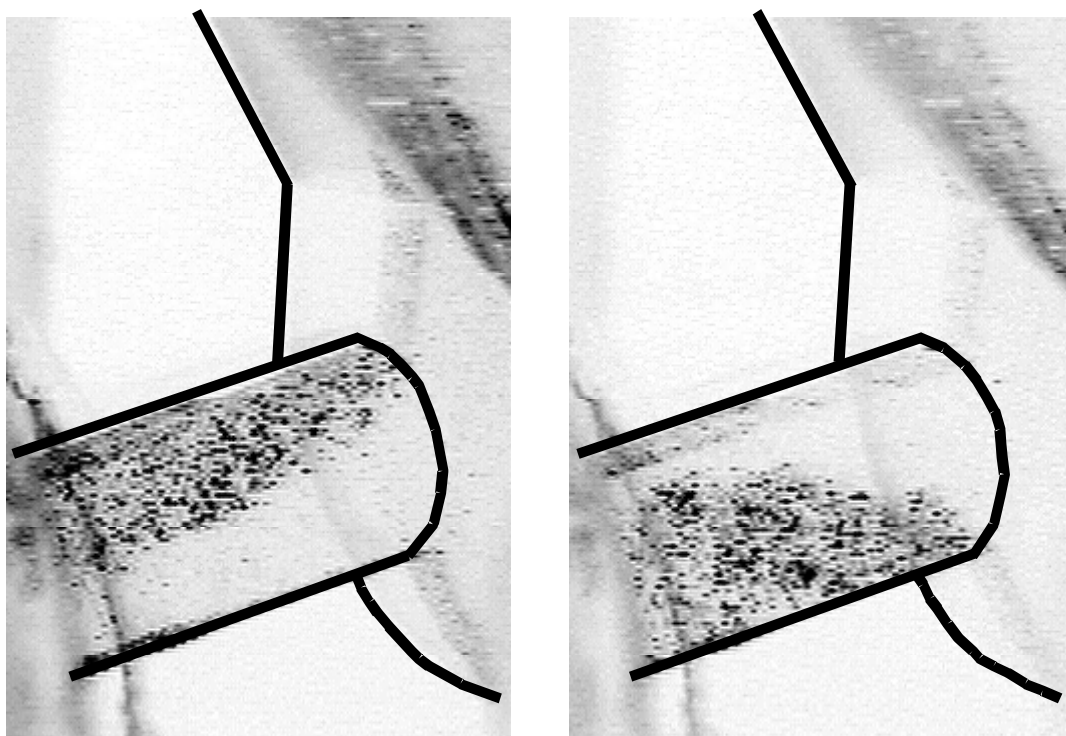


図 4-2-18 偏芯時の流れのイメージ図 (TYPE A, 低リフト量)

対して水平にシート光を入射し，下側から可視化した．結果を図 4-2-17 に示す．非偏芯時には噴孔中央部に近づくように発生しているが，偏芯時には噴孔の両壁面，特に偏芯させられた側に強いキャビテーションの発生源があることがわかる．すなわち，偏芯によって噴孔入口上端部からのみ発生していたキャビテーションは，噴孔横側にまで至っていることを示している．これは，旋回を伴って流れが複雑に入り込んでいるためであると考えられ，前述の LDV の結果から推察した流れ場を可視化結果から確認することができたといえる．以上の結果を模式的に示したのが，図 4-2-18 である．Hole2 に対しては，キャビテーションの発生が噴孔上端からだけでなく噴孔横からも発生しており，流れは旋回流を伴ったものに



(a) 偏芯なし

(b) 偏芯あり

図 4-2-19 キャビテーションの可視化結果
(TYPE B, 低リフト量)

なっている。一方，Hole3 に関しては，旋回流が無いので比較的まっすぐな流れ場になっている。キャビテーションの発生位置は噴孔上端部のみである。この Hole2 において低リフト量時において旋回流が発生するメカニズムに関して以下のように推定する。すなわち，低リフト量の条件では Hole2 入口を偏芯した針弁が斜めに閉塞する形で位置する。このとき，斜めに傾斜した針弁によって Hole1 側より Hole3 側の流路面積が大きくなるために，流路面積の大きい Hole3 側からの方が Hole1 側に比較して大きい流速で Hole2 内に流入してくる。このため，噴孔内には Hole2 内には旋回流が発生すると推定される。

次に TYPE B の場合について考える。今まで述べてきたように，Hole2 のキャビテーションの発生状況は，偏芯の有無によらず変化

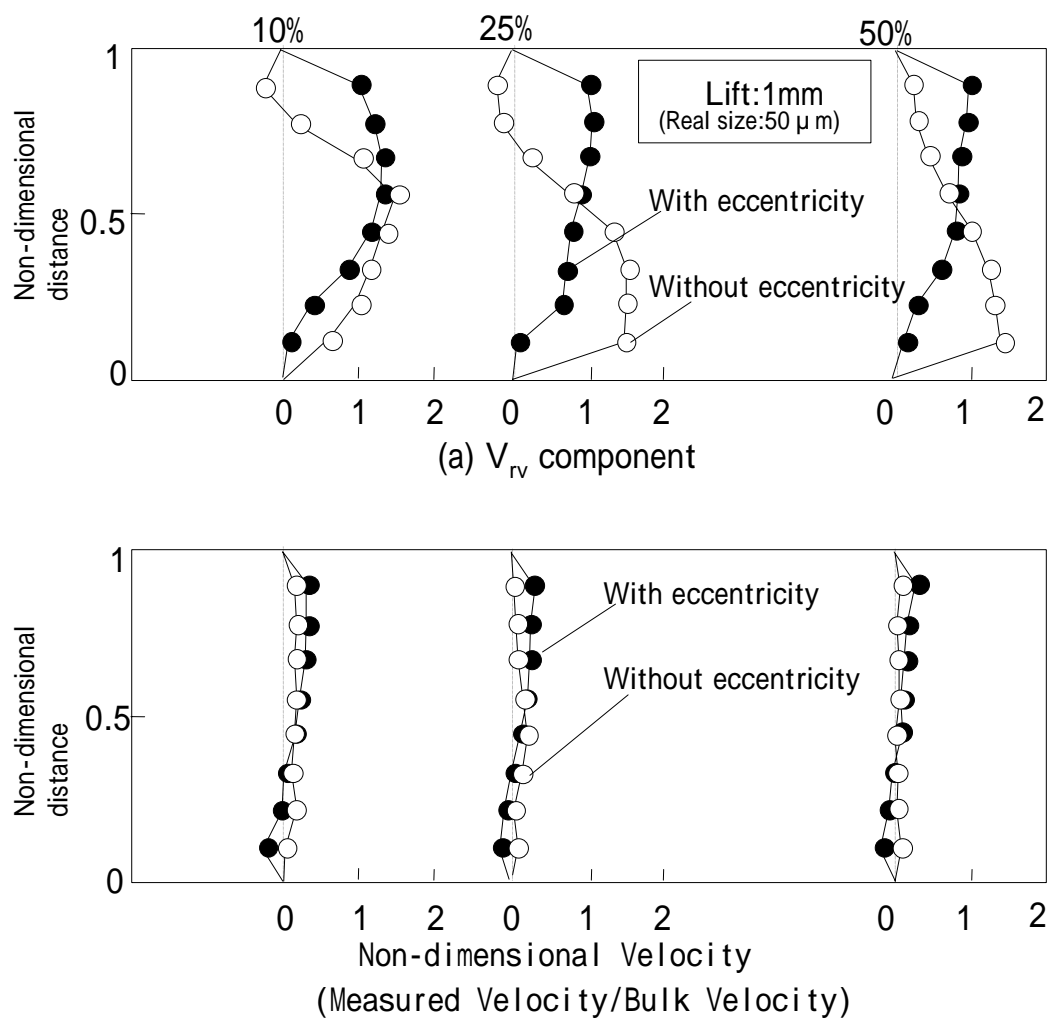


図 4-2-20 偏芯ありなしにおける流速分布比較
(TYPE B, Hole 1, Lift; 1 mm)

しておらず，Hole2 において特別変化した噴霧形状になるとは考えにくい．また，Hole3 の流れ場も比較的似ていることから各噴孔において対称性を持った噴霧であると考えられる．唯一 Hole1 すなわち偏芯させた方向の噴孔に関して差が現れた．Hole1 の低リフト条件における偏芯あり，偏芯なしでのキャビテーションの発生状態を可視化した結果を図 4-2-19 に示す．偏芯がない場合，キャビテーションは噴孔入口上端から発生しているが，偏芯させると噴孔入口下端から発生している．この原因を明らかにするために噴孔内の流速分布を LDV で計測した．計測結果を図 4-2-20 に示す．偏芯が無い場合，噴孔上端にあたる図中上側で逆流が見られるが，偏芯時には逆に同じ位置で見ると下側に低速度領域が存在する．一方，TYPE A で見られた強い旋回流，すなわち V は TYPE B では見られないので噴霧がホローコーン状に広がることは無いことがわかる．

以上述べてきたように，噴霧形状に大きな影響を与えるノズル内の流動に対して 20 倍の拡大モデルを用い LDV を用いて定量的に計測・分析を行った．この手法を用いて先端形状の違う 2 種類のノズルの偏芯時に変化する内部流れを測定・分析することにより，サックレスノズルの偏芯時の流れ場と噴霧ばらつきメカニズムを概ね把握することができた．

4-3 キャピテーションモデルを用いた 3次元粘性流れ解析技術と本技術を用いた噴孔間噴霧ばらつきメカニズムの解明

前節では、VCO タイプのいわゆるサックレスノズルが針弁の偏芯時に変化する流れ場に関し、サック付きノズルと比較しながら実験的に明らかにすることにより、リフト量の小さい条件で、偏芯した場合に噴霧に噴孔間のばらつきが生じるメカニズムについて述べた。その結果、偏芯させた方向の両側の噴孔にて強い旋回流が生じておりこれが噴霧の噴孔間ばらつきを生じている一因であることを 20 倍の拡大モデルによって確認した。しかしながら、実機においては複雑なキャピテーションが発生する場になっており、20 倍の拡大モデルでは、キャピテーション係数を実機に一致させることができないため実機に即した実験であるとはいえない。そこで、本節ではシミュレーション技術を用いて本メカニズムの解明を試みる。なお、本シミュレーションは、キャピテーションモデルを用いており、このキャピテーションの発生状況の定性的傾向は、5 倍に拡大したモデル実験においてキャピテーション係数を一致させることにより比較検証した。その後、シミュレーションによって 20 倍モデルにて得られたメカニズムを計算側から再現した。

4-3-1 計算手法

計算には、第 3 章で用いた方法と同じ有限体積法を用いた。計算格子の VCO タイプの例を図 4-3-1 に示す。計算用のセル要素は全て 6 面体で作られており、ここでは内部の様子を示すために、ノズルの半分しか示していない。したがって、実際には全周に渡って計算を行っている。噴孔出口部には、噴孔外部の計算領域に相当する空洞部を設けている。境界条件として入口部に燃料噴射圧力に相当する圧力を付与し、出口には大気圧の条件を付与している。ここでは、ノズル内のキャピテーションを予測するために Kubota ら⁽⁴⁹⁾のキャピテーションモデルを用いている。このモデルは、局所的な圧力がある値以下になるとキャピテーションが発生し、発生したキャピテ

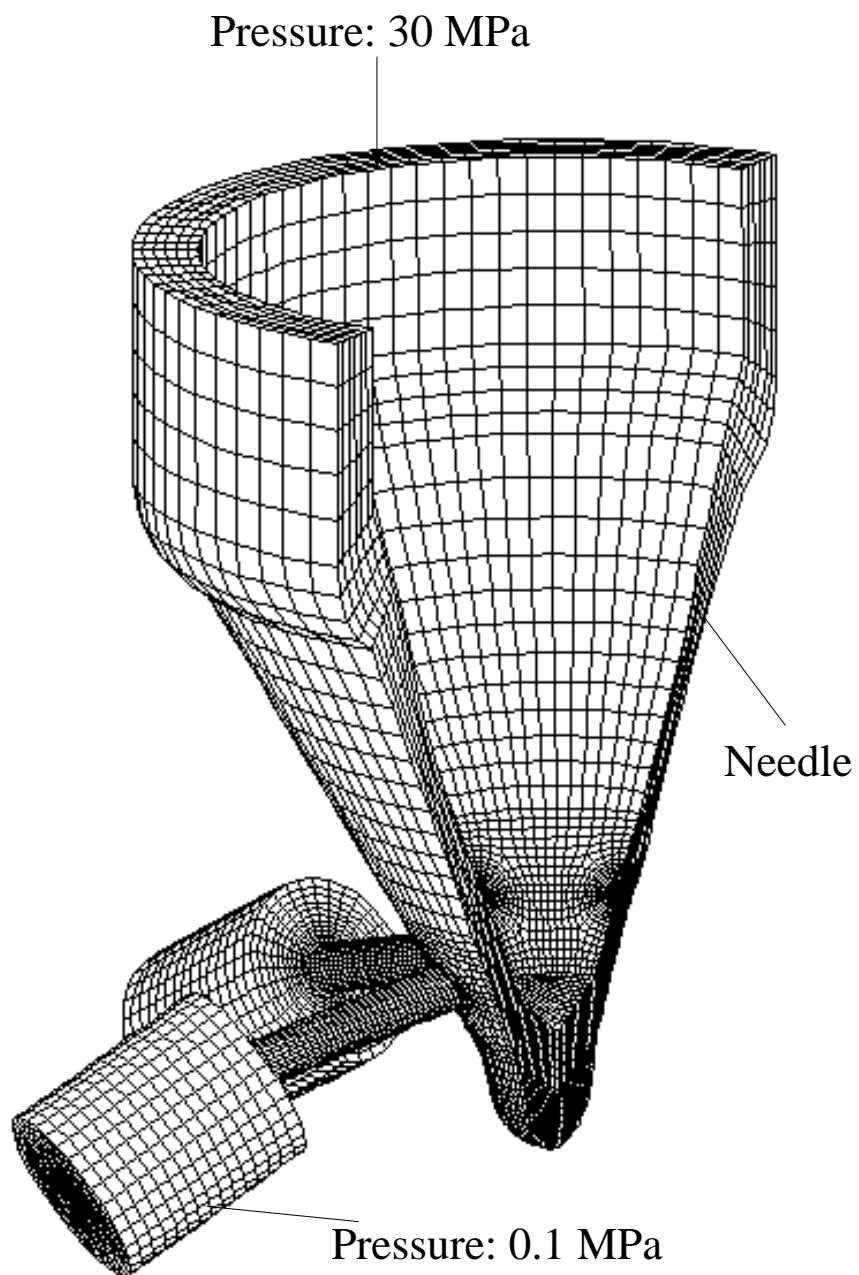


図 4-3-1 計算格子 (Nozzle A の場合, 半分のみ表示)

ーションは気体として扱い第3章にて用いたVOFモデルを用いてその輸送を解く。VOFモデルでは各計算セル内の液体の占有率をスカラー量として持たせ、この輸送を解くことにより気液の2相流の計算を行っている。すなわち、キャビテーションモデルにおいてVOFの値は、1であれば完全な液体を表し、0であれば完全な気体を意味する。本研究のキャビテーションモデルでは、各セルが離散値化した値を持つため、ここでは $VOF < 0.5$ をキャビテーションが発生している領域と定義した。

ここで、計算条件について触れる。供試品として、前節の図4-2-6(a)と同形状の5噴孔のVCOノズルを用い、図4-2-7に示すように各噴孔を定義しHole1側に $10\mu\text{m}$ 偏芯させた。

なお、計算格子数は115,280であり、IBM/RS6000を用いて3日程度である。なお、燃料には軽油に相当する物性を与えた。計算のタイムステップ t は $1 \times 10^{-8}\text{s}$ で、流量に対する残差は 5×10^{-4} 以下とした。また、離散化には1次の風上差分を用いた。

4-3-2 噴霧シミュレーション

ノズル内シミュレーションで得られた内部流れ解析の結果から、実際の噴霧のイメージを得るため、ノズル出口の計算結果を噴霧計算の初期条件として噴霧計算を行った。計算には、ノズル内シミュレーションと同様の有限体積法を用い、DDM (Discrete Droplet Model) の方法を用いた。計算時間毎に、平均粒径を算出し、抜山・棚沢の分布関数を用いてParcelを飛ばす。流速に関しては、ランダムに抽出した噴孔出口の計算格子の流速をそのまま用いた。平均粒径の算出には広安ら⁽⁶²⁾の経験式を用いた。この式に用いられる噴孔径にはキャビテーションを考慮した有効噴孔径を、レイノルズ数およびウェーバー数にもこの有効噴孔径を用いた。広安らの経験式において噴霧角の式も提案しているが、ここではノズル出口における流速をそのまま使った。すなわち、実際には多少の噴霧角度の広がりがあると思われるが、ここではその値をゼロと仮定した。また噴

霧計算において2次分裂モデルや衝突・合体モデルも用いていない。本研究の目的は円周方向に存在する噴孔間の噴霧ばらつきのメカニズム解明とその対策案の効果の数値解析から見た確認であったので、噴孔出口の噴霧の様子を確認することが最も重要である。本手法において以上の仮定は目的に対しては充分であると判断した。計算領域の大きさは1辺が0.2mの直方体で計算格子数は125,000である。計算には上記と同様のマシンを用い1msの計算を行うのに、約3日程度であった。

4-3-3 実験手法

図4-3-2に実験装置の概要を、図4-3-3には実験装置の写真を示す。ノズル先端部は、実機に対して5倍に拡大した透明なアクリル材を用いた。図4-3-4には実験に使ったアクリル製ノズルの写真を示している。燃料に相当する液体として水を用い、タンクにためられた水を高圧ポンプにて昇圧し、ノズルから圧力2MPaで大気圧下に噴射させる。噴射中ノズル下側からストロボを照射し、噴孔内のキャビテーションの様子をCCDカメラで撮影した。針弁の偏芯量の測定には20倍モデルの実験にて用いたギャップセンサと同様のものを用いた。針弁とホルダは、ノズル本体に対して一方向にのみ可動な溝がつけられており、マイクロメータを用いて高精度でノズルに対して位置決め可能である。ここでは前述の条件に従い、Hole1に向かって $50\mu\text{m}$ (実機 $10\mu\text{m}$ 相当)偏芯させて実験を行った。ギャップセンサは実験を行うたびに校正をしており、位置決め誤差は $\pm 5\mu\text{m}$ である。なお、実験条件を実機の場合と比較して表4-3-1に示す。本拡大モデルの実験におけるキャビテーション係数は、実機に相当する値と一致させた。

4-3-4 キャビテーションモデルの影響

まず、キャビテーションモデルを用いるにあたり、キャビテーションモデルの有り無しにて計算結果に差が出るかどうかを確認する

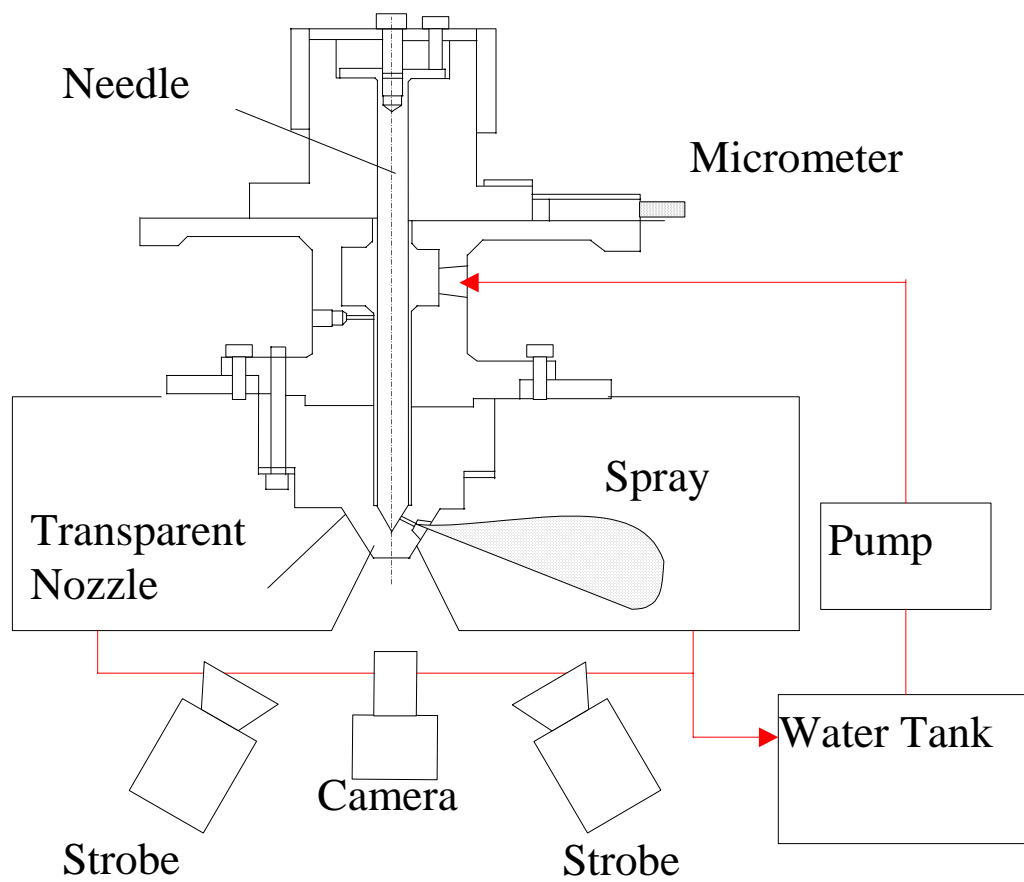


図 4-3-2 5倍モデル実験装置概要図

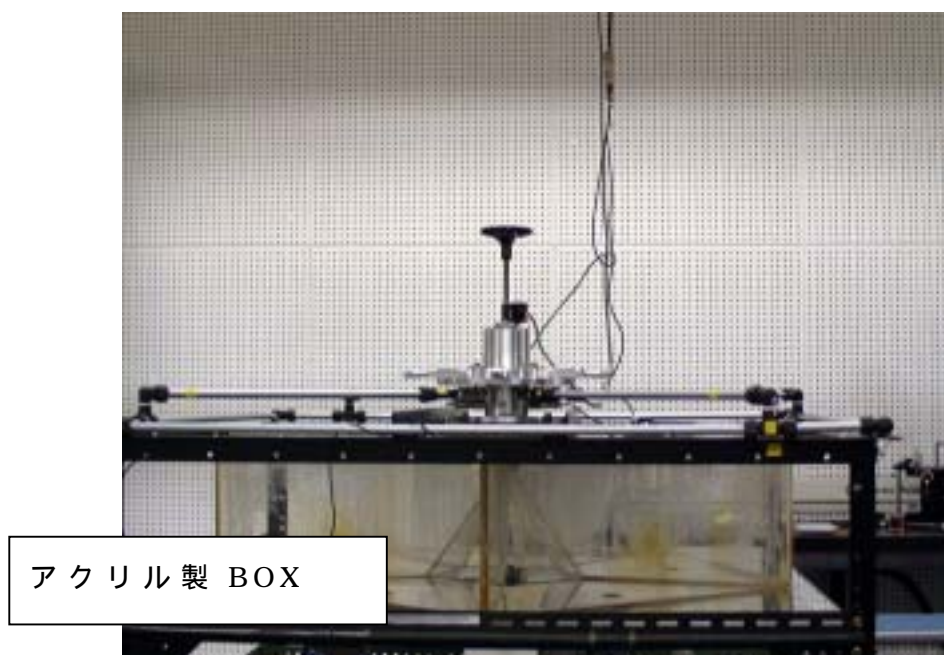
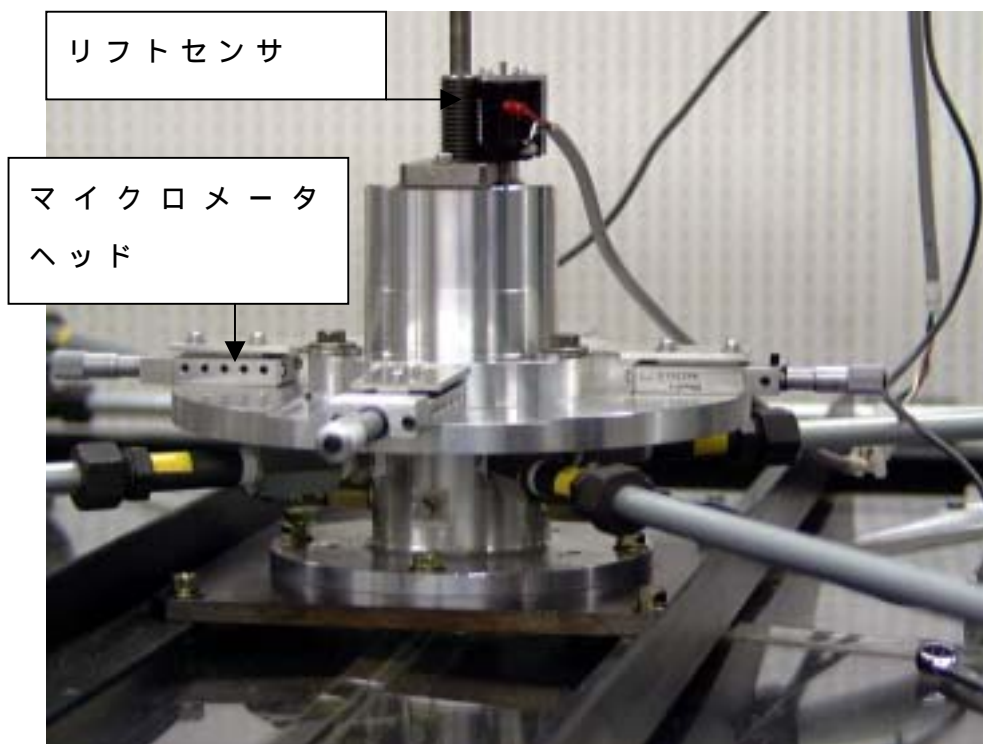


図 4-3-3(a) 実験装置 (全体図)



(b) 実験装置詳細写真

図 4-3-3 実験装置写真



図 4-3-4 アクリル製ノズル写真

Parameter	Unit	Real condition	Magnified model (This experiment)
Scale	-	1	5
Nozzle diameter	m	0.22×10^{-3}	1.1×10^{-3}
Reynolds number R_e	-	1.5×10^4	4.3×10^4
Cavitation number K	-	1.05	1.05
Injection pressure P_i	MPa	100	2.1
Ambient pressure P_a	MPa	5	0.1
Pressure difference P	MPa	95	2.0
Fluid	-	Light Oil	Water
Density	Kg/m ³	835	998
Kinematic viscosity	m ² /s	4.0×10^{-6}	1.0×10^{-6}

表 4-3-1 5 倍モデル実験条件

とともに、キャピテーションモデルを使うことに対する妥当性を検証した。全噴孔から流出する流量係数を各針弁リフト量に対して、キャピテーションモデルの有り無しで比較し図 4-3-5 に示す。ここでの計算は、針弁リフトを固定した条件で行っている。キャピテーションモデルを用いた場合の結果は、キャピテーションモデルを用いなかった場合と比較し大きな差が見られない。そこで、噴孔間における流量ばらつきに関して調べてみた。図 4-3-6 には、図 4-2-6(a) に示す VCO タイプのノズルを低リフト量の条件で偏芯させた場合と、図 4-2-6(b) に示すいわゆるサック付きタイプのノズルを同じく低リフト量の条件で偏芯させた場合で噴孔毎の流量ばらつきを示す。なお、実験値は前節において 20 倍の拡大モデルを用いて得た結果であり、キャピテーション係数は一致していない。しかしながら、図 4-2-1 に示す噴霧写真から VCO においては噴霧ばらつきによる流量のばらつきが明らかに発生しておりサック付きノズルの噴霧ばらつきはほとんど見られないことから流量ばらつきはほとんど発生していないという実験結果は概ね妥当であると考えられる。

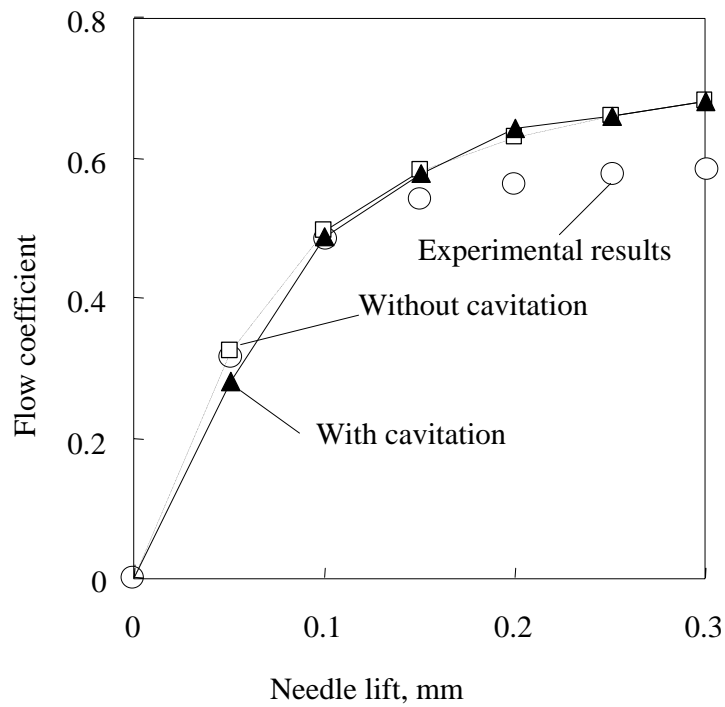


図 4-3-5 ノズル流量係数のキャビテーションモデルの影響

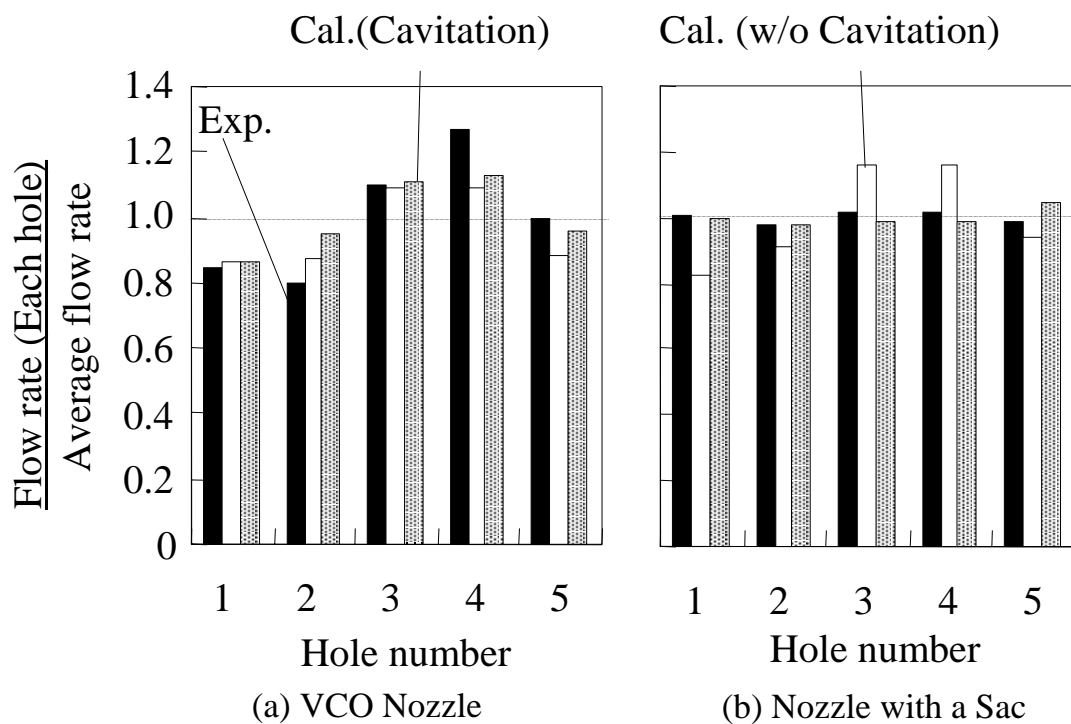


図 4-3-6 噴孔毎の流量 (低リフト量)
(数値計算と 20 倍モデルの実験結果との比較)

図 4-3-6(a)の結果から，VCO の場合はキャビテーションモデルの有無によって流量ばらつきの傾向に差は見られず，両者とも実験結果と定性的に同様の傾向を示している．一方，図 4-3-6(b)に示すサック付きの場合，キャビテーションモデルを用いた計算結果は，実験結果における噴孔毎の流量のばらつきがほとんどないという傾向と同じ傾向を示しているが，キャビテーションモデルを用いない計算では，サック付きにおいても噴孔間の流量ばらつきが生じており実験結果と違う傾向を示している．次に，内部流れに関してキャビテーションモデルの有り無しで比較した．結果は，Hole2 および Hole3 における軸方向に平行な面での断面を取って速度ベクトル図で図 4-3-7 に示す．実線の矢印で示しているのが噴孔出口に向かって流れる液体すなわち燃料の流れを示しており，破線の矢印で示しているのはキャビテーション内を噴孔出口から入口に向かって逆向きに流れる気体すなわち空気の流れを示している．ここで示すように，キャビテーションモデルを用いない場合には，Hole3 の噴孔入口部において逆流が見られるものの，それ以外は全て噴孔出口に向かう流れとなっている．一方，キャビテーションモデルを用いた結果ではキャビテーション内において逆流の流れ場が観察されキャビテーションモデルの有無によって明らかに流れ場が違っていることが分かる．以上の点から，キャビテーションモデルを用いる場合と用いない場合において噴孔内の流れ場は大きく違っており，その結果として，噴孔間の流量ばらつきに対しても，実験結果と定性的に違う傾向が現れる場合が生じたと考えられる．また，逆に流量のばらつきの定性的な傾向が実験結果と比較的一致しているような VCO の場合においても，内部流れは大きく差があることが明らかとなった．次に，この発生するキャビテーションの傾向が妥当であるかどうか，定性的傾向を実験結果と比較することを試みた．

4-3-5 キャビテーション発生状況の拡大モデルとの比較

図 4-3-8 にキャビテーションモデルを用いた計算結果と

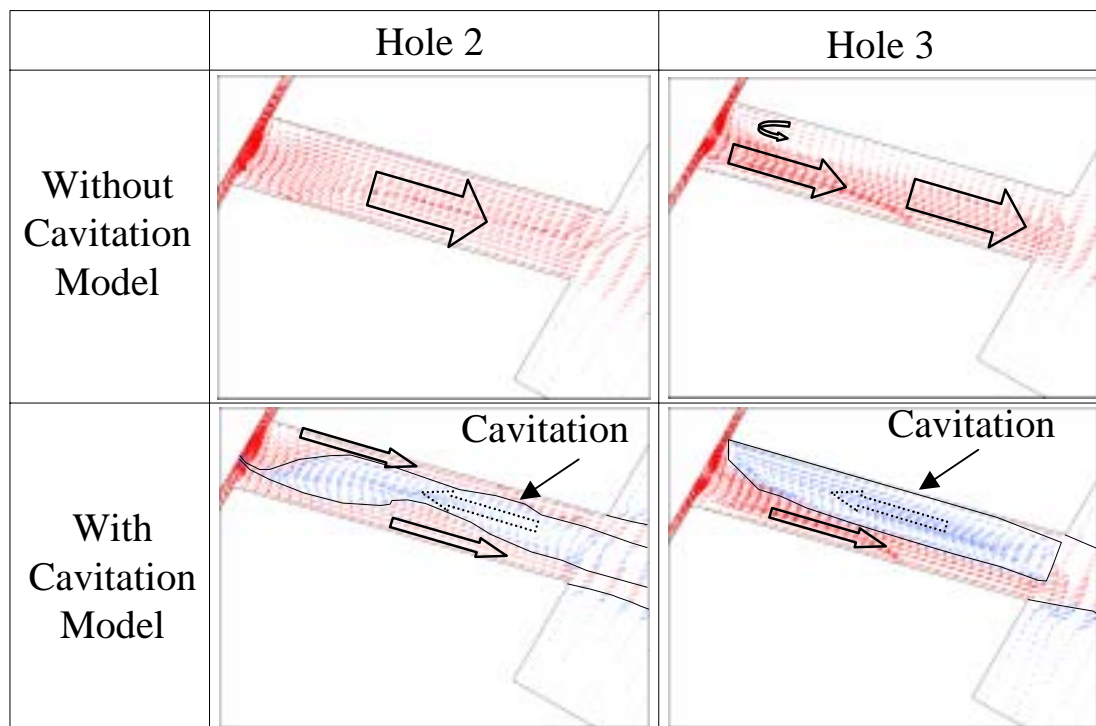


図 4-3-7 数値計算においてキャビテーションモデルの有り無しでの流れ場の差比較

5倍モデルを用いた実験において可視化した結果を比較して示す。なお、計算結果はキャビテーション発生境界面としてVOFの等値面0.5で示した。実験では下からのみの可視化結果であり全ての状況は把握できないがHole2の高リフト量の条件、およびHole3の低、高リフト量の条件では大きな差が見られず、噴孔上部よりキャビテーションが発生し下流に向かっていることがわかる。一方、低リフト量のHole2では、明らかに他と差が見られる。すなわち、キャビテーションは、針弁から発生し、噴孔内を強く旋回しながら出口に向かっている。一方、計算結果においても、Hole2の低リフトの条件において明らかに他と差が現れており、実験とほぼ同様の傾向となっていることがわかる。

以上の結果から、キャビテーションモデルを用いた本計算手法により定性的にキャビテーションの予測ができていることが明らかとなった。



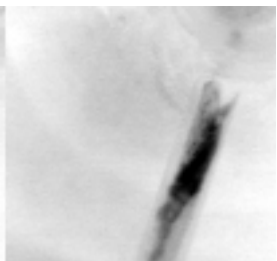
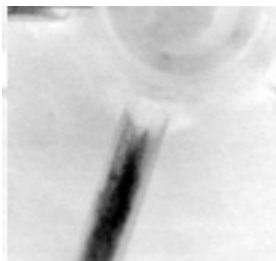


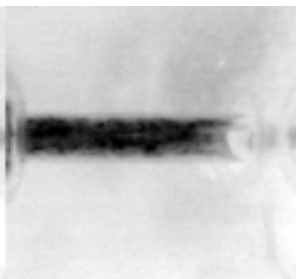
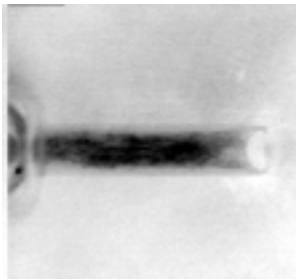
		Lift: $50 \times 10^{-6}\text{m}$ (Real Size)	Lift: $300 \times 10^{-6}\text{m}$ (Real Size)
Hole2	Cal.		
	Exp.		
Hole3	Cal.		
	Exp.		

図 4-3-8 キャビテーションモデルを用いたキャビテーションの数値計算結果と5倍モデルの実験結果の比較 (Bottom view)

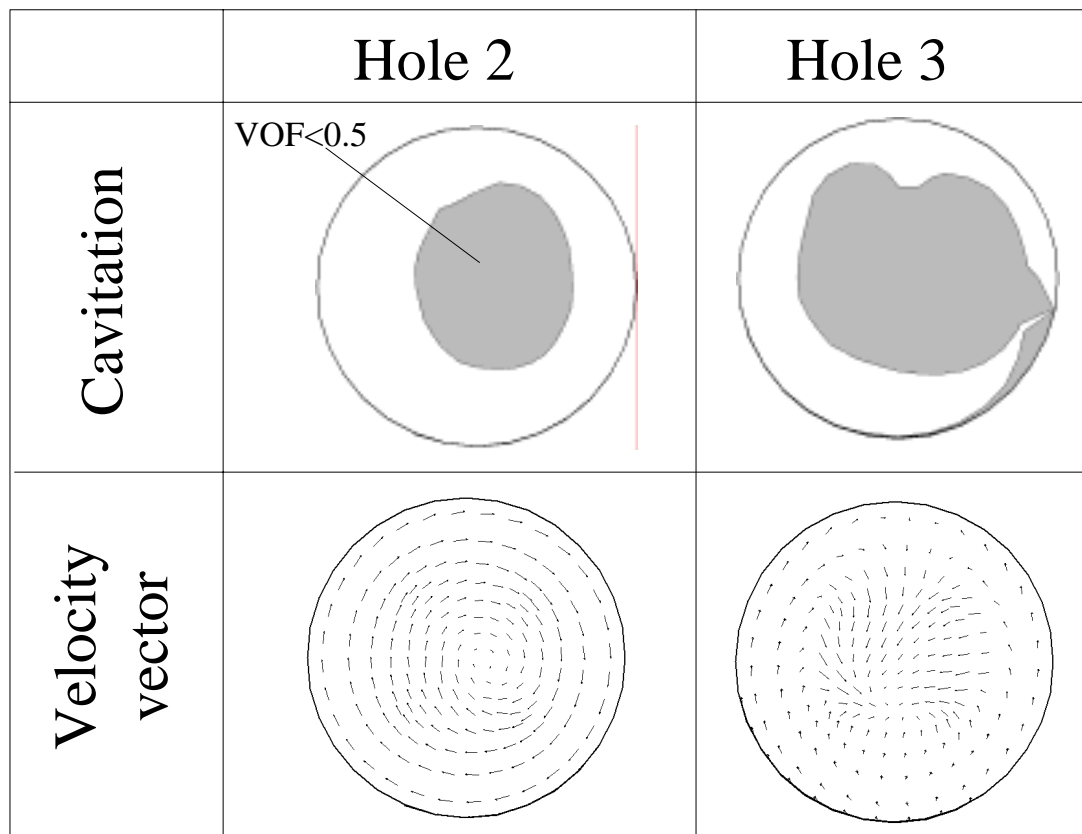


図 4-3-9 噴孔出口における流れ場の計算結果(低リフト量時)

4-3-6 キャビテーションモデルを用いた数値解析結果

次に,キャビテーションモデルを用いた本数値解析手法を用いて, VCO のノズルにおける偏芯時低リフト量条件での噴孔出口における速度ベクトルと VOF が 0.5 以下の領域すなわち空洞部の領域のプロットを図 4-3-9 に示す。Hole2 においては, 強い旋回流が生じており, 噴孔中央部に空洞が生じている。このため, 噴出した噴霧はスワール噴霧のようにホローコーン状になると予想される。一方, Hole3 においては, 同じく噴孔中央部に空洞があるものの旋回流は存在していないことがわかる。

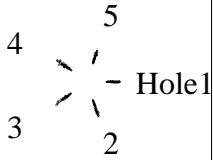

















		Calculation			Experiment		
Time After Injection		0.02 ms	0.05 ms	0.1 ms	0.02 ms	0.12 ms	0.22 ms
Bottom view							
Side view	Hole2						
	Hole3						

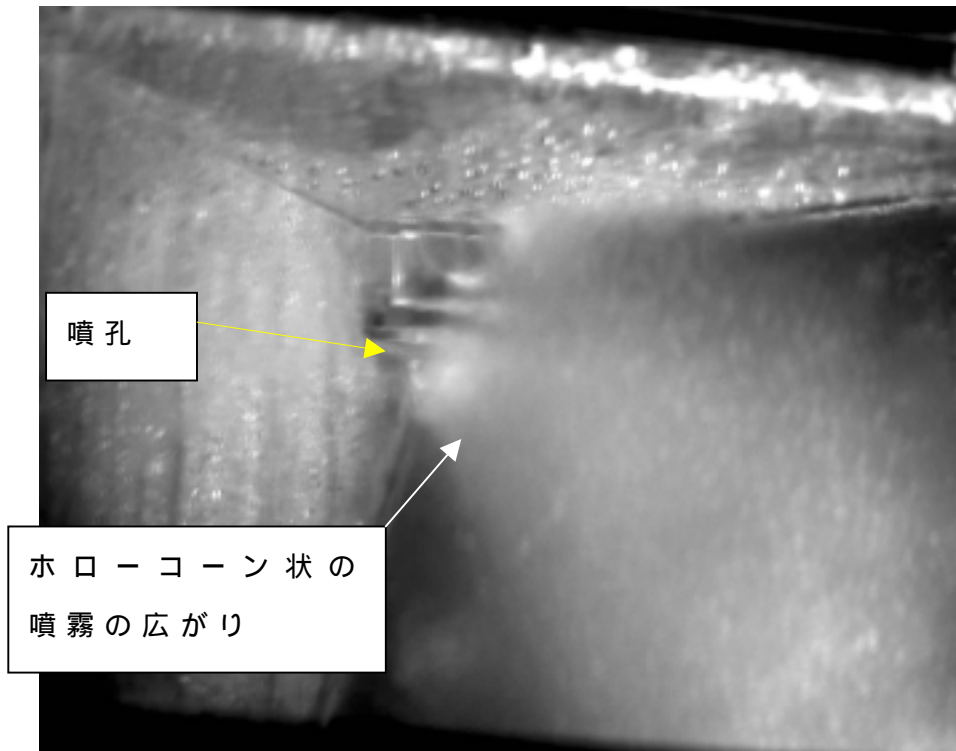
図 4-3-10 ノズル内流れ解析の計算結果を用いた噴霧の計算結果

4-3-7 噴霧計算結果

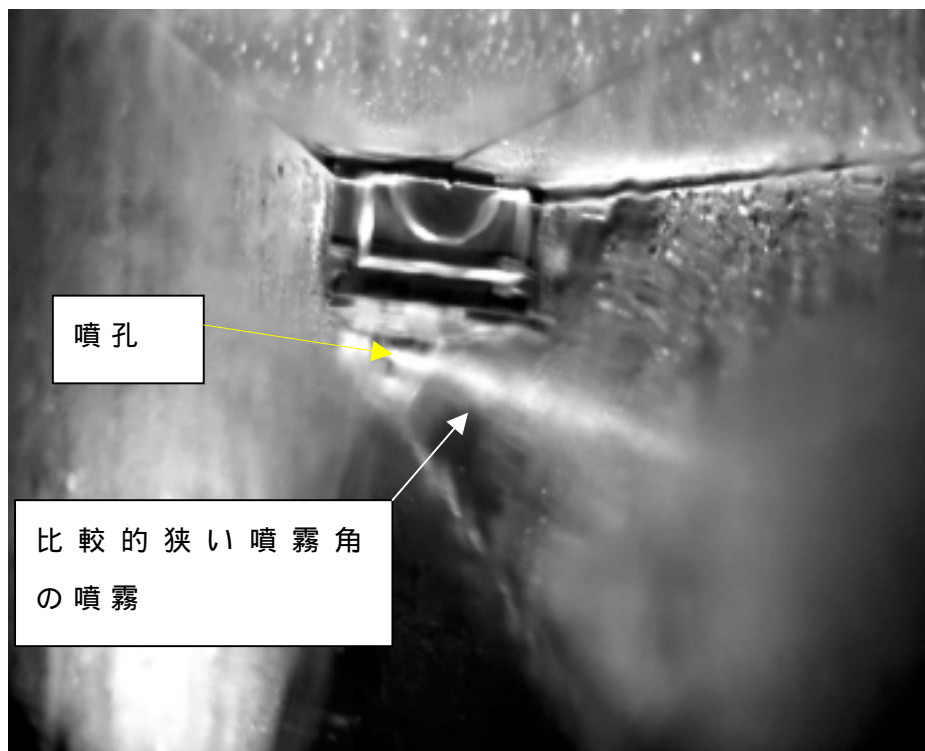
次に上記のノズル内流れ場を用いて噴孔から噴出する噴霧の計算を行った。結果を、図 4-3-10 に示す。比較のため実際のノズルにおける噴霧撮影結果を示す。この実際の噴霧は、明らかに噴霧にばらつきが生じており、その噴霧のばらつきのパターンが Hole1 側に偏芯していると思われるものの写真を参考に記載した。なお、実際のノズルの噴霧写真は、針弁のリフト特性が計算と実験で違うこと、計算の場合リフト量が $50\mu\text{m}$ 一定であること、さらに実機の針弁の偏芯状態は不明であることから、全く同じ条件ではないため参考比較としたい。この図からもわかるように、Hole3 は比較的小さい噴霧角で噴射しているのに対して、Hole2 はホローコーン状の噴霧となっており計算された結果から Hole2 と Hole3 は明らかに形成される噴霧に違いがあることが示された。上記の状態を偏芯量とリフト量を設定し計算の条件に一致させることができる 5 倍の拡大モデルを用いて、噴孔からの噴霧の状況を可視化した。噴孔からの噴霧はアクリル製の透明な箱の中に噴射される。ストロボライトを下方向から照射し、噴霧を時間凍結して可視化した。VCO に対する結果を図 4-3-11 に示す。比較のためにサック付きのノズルに対する結果を図 4-3-12 に示す。VCO ノズルの場合旋回流の発生している Hole2 からの噴霧は広がった噴霧となっているが、Hole3 は比較的まっすぐな噴霧になっていることがわかる。また、サック付きのノズルにおいては Hole2、Hole3 によらず噴霧はほぼ同じであり広がった噴霧は観察されなかった。

以上のことから、キャピテーションモデルを用いた計算結果からサックレスノズルすなわち VCO ノズルが低リフト量の条件で偏芯した場合に、偏芯させた方向すなわち Hole1 の両側の Hole2 または Hole5 において旋回流が発生することが示され、その結果として Hole2 からの噴霧はホローコーン状の噴霧になることがわかった。また、キャピテーション係数を一致させた 5 倍の拡大モデルの実験結果からも Hole2 においてノズル内部で旋回を伴った流れが観察さ

れたとともに，広がった噴霧が形成されていることが確認できた．これはすなわち 20 倍モデルを用いた実験から得られた知見と同様の知見を，キャピテーションを考慮した場においても得られたといえる．



(a) Hole 2 からの噴霧可視化結果



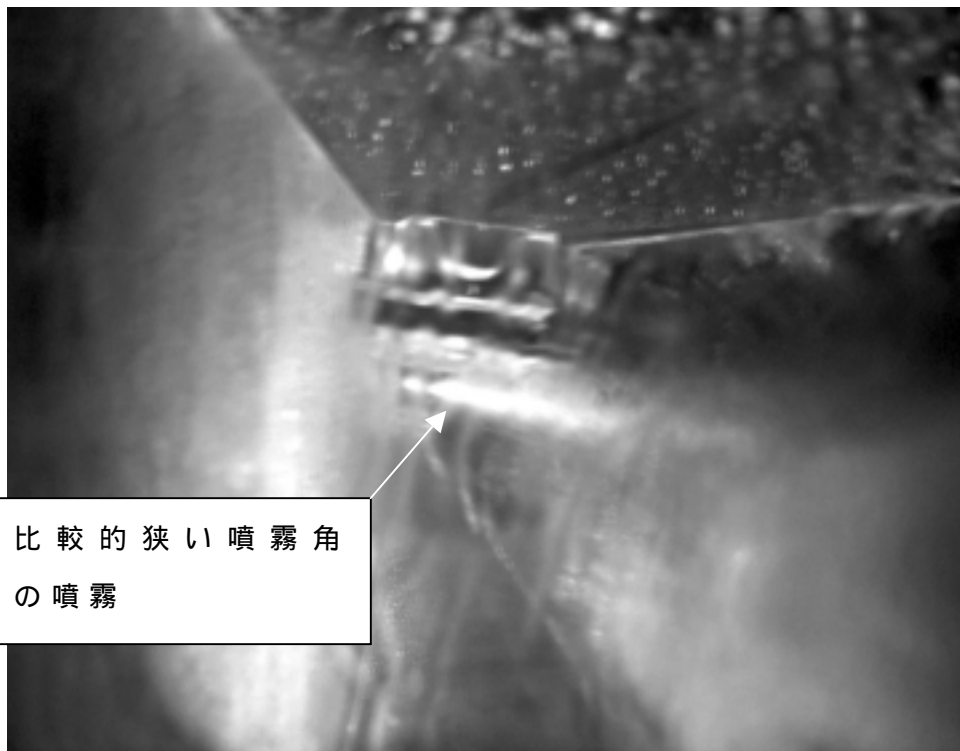
(b) Hole 3 からの噴霧可視化結果

図 4-3-11 Nozzle A(VCO)の 5 倍モデルの実験結果



比較的狭い噴霧角
の噴霧

(b) Hole 2 からの噴霧可視化結果



比較的狭い噴霧角
の噴霧

(b) Hole 3 からの噴霧可視化結果

図 4-3-12 Nozzle B(サック付きノズル)の 5 倍モデルの実験結果

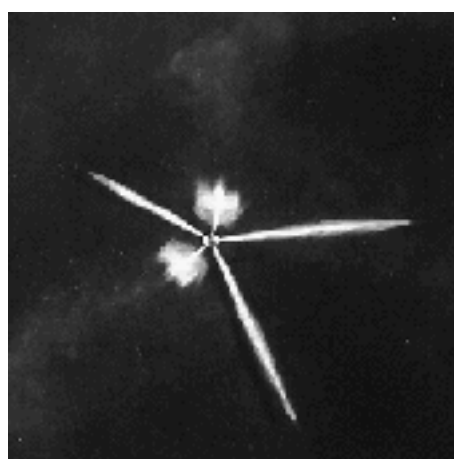
4-4 中間リフト量においても噴霧ばらつきを生じるメカニズム

前節までにサックレスノズルいわゆる VCO ノズルの噴霧が噴孔毎にばらつきを生じるメカニズムは、針弁の低リフト量時における Hole2, Hole5 内の流量が低下するとともに旋回流が生じることにより噴孔からホローコーン状の噴霧が発生するために生じることであると述べた。しかしながら、実機には、比較的リフト量の大きな状態、すなわち流量の多い場合においても噴霧ばらつきは生じている。図 4-4-1 には実機のノズルにおいて、低リフト量の場合だけでなく中間的なリフト量である $200\ \mu\text{m}$ においても噴霧のばらつきが生じている様子を示している。噴射初期の噴霧にばらつきがありそれが噴霧の中に残っているように見えるが、噴射直後の噴孔近傍の噴霧が依然として広がりを持っていることも確認できる。一方、前節にて述べたキャピテーションモデルを用い、針弁を固定した条件で計算したノズル内部の流れ場を見ると、図 4-4-2 に示すように、Hole2 においても中間リフト量のケースでは旋回流はほとんど観察されておらず、この現象は説明できない。そこでこのメカニズムを解明するため針弁の過渡的な上昇過程を考慮した内部流れの計算を行った。

針弁の過渡的な上昇を計算に入れて解くため、針弁のリフト特性



Delay: 0.33 ms
Lift: 0.07 mm



Delay: 1.0 ms
Lift: 0.2 mm

図 4-4-1 サックレスノズルの各リフトにおける噴霧特性


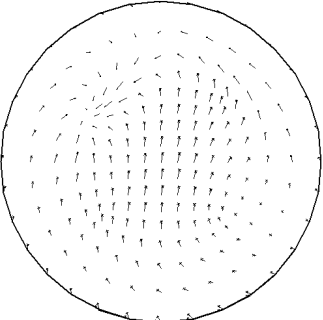

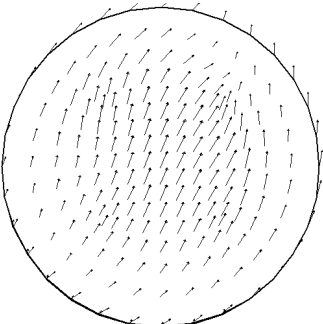
	Cavitation (VOF < 0.5)	Velocity vectors
Hole 2		
Hole 3		

図 4-4-2 中間リフト量(150 μm)におけるノズル内流れ計算結果
(固定リフト量の計算)

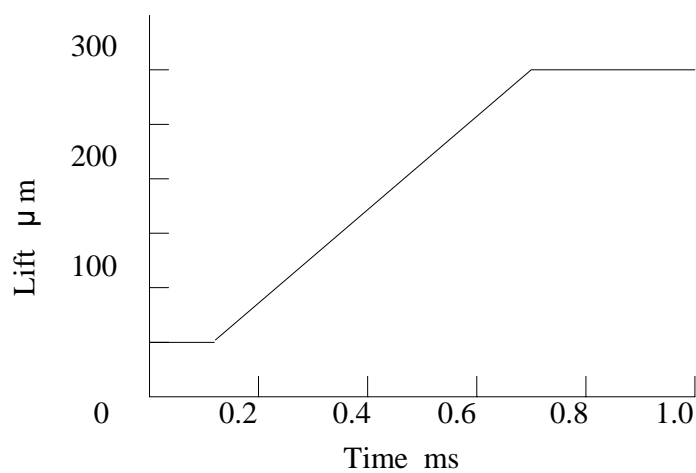


図 4-4-3 針弁リフト制御

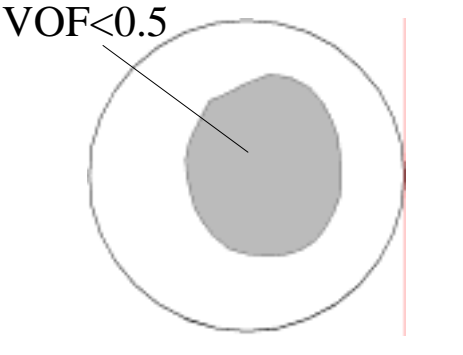
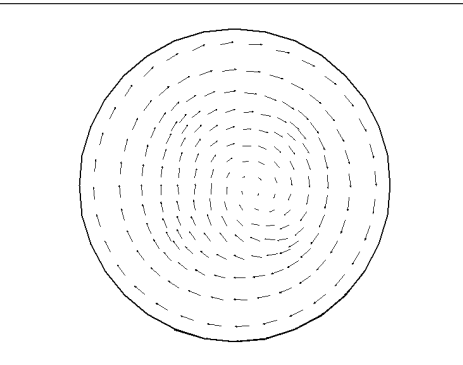
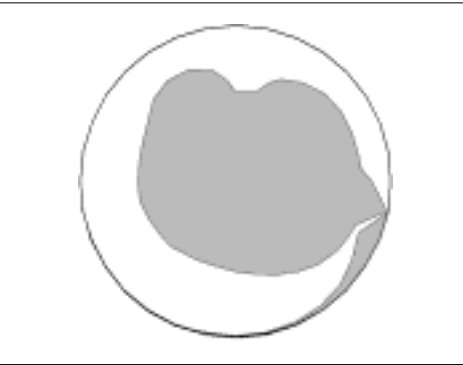
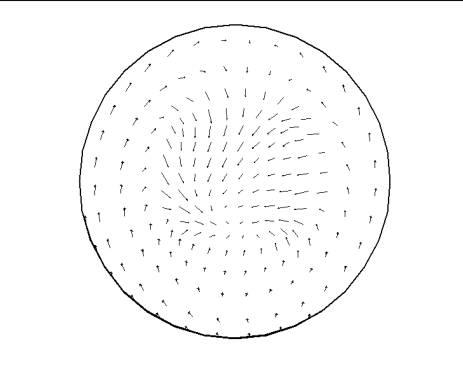
Lift (μm)		50
Hole 2	Cavitation	
	Velocity vector	
Hole 3	Cavitation	
	Velocity vector	

図 4-4-4(a) 針弁の過渡的な上昇過程を考慮したノズル内流れ計算結果(低リフト量 $50\mu\text{m}$)

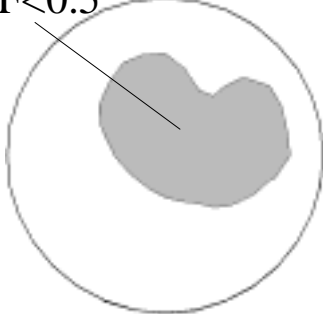
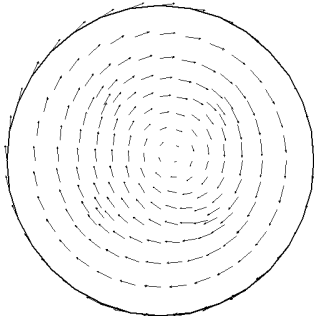

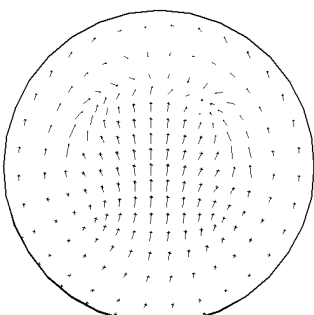
Lift (μm)		150
Hole 2	Cavitation	 <p>VOF < 0.5</p>
	Velocity vector	
Hole 3	Cavitation	
	Velocity vector	

図 4-4-4(b) 針弁の過渡的な上昇過程を考慮したノズル内流れ計算結果(中間リフト量 $150\ \mu\text{m}$)

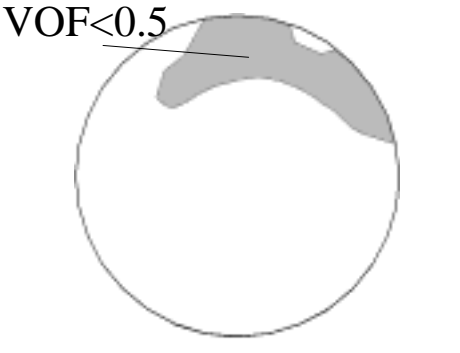
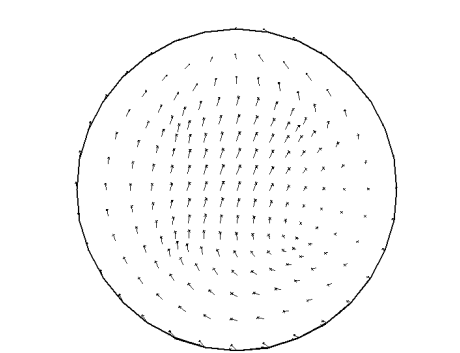
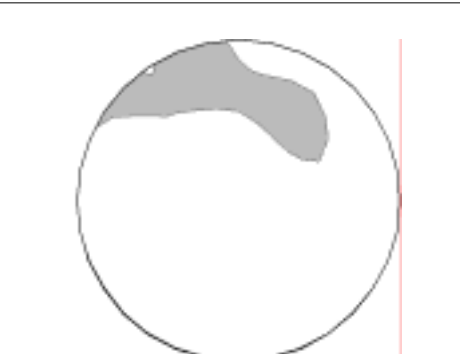
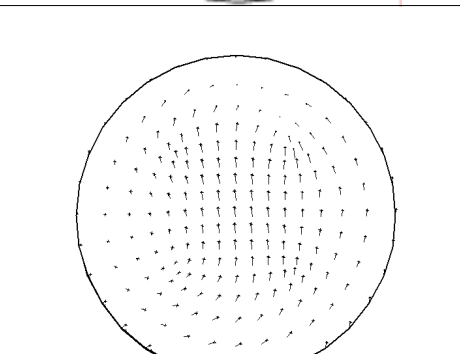
		Lift (μm)	300
Hole 2	Cavitation		
	Velocity vector		
Hole 3	Cavitation		
	Velocity vector		

図 4-4-4(c) 針弁の過渡的な上昇過程を考慮したノズル内流れ
計算結果(高リフト量 $300\ \mu\text{m}$)

を簡易的に図 4-4-3 のように仮定した。実機においてはノズル先端圧力と針弁の背面にかかる差圧によって開弁する構造の直噴ディーゼル用燃料噴射弁においては、針弁は運動方程式に基づいて上昇するためこの図のように単調増加ではない。また、時刻ゼロにおいて針弁のリフト量がゼロではないのは計算格子のトポロジーを維持するためであり、計算上おいた仮定である。本来、噴霧ばらつきに関するメカニズムを検討する場合、リフト量の非常に小さい条件でより噴霧ばらつきが大きくなるので重要な部分である。とはいえ、今回中間リフト量における噴霧ばらつきの基本メカニズムを検討しているため特に問題は生じないと考えた。すなわち、リフト特性に関しては実際の条件と異なっているものの、メカニズムを解明することが目的であるのでこの仮定は妥当であると考えた。この条件で計算を行い、針弁を固定した計算結果と比較した。ノズル出口の位置でのキャビテーションの発生状況と旋回成分の速度ベクトル図を図 4-4-4 に示す。キャビテーションの発生場所は図中黒く示しており、 $VOF < 0.5$ の領域を示している。キャビテーションの発生状況に関して、Hole2、Hole3 とともに、リフト量が小さい場合にはキャビテーションは噴孔中央に存在するが、リフト量が大きくなってゆくと次第に噴孔上側に偏ってゆく。一方、旋回成分の速度ベクトルを見ると Hole2 と Hole3 では全く違う傾向を示す。すなわち、Hole3 はリフト量によらず噴孔内の旋回成分はほとんどないが、Hole2 の場合、最大リフト量においては、Hole3 とほとんど変わらないが、低、中リフト量において強い旋回流が発生している。この強い旋回流が、噴霧をホローコーン状にする原因であると考えられる。次に、定常計算における中間リフト量の結果を過渡の結果と比較して図 4-4-5 に示す。中間リフト量の条件で、Hole2 の定常計算においては、旋回流はほとんど確認できないが、一方過渡の計算においては強い旋回流を生じている。また、定常計算においては、キャビテーションの発生位置に関しても過渡の条件におけるリフト量の大きい場合に比較的よく似ている。これは、針弁の過渡的な上昇にノズル



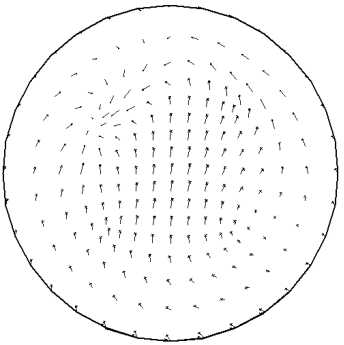
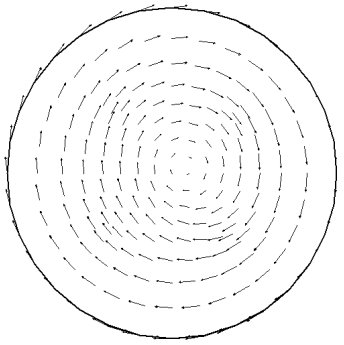


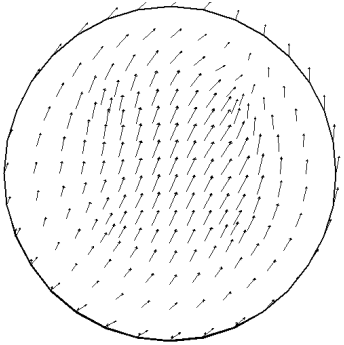
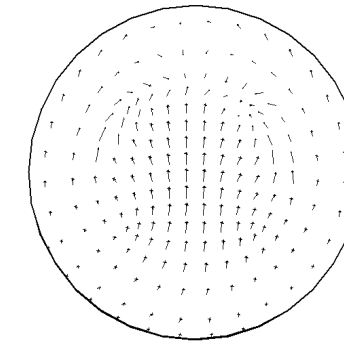
		Steady	Transient
Hole 2	Cavitation (VOF<0.5)		
	Velocity vectors		
Hole 3	Cavitation (VOF<0.5)		
	Velocity vectors		

図 4-4-5 針弁を固定した計算結果と過渡計算の結果の比較

内部の流れが追従できないからと考えられ、低リフト量の条件だけでなく中間リフト量の条件においてもなお、強い旋回流がありホロコーン状の噴霧が形成されることが推定される。すなわち、噴孔毎の噴霧ばらつきは必ずしも低リフト量の条件だけでなく比較的噴射量の大きな条件でもこの噴霧ばらつきが観察されるという事実はこれらの結果からのメカニズムによって説明される。

4-5 針弁に働く力から見た噴霧ばらつきメカニズムの仮説

前々節までに、サックレスノズルの噴霧がばらつくメカニズムに関して、針弁が偏芯した状態で針弁が上昇し開弁する過程において、主として低リフト量の状態で偏芯した噴孔の両側の噴孔に強い旋回流が生じ、それによってホローコーン状の噴霧が発生することにより流量及び噴霧形状に関して噴孔毎にばらつきが生じるメカニズムが実験と計算の両面から明らかになった。また前節では、数値計算を用いることによって低リフト量における噴霧ばらつきの発生している現象がノズルの上昇過程において中間リフト近傍まで継続されるため、噴射流量が比較的多い噴射条件においても噴霧ばらつきが発生すると推察された。以上のメカニズムを考えると、実験結果や経験から概ねサックレスノズルは非常に高い確率で噴霧にばらつきを生じることから、非常に高い確率で偏芯した状態になっていると考えられる。しかしながら、精密に加工されたノズルおよび針弁の半径方向の最大公差における隙間は概ね $10\ \mu\text{m}$ 程度であることを考えると、針弁が非常に高い確率で偏芯するようなメカニズムがあると考えられる。飯山⁽⁶¹⁾は針弁の偏芯は複雑であり針弁とノズルが平行な偏芯だけでなく、角度を持っているような偏芯もありこれらの幾何学的な要素が大きく影響しているとしている。もちろん、この影響は大きいと考えられる。なぜなら、著者も針弁の組換えを行っただけで噴霧のばらつく様子に変化した経験を多く有するからである。しかし、噴射のたびにばらつく噴霧の形状が変化するような場合には、必ずしもこの考え方で、全てを説明できるとは考えにくい。針弁の開弁の過程において何らかの針弁に働く力が存在し、これによって偏芯が高い確率で起こされていると考えられる。そこで本節では、針弁に働く力から針弁の偏芯を増幅させるメカニズムについて検討する。

4-5-1 針弁に働く力の算出

針弁に働く力を実験的に計測することは極めて困難である。そこ

で、本研究では上述した数値計算を用いて針弁に働く流体力を算出し検討することを試みた。算出には各時間の針弁に働く静圧を積分し、その方向と大きさを算出するようにした。なお、計算の条件としては、リフト量は低リフト量である $50\ \mu\text{m}$ 固定とし、固定した針弁にシート部上流から流れ込んでくると仮定をおいた。供試ノズルには図 4-2-6 で示した 2 つのノズル形状で比較を行った。計算の時間間隔は、 $1 \times 10^{-8}\text{s}$ であり 20 ステップ毎にデータを書き出した。

4-5-2 針弁に働く力から推定される針弁偏芯の増幅のメカニズム

偏芯の針弁に働く力の計算結果を図 4-5-1 に示す。この結果を見るとわかるように、サック付きノズルは偏芯している方向とは逆の方向、すなわち調芯する方向で常に力が働いている。一方、サックレスノズルである VCO ノズルはスパイク的に非常に大きな力が Hole1 方向すなわち更に偏芯させる方向に働いていることがわかる。また、更に偏芯させる方向に強い力が働いた後にすぐに中心に向かう調芯の力が働きこれを繰り返すことにより非常に不安定な力が働いていることがわかる。この最初のピークの力を発生するときの VCO のノズル内流れを示した結果が、図 4-5-2 である。各噴孔に燃料が入り込んだ瞬間であり、Hole1 を除いて全ての噴孔に燃料が入ってきており、燃料は密度が空気に比較して非常に大きいため針弁には Hole2 から Hole5 までの燃料圧力によって強い力が発生する。このため Hole1 側に強い力が働いたものと考えられる。この流れ場の非対称性はノズルの偏芯によるものにほかならず、偏芯していない方向の噴孔の上流は相対的に流路が大きく、短い時間で燃料が噴孔に達するためであると考えられる。なお、本計算ではリフト量を $50\ \mu\text{m}$ 固定で行っているが、実機においてはもっと小さなリフト量から開弁はスタートするため、この現象はさらに大きくなっているものと推察される。なお、本計算は非圧縮性流体を仮定しているために、スパイク状の力がかかっているが、実際の物理現象として瞬間的な力が働くことは考えにくい。この計算に関しては今後検証が

必要と考えられるが，ここでは少なからず相対的に大きな力が働いていると仮定し，メカニズムの仮説を立てた．以降，針弁に働く力に関して計算から得られたメカニズムは全て仮説とする．

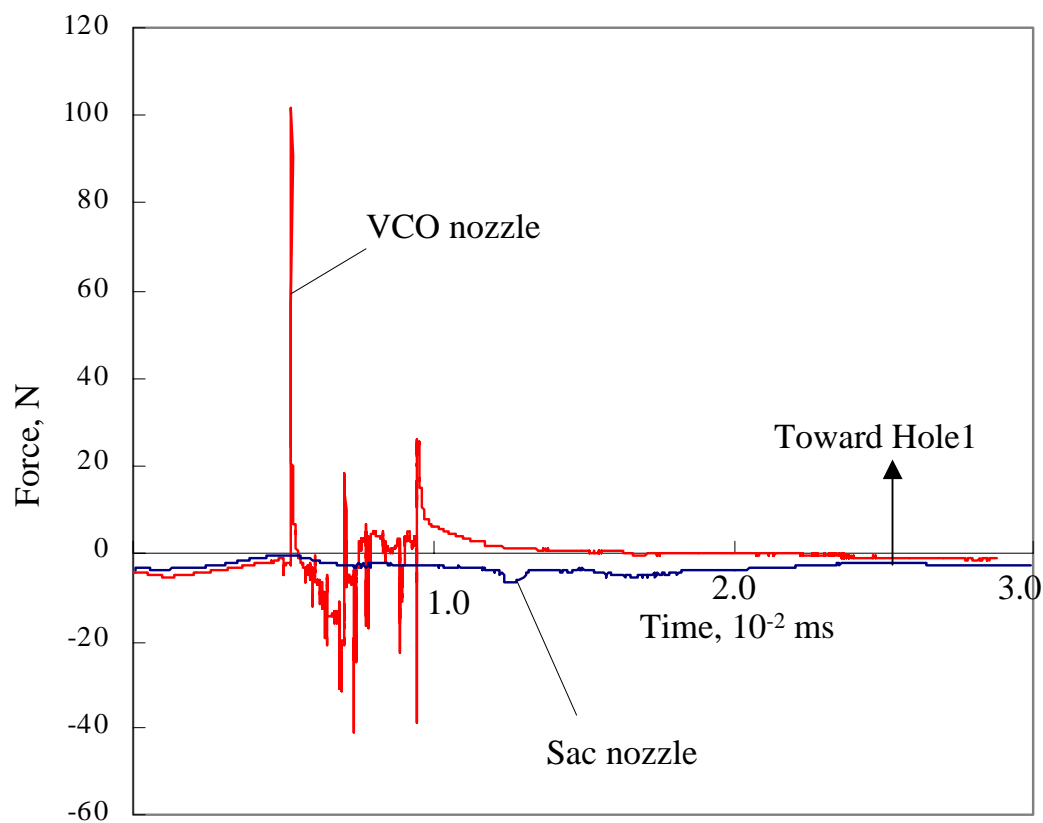


図 4-5-1 サックレスノズルとサック付きノズルの針弁に働く力

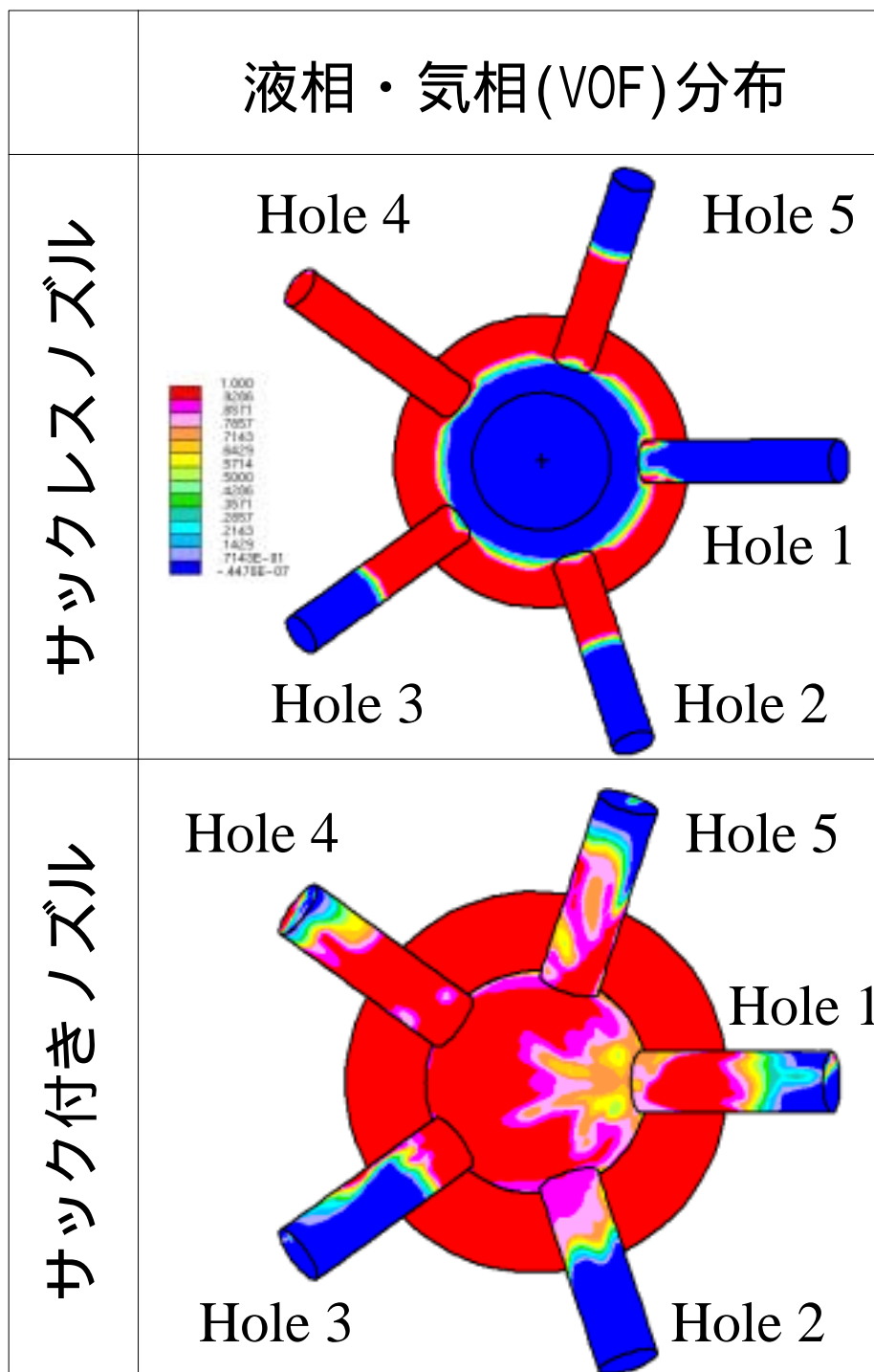


図 4-5-2 サックレスノズルとサック付きノズルの流れの比較
(計算結果)

4-6 噴霧ばらつきの少ないノズル形状の検討と提案

前節までに、サックレスノズルの噴霧が噴孔間においてばらつくメカニズムについて述べてきた。まとめると以下のようなメカニズムであると推察された。まず針弁がわずかに偏芯した状態で開弁すると燃料が各噴孔へ流れ込む時刻にわずかな差が生じるために偏芯を更に増加させる方向に力が働く。このため、針弁は噴射開始時において小さな偏芯量であっても相対的に大きくなり高い確率で公差いっぱいまで偏芯する。この状態で低リフト量であると噴孔からの噴霧は大きなばらつきを生じる。この噴霧ばらつきは針弁の上昇過程によってすぐには無くならず、中間リフト量に至ってもなお噴霧ばらつきが生じる。ただし、偏芯をさらに増加させるメカニズムに関しては、あくまでも仮説である。本節では、第1章にて述べた目的の最後の項目であるこの噴霧ばらつきを低減する方法について検討し提案する。

4-6-1 噴霧ばらつき低減の検討

噴霧ばらつきメカニズムを上記のように仮定すると、噴霧の噴孔間ばらつきを低減させるためには、直接的には以下の2つが考えられる。

偏芯量そのものを小さくする。

本研究では、このために偏芯量と噴霧ばらつきの関係について数値計算からアプローチする。

偏芯を増幅させる力を低減する。

本研究では、針弁に円周状の溝を設けることにより、各噴孔への燃料の到達時間の差を小さくする方法について検討する。本節では、以上の2つのアプローチで検討を進める。

4-6-2 偏芯量と噴霧ばらつきの関係

上記メカニズムから偏芯量を小さくすることは、噴霧ばらつき低減に直接効果があると思われるが、実機において針弁とノズル本体

の隙間をゼロにすることは事実上不可能である．そこでまず，偏芯量と噴霧ばらつきの関係について数値計算と実験の両面から検討を行った．図 4-6-1 は，キャピテーションモデルを用いた 3 次元の数値計算手法を用いて計算した 5 噴孔の噴孔間の流量ばらつきを平均流量で無次元化して偏芯量毎に示したものである．偏芯量は $10\ \mu\text{m}$ ， $5\ \mu\text{m}$ ， $2.5\ \mu\text{m}$ の 3 条件を比較した．無次元化した流量ばらつきの標準偏差を計算し，偏芯量に対してプロットし図 4-6-2 に示す．この図から偏芯量を $2.5\ \mu\text{m}$ にすることで流量に関するばらつきは著しく小さくなっていることがわかる．この現象を実験で確認するため，20 倍拡大モデルを用いて同様の実験を行った．偏芯量は 20 倍なので $200\ \mu\text{m}$ ， $100\ \mu\text{m}$ ， $50\ \mu\text{m}$ である．結果は実機相当の偏芯量で表示し図 4-6-3 に示す．実験の場合は，計算のように Hole2 と Hole5，および Hole3 と Hole4 のそれぞれの対称性が完全に維持できない．なぜなら非常にわずかな対称性のずれが，流れ場の対称性を崩してしまうため，5 噴孔全体での標準偏差は計算に比較して非常に大きくなっている．しかしながら，偏芯量に対する標準偏差の定性的傾向は図 4-6-2 で示した計算の結果と比較的良く一致している．すなわち，偏芯量が実機相当の寸法で $2.5\ \mu\text{m}$ において噴孔毎の流量ばらつきが非常に小さくなっている．図 4-6-4 に計算したノズル出口における流れの様子を示す．この結果からわかるように，偏芯量が $10\ \mu\text{m}$ から $5\ \mu\text{m}$ ， $2.5\ \mu\text{m}$ と小さくなるに従い Hole2 の旋回流が小さくなっていることがわかる．とりわけ， $2.5\ \mu\text{m}$ の条件では，一部に旋回成分を持つものの，キャピテーションが発生しているいわゆる VOF が 0.5 より小さい部分の噴孔内における位置と大きさ，ならびに旋回成分の流れ場の様子が，Hole3 に非常に近くなっていることがわかる．このことは，Hole2 からの噴霧が Hole3 の噴霧に近くなっていると考えられることができる．このことを確認するために，ここで計算した噴孔出口の流れ場と連成した噴霧計算を行った．結果を図 4-6-5 に示す．ノズル出口の条件を使っているので当然の結果ではあるが，噴霧形状を比較しても明らかに $2.5\ \mu\text{m}$ の

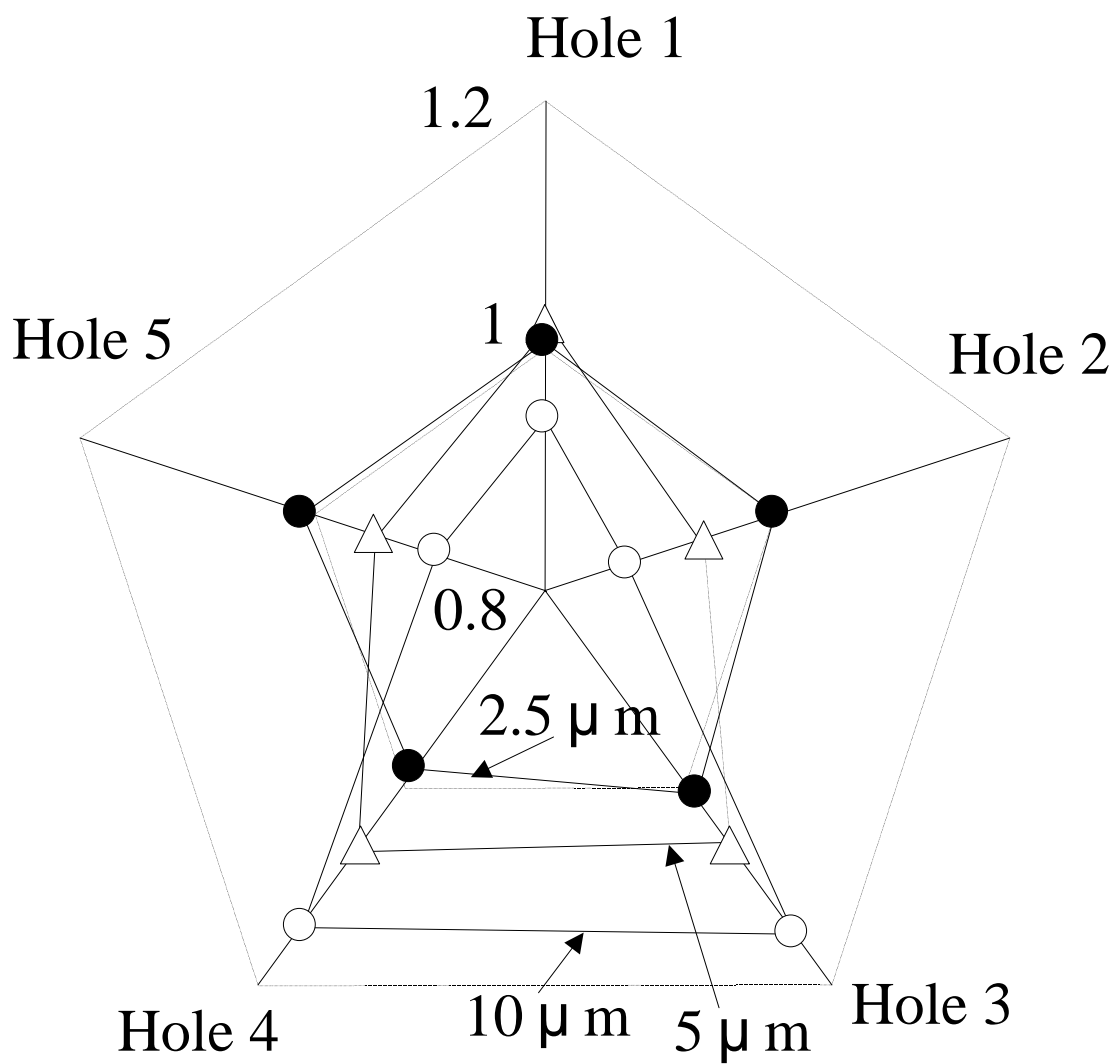


図 4-6-1 偏芯量と噴孔毎の流量ばらつきの計算結果
(リフト量 : 10 μm)

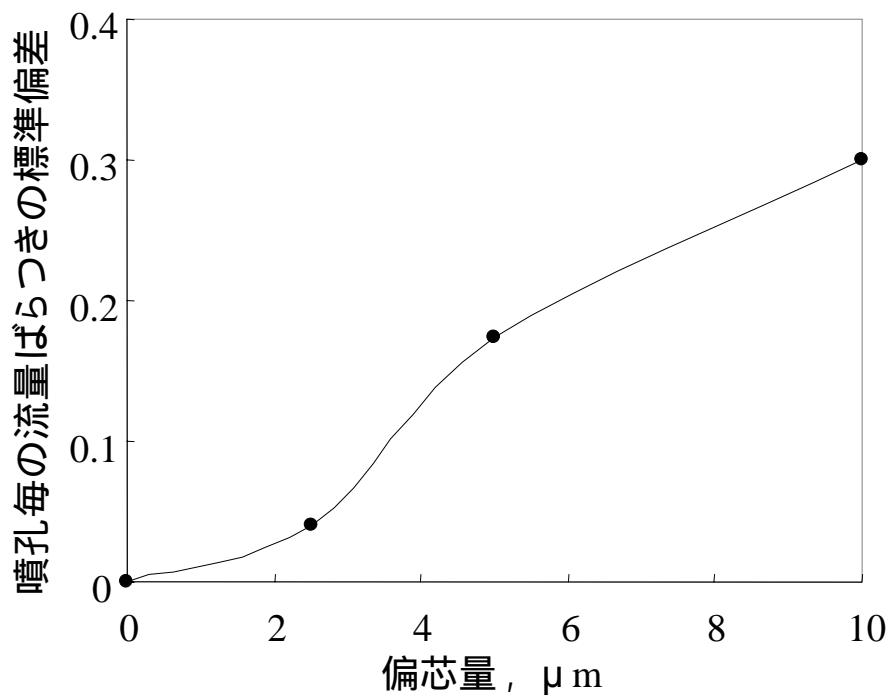


図 4-6-2 噴孔毎の流量ばらつき標準偏差（計算結果）

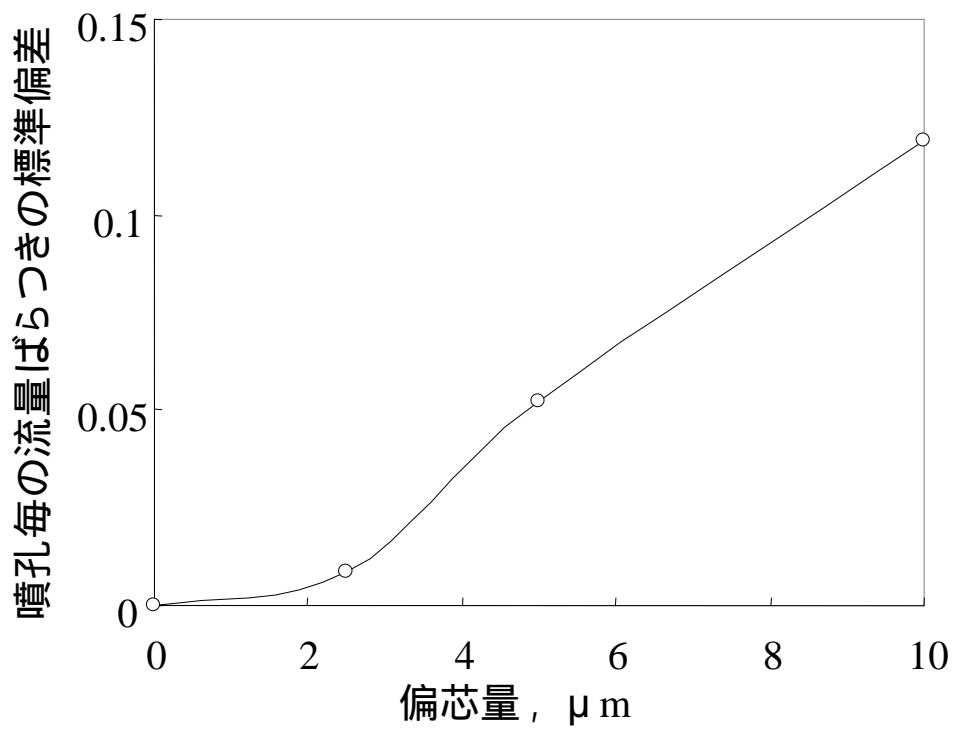


図 4-6-3 噴孔毎の流量ばらつき標準偏差（20倍モデル実験結果）

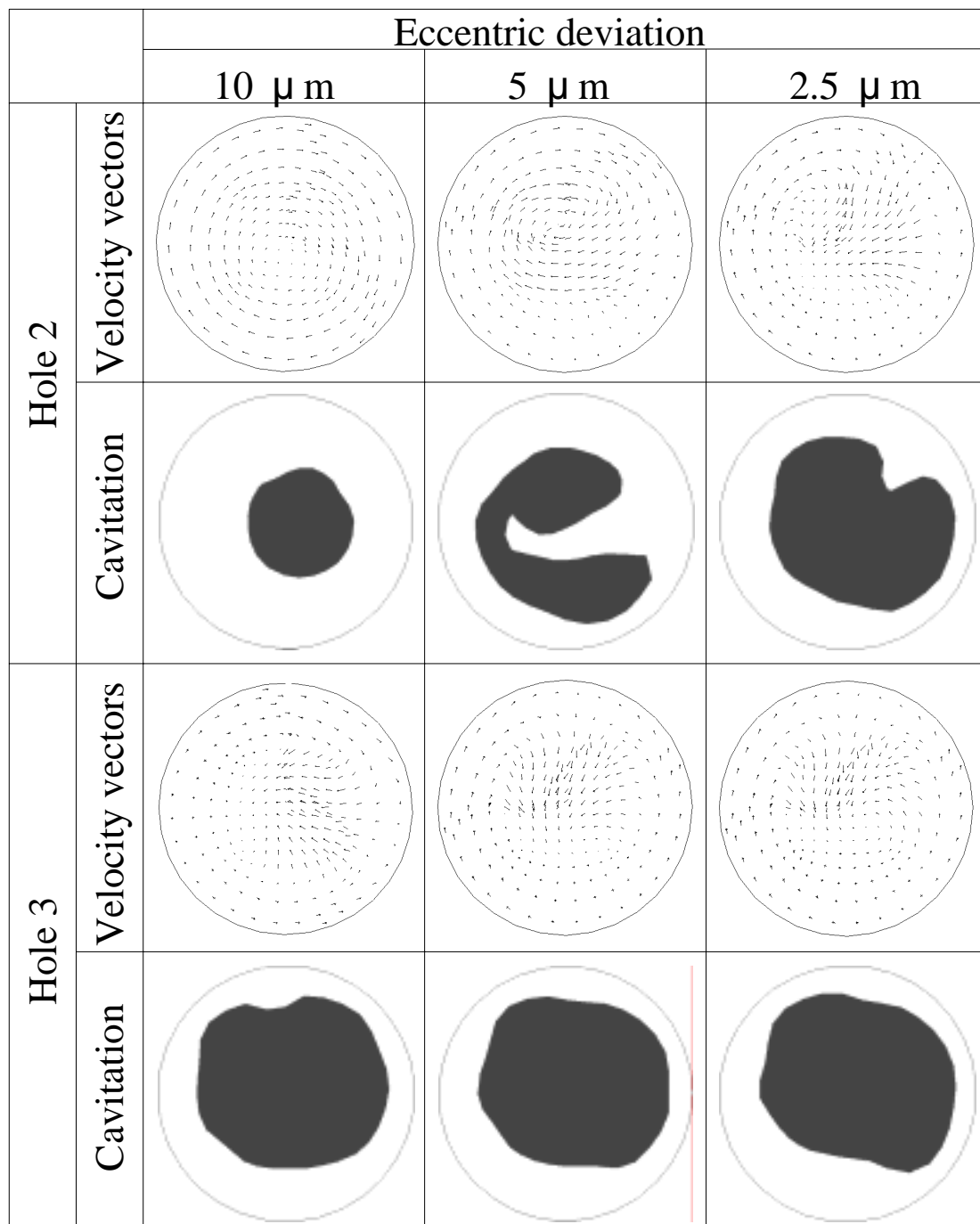


図 4-6-4 噴孔出口の流れ場（偏芯量違い）

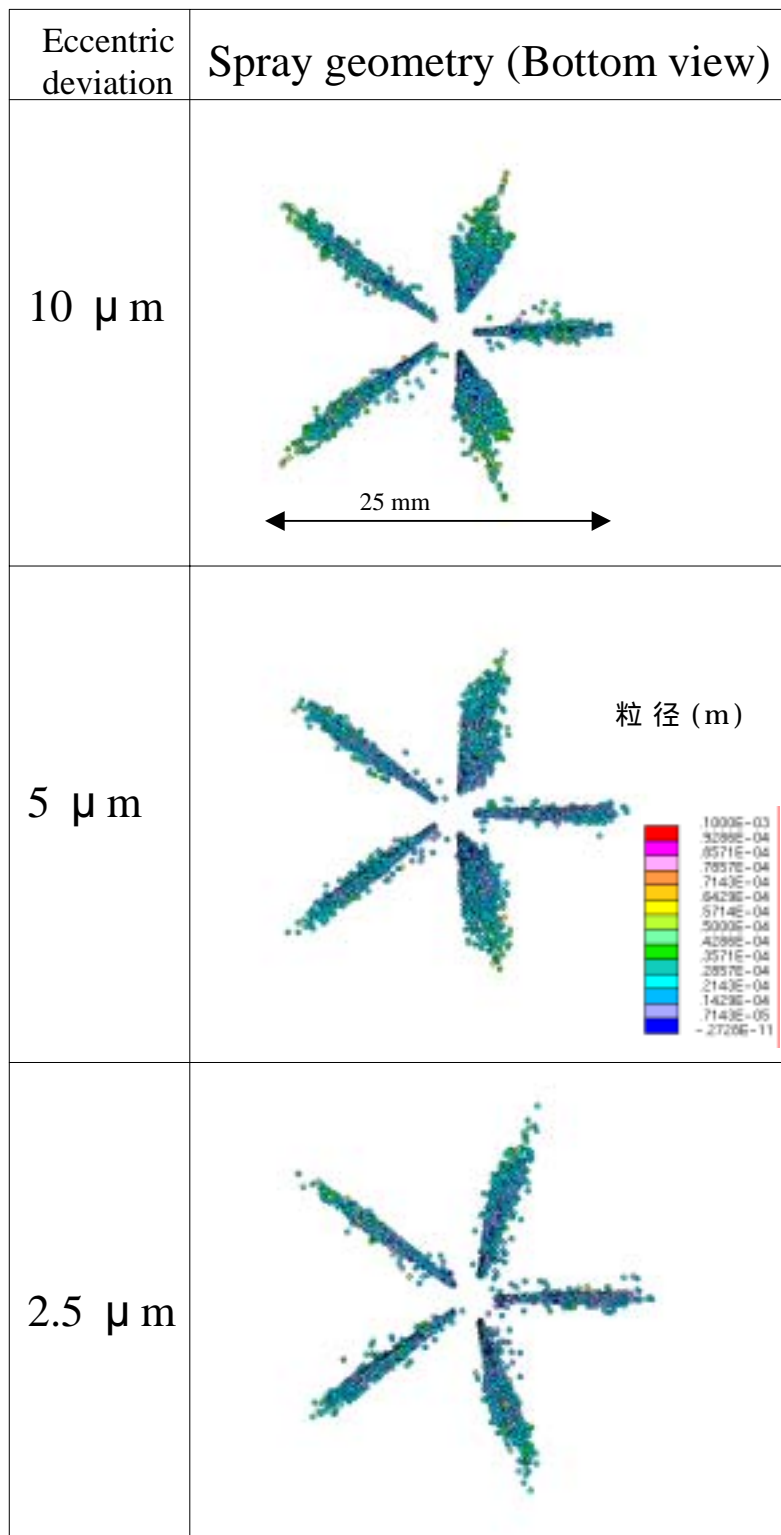


図 4-6-5 噴霧形状の計算結果（偏芯量違い）

偏芯量はそれ以外の偏芯量と比較して小さくなっていることがわかる。上述の針弁にかかる力への影響を見るために針弁にかかる力の計算を行い、各偏芯量で比較した。結果を図 4-6-6 に示す。ここで、計算の t は 1.0×10^{-8} s であり 20 ステップごとに結果を書きこんでいるため時間分解能は 2.0×10^{-7} s である。また図 4-6-6 の下側にスケールを拡大したものを示すが、計算の誤差による可能性は小さいものの、前述のように非圧縮を仮定して解いているため、ここではかかる力の絶対値に妥当性はなく相対的な変化を見るにとどめる。この結果から針弁の偏芯量が $5 \mu\text{m}$ 以下において、偏芯をさらに大きくする方向の力は非常に小さくなっている。図 4-6-7 には、その力のかかっている時刻における燃料の挙動を、ノズル下部の方向から示す。この結果から、偏芯量 $10 \mu\text{m}$ において Hole1 に燃料が無かったが偏芯量 $5 \mu\text{m}$ では、全ての噴孔に比較的均等に燃料が流れ込んでいることがわかる。これは、偏芯量が小さくなったために各噴孔上流の流路面積の差が小さくなり、燃料が噴孔に到達する時間差が小さくなったからと考えられる。以上のことから、針弁の偏芯量は $5 \mu\text{m}$ 以下にすることで、針弁に働く更に偏芯させようとする力が小さくなると推定され、その場合 $2.5 \mu\text{m}$ 以下にすることで内部流れが大きく変化し、偏芯した方向の両側の Hole2 および Hole5 の強い旋回流は低減され、噴霧流量、ならびに形状の噴孔間のばらつきは大幅に改善されると推定される。

4-6-3 溝付きサックレスノズルの効果

次に針弁の先端部に円周方向に溝をつけた場合の効果についての検討結果を述べる。図 4-6-8 にはサックレスノズルに対して溝を付けた溝付きサックレスノズルの断面図を示す。針弁において燃料をせきとめる働きをするシート部より下流側でしかも噴孔部より上流側の針弁側に燃料溜まりを作るわずかな溝が設けられている。この溝をつけるといった考え方はすでに提案されており Arturo ら⁽⁶³⁾ によってその効果も報告されている。Arturo らは溝をつけた場合と

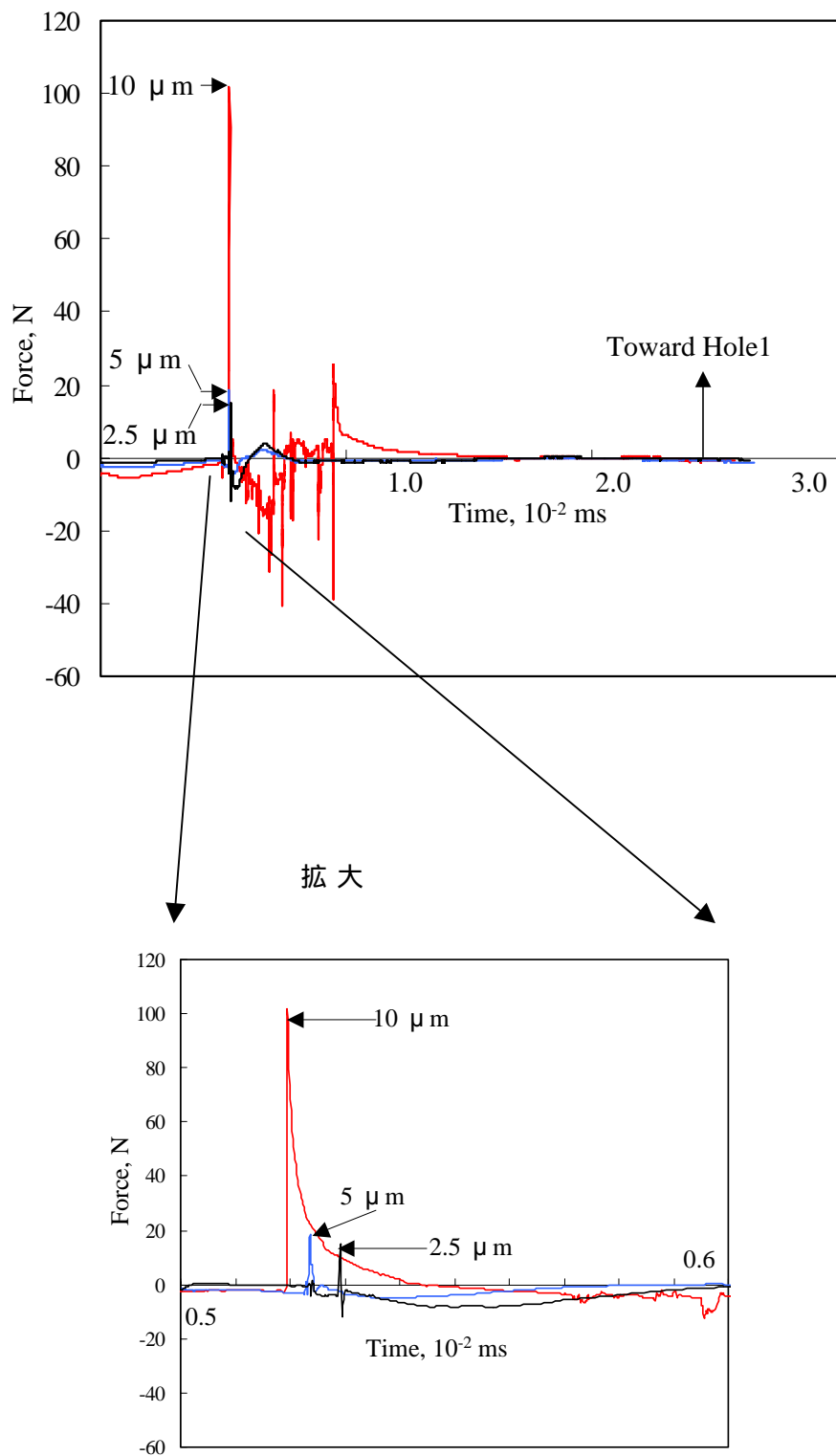


図 4-6-6 針弁にかかる力の偏心量による違い (計算結果)

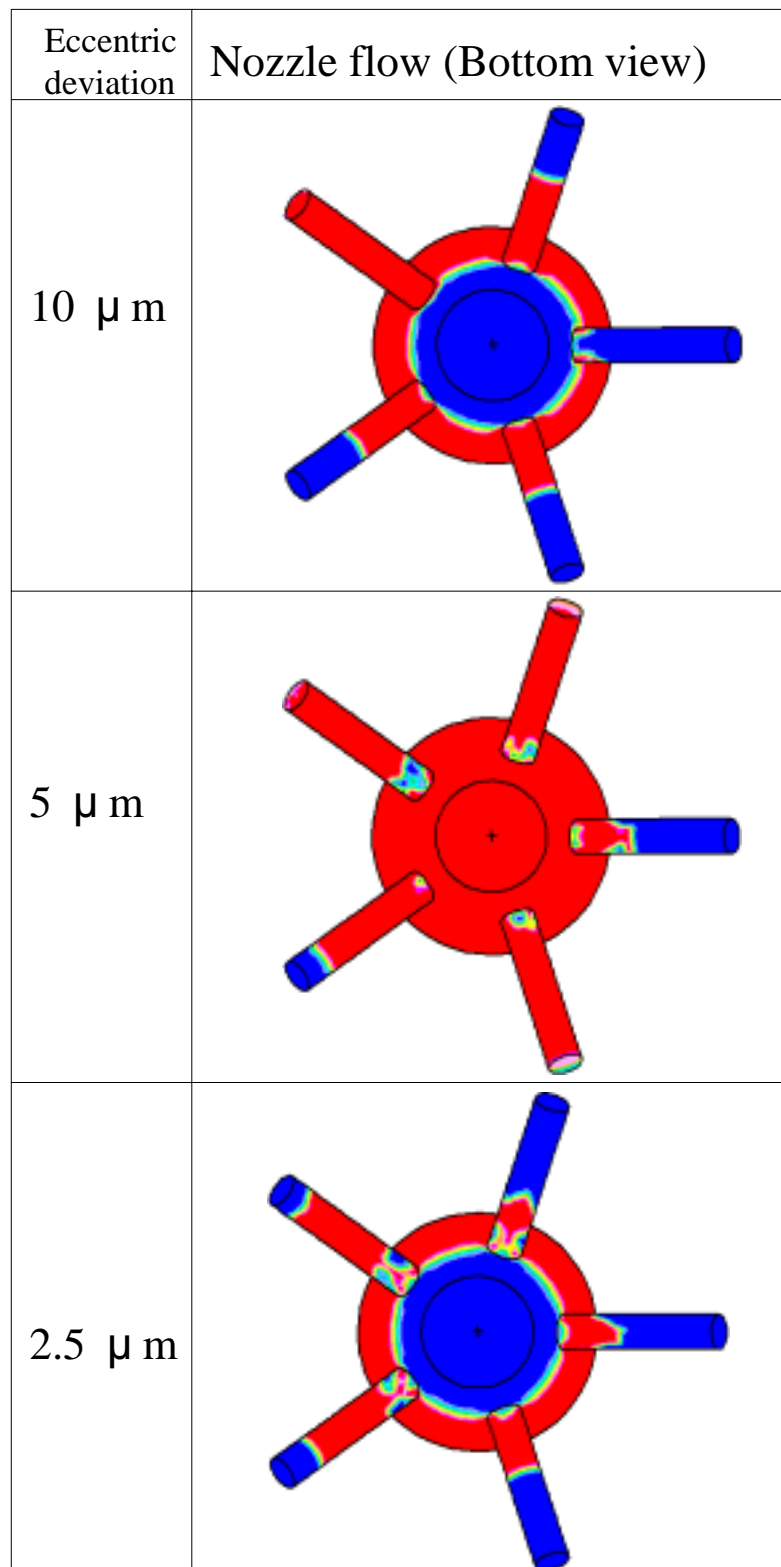


図 4-6-7 各噴孔への流れ場と偏芯量の関係（計算結果）

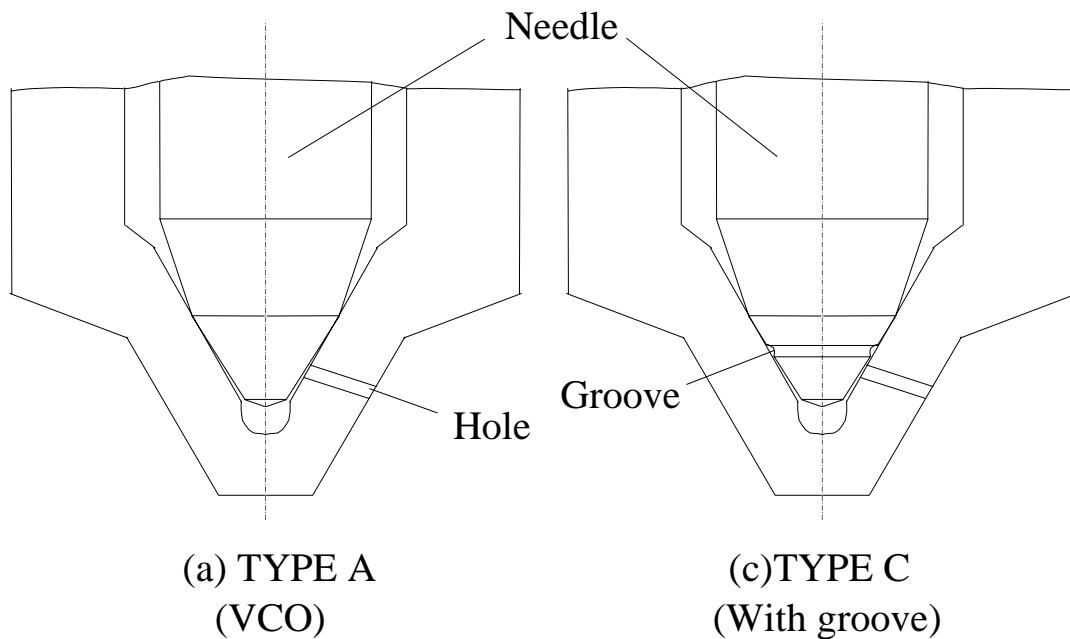


図 4-6-8 溝付き針弁の形状（VCO との比較）

つけない場合とで噴霧形状を実験的に確認している。その結果、燃料噴射圧力の非常に高い場合にはある程度、噴孔毎の噴霧ばらつきを小さくする効果があるものの、低い燃料噴射圧力においては、改善する傾向が全く見られないと報告している。しかし、こうした事実に対しこの論文ではそのメカニズムについては一切触れられていない。したがって本研究では、このメカニズムに関し上述した計算手法ならびに実験手法の両面から解明することを試みた。まず、この溝付き針弁が偏芯した場合、溝をつけないサックレスノズルに対して噴霧の噴孔間ばらつきが改善するか否かに関し、計算と実験の両面から確認した。図 4-6-9 は数値計算によって算出した噴孔間の流量ばらつきを示したものである。溝のないサックレスノズルと比較して、溝付きサックレスノズルの流量ばらつきは、大きな差は無く噴孔間の流量ばらつきは大きいことがわかる。同じことを 20 倍の拡大モデルを用いて実験にて計測した。結果を図 4-6-10 に示す。この場合の結果も、計算結果と全く同様の結果すなわち偏芯時には溝付きサックレスノズルは噴孔間の流量ばらつきが溝のない

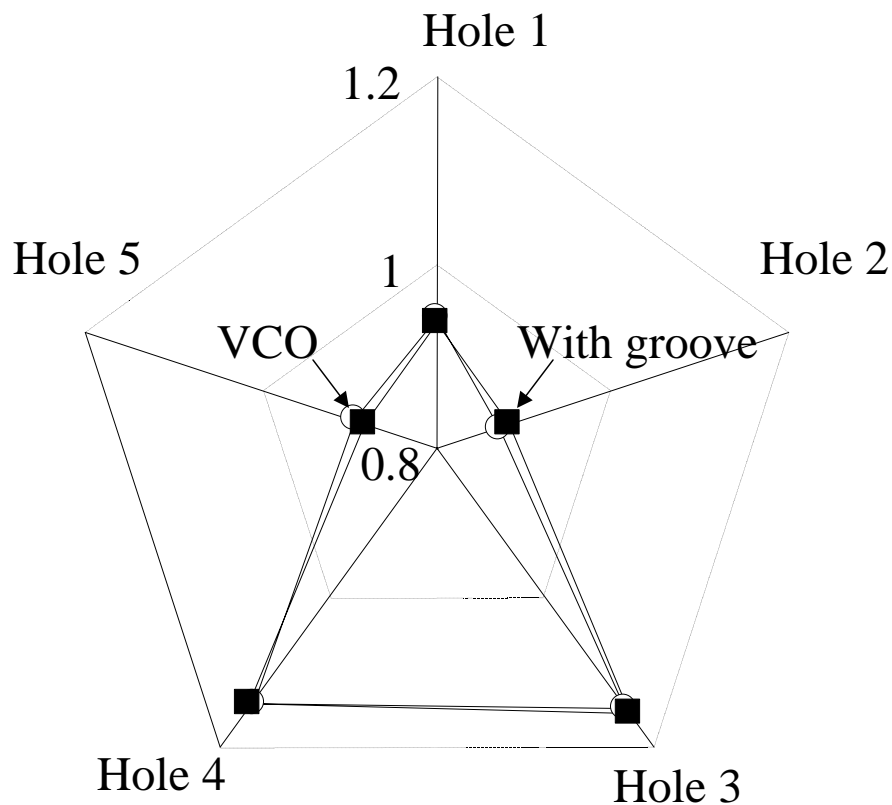


図 4-6-9 偏芯時の溝つきノズルの流量ばらつき比較 (計算結果)

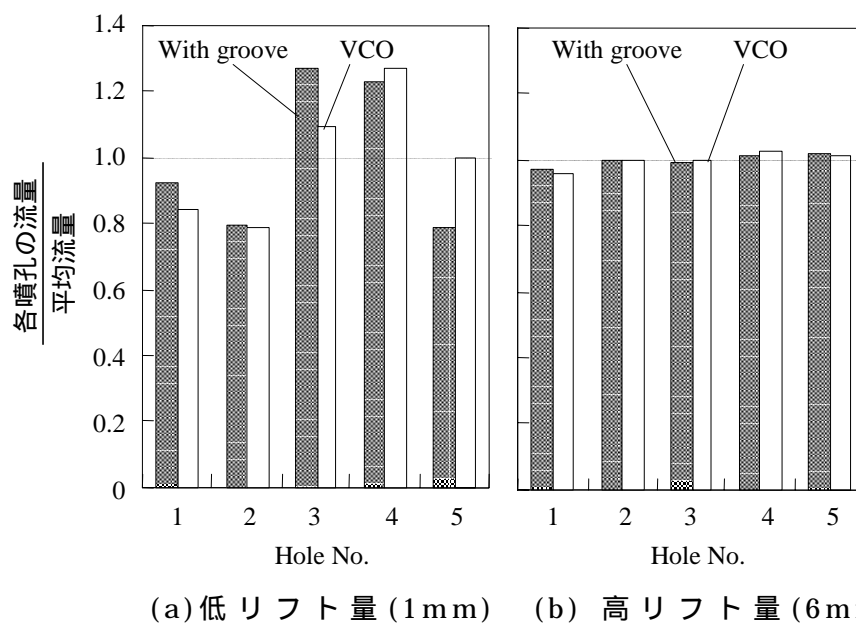


図 4-6-10 溝つきノズルの流量ばらつき(20倍拡大モデル実験結果)

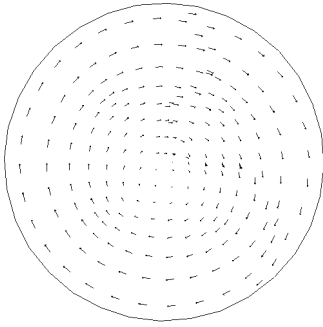
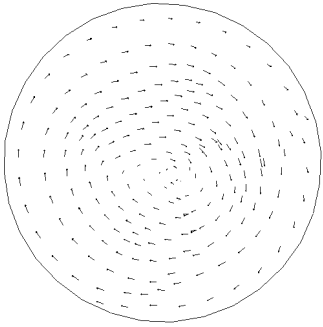
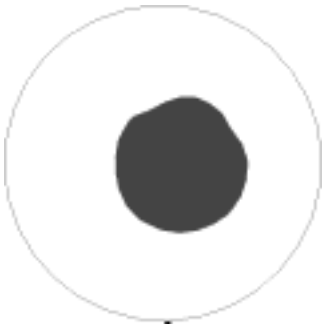

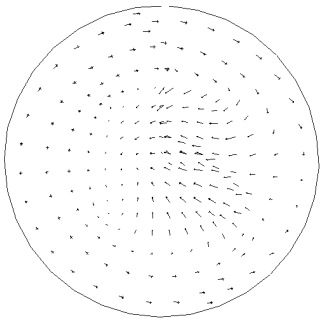
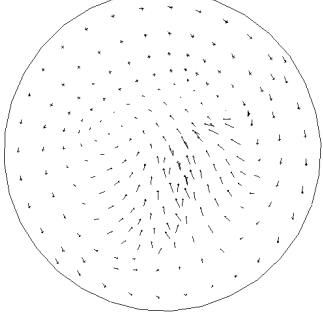


		Without groove	With groove
Hole 2	Velocity vectors		
	Cavitation		
Hole 3	Velocity vectors		
	Cavitation		

図 4-6-11 溝付きノズルの噴孔出口流れ場（計算結果）

サックレスノズルと同程度であることがわかった。次に、ノズル内部流れの計算結果をノズル出口部における流れ場に着眼して両者を比較し、図 4-6-11 に示す。ここで、溝のないサックレスノズルが噴孔間において噴霧がばらつきを生じる際に Hole2 または Hole5 の流れが噴孔内にて強い旋回流を起こすことに着眼すると、溝付きサックレスノズルは、Hole2 においてサックレスノズルと同様に旋回流を生じておりかつその大きさはほぼ同程度であることがわかる。同様に前述の 20 倍の拡大モデルを用いて溝付きサックレスノズルの流れ場を溝のないサックレスノズルの流れ場と比較を行った。上記の場合と同様に、Hole2 では旋回流が生じ、Hole3 では旋回流が生じないという溝のないサックレスノズルの特徴と比較するために、旋回成分と半径方向成分に関し、LDV で計測した。結果は溝のないサックレスノズルと溝付きサックレスノズルで比較して図 4-6-12 に示す。溝付きサックレスノズルにおいても溝のないサックレスノズル同様に Hole2 において旋回成分が強く発生しており、その強さは、ほぼ同程度である。この結果は、上述した計算の結果と同様であることがわかる。次に、計算結果にて得られたノズル出口の境界条件を用いて前述の方法に従い噴霧の数値計算を行った。噴射開始から 0.1 ms 経過したノズル下側から見た噴霧の形状を、溝付きサックレスノズルと溝のないサックレスノズルと比較して図 4-6-13 に示す。ここでも、上述の結果から容易に推察されるように、溝付きサックレスノズルと溝のないサックレスノズルの両者に噴霧ばらつきの差はほとんどなく両者とも Hole2 と Hole5 の噴霧がホローコーン状になっていることがわかる。実験による確認をさらに行うために、キャピテーション係数を一致させた 5 倍の拡大モデルを用いてアクリルノズルから噴射される噴霧形状を確かめた。実験条件としては、上述と同じ Hole1 側に偏芯させた低リフト量の条件である。結果を図 4-6-14 に示す。Hole2 と Hole3 の噴霧に着目すると、溝のないサックレスノズルと同様に、溝付きサックレスノズルの場合も Hole2 の噴霧は広がりを見せ、Hole3 は噴霧の広がりが見られず、

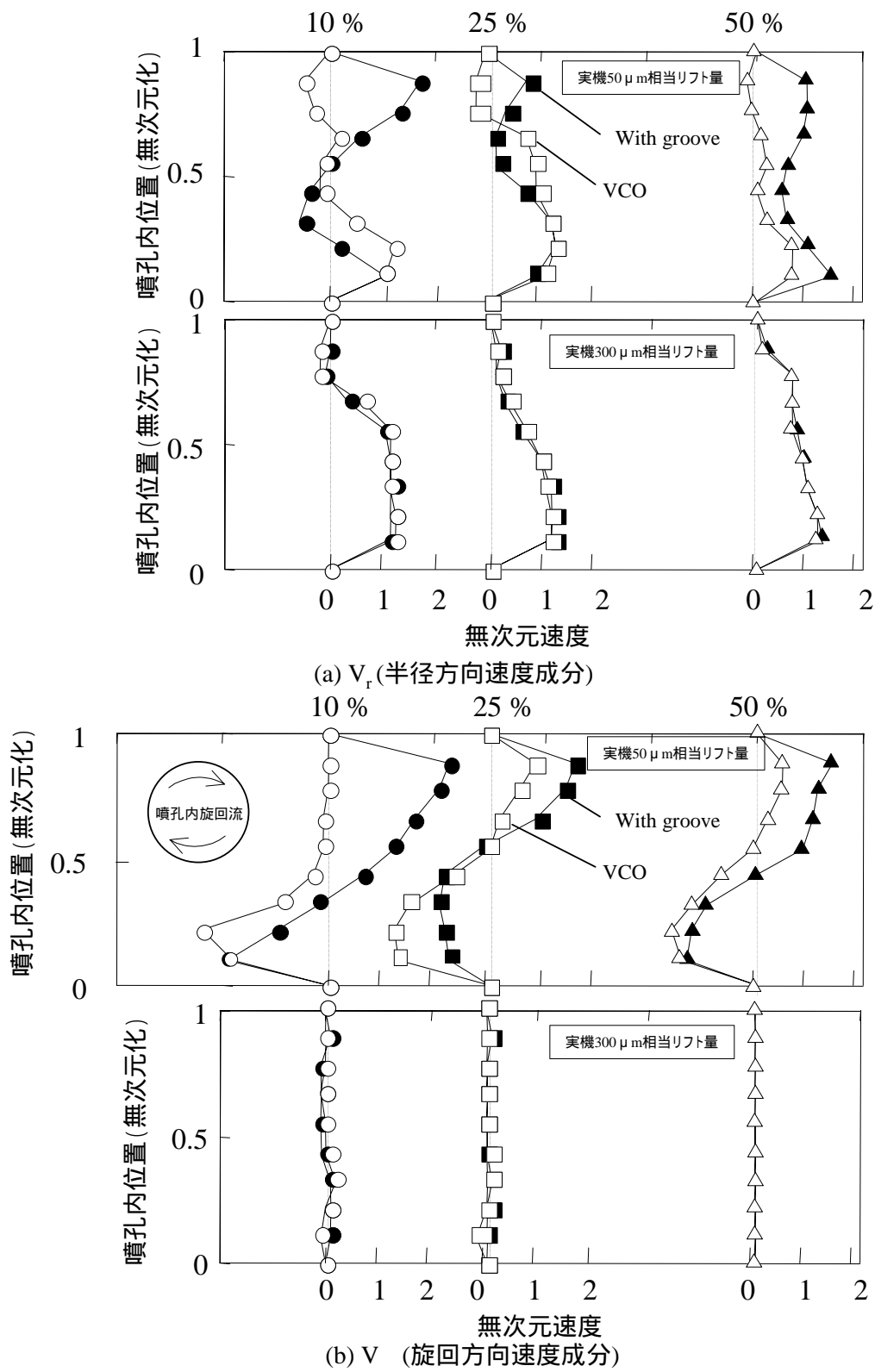


図 4-6-12 20倍拡大モデルを用いた溝つきサックレスノズルの流速分布比較

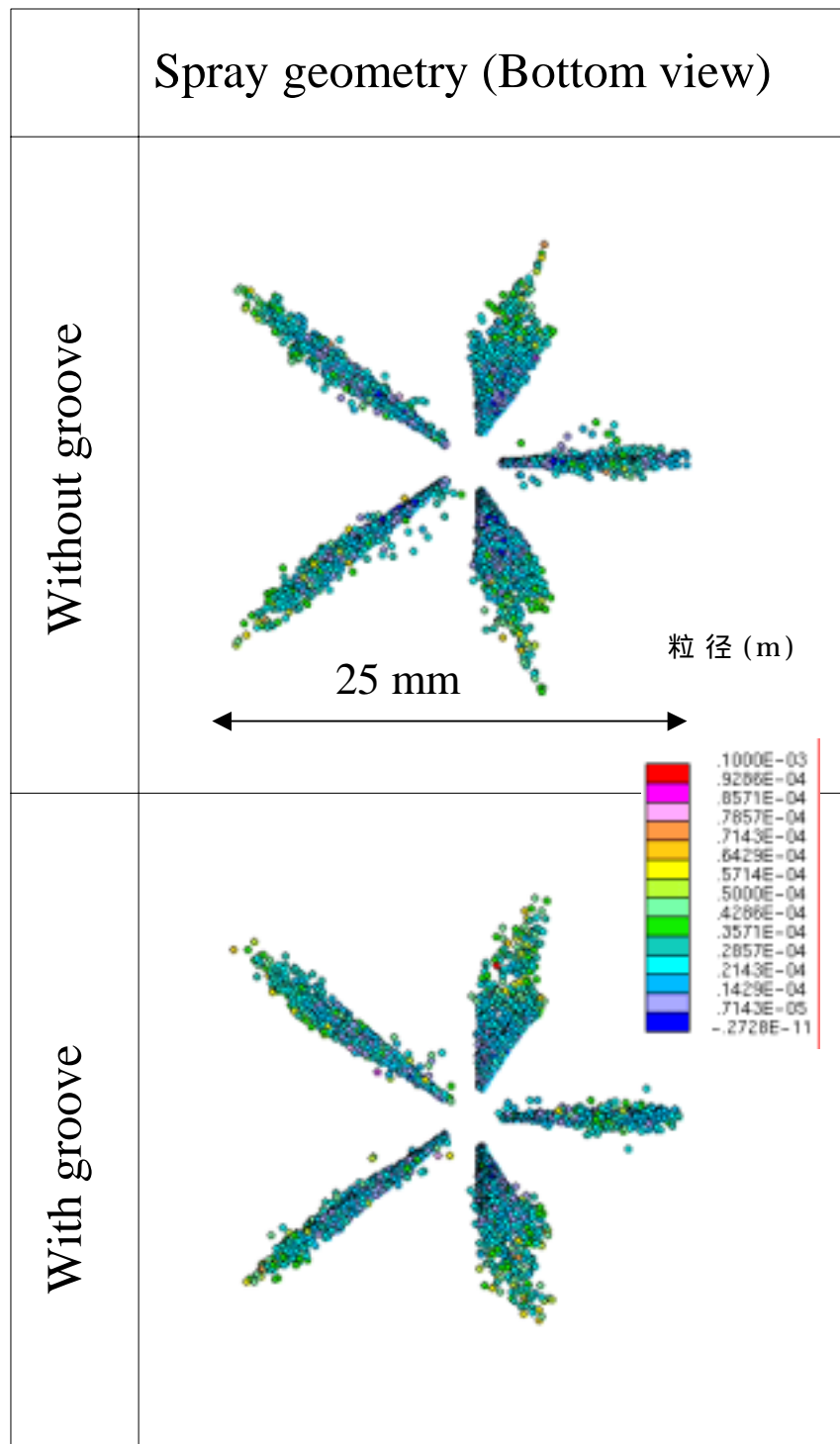
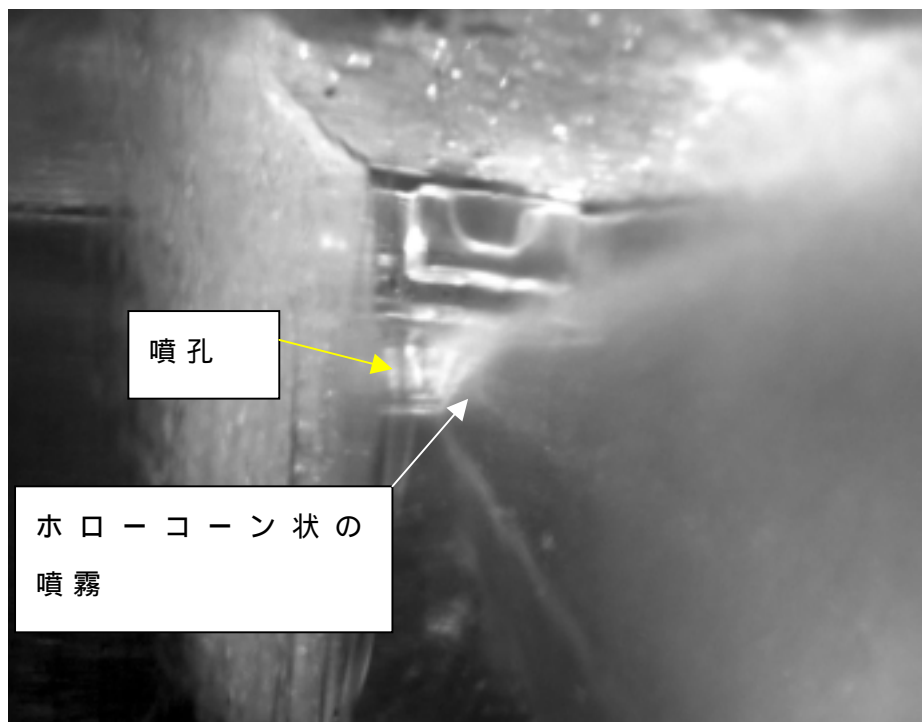


図 4-6-13 溝つきサックレスノズルの噴霧形状 (計算結果)



(a) Hole 2 からの噴霧形状



(b) Hole 3 からの噴霧形状

図 4-6-14 溝つきサックレスノズルの偏芯時の噴霧形状
(5倍拡大モデル実験結果)

明らかに噴霧ばらつきを生じていることがわかる。また、その程度は同程度である。以上のことから、溝付きサックレスノズルは、偏芯時においてしかも低リフト量の条件であれば溝のないサックレスノズルの結果と大きな差は無く、偏芯が生じれば噴霧ばらつきが発生すると考えられる。

次に、数値計算を用いて針弁にかかる力について溝付きサックレスノズルと溝のないサックレスノズルを比較した。結果を図 4-6-15 に示す。ここで、溝のないサックレスノズルに発生する偏芯時に更に偏芯を大きくする方向に働くスパイク状の強い力は、溝付きサックレスノズルの場合著しく小さくなっていることがわかる。このときの流れ場を確認するために、スパイク状に力が発生した時刻におけるノズル下側からの燃料の流れにおいてボイド率を示す VOF の値を用いて図 4-6-16 に示す。溝付きサックレスノズルの計算と溝のないサックレスノズルの計算で偏芯量は同じであるにもかかわらず、溝付きサックレスノズルの場合燃料は各噴孔により均等に導入されており、Hole1 に燃料が導入されていないといった前述の溝のないサックレスノズルの結果と大きく異なっていることがわかる。この理由は、溝において燃料が一旦溜まるために、偏芯によって発生する各噴孔上流の体積の相対的な差が小さくなるため、燃料が噴孔に到達する時間差が小さくなったためであると推定することができる。

以上をまとめると、溝付きサックレスノズルは偏芯を一旦起こした場合には溝のないサックレスノズルと同様噴霧ばらつきを発生するが、開弁時に針弁上昇過程においてより偏芯量を大きくする方向に働く力が小さいために噴霧ばらつきが改善される可能性があると考えられる。ただし、これはまだ仮説であり、今後検証が必要である。とはいえ、前述のように Arturo らによって溝付きサックレスノズルを用いた噴霧観察結果において噴霧ばらつきが発生しない場合と、発生する場合があることが報告されており、こうした事実は以上のメカニズムを仮定すると矛盾なく説明することができる。従って、全く噴霧ばらつきを小さくするためには、溝付きサックレス

ノズルを用いて針弁にかかる力を小さくするとともに，針弁の組み付け時における初期の偏芯量を小さくすると改善する可能性があると考えられる．

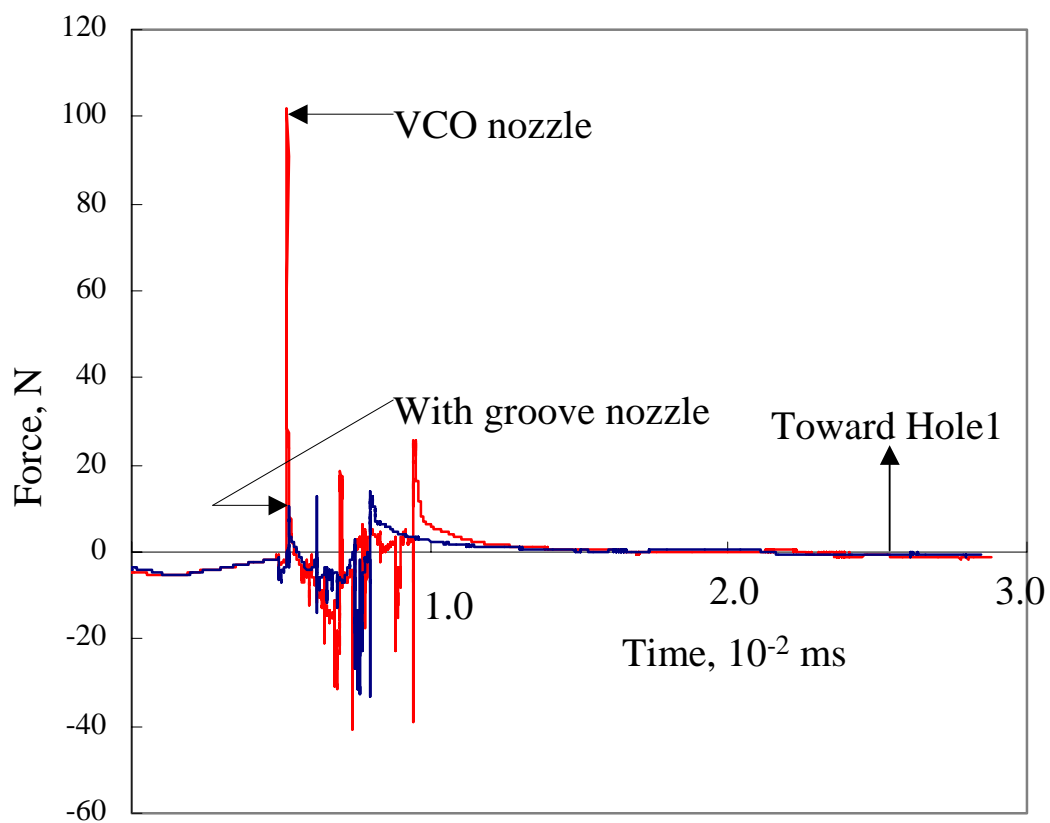


図 4-6-15 溝つきサックレスノズルの針弁に働く力

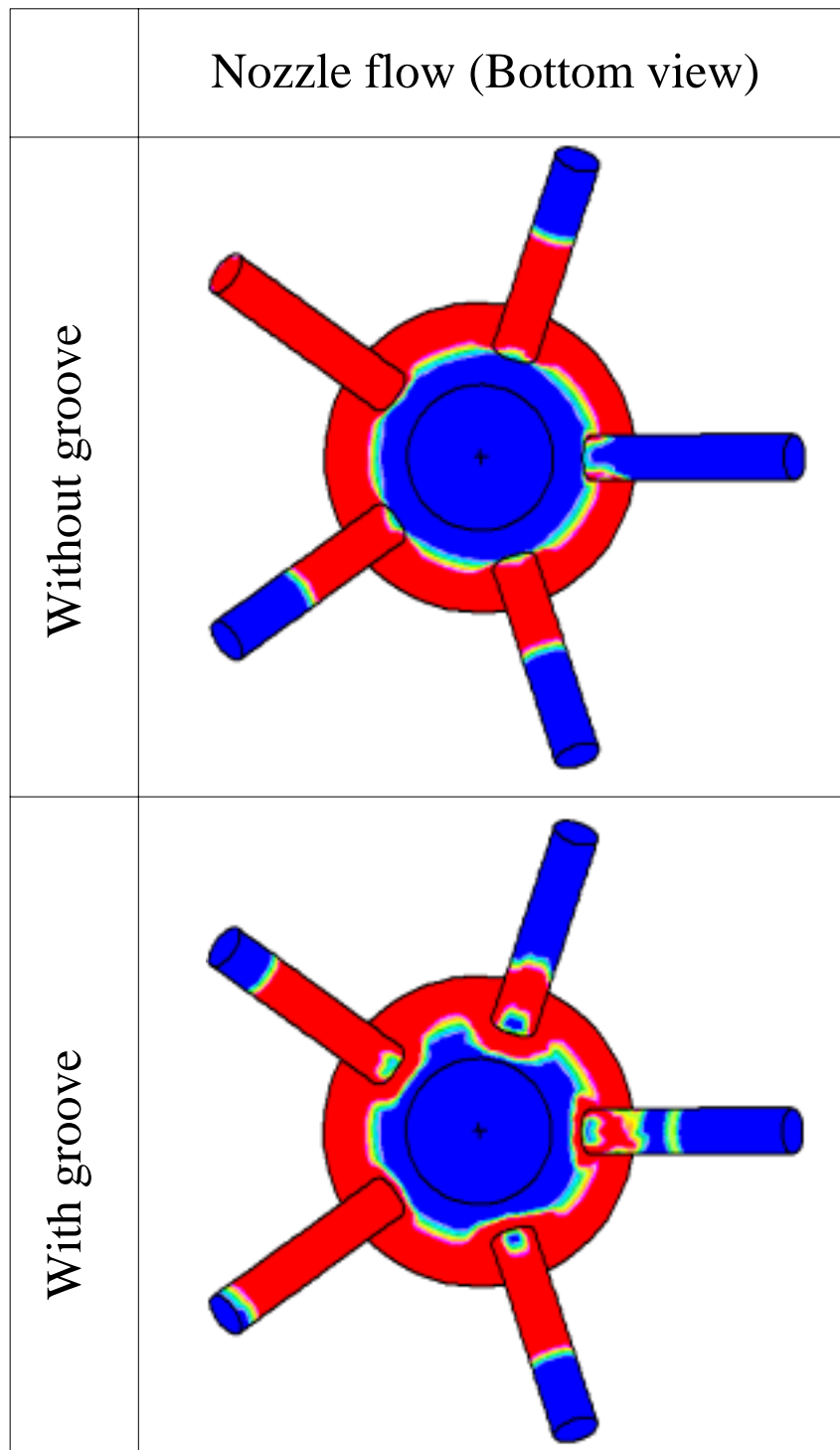


図 4-6-16 溝つきサックレスノズルの各噴孔に流入する流れ場
(VOFの分布図)

4-7 まとめ

本章では、直噴ディーゼル用マルチホール噴射弁の噴孔間の噴霧ばらつきに着目し、サックレスノズルすなわち VCO ノズルの噴孔間の噴霧ばらつきが発生するメカニズムを説明するとともに噴孔間の噴霧ばらつきを低減するノズル形状に関する検討と提案を行うことを目的とした。

本章前半では、メカニズム解析に必要な実験的解析手法ならびに数値解析手法について述べた。実験的なアプローチとしては 20 倍の拡大モデルを用いてノズル内部の流れ場に関し LDV を用いて定量的に計測するとともに噴孔間の流量ばらつきも測定できるようにした。また、20 倍の拡大モデルではレイノズル数に関して、実機の値と一致させることはできてもキャピテーション係数を一致させることができないために、新たに 5 倍の拡大モデルを用い、キャピテーション係数を一致させる実験を行った。一方、数値解析手法としてはキャピテーションモデルを導入した。さらに過渡的に上昇する針弁も計算できるようにするとともに、針弁に働く力を計算できるようにした。以上のツールを活用し、実験と計算の両面からアプローチを行い、メカニズムに関して知見を得た。その内容を以下に示す。

- (1) サックレスノズルにおける噴霧の噴孔間ばらつきは、針弁のノズルに対する偏芯により変化するノズル内流れが直接の原因と考えられる。
- (2) とりわけ針弁リフト量が小さい場合に、偏芯した噴孔側の両側の噴孔内において強い旋回流が生じ、そのためにそれらの噴孔からはホローコーン状の噴霧が発生するとともに流量が相対的に低下する。
- (3) 上記(2)の現象は、主としてノズルの開弁時以降低リフト量の条件で発生するが、針弁が過渡的に上昇する過程においては、中間リフト時にまでその影響は続き、噴霧ばらつきは中間リフトにおいても発生する。

- (4) 針弁の低リフト量の条件で，上流側から燃料が流れ込むとその流路面積の差から各噴孔に到達する時間に差が生じ，偏芯した方向の噴孔に燃料が到達しないうちに他の噴孔に燃料が導入される．このため偏芯した方向とは逆の方向すなわち更に偏芯する方向に強い力が針弁に働く．これにより針弁が偏芯する確率は非常に高くなると仮定することができる．ただし，この仮説は針弁に働く力の妥当性を検証できていない現段階ではあくまでも仮説である．

本章後半では，上記メカニズムを基に噴霧ばらつきを改善する方策について検討した．得られた結果を以下に示す．

- (5) 偏芯量が小さくなれば噴霧ばらつきも小さくなる．とりわけ $2.5\ \mu\text{m}$ 以下では噴霧ばらつきは非常に小さくなる．
- (6) 偏芯量が $5\ \mu\text{m}$ 以下において針弁にかかる力は非常に小さくなることが計算された．このため，偏芯する確率は小さくなると推察される．
- (7) 溝付きのサックレスノズルを用いることにより針弁にかかる力は計算上小さくなり，上記(6)と同様に偏芯の確率が小さくなり，噴霧ばらつき現象が生じる確率がサックレスノズルの場合に比較して小さくなると推察される．

第 5 章

結論

燃費低減と排気性能向上を両立する直接噴射式エンジンを実現するためには、キー技術である噴射弁から噴射される噴霧の改善が極めて重要である。この背景のもと、本研究では、ノズル内部流れ解析および噴霧解析技術に関する基盤技術を開発し、ガソリン直噴エンジンと直噴ディーゼルエンジンで顕在化している以下の課題を解決することを目的とした。

直噴ガソリンエンジン用スワールノズルの噴霧特性とそのメカニズムを明らかにすること。とりわけ本ノズルの特徴である「噴霧のしぼみ現象」のメカニズムを把握し、周囲気体圧力の高い場合においても確実に点火栓近傍に混合気を形成する噴霧を形成可能にするノズルを提案すること。

より微粒化した噴霧を達成するためのノズルを提案すること。直噴ディーゼルエンジン用マルチホールノズルにおいて、サクレスノズルにおける噴孔間の噴霧ばらつきメカニズムを解明すること。

上記メカニズムから噴霧ばらつきを低減するノズル形状に関する知見を得ること。

上記目的に対する結論は、以下のように要約される。

スワールノズルの噴霧特性においては、噴霧と周囲気体の運動量交換が重要な働きをもつ。本研究では、特に噴出液膜厚さと噴霧流速を設計パラメータとして注目し、その計測および数値解析結果を新たに示すことにより、従来は機構の明らかでなかった背圧下での噴霧しぼみ現象を解明した。また、それに基づいた改良設計としてテーパ付きノズルを提案した。

微粒化促進のために燃料噴射圧力を高めた際の噴霧特性に対して上記の観点での計測およびシミュレーションを適用した。その結果として、噴射開始からある時間経過後に噴霧液滴が周囲気体に逆に運ばれる現象が発生することにより噴霧の貫徹力が急激に大きくなる機構を見出した。

マルチホールノズルに対しては、ノズル内流動がキャピテーシ

オンを含む複雑な流れ場であることから複数の可視化計測および数値シミュレーションにより詳細な解析を行った。それらの結果から、噴孔内にて旋回流が発生し、ホローコーン状の噴霧となり噴霧ばらつきを生じるというメカニズムを明らかにするとともに、噴射開始時に針弁に加わる流体力が偏芯を生じる機構となる可能性を示唆した。

上記の噴霧ばらつきメカニズムを抑制するものとして、溝付きノズルの有効性を一連の実験および数値シミュレーションなどにより検討し、偏芯量の影響や針弁に働く力の抑制効果などの設計条件を明らかにした。

以下では、各章で得られた詳細な結論を示す。

上記目的 および に相当する直噴ガソリンエンジン用スワールインジェクタに関しては、まず、噴霧形成メカニズムを把握することが重要であり、このために必要なノズル設計技術および噴霧予測技術の開発を行った。ノズル設計技術に関しては、ノズル内部流れに対し、VOFモデルを用いた新たな気液2相流を用いた数値解析手法を提案した。また、一方でこの数値計算手法を検証するために重要となる噴孔出口の液膜厚さの測定に対し、新たにPIVを用いたノズル出口における流速測定技術を開発し、これを用いた間接的な液膜厚さの測定技術を提案した。得られた検証結果をもとに従来用いられてきた棚沢らの式の検証を行い、本3次元VOFモデルを用いた方法の妥当性を明らかにした。得られた知見を以下にまとめる。

(1)ノズル内の流れ場に関し、VOFモデルを用いた気液2相流の3次元流れ解析技術を用いた計算を行い、上記液膜厚さの結果と比較検証した。その結果、計算結果と実験結果は定量的に比較的一致し、実験と計算の両面から得られた液膜厚さの妥当性を確かめることができた。

(2)従来設計法である棚沢らの式とVOFモデルを用いた3次元

流れ解析技術を用いたノズル設計技術と比較し、実験結果と比較検証することにより、相対的に3次元の数値解析を用いた設計手法の方がより高い予測精度であることが明らかとなった。

次に、以上の設計手法を活用して目的の1番目である「噴霧のしぼみ現象」の解明を行うとともに、周囲気体の圧力によってこのしぼみ現象の生じない噴霧について、出口に傾斜面を有するいわゆるテーパ付きノズルを提案した。このメカニズムに関して得られた知見を以下に示す。

(3)テーパ付きノズルはテーパの付いた側に噴霧が偏るとともにテーパの付いた側の背圧下での「噴霧のしぼみ現象」は逆側に比較して小さい。

(4)テーパの角度を大きくしてゆくとその程度は大きくなり、高背圧下でテーパの付いた側の「噴霧のしぼみ現象」を非常に小さくできる。

続いて、目的の2番目であるより微粒化した噴霧を実現するためにスワールノズルとしては燃料噴射圧力の極めて高い条件である20MPaという条件で、その噴霧特性の解析を行った。得られた知見を以下に示す。

(5)燃料噴射圧力を20MPaまで高めることで、噴霧の微粒化は進み、大気圧下においてザウター平均粒径は $10\mu\text{m}$ 以下となる。

(6)燃料噴射圧力を高めることで、微粒化が進むとともに周囲気体に与える運動量が大きくなり、噴射開始からある時間が経過した後に、周囲気体によって逆に噴霧が運ばれる状態が発生し、このとき噴霧形状は大きく変化する。

さらに、テーパ付きノズルと高燃料噴射圧力の組み合わせによって、以下の知見を得た。

(7)テーパ付きノズルを20MPaの高燃料噴射圧力で噴射することに

より、高背圧下において大気圧下より噴霧角度が大きくなるといった現象が生じることが明らかとなり、これは「噴霧のしぼみ現象」に関する仮説を用いて合理的に説明することが可能である。

次に、前述の目的に対して、直噴ディーゼル用マルチホールノズルのサックレスノズルの噴霧が噴孔間にばらつくメカニズムに関し、ノズル内部流れおよび噴霧に関して、実験的解析手法ならびに数値計算による解析手法の提案を行った。この場合も上述と同様に、メカニズム把握のためには、その前段階としてこうした解析技術の開発が必要であり、本研究ではノズル内部流れに関しては、レイノルズ数を実機に一致させた20倍の拡大モデルの実験、およびキャビテーション係数を一致させた5倍の拡大モデルの実験を実験的解析手法として新たに開発し、数値計算としてはキャビテーションモデルを用いた計算手法を新たに提案した。これに関して得られた知見を以下に示す。

(8)新たに提案したキャビテーションモデルを用いた数値計算手法によって得られた噴孔毎の流量ばらつきは、20倍にて拡大した実験で得られた結果と定性的な傾向が一致した。

(9)本計算手法を用いた計算によるキャビテーションの発生状況は、5倍モデルを用いたキャビテーションの可視化結果と定性的傾向が比較的よく一致した。

以上の数値計算手法と実験手法を用いて、サックレスノズルにおける噴霧ばらつき発生メカニズムに関して、以下の知見を得た。

(10)サックレスノズルにおける噴霧の噴孔間ばらつきは、針弁のノズルに対する偏芯により変化するノズル内流れが直接の原因と考えられる。

(11)とりわけ針弁リフト量が小さい場合に、偏芯した噴孔側の両側の噴孔内において強い旋回流が生じ、そのためにそれらの噴孔からはホローコーン状の噴霧が発生するとともに流量が相対的に

低下する。

(12)上記(11)の現象は、主としてノズルの開弁時以降低リフト量の条件で発生するが、針弁が過渡的に上昇する過程においては、中間リフト時にまでその影響は続き、噴霧ばらつきは中間リフトにおいても発生する。

(13)針弁の低リフト量の条件で、上流側から燃料が流れ込むとその流路面積の差から各噴孔に到達する時間に差が生じ、偏芯した方向の噴孔に燃料が到達しないうちに他の噴孔に燃料が導入される。このため偏芯した方向とは逆の方向すなわち更に偏芯する方向に強い力が針弁に働く。これにより針弁が偏芯する可能性は非常に高くなる。ただし、この結論は仮説であり、計算結果に対する検証が今後必要である。

最後に、上記メカニズムを基に噴霧ばらつきを改善する方策について検討した。得られた結果を以下に示す。

(14)偏芯量が小さくなれば噴霧ばらつきは小さくなる。とりわけある値(本研究では $2.5 \mu\text{m}$)以下では噴霧ばらつきは非常に小さくなる。

(15)偏芯量がある値(本研究では $5 \mu\text{m}$)以下において針弁にかかる力は非常に小さくなる。このため、偏芯量が大きくなる可能性は小さくなると推察される。

(16)溝付きのサックレスノズルを用いることにより針弁にかかる力は非常に小さくなり、上記(15)と同様に偏芯の確率が小さくなり、噴霧ばらつき現象が生じる可能性がさらに小さくなると推察される。

以上の結論より、直噴ガソリンエンジンならびに直噴ディーゼルエンジンの燃費ならびに排気性能が向上できる可能性があると期待できる。

【参考文献】

- (1) 赤井誠 , 京都議定書と CO₂ 問題の現状 , 自動車技術 , Vol. 57, No.1, pp.29-35 (2003)
- (2) 定金伸治 , 安部静生 , 直噴ガソリンエンジンの現状と将来 , 自動車技術 , Vol. 57, No.1, pp.47-51 (2003)
- (3) T. Kume, Y. Iwamoto, K. Iida, M. Murakami, K. Akishino and H. Ando, Combustion Control Technologies for Direct Injection SI Engine, SAE Paper No. 960600 (1996)
- (4) Akihiro Iiyama, Teruyuki Itou, Shigeo Muranaka, Yasuo Takagi, Yuuichi Iriya, Tooru Noda, Tomonori Urushihara, and Ken Naito, Attainment of High Power with Low Fuel Consumption and Exhaust Emissions in a Direct-Injection Gasoline Engine, FISITA, F98T048 (1998) (CD-ROM).
- (5) 松尾繁 , ディーゼルエンジンの現状と将来 , 自動車技術 , Vol. 57, No.1, pp.41-46(2003)
- (6) C.Preussner, C. Doring, S.Fehler and S. Kampmann, GDI: Interaction Between Mixture Preparation, Combustion System and Injector Performance, SAE Paper No. 980498 (1998)
- (7) M. C. Drake, T. D. Fansler, A. S. Solomon and G. A. Szekely, Jr, Piston Fuel Films as a Source of Smoke and Hydrocarbon Emissions from a Wall-Controlled Spark-Ignited Direct-Injection Engine, SAE Paper No. 2003-01-0547 (2003)
- (8) 中島泰夫 , 村中重夫 , 自動車用ガソリンエンジン , 山海堂 , pp. 98-99
- (9) Terutoshi Tomoda, Masato Kubota, Rio Shimizu and Yoshihiro Nomura, Numerical Analysis of Mixture Formation of a Direct Injection Gasoline Engine, The Fifth International Symposium on Diagnostics and Modeling of

- Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 2001), pp.170-177 (2001)
- (10) Dr. Rainer Wurms, Dr. Michael Grigo and Wolfgang Hatz, Audi FSI Technology Improved Performance and Reduced Fuel Consumption,ATA International Conference, 02A5002 (2002)(CD-ROM)
- (11) 中山容子, 白石拓也, 野木利治, 大須賀稔, 加圧雰囲気化中におけるガソリン間欠噴霧の挙動, 日本機械学会論文集 B 編 65 巻 640, pp. 4113-4116 (1999-12)
- (12) Reinhold Kneer, Bizhan Befrui, Claude Weiten, Phillip Adomeit, Jose Geiger, Jorg Ballauf and Betina Vogt, Close-Arranged Spray-Guided DISI: Application of a High Pressure Outward-Opening Injector, Proceedings of The 11th Aachen Colloquium, pp.155-176 (2002)
- (13) Geoffrey Cathcart and Christian Zavier, Fundamental Characteristics of an Air-Assisted Direct Injection Combustion System as Applied to 4 Stroke Automotive Gasoline Engines, SAE Paper 2000-01-0256 (2000)
- (14) Yasushi Tanasawa and Kiyoshi Kobayashi, A Study on Swirl Atomizer, Tech. Rep. Tohoku Univ., 10-1 (1955), pp. 27-58.
- (15) W. M. Ren and J. F. Nally, Jr., Computations of Hollow-Cone Sprays from a Pressure-Swirl Injector, SAE Paper No. 981610 (1988).
- (16) T. Ashizawa, A. Iwamoto, T. Kikuchi, Market Experience on NISSAN's Direct-injection Gasoline Engines, ATA International Conference, 02A5001 (2002)(CD-ROM)
- (17) Ayumu Miyajima, Yoshio Okamoto, Yuzo Kadomukai, Shigenori Togashi and Mineo Kashiwaya, A Study on Fuel Spray Pattern Control of Fuel Injector of Gasoline Direct Injection Engines, SAE Paper, 2000-01-1045 (2000)

- (18) Ayumu Miyajima, Yoshio Okamoto, Yuzo Kadomukai, Mineo Kashiwaya, Hiromasa Kubo and Hiroshi Fujii, Experimental Characterization of Flat-Spray Injector in Gasoline Direct Injection Engines, SAE Paper, 2003-01-0061 (2003)
- (19) Min Xu and Lee E. Markle, CFD-Aided Development of Spray for an Outwardly Opening Direct Injection Gasoline Engine, SAE Paper No. 980493 (1998).
- (20) Yasuo Moriyoshi, Xiao Hu and Masahide Takagi, Experimentally Evaluated Spray Model for a Swirl-Type Injector, SAE Paper, 2002-01-2696 (2002)
- (21) C. Arcoumanis and M. Gavaises, Pressure-Swirl Atomizers for DISI Engines: Further Modeling and Experiments, SAE Paper No. 2000-01-1044 (2000)
- (22) Terrence Alger, Matthew Hall, Ronald Matthews, Fuel Spray Dynamics and Fuel Vapor Concentration Near the Spark Plug in a Direct-Injected 4-Valve SI Engine, SAE Paper No. 1998-01-0497 (1998).
- (23) Jeekuen Lee, Keiya Nishida and Masahisa Yamakawa, An Analysis of Ambient Air Entrainment into Split Injection D. I. Gasoline Spray by LIF-PIV Technique, SAE Paper, 2002-01-2662 (2002)
- (24) Wolfgang Ipp, Volker Wangner, Hanno Kramer, Michael Wensing, Alfred Leipertz, Stefan Arndt and Amar K. Jain, Spray Formation of High Pressure Swirl Gasoline Injectors Investigated by Two-Dimensional Mie and LIEF Techniques, SAE Paper 1999-01-0498 (1999)
- (25) Yasunori Iwakiri, Akihiko Kakuho, Koji Hiraya and Teruyuki Itoh, Effectiveness and Issues of Various Measurement Techniques Used in Evaluating Spray Characteristics in a Direct-Injection

- Gasoline Engine, Proceedings of the 15th Internal Combustion Engine Symposium, 9935095, pp. 35-40.
- (26) アトマイゼーションテクノロジー , 森北出版 , 日本微粒化学会編 , pp. 52-55
- (27) G. Wigley, G. Pitcher, D. Law, B. Schneider and S. Rogers, Effect of Compression Pressure on the Spray Morphology of GDI Pressure-Swirl Injectors, Proceedings of COMODIA 2001, pp. 162-169 (2001)
- (28) 前田昌信 , 赤坂幸広 , 川口達也 , 干渉法による噴霧粒子群の径と速度の空間分布計測 , 第 10 回微粒化シンポジウム講演論文集 , pp. 159-164 (2001)
- (29) 澤田耕吉 , 石間経章 , 小保方富夫 , 河内勝義 , 小林一光 , 多段高圧燃料噴霧の PIV 計測 , 第 11 回微粒化シンポジウム講演論文集 , pp. 134-139 (2002)
- (30) 山本茂雄・棚田浩・平子廉・安東弘光 , GDI エンジンのための噴霧解析 , 自動車技術会学術講演会前刷集 , 971, No. 9732081, 329-332. (1997)
- (31) Ken Naito and Yasuo Takagi, Synthesized Spheroid Particle (SSP) Method for Calculating Spray Phenomena in Direct-Injection SI Engines, SAE Paper, No. 962017 (1996)
- (32) Patterson, M. A. and Rolf D. Reitz, "Modeling the Effects of Fuel Spray Characteristics on Diesel Engine Combustion and Emission", SAE Paper No. 980131
- (33) O'Rourke P. J. and Anthony A. Amsden, "The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup", SAE Paper No. 872089
- (34) Reitz R. D. and R. Diwakar, "Effect of Drop Breakup on Fuel Spray", SAE Paper No. 860469
- (35) P. J. O'Rourke, and F. V. Bracco, Modelling of Drop Interactions in Thick Sprays and a Comparison with Experiments, I. Mech. E.,

- C404/80 (1980), pp. 101-116.
- (36) Makoto Nagaoka and Kiyomi Kawamura, Deforming Droplet Model for Fuel Spray in Direct-Injection Gasoline Engines, SAE Paper No.2001-01-1225 (2001)
- (37) 加藤哲朗, 小川武, 佐々木健次, 河合健二, コモンレール燃料噴射システムによるディーゼルエンジンの性能・排気ガス低減, 三菱自動車テクニカルレビュー, No. 11, pp.16-24 (1999)
- (38) 飯山明裕, 松本泰郎, 相吉沢英二, 青山俊一, DI ディーゼル機関用サックレスノズルの噴霧改善(針弁リフト制御時の噴霧不均一が排気性能に及ぼす影響)', 第9回内燃機関シンポジウム講演論文集, pp.409-414 (1991)
- (39) 金壮憲, 西田恵哉, 吉崎拓男, 廣安博之, 直噴ディーゼル機関用燃料噴射ノズルのサック室および噴孔内流れの特性, 第14回内燃機関シンポジウム講演論文集, No. 9736843, pp.7-12 (1997)
- (40) 松村恵理子, 山本武広, 竹内右人, 千田二郎, 藤本元, ディーゼル燃料噴射ノズルにおける内部流動の研究, 第14回内燃機関シンポジウム講演論文集, No. 9736834, pp.1-6 (1997)
- (41) C. Arcoumanis, M. Badami, H. Flora and M. Gavaises, Cavitation in Real-Size Multi-Hole Diesel Injector Nozzles, SAE Paper, No. 2000-01-1249 (2000)
- (42) C.Arcoumanis, M. Gavaises, J. M. Nouri, E. Abdul-Wahab and Roy W. Horrocks, Analysis of the Flow in the Nozzle of a Vertical Multi hole Diesel Injector, SAE Paper 980811 (1998)
- (43) 小川弘志, 松井幸雄, 木村修二, 3次元数値解析によるDIディーゼル機関の燃料噴射ノズル内流動特性の解明, 自動車技術会学術講演会前刷集 976, pp. 89-92, No. 9740523 (1997)
- (44) 宋明良, 新田真一, 中島健, キャビテーションを伴うノズル内流れの数値解析, 第10回微粒化シンポジウム講演論文集,

- pp. 173-178 (2001)
- (45) 平工良三, 単視点粒子画像を用いた 3次元非定常流場計測法の開発に関する研究, 大阪大学大学院工学研究科博士論文,(2000)
 - (46) 津田宜久, 小関常雄, 小林敏雄, 佐賀徹雄, 濃度相関法による速度計測システムの開発, 日本機械学会第71期全国大会講演論文集 Vol C, No.930-63,pp. 27-29 (1993)
 - (47) STAR-CD Methodology Version3.15, Computational Fluid Dynamics Software
 - (48) C. W. Hirt, and B. D. Nicholls, Volume of Fluid (VOF) Method for the Dinamios Free Boundaries, J. Comput. Phys., 39 (1981), pp. 201-225.
 - (49) A. Kubota, H. Kato and H. Yamaguchi, A new modeling of cavitation flows: a numerical study of cavitation on a hydrofoil section, Journal of Fluid. Mech., Vol. 240, pp. 59-96 (1992).
 - (50) N. Dombrowski, and W.R. Johns, The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets, Chem. Engr. Sci., 18, pp. 203-214 (1963)
 - (51) P.R. Brazier-Smith, The Stability of a Water Drop Oscillating with Finite Amplitude in an Electric Field, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 50, Part 3 pp. 417-430 (1971)
 - (52) 永岡真, 空力変形する単一液滴の非線形だ円体振動モデル, 日本機械学会論文集 B編 66巻 647号, pp. 1885-1891 (2000)
 - (53) B. Befrui, R. Kneer, S. Breuer, W. Reckers, D.Robart, H.Wanlin, C. Weiten, Investigation of DISI Fuel Injector for a Close-Arranged Spray-Guided Combustion System, SAE Paper No. 2002-01-1133 (2002)
 - (54) 棚沢泰, 小林清志, 粘性うず巻の理論, 日本機械学会論文集

- 18 卷 77 号, pp.37-41 (1952)
- (55) 小林清志, うず巻き噴射弁の微粒化特性とその設計法, 日本機械学会誌, 第 80 巻 第 702 号, pp.451-456 (1977)
- (56) 古谷雄二, 筒内ガソリン噴射弁用スワールインジェクタの研究ゼクセルテックレビュー第 11 号, pp.1-18 (1995)
- (57) 津田宜久, 佐賀徹雄, 小林敏雄, 2 台の NTSC 方式テレビジョンカメラを用いた高速流れ場計測の画像処理システムの試作, No. 97-1, 日本機械学会第 74 期通常総会講演会講演論文集 (), pp. 284-285 (1997)
- (58) W. M. Ren and J. F. Nally, Jr., Computations of Hollow-Cone Sprays from a Pressure-Swirl Injector, SAE Paper No. 981610 (1988).
- (59) 倉林俊雄, 内燃機関技術者のための液体の微粒化(2), 内燃機関 15 巻 8 号, No.181, pp. 73-79 (1976)
- (60) C. Arcoumanis, J. M. Nouri, J. H. Whitelaw, G. Cook and D. M. Foulkes, Coolant Flow in the Cylinder Head/Block of the Ford 2.5L DI Diesel Engine, SAE Paper No. 910300 (1991)
- (61) 飯山明裕, 小形ディーゼル機関用サックレス 2 段噴射システムに関する研究, 東京大学博士論文 (1991)
- (62) H. Hiroyasu, M. Arai and M. Tabata, Empirical Equations for the Sauter Mean Diameter of a Diesel Spray, SAE Paper No. 890464 (1989)
- (63) Arturo De Risi, Gianpiero Colangelo and Domenico Laforga, An Experimental Study of High Pressure Nozzles in Consideration of Hole-to-Hole Spray Abnormalities, SAE Paper No. 200-01-1250 (2000)

【謝辞】

本論文をまとめるにあたって、終始暖かな励ましとご指導をいただきました東京大学生産技術研究所 谷口伸行 助教授，ならびに東京大学 小林敏雄名誉教授（財団法人 日本自動車研究所 所長）に心から感謝いたします。また，本論文の御査読と適切なご指導，ご助言をいただきました東京大学 加藤千幸教授，笠木伸英教授，松本洋一郎教授に厚く御礼申し上げます。

本研究は，日産自動車株式会社総合研究所において，次世代直噴エンジン技術の研究開発の一環として取り組んだ成果の一部です。研究のきっかけを与えてくださった武蔵工業大学 高木靖雄教授，動力環境研究所 主管研究員 飯山明裕博士，主任研究員 木村修二博士に心より感謝いたします。また，当時同じグループで先輩として燃料噴射弁に関して丁寧にご指導いただきました榊田明宏氏，ならびに上原哲也氏に改めて御礼申し上げます。また，本研究を遂行するにあたり暖かく見守っていただいた日産自動車株式会社 阿部栄一常務，首席研究員 有田正司博士に心より感謝いたします。

研究遂行にあたり，実験には多大なるご苦勞をおかけしました。当時大変ご努力いただいた研究実験試作部 石井好彦氏，ならびに崎山能夫氏に改めて感謝の意を表します。

最後に，本論文を書き上げるにあたり健康に気遣いながら暖かく見守ってくれた妻 響子ならびに娘 史織に心から感謝いたします。