

学位請求論文

直噴ガソリン機関用ホールインジェクタ噴霧の
混合気形成過程の計測と数値解析

**Measurement and Numerical Analysis of Mixture Formation Process of Spray
Injected by Hole-Type Injector for Direct Injection Gasoline Engine**

2008年3月

佐藤 圭峰

直噴ガソリン機関用ホールインジェクタ噴霧の 混合気形成過程の計測と数値解析

目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.1.1 直噴ガソリン機関のコンセプト	4
1.1.2 直噴ガソリン機関用インジェクタの変遷	6
1.2 従来の研究	8
1.2.1 直噴ガソリン機関の噴霧と混合気特性に関する研究	8
1.2.2 直噴ガソリン機関の噴霧解析に関する研究	15
1.3 本研究の目的	17
1.4 本論文の構成	18
第2章 二波長レーザー吸収散乱法による非軸対称噴霧の解析	21
2.1 緒言	21
2.2 二波長レーザー吸収散乱法	23
2.2.1 液相・蒸気相の同時分離計測原理	23
2.2.2 光吸収理論による蒸気相燃料濃度の定量化	24
2.2.3 光散乱理論による液相燃料濃度の定量化	26
2.2.4 噴霧の液相・蒸気相濃度分布の算出	30
2.2.5 噴霧内混合気温度の計算	32
2.2.6 解析フローチャート	33
2.3 二波長レーザー吸収散乱法の非軸対称噴霧への拡張	35
2.3.1 計測原理	35
2.3.2 解析フローチャート	37
2.4 試験燃料	37
2.4.1 試験燃料の光吸収原理	39
2.4.2 試験燃料の物性値	41
2.4.3 吸光度とモル濃度の関係	42

2.4.4 試験燃料のモル吸光係数	48
2.5 結言	48
第3章 二波長レーザー吸収散乱法の直噴ガソリン噴霧への適用	52
3.1 緒言	52
3.2 実験方法および装置	52
3.3 直噴ガソリン噴霧の二波長レーザー吸収散乱画像	55
3.4 計測精度	58
3.4.1 液滴による光の吸収	58
3.4.2 軸対称噴霧用二波長レーザー吸収散乱法の精度確認	58
3.4.3 非軸対称噴霧用二波長レーザー吸収散乱法の精度確認	62
3.5 結言	65
第4章 単噴孔ホールインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程	66
4.1 緒言	66
4.2 自由噴霧	66
4.2.1 噴孔径および噴孔 L/D の影響	66
4.2.2 噴孔内流動および乱れの影響	78
4.3 平板壁面衝突噴霧	84
4.3.1 衝突距離の影響	84
4.3.2 衝突角度の影響	89
4.3.3 雰囲気導入のメカニズム	93
4.4 インジェクタ構造の影響	94
4.4.1 ミニサックインジェクタとスワールインジェクタの比較	94
4.4.2 ミニサックインジェクタと VCO インジェクタの比較	102
4.5 結言	113
第5章 二噴孔ホールインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程	116
5.1 緒言	116
5.2 自由噴霧	116

5.2.1	噴孔間角度の影響	116
5.3	平板壁面衝突噴霧	122
5.3.1	噴孔間角度の影響	122
5.4	結言	126
第 6 章	最適化技術を活用した噴霧の三次元数値解析	128
6.1	緒言	128
6.2	数値解析	128
6.2.1	気体流動	128
6.2.2	噴霧モデル	130
6.2.3	液滴分裂モデル	130
6.2.4	壁面衝突モデル	131
6.2.5	液滴衝突モデル	135
6.2.6	蒸発モデル	137
6.2.7	粒子の発生方法	138
6.3	遺伝的アルゴリズムによるモデルパラメータの最適化	138
6.3.1	最適化手法	138
6.3.2	モデルパラメータの選択	141
6.3.3	最適化システムのフローチャート	144
6.4	結言	145
第 7 章	噴霧発達と混合気形成過程の数値解析結果	147
7.1	緒言	147
7.2	噴射初期条件および噴霧サブモデルパラメータの最適化	147
7.3	計算格子の依存性	150
7.4	数値解析結果と計測結果の比較	151
7.4.1	単噴孔インジェクタから噴射した自由噴霧	152
7.4.2	単噴孔インジェクタから噴射した平板壁面衝突噴霧	156
7.4.3	二噴孔インジェクタから噴射した自由噴霧	161
7.5	パラメトリック数値解析結果	163

7.5.1 多噴孔インジェクタから噴射した自由噴霧	164
7.5.2 多噴孔インジェクタから燃焼室内に噴射した噴霧	166
7.6 結言	166
第8章 結論	168
主な記号	172
参考文献	175
謝辞	186

第 1 章 序論

1.1 研究の背景

現在のガソリン機関のルーツとなるものがニコラス・オーガスト・オットーにより発明されて 130 年以上になる。内燃機関は馬や牛に代わり大きな仕事をし、特に耕うん作業や運搬作業では人間は完全に汗から解放された。この間の内燃機関のめざましい発展により、高性能化・高機能化が進められてきたためである。しかし一方で、地球の現状は環境悪化や地球温暖化そしてエネルギー資源の枯渇などの問題が顕在化し、これを放置すれば人類も含めた生態系の衰退にもつながりかねない状況である。世界の石油が枯渇するまであと「50 年」「60 年」とも言われている。そのため、各国ともに CO2 削減などの対策の要求が高まっている。先日メディアにて地球温暖化に対し、「一般家庭で地球温暖化に対応するための方法」と題した番組を目にした。ここでは一般家庭での CO2 排出量が一番多いものは車からの排出であると述べている。これは各家庭の自家用車から排出される CO2 はもちろんのこと、毎日食卓に届く食料や日常生活に必要な物資の輸送に伴う CO2 の排出量が一番多くなっているというものである。さらにここに来て原油価格高騰によりガソリンおよび石油製品の価格が上がり、その余波で物価も上昇している。

こうした状況の中、1997 年に採択された京都議定書において先進各国の温室効果ガス排出量の数値目標が決まり、現在、乗用車においては表 1.1 に示すように、メーカー単位で各車両重量区分（乗用車では 16 区分）ごとの「燃費基準」が定められた⁽¹⁾。それによると、メーカーに対しこの区分ごとに出荷台数で「燃費」を加重して、調和平均した値が目標基準値を下回らないことが要求されている。また、1999 年に設定された燃費基準と 2007 年 7 月に公布された新燃費基準の表 1.2⁽¹⁾では乗用車の燃費改善率は、2004 年度に出荷された乗用車と比較して平均で 23.5%の改善が見込まれている。

図 1.1 は、2020 年の米国・欧州・中国・日本市場における動力源別乗用車シェア予想を示したものである⁽²⁾。これによると、現在の内燃機関に替わるハイブリッドなどの新たな動力源の普及は 2020 年においてもまだ 13%前後と低く、ガソリン機関とディーゼル機関がそのほとんどを占めている。しかしながら、

それらには燃費改善のための新たな技術（例えばガソリン希薄燃焼，筒内直接噴射（直噴），可変バルブタイミング機構，自動無段変速機，アイドリングストップ装置，高圧噴射など）が幾つも適用されている⁽³⁾。

図 1.2 は国内で販売されているガソリン乗用車の 10-15 モードにおける燃費を車両重量で整理したものである⁽⁴⁾。特に車両重量が 1250-1875 (kg) の乗用車に関しては，従来の吸気ポート噴射に代わって直噴による燃焼技術で燃費改善を達成しており，今後も自動車用動力源の主流の一つになると考えられている。そのため直噴ガソリン機関のさらなる高効率化・低公害化のための燃焼技術や排気ガスの後処理技術の研究開発を促進させる必要がある。しかしながら直噴ガソリン機関の筒内での現象は，燃料と空気の混合，着火，火炎伝播と非常に複雑で，その現象の全容を把握することが極めて困難であり，いまだ未解決の部分が多くある。

近年このような筒内の複雑な現象を明らかにする手段として期待される数値解析（CFD；Computational Fluid Dynamics）が 20 年以上にわたり技術開発が進められている。この数値解析技術を活用することで，単に筒内の現象を明ら

表 1.1 車両重量区分ごとの燃費基準⁽¹⁾

Division	Vehicle Weight [kg]	Target Standard Value [km/L]
1	~600	22.5
2	601~740	21.8
3	741~855	21
4	856~970	20.8
5	971~1080	20.5
6	1081~1195	18.7
7	1196~1310	17.2
8	1311~1420	15.8
9	1421~1530	14.4
10	1531~1650	13.2
11	1651~1760	12.2
12	1761~1870	11.1
13	1871~1990	10.2
14	1991~2100	9.4
15	2101~2270	8.7
16	2271~	7.4

かにするだけではなく、開発期間の短縮と開発費用の削減といった利点もある。しかし、筒内の現象は大変複雑かつ高速な現象であるため、精度の高い数値解析は現状では難しい。その理由は、数値解析はあくまでもモデルを通して物理現象を模擬するものであり、物理現象のモデル化や計算初期設定や計算過程において、実際の現象と誤差が生じるためである。したがって噴霧と混合気形成過程の数値計算の高精度化には、噴霧サブモデルパラメータと噴射初期条件の適切な設定が必要である。そのためには精度の高い計測法から得られた計測結果と数値解析結果との合わせ込みが必要であり、その合わせ込みを効率的に行える最適化手法が求められている。

表 1.2 1999年と2007年に設定された燃費改善率⁽¹⁾

Decision Year	Target Year	Division	Target Standard Value km/L	Energy-saving Effect (Expectation)
1999	2010	9	6.4~21.2	11.07km/L→13.6km/L About 22.8 percent Efficiency Improvement (1999 year →2010 year) *10 and 15 mode
2007	2015	16	7.4~22.5	13.6km/L→16.8km/L About 23.5 percent Efficiency Improvement (2004 year →2015 year) * JCO8 mode

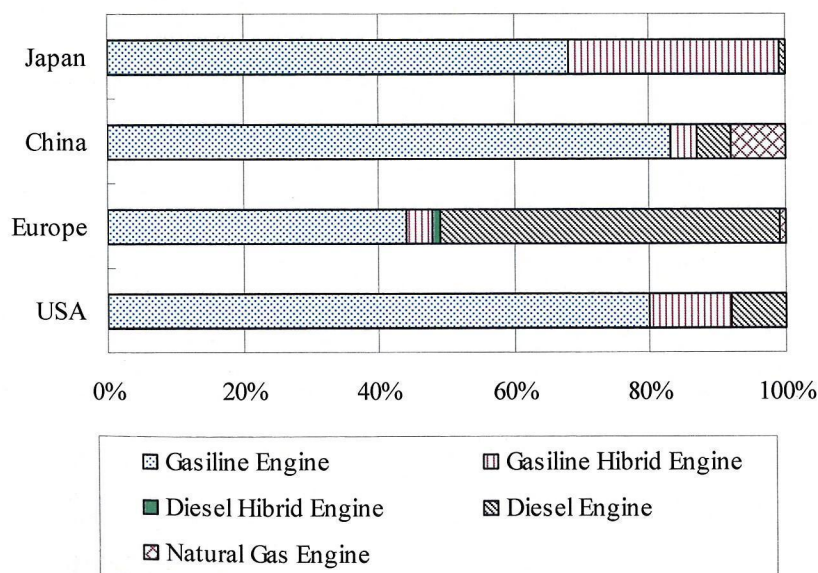


図 1.1 2020年の米国, 欧州, 中国, 日本市場における動力源別乗用車シェア予測⁽²⁾

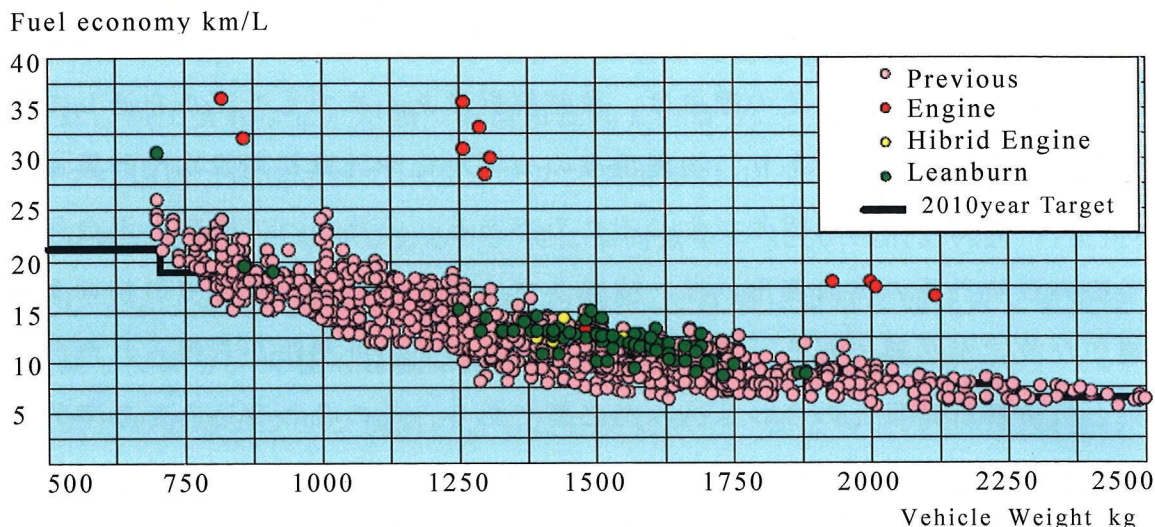


図 1.2 ガソリン乗用車の 10-15 モードにおける燃費と車両重量の関係⁽⁴⁾

1.1.1 直噴ガソリン機関のコンセプト

今日まで自動車ガソリン機関は、多くの研究・開発により改良が行われてきた。これまでのガソリン機関の開発における噴射および燃焼コンセプトについて述べる。筒内直噴による成層燃焼としての研究は、米国の石油会社であるテキサコ社の TCP (Texaco Combustion Process) などの特許が出された 1940 年代中頃から始まっている。それはスワール流を利用した成層燃焼を含む筒内噴射方式であったが生産には至らなかった。1953 年には量産車としてダイムラー・ベンツ社 (ドイツ) がメルセデスベンツ 300SL を発売している。その後 1960 年代から 1980 年代にかけて、石油枯渇や大気汚染が問題となり燃費が良く予混合吸気ポート噴射 (PFI; Port Fuel Injection) 機関より NOx の排出量が少ないことから、成層燃焼としての直噴ガソリン機関は盛んに研究された⁽⁵⁾。しかし、三元触媒と空燃比制御によって排ガス問題は解決されたことや、成層燃焼運転のみ行うため予混合 PFI 機関やディーゼル機関に比べ出力が低いことから、実用化はされなかった。

1960 年以降になると電子制御技術と燃料噴射技術の発達に伴い、再び直噴ガソリン機関の開発が盛んに行われた。そして 1996 年に三菱自動車より GDI (Gasoline Direct Injection) エンジン⁽⁶⁾が量産された。その後トヨタ自動車⁽⁷⁾⁽⁸⁾や日産自動車⁽⁹⁾、フォルクスワーゲン⁽¹⁰⁾、プジョーシトロエン⁽¹¹⁾などが直噴ガソリン機関搭載車を実用化した。これらの燃焼技術は、アイドリングや部

分負荷時には、圧縮行程中にキャビティを有したピストンに燃料を供給することにより空気流動を使い、筒内に燃料の層を作って燃焼させる Wall-Guided コンセプトと呼ばれる成層燃焼を採用している。これにより従来の PFI 機関の空燃比が最大で 25 程度であったのに対し、成層燃焼にすることで最大 50 程度まで上げることが可能となった。そしてその結果、10-15 モード走行で 35% 程度燃費が改善でき、使用燃料を減らすことにより CO₂ の排出も低減することができる。また、高負荷運転時は吸気行程前半に燃料を噴射し均一混合気による運転を行うことで PFI 機関に比べ出力を向上させる均質燃焼の二つを適切に使い分けた燃焼方式を採っている。一方、均質燃焼では、筒内に燃料を直接噴射するため、ガソリンの気化熱により筒内の吸気が冷却されることで充填効率、耐ノック性が向上、点火時期の進角が可能となり高出力が得られることが利点である。

しかし、成層燃焼領域は低回転時の狭い運転条件内だけに限られ、高負荷時には結局燃料をリッチ（濃い）側にすることで出力を稼いでいたために、実用燃費では目ざましい向上が見られなかった。また、この領域では NO_x が多く発生してしまい、従来の三元触媒のみで NO_x 規制に対応することは難しかった。そのため NO_x 吸蔵触媒などが開発されたが、安価で耐久性のあるものを量産することはできなかった。これらの理由から、成層燃焼を採用した直噴機関は排気ガス規制の強化と共に、ほぼ全てのものが成層燃焼領域を使わず、均質燃焼のみを用いるものに形を変えていった。成層燃焼ではピストン頂部にキャビティと呼ばれるくぼみ形状と空気流動を利用し、混合気を成層化させていたが、均質燃焼のみを用いる直噴機関は全負荷領域で吸気行程に燃料を噴射し、流動を使って筒内で均質混合気を形成させるため、ピストン頂部は普通の PFI 機関と変わらないほぼフラットな形状となっている。

直噴機関はさらに進化を続け、冷間時のエミッション低減やさらなる燃費向上のため、トヨタ自動車は 2GR-FSE 型エンジンを 2005 年 10 月に発売した⁽¹²⁾。これは各気筒それぞれに筒内直噴インジェクタとポート噴射インジェクタの 2 系統の燃料噴射系を持っており、高負荷域や高回転域では筒内噴射のみ、低～中回転・低～中負荷域ではポート噴射と筒内噴射を併用し、均質燃焼させる。そして冷間始動時は、膨張～吸気行程中のポート噴射＋圧縮行程中の筒内噴射に

よって混合気を弱成層化（空燃比としては 15~16）することで，点火時期を大幅に遅角させて排ガス温度を上げ，触媒の早期活性化を図っている．また 2007 年 10 月にはスズキ自動車が発売した直噴機関も，冷間始動時には触媒の暖機を促進するために弱成層燃焼による燃焼制御を行っている⁽¹³⁾．

現在は，ドイツ BMW 社とダイムラークライスラー社が Spray-Guided コンセプトと呼ばれる方式を新たに開発している⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾．このコンセプトの最大の特徴はインジェクタから 20MPa という高圧で燃料を噴射し，しかも極めて高い精度の噴射が可能なピエゾ式を使用していることである．さらにインジェクタを筒内に横方向からではなくスパークプラグのすぐ横に配置，燃料の噴霧で成層燃焼させていることである．この成層燃焼で運転することで，現在主流となっている理論空燃比で運転する直噴機関よりも高い燃費改善効果を得られることが可能となる．

以上をまとめると，高出力，低燃費および低排出ガスのためには，さらなる直噴ガソリン機関の研究開発を進めることは急務である．中でも，成層燃焼を成立させるためにはロバスト性のある成層混合気を作り出さなければならず，噴霧の混合気形成過程が重要になってくると考えられる．

1.1.2 直噴ガソリン機関用インジェクタの変遷

現在，直噴ガソリン機関に比較的良く用いられているのはスワールインジェクタ⁽³²⁾⁻⁽³⁵⁾である．このインジェクタは図 1.3 に示すような構成により，燃料が流出するときに噴孔内に旋回流を作るようになっている．しかし，このスワールインジェクタは雰囲気密度の増加に伴い噴霧角が狭まる⁽¹⁶⁾．このような噴霧角の変化が少なく，燃焼室における噴霧配置の自由度が高く，空気密度の高い場でも噴霧構造が変わらないという利点を持つスリットインジェクタ（図 1.4）やホールインジェクタ（図 1.5）が直噴ガソリン機関へ検討されている．スリットインジェクタは燃料をシェル型のキャビティに向けて噴射し，噴霧が点火プラグに向かって対称にかつ噴霧の扇面がピストンに向くようにしてある．スワールインジェクタと比較して高微粒化，高分散，高貫徹力噴霧を形成できることが報告されている⁽¹⁷⁾⁻⁽²⁰⁾．ホールインジェクタは燃料を一度サック室に貯めてから噴射するミニサックタイプと噴孔をニードルバルブで直接覆う VCO

(Valve covered orifice) タイプがある. 最適な混合気生成を作り出す噴霧形状を得るために噴霧レイアウト, 噴孔径および噴孔 L/D の最適設計が可能であり, 各社採用を進めている⁽²¹⁾⁻⁽²³⁾. 今後は, 図 1.6 に示す噴孔の配置・噴孔数といった幾何学的形状と, 上流流れを調整することによって, 比較

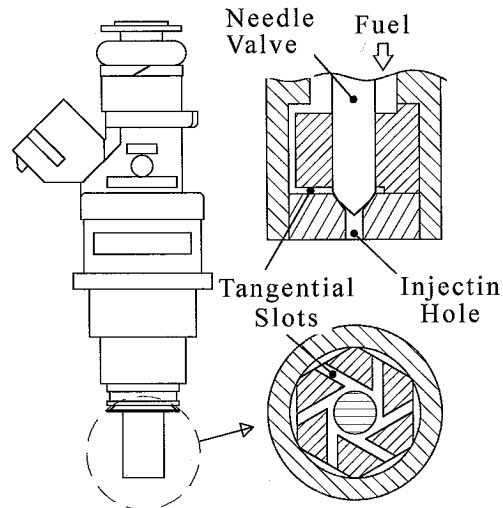


図 1.3 スワールインジェクタの構造

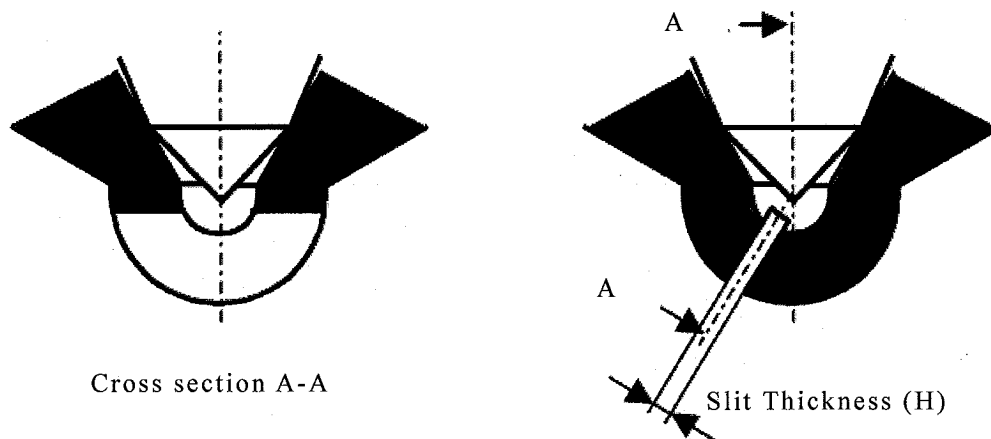


図 1.4 スリットインジェクタの構造

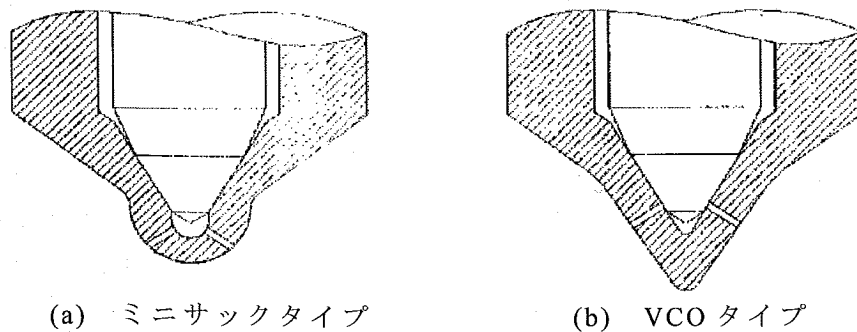


図 1.5 ホールインジェクタの構造

的容易に噴霧の微粒化を制御することができるプレート型多孔インジェクタ⁽⁷⁹⁾,
図 1.7 に示す高応答, 高精度な噴射量制御が可能なピエゾインジェクタの実用
化が進むと考えられる⁽²³⁾.

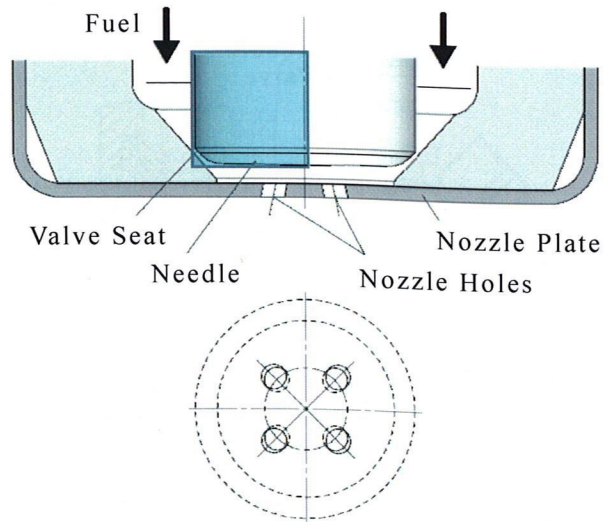


図 1.6 プレートインジェクタの構造



図 1.7 ピエゾインジェクタの構造

1.2 従来の研究

1.2.1 直噴ガソリン機関の噴霧と混合気特性に関する研究

直噴ガソリン機関における噴霧の研究は 1940 年代から進められてきたが, 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い. 現在もいくつかの燃焼コンセプトが提案されており, 図 1.8 に示すように大きく分けて三つ存在している⁽²⁴⁾⁻⁽²⁶⁾.

まず、Wall-Guided コンセプトはピストン頂面に形成したキャビティを利用して混合気を形成する方式で、キャビティに衝突させた燃料をプラグ近傍に向かわせるとともに、点火時期にはプラグ近傍から燃料を逃がさない働きをする。

次に、Air-Guided コンセプトは燃焼室に強い空気流動（タンブルやスワール）を吸気ポートで発生させ、インジェクタ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混合気が形成されるという方式である。壁面への燃料付着が少ないためスモークや未燃 HC の排出を抑えることが可能である。しかし一方で、筒内のタンブル流を圧縮行程中まで維持することは難しく、燃焼安定性が損なわれてしまう。

また、Spray-Guided コンセプトはインジェクタを点火プラグ横に配置し、燃焼室の上部からピストン頂面に向かって噴射し、噴射後はピストン頂面に衝突することなく混合気塊を形成する方式で、インジェクタには噴射後に短時間で微粒化や周りの空気を巻き込む動作によって混合気を形成しなければならない⁽²⁷⁾。

以上から、これら三つの燃焼コンセプトはそれぞれに噴霧の要求特性が異なる。しかし噴霧を短時間で十分に微粒化や気化を促進させ、混合気形成をコンセプトに応じて適切に制御することは共通している。したがって均質混合気の形成に関しては、吸気行程噴射における雰囲気圧力が低い条件での噴霧の解析、また成層混合気の形成に関しては、圧縮行程噴射における雰囲気圧力が高い噴霧の解析、さらに運転領域（回転数や負荷）の違いにより、燃料量や噴霧先端到達距離をコントロールする噴射圧に対する噴霧の解析が今後の直噴ガソリン機関において極めて重要であることが分かる⁽²⁸⁾⁻⁽³²⁾。

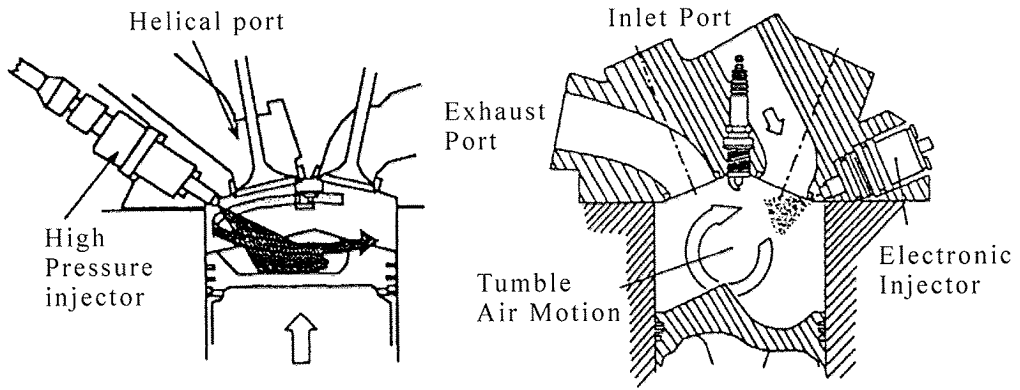
現在市販されている多くの直噴機関は Wall-Guided コンセプトである。このコンセプトに使われているインジェクタは、トヨタ自動車の扇型の噴霧形状を持つスリットインジェクタを除いて、ほとんどスワールインジェクタが用いられている⁽³⁷⁾⁻⁽⁴⁰⁾。これまでの直噴ガソリン機関における噴霧の研究は、Wall-Guided コンセプトによる成層混合気の形成が主体であったため、ピストンの燃焼室形状と噴霧形状を適合させて燃料をピストンの燃焼室に確実に捕らえるということに関心がおかれていた。そして常温の非蒸発噴霧において、実際の機関の状態を想定した雰囲気圧力や噴射圧のもと、噴霧角や噴霧先端到達距

離などの巨視的な特性が数多く調べられてきた⁽⁴³⁾⁻⁽⁴⁵⁾。しかし、1.1.2項で述べたようにこのスワールインジェクタは周囲雰囲気圧力が上昇する圧縮行程中のような高温高压な場において雰囲気密度の増加に伴い噴霧角が狭まることが確認されている。

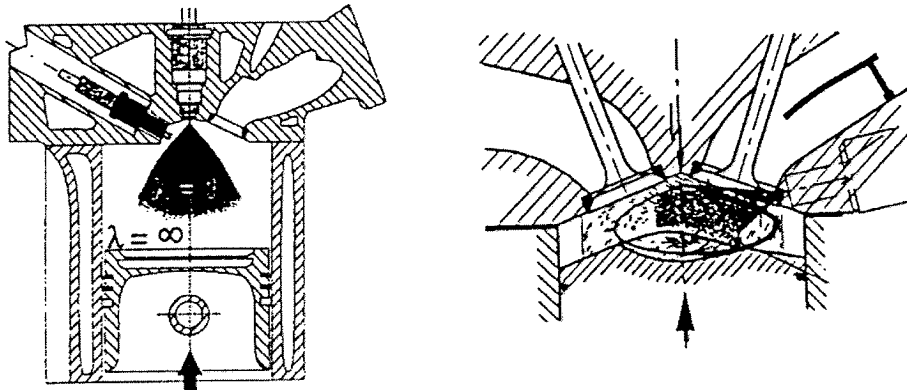
図 1.9 にレーザシート法での噴霧軸を含む観察断面を示す。雰囲気圧力の低いときには噴霧角が広く、雰囲気圧力が高いときには噴霧角が狭くなる。これは雰囲気圧力の上昇で空気抵抗が増し、半径方向の液滴速度が減速することにより噴霧の幅が狭くなるためである⁽⁴¹⁾。

そこで本研究では、このような噴霧角の変化が少なく、燃焼室における噴霧配置の自由度が高く、空気密度の高い場でも噴霧構造が変わらないという利点を持つホールインジェクタを研究の題材とした。

次に、従来の直噴ガソリン用ホールインジェクタに関する研究について述べる。これまでスワールインジェクタやスリットインジェクタを用いた Wall-Guided コンセプトによる成層混合気形成過程の研究は多く行われてきた。また現在研究が盛んに行われている Air-Guided, Spray-Guided コンセプトによる成層混合気形成技術の研究例も報告されている⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾。このコンセプトでは圧縮行程中に噴霧をより直接的に点火プラグに輸送するので、高温高压下における噴霧の混合気形成過程に関する研究が鍵を握ってくる。また最近の筒内混合気形成過程の研究では、可視化による計測⁽⁴⁶⁾⁻⁽⁵²⁾とともに、数値解析も多数活用されている⁽⁵³⁾⁻⁽⁵⁹⁾。しかしながら数値解析で用いられている噴霧モデルは、非蒸発状態では数値解析結果と計測結果の検証が多く行われているものの、高温高压下の噴霧の計算⁽⁶²⁾⁻⁽⁶⁴⁾に対しては、その計測結果が不足して検証が十分に行えていないという状況にある。そのため高温高压下の噴霧の混合気形成過程を定量的に計測し、数値解析の噴霧モデルに反映していくことも非常に重要なことである。そこで高温高压下の直噴ガソリン噴霧の濃度分布計測が、レーザ誘起蛍光法 (LIF; Laser Induced Fluorescence)、レーザ誘起エキサイプレックス蛍光法 (LIEF; Laser Induced Exciplex Fluorescence) や Raman 散乱法などによって行われている。



(a) Wall-Guided



(b) Spray-Guided

(c) Air-Guided

図 1.8 成層燃焼のための混合気形成方法 ⁽²⁶⁾

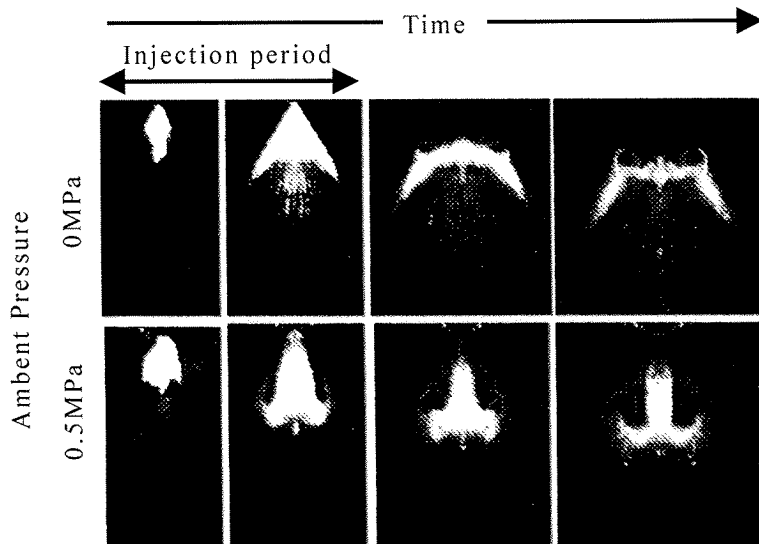


図 1.9 雰囲気圧力による噴霧形状の変化 ⁽⁴¹⁾

(1) LIF 法

LIF 法はレーザを用いて対象とした原子や分子の電子を共鳴遷移によって基底状態から励起させ、脱励起の際発する蛍光を計測し、その強度から原子や分子の濃度を求める方法である⁽⁶⁰⁾。通常の Mie 散乱法による噴霧画像では、液滴のみの観測となり、その散乱光強度は液滴数、粒径、散乱の方向に関係している。それに対して LIF 法は、物質からの発する蛍光を観測するため液滴と蒸気の双方の検出が可能で、蛍光強度がモル濃度に比例することを利用して濃度の定量化ができる。実験装置は図 1.10 に示すように、レーザ光を噴霧に入射し、液滴の散乱光を除去するためのフィルタをカメラの前に取り付けて、発した蛍光だけをイメージインテンシファイア付きカメラで撮影するようになっている⁽⁶¹⁾。

またアセトン燃料として、蛍光強度とガスクロマトグラフィーによる濃度の関係を求めて噴霧の蒸気相濃度の分布を計測している⁽⁶⁷⁾。しかし液滴と蒸気が混在していると液滴からの蛍光が強すぎて蒸気と分離が完全にできないため、液滴の少ない場所での計測に限られている。また直噴ガソリン噴霧では、イソオクタンに蛍光物質であるジエチルケトン（JET）を混入し、エキシマレーザ（308nm）を用いた LIF の計測例などがある⁽²⁵⁾⁽⁶⁸⁾。しかし、直噴ガソリン噴霧のように液

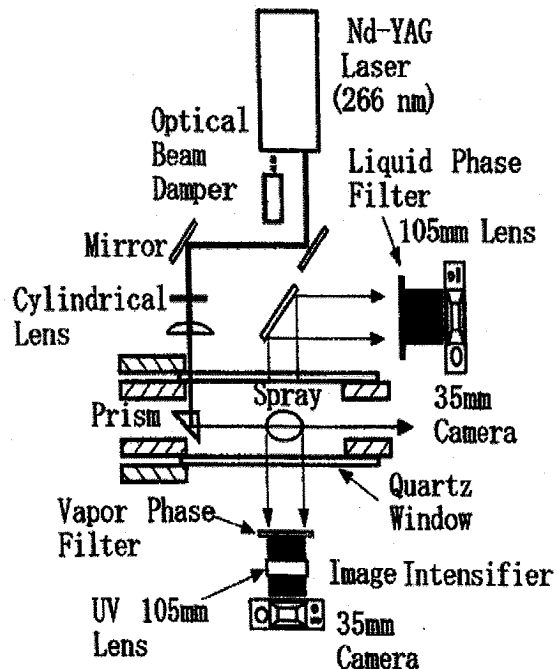


図 1.10 LIF 法による噴霧実験装置⁽⁶¹⁾

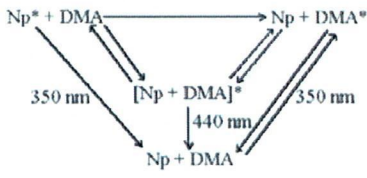
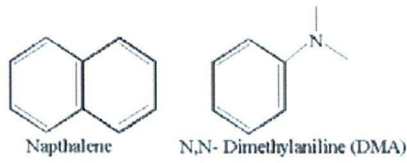
滴の数密度が高い場合、液滴によるレーザー光の Mie 散乱によって測定対象外の領域が蛍光を発生してしまい、濃度の定量化を困難なものにしている。

(2) LIEF 法

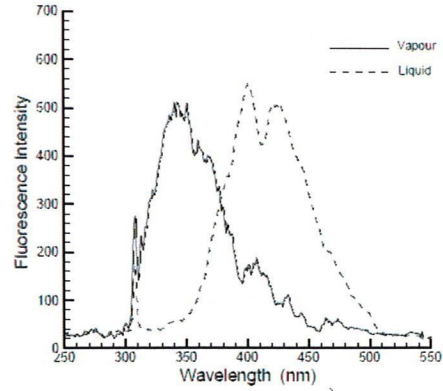
この手法は燃料に蛍光剤を混ぜ、レーザー照射により液体成分が蛍光を発する波長と燃料蒸気が蛍光を発する波長が違うことを利用し、蛍光量を個別に計測することにより液相と気相の分離を行い、液滴群の密度と、気相においてはその蛍光量をもとに燃料蒸気の濃度を計測するものである。これは分子 M をレーザー光で励起状態 M^* にしたとき、適当な分子 N と反応させると励起状態錯体 (Excited Complex) $(M+N)^*$ も形成される。励起状態錯体 $(M+N)^*$ を形成するときにエネルギーを奪われているため、励起状態 M^* の蛍光より長波長側で蛍光を発する。分子同士の衝突確率の高い液相中では主に励起状態錯体 $(M+N)^*$ が蛍光を発し、分子が離散的に存在する気相では主に励起状態 M^* が蛍光を発する。この性質を利用して液相と気相の分離計測を行う方法が LIEF 法である⁽⁶⁵⁾⁽⁶⁹⁾⁻⁽⁷¹⁾。

図 1.11 に示す DMA (Dimethylaniline) とナフタレンを混入したディーゼル用の燃料を例にとって具体的に説明すると、ここでは分子 M が DMA で、分子 N がナフタレンとなり、燃料に YAG レーザの第三高調波 (355nm) を照射すると、液相では蛍光が長波長側にシフトするので中心波長は 480nm に、一方、蒸気相での蛍光中心波長は 390nm となる。この蛍光波長の違いを利用し、フィルタを用いて分光して計測することにより、蒸発過程にある液相濃度と蒸気相濃度の分布を分離計測できる⁽⁶⁶⁾。しかし蒸気相からの蛍光強度は液相のそれよりも極めて低いため、液相の 400nm 付近のわずかな M^* による蛍光でも蒸気相からの蛍光信号に大きく影響してしまうので、液相信号の蒸気相信号への混信は避けられない。

LIEF 計測では、励起状態錯体 $(M+N)^*$ を形成する燃料が存在することが必要となるので、ガソリン噴霧の LIEF 計測用の燃料も幾つか見出され⁽⁷²⁾⁽⁷³⁾、高温高圧下での直噴ガソリン噴霧の液相と蒸気相の分離計測が行われている⁽⁷⁴⁾⁽⁷⁵⁾。しかし、液相と蒸気相の分離が完全でないため、燃料濃度の定量化には至っていないのが現状である。



(1) ナフタレン・DMA エキサイプレックス系



(2) 液相・蒸気相からの蛍光スペクトル

図 1.11 LIEF 法による液相・蒸気相の分離原理⁽⁶⁶⁾

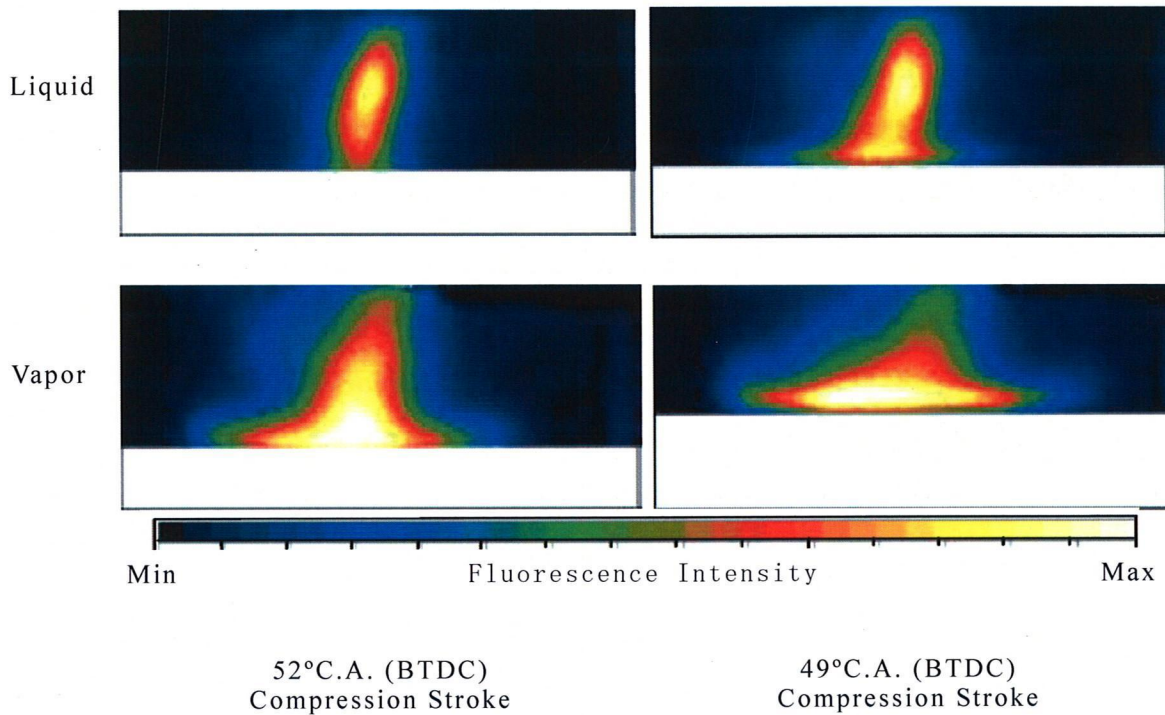


図 1.12 LIEF 法による直噴ガソリン噴霧の液相・蒸気相分離計測⁽⁶⁶⁾

(3) Raman 散乱法

1928 年 Raman らによって、光が気体、液体および固体によって散乱されるとき、その散乱光に中に入射光と同じ波長の強い光のほかに、入射光とは異なる波長の弱い Raman 散乱光と呼ばれる光が散乱することが確認された。Raman 散乱光はその物質を構成する分子の振動や回転に基づいて決まった波数だけ入射光よりずれ、その Raman スペクトル強度は式(1.5)のように表せる。

$$I(\lambda, T) = K \cdot N \cdot R(\lambda, T) \quad (1.5)$$

ここで、 λ : 波長, T : 温度, K : 定数, N : 分子数密度,

$R(\lambda, T)$: スペクトル分布

この式からわかるように、波長ならびに温度が一定の場合、Raman 散乱光強度から分子密度をもとに濃度を容易に求めることができる。Raman 散乱法の長所としては自由な波長選択性、化学種固有のスペクトル、非弾性散乱のため入射レーザ光に起因する迷光の除却が容易、などの点があげられるが、反対に信号が微弱であることが最大の欠点である。このため液滴からの LIF との干渉に注意を払う必要がある⁽⁷⁶⁾。

Raman 散乱法による直噴ガソリン噴霧の濃度計測に関して、Voges ら⁽⁷⁷⁾は計測結果の紹介をしており、Egermann ら⁽⁷⁸⁾は 2 成分の混合燃料において各成分を分離した濃度計測を行っている。

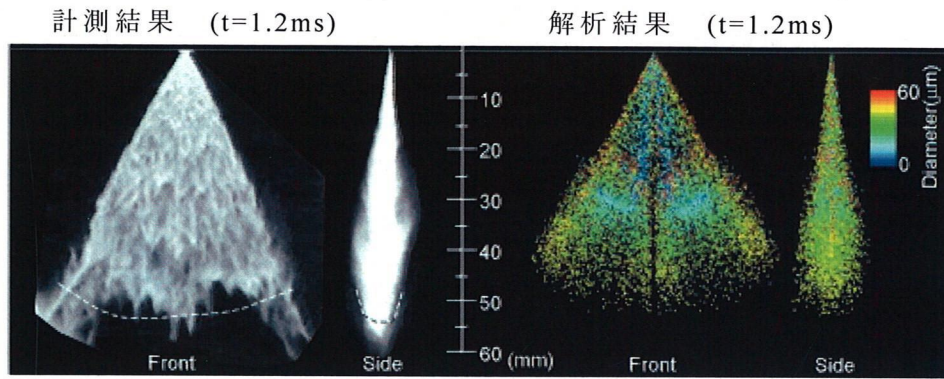
1.2.2 直噴ガソリン機関の噴霧解析に関する研究

直噴ガソリン機関の開発では、吸排気系、噴射装置、燃焼室形状、運転条件により、筒内流動と噴霧の混合気形成過程、燃焼過程を制御することが目的である。中でも噴霧挙動が混合気形成を支配し燃焼の良否を左右するため、最適な噴霧を形成する必要がある。しかしながら、噴霧による混合気形成過程は高温高圧場での液体、熱、二相流、化学反応が絡む未解明な部分が多く、現象の理解が十分ではないのが現状である。

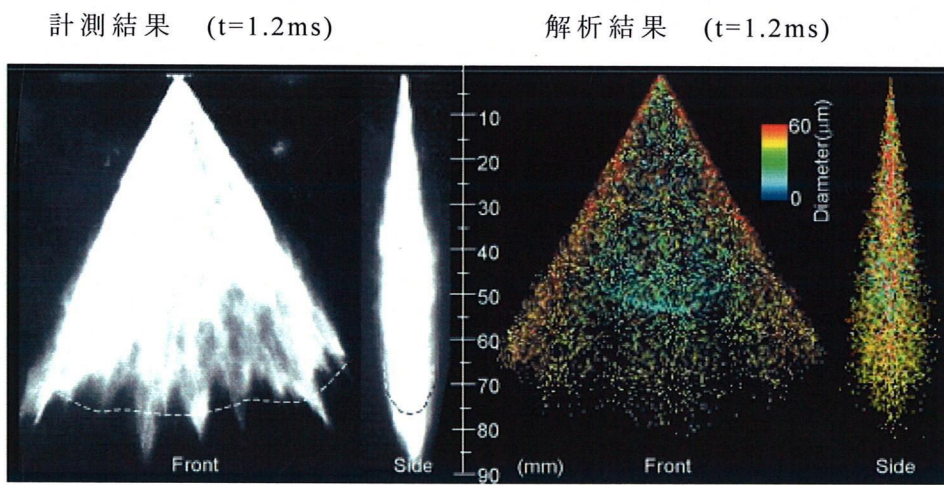
数値解析は筒内の複雑な現象解明および設計諸元の提案ための一手段として利用されている。またこの数値解析を活用することで、試作や実験のための開発費用、開発期間の削減といった利点もある⁽⁸⁰⁾⁽⁸¹⁾。しかし、筒内の現象は大変複雑かつ高速な現象であるため、精度の高い数値解析は現状では難しい。その理由は、1.1 で述べたように数値解析では物理現象をモデル化しており、実際の現象と誤差が生じるためである。したがって噴霧と混合気形成過程の数値計算の高精度化には、噴霧サブモデルパラメータと噴射初期条件の適切な設定が必要である。そのため、精度の高い計測法から得られた計測結果と数値解析結果との合わせ込みが行うが、これらは試行錯誤的に行われ計算機能力が向上した現在でも長大な時間を要しているのが現状である。またこの合わせ込みを効率

的に行える最適化手法が求められている。

これまで直噴ガソリン機関にはスワールインジェクタやスリットインジェクタが多く用いられてきた。これらから噴射した噴霧の混合気形成過程の数値解析が報告されている⁽⁵⁷⁾⁽⁵⁸⁾⁽⁸²⁾。図 1.14~1.16 に雰囲気温度 $T_a=293\text{K}$, 雰囲気圧力



(a) 雰囲気圧力 $P_a=0.28\text{MPa}$, $T_a=293\text{K}$



(b) 雰囲気圧力 $P_a=0.1\text{MPa}$, $T_a=293\text{K}$

図 1.13 計測結果と解析結果の噴霧形状の比較⁽⁸²⁾

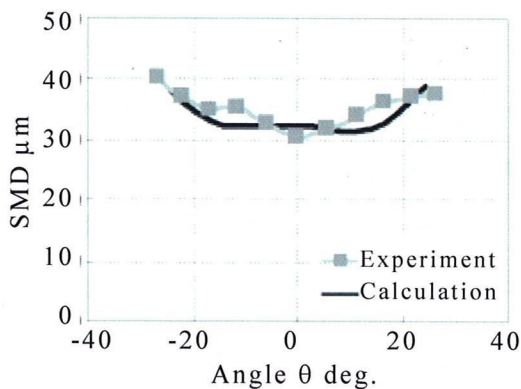


図 1.14 ザウタ平均粒径分布⁽⁸²⁾

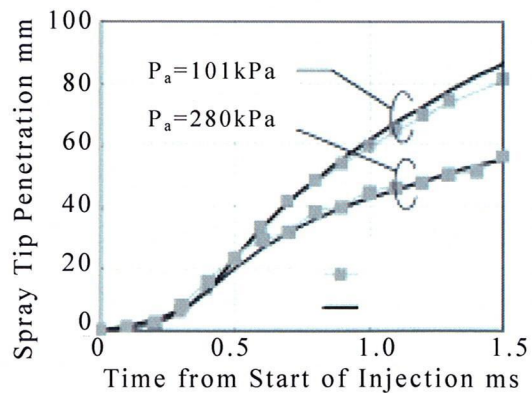


図 1.15 噴霧先端到達距離の比較⁽⁸²⁾

は $Pa=0.28\text{MPa}$, 0.1MPa での噴霧形状, ザウタ平均粒径および噴霧先端到達距離の計測結果と数値解析結果の比較を示す. このように非蒸発噴霧による計測結果と数値解析結果の検証は多く行われているが, 圧縮行程を想定した高温高压下での蒸発噴霧による定量的な計測結果が不足しており, 数値解析結果との検証が十分に行われていない. またホールインジェクタを用いたガソリン噴霧の混合気形成過程に関しての計測および数値解析の検証も多くはないのが現状である.

1.3 本研究の目的

さらなるエネルギー消費削減と低有害排出物化のため, ガソリン機関においては従来の吸気ポート噴射に代わって筒内直噴による燃焼改善が試みられている. こうした中, 燃焼コンセプトは従来の Wall-Guided, Air-Guided コンセプトから Spray-Guided コンセプトへ推移しつつあり, その燃焼方法は圧縮行程中に燃料を噴射し, 成層混合気を形成し燃焼させるものである. この成層燃焼を実現するには筒内流動と噴霧の混合気形成過程, 燃焼過程を制御しなければならないが, 燃焼に大きな影響を及ぼす噴霧の混合気形成過程には未解明な部分が多く, 現象の理解が十分にはできていない.

数値解析は直噴ガソリンの筒内混合気形成過程の現象解明に積極的に活用され, 圧縮行程を想定した高温高压下での直噴ガソリン噴霧の混合気形成過程に関する研究例が幾つか報告されているが, それらは計測手法がまだ不完全なため, 十分な知見が得られているとは言い難い状況である.

本論文は新たに開発したレーザ計測法による混合気形成過程の計測結果をもとに, 直噴ガソリン機関用ホールインジェクタから噴射した噴霧への雰囲気導入, 燃料の蒸発, 混合に関する計測結果を蓄積し混合気形成過程機構を明らかにし, さらに噴霧の混合気形成過程の数値解析を高精度化するための効率的な手法について検討したものである.

具体的な課題を以下に示す.

(1)ガソリン噴霧の液相と蒸気相を分離して, 両者の濃度を定量的に計測できる二波長レーザ吸収散乱 (LAS; Laser Absorption Scattering) 法を, 衝突噴霧などの非軸対称噴霧の液相と蒸気相の光路積算質量の分布を解析できるよ

う改良する。

(2)二波長レーザ吸収散乱法を適用し、ガソリン噴霧の蒸気相濃度を定量的に計測するためには、Lambert-Beerの法則が成り立ったうえで、モル吸光係数 ϵ が既知でなければならない。過去の研究で高温高圧におけるパラキシレンのモル吸光係数を求めたため、それらのデータの再現性を調査しながら高温常圧及び常温常圧でのパラキシレンのモル吸光係数も検量し、常温大気圧下の噴霧の混合気形成過程を解析可能とする。

(3)二波長レーザ吸収散乱法を直噴ガソリン噴霧への適用可否を確認するため、直噴ガソリン機関用ホールインジェクタから噴射した噴霧画像を二波長レーザ吸収散乱法により撮影した場合に、解析可能な透過光減衰率分布が得られていることを示す。

(4)軸対称噴霧および非軸対称噴霧の二波長レーザ吸収散乱法の計測精度を確認するため、完全蒸発噴霧の蒸気相質量を二波長レーザ吸収散乱法により計測し、これと別に計測した噴射量と比較する。

(5)二波長レーザ吸収散乱法を用い、単噴孔ホールインジェクタから噴射した自由噴霧および平板衝突噴霧の混合気形成過程の解明を行う。自由噴霧ではインジェクタ構造の違いが、平板衝突噴霧では衝突距離および衝突角度の違いが混合気形成過程に及ぼす影響についてパラメトリックに解析する。また二噴孔ホールインジェクタの噴孔間角度が自由噴霧および衝突噴霧の混合気形成過程に及ぼす影響についても明らかにする。

(6)噴霧の混合気形成過程の数値解析精度を向上させるため、噴霧サブモデルパラメータと噴射初期条件を多目的遺伝的アルゴリズム(MOGA; Multiple Objective Genetic Algorithms)を適用した手法により最適化し、数値解析結果と計測結果の合わせ込みを行う

(7)噴霧の混合気形成過程の数値解析精度を向上させ、最適化した数値解析プログラムを多噴孔インジェクタから噴射した噴霧に適用する。

1.4 本論文の構成

第1章「序論」では、直噴ガソリン機関の燃焼方式の動向、噴霧発達と混合気形成過程の現象解明と数値解析の現状について述べ、本論文の目的を述べて

いる。本論文の目的は、噴霧への雰囲気導入、燃料の蒸発、混合に関する計測結果を蓄積し混合気形成機構を解明すること、および数値解析の高精度化のために噴霧サブモデルパラメータと噴射初期条件を効率的に最適化設定する手法を開発することである。

第2章「二波長レーザー吸収散乱法による非軸対称噴霧の解析」では、燃料噴霧の液相と蒸気相の濃度分布の定量的計測が可能な二波長レーザー吸収散乱法の原理について述べ、本計測法用のガソリンを模擬した試験燃料であるパラキシレンの吸光度特性やモル吸光係数の圧力と温度の依存性について述べている。また非軸対称噴霧を対象に液相と蒸気相の燃料のレーザー光路方向積算質量分布を解析する原理について述べている。

第3章「二波長レーザー吸収散乱法の直噴ガソリン噴霧への適用」では、直噴ガソリン機関用ホールインジェクタから噴射した噴霧画像を二波長レーザー吸収散乱法により撮影した場合に、解析可能な透過光減衰率分布が得られていることを示している。さらに軸対称噴霧および非軸対称噴霧の二波長レーザー吸収散乱法の計測精度を確認するため、完全蒸発噴霧の蒸気相質量を二波長レーザー吸収散乱法により計測し、これと別に計測した噴射量と比較し、その誤差が10～15%以内であることを示している。

第4章「単噴孔ホールインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程」では、二波長レーザー吸収散乱法を用い、単噴孔ホールインジェクタから噴射した自由噴霧および衝突噴霧の混合気形成過程の解明を行っている。自由噴霧ではインジェクタ構造の違いが、平板衝突噴霧では衝突距離および衝突角度の違いが混合気形成過程に及ぼす影響についてパラメトリックに解析を行い、噴孔内部流動、噴霧への導入雰囲気質量などが混合気形成過程に及ぼす影響について考察している。

第5章「二噴孔ホールインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程」では、二噴孔ホールインジェクタの噴孔間角度が自由噴霧および衝突噴霧の混合気形成過程に及ぼす影響について述べている。また計測結果をもとに、噴孔間角度により噴霧先端到達距離や混合気形成過程を制御する可能性について述べている。

第6章「最適化技術を活用した噴霧の三次元数値解析」では、噴霧の混合気

形成過程の数値解析精度を向上させるため、噴霧サブモデルパラメータと噴射初期条件の最適化により数値解析結果と計測結果の合わせ込みを効率的に行う多目的遺伝的アルゴリズムを適用した手法を提案している。

第7章「噴霧発達と混合気形成過程の数値解析結果」では、第6章で述べた多目的遺伝的アルゴリズムを適用した最適化手法と第4，5章の計測結果を使って、噴霧の混合気形成過程の数値解析を高精度化した結果について述べている。また最適化した数値解析プログラムを多噴孔インジェクタから噴射した噴霧に適用した結果について述べている。

第8章「結論」では、各章で得られた知見をもとに総合的な考察を行っている。

第2章 二波長レーザー吸収散乱法による非軸対称噴霧の解析

2.1 緒言

直噴ガソリン機関における成層混合気は、くぼみを形成したピストンに向けて燃料を噴射し、点火プラグに到達するまでの時間を利用して可燃混合気を形成する方法が一般的である。この形成技術とされる Air-Guided および Spray-Guided コンセプトでは、噴霧をより直接的に点火プラグに輸送するため、噴霧の混合気形成過程が非常に重要である。また、今や筒内混合気形成過程の現象解明に数値解析の活用が積極的に行われている。そのため圧縮行程噴射を想定した高温高压雰囲気中に噴射した蒸発噴霧特性を計測し、その計測結果に基づき、数値解析による噴射初期条件や噴霧サブモデルのパラメータに反映していくことも重要である。最近では高温高压下の直噴ガソリン噴霧の混合気形成過程を解析した研究例が幾つか報告されているが、液相と蒸気相の分離や混合気濃度の定量計測という点ではまだ不十分である。そのため、噴霧の混合気形成過程に関する十分な知見が得られているとは言い難く、直噴ガソリン噴霧の混合気形成過程の研究開発では、液相と蒸気相を分離して混合気濃度を定量的に計測できる手法の確立が急務となっている。

その混合気濃度の計測では、測定対象を非接触で計測できるレーザー計測が主体であり、表 2.1 に示すように LIF (Laser Induced Fluorescence) 法、PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) 法、LIEF (Laser Induced Exciplex Fluorescence) 法、ラマン散乱法、レーリー散乱法、二波長レーザー吸収散乱法といった方法が考案されている。その中でも、二波長レーザー吸収散乱法は、燃料が光を吸収する波長では燃料の吸収と液滴の散乱によって透過光が減衰し、吸収しない波長では液滴の散乱のみによって透過光が減衰するという性質を利用する方法であり、液相と蒸気相の同時分離計測や、混合気濃度の定量計測という点で他の方法より優れている⁽¹⁾。一般的に、燃料に含まれる炭化水素は赤外域と紫外域で光を吸収する性質を持っているため、二波長レーザー吸収散乱法には、赤外と可視のレーザー光を用いる方法と、紫外と可視のレーザー光を用いる方法が考えられる。レーザーやカメラなどの計測機器の環境は紫外と可視光を用いる方が整っているが、その紫外と可視のレーザー光を用いる二波長レーザー吸収散

乱法もディーゼル噴霧の混合気濃度計測への適用例はあるものの⁽²⁾⁽³⁾，ガソリン噴霧の混合気濃度計測に適用された例はまだ少ない。

本章では燃料噴霧の液相と蒸気相の濃度分布の定量的計測が可能な二波長レーザー吸収散乱法の原理について述べ，本計測法用のガソリンを模擬した試験燃料であるパラキシレンの吸光度特性やモル吸光係数の圧力と温度の依存性について述べる．また非軸対称噴霧を対象に液相と蒸気相の燃料のレーザー光路方向積算質量分布を解析する原理について述べる．

表 2.1 レーザを応用した混合気濃度の計測法比較

	Simultaneous Measurement of Vapor and Liquid Phases	Quantitative Measurement	Planar Measurement	Note
LIF	× Vapor phase only	△ Fluorescence signal depend on O ₂ and temperature	◎ Planar measurement by laser sheet	
EXCIPLEX	△ Fluorescence signal from liquid phase too strong	△ Fluorescence signal depend on O ₂ and temperature	◎ Planar measurement by laser sheet	
Raman	× Vapor phase only	○	× Point measurement	
Rayleigh	× Vapor phase only	○ Rayleigh scattering signal depend on pressure and temperature	◎ Planar measurement by laser sheet	Mie scattering (Noise) same wavelength as Rayleigh scattering
LAS:IR-VIS IR:3.39μm	○	○ Absorption coefficient depend on pressure and temperature	△ Deconvolute line of sight point data arrays → Cross sectional data	Pulsed laser, imaging camera NOT available
LAS:UV-VIS	○	○ Absorption coefficient depend on pressure and temperature	○ Deconvolute line of sight images → Cross sectional data	Pulsed laser, imaging camera available

◎ : Superior ○ : Good △ : Marginal × : Poor

2.2 二波長レーザ吸収散乱法

2.2.1 液相・蒸気相の同時分離計測原理

二波長レーザ吸収散乱法は、図 2.1 に示すように、入射光強度 $(I_0)_{\lambda_A}$ の燃料に吸収を示す波長 λ_A のレーザ光と、入射光強度 $(I_0)_{\lambda_T}$ の燃料に吸収を示さない波長 λ_T のレーザ光を一体にして燃料噴霧に同時に照射し、噴霧を通過した後に再び波長 λ_A と波長 λ_T のレーザ光に分離して、波長 λ_A の透過光強度 $(I_t)_{\lambda_A}$ と波長 λ_T の透過光強度 $(I_t)_{\lambda_T}$ を測定する。このとき、燃料に吸収を示す波長 λ_A の透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{\lambda_A}$ は、液滴の散乱、液滴の吸収、蒸気の吸収によって式 (2-1) のように、また燃料に吸収を示さない波長 λ_T の透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{\lambda_T}$ は液滴の散乱のみによって式 (2-2) のように与えられる。

[燃料に吸収を示す波長; λ_A]

$$\log(I_0/I_t)_{\lambda_A} = \log(I_0/I_t)_{Lsca} + \log(I_0/I_t)_{Labs} + \log(I_0/I_t)_{Vabs} \quad (2-1)$$

[燃料に吸収を示さない波長; λ_T]

$$\log(I_0/I_t)_{\lambda_T} = \log(I_0/I_t)_{Lsca} \quad (2-2)$$

ここで、 $\log(I_0/I_t)_{Lsca}$: 液滴の散乱による透過光減衰率

$\log(I_0/I_t)_{Labs}$: 液滴の吸収による透過光減衰率

$\log(I_0/I_t)_{Vabs}$: 蒸気相の吸収による透過光減衰率

さらに、3.4.1 項で述べるように燃料に吸収を示す波長 λ_A のレーザ光は、直噴ガソリン噴霧のような微小な液滴の集まりにはほとんど吸収されない。そのため、式 (2-1) の右辺第 2 項にある液滴の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{Labs}$ は無視でき、蒸気の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{Vabs}$ と、液滴の散乱による透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{Lsca}$ は、それぞれ式 (2-3) と式 (2-4) のように表せる。

そこで、蒸気の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{Vabs}$ に対しては光吸収理論 (Lambert-Beer の法則) を、また液滴の散乱による透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{Lsca}$ に対しては光散乱理論 (Bouguer-Lambert-Beer の法則) を適用することによって、噴霧内の燃料の蒸気相濃度、液相濃度を分離して定量的に求めることができる。

このように、二波長レーザ吸収散乱法では燃料に吸収を示す波長 λ_A と示さない波長 λ_T の二つのレーザ光を噴霧に照射し、その透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)$ を分析して、蒸気相と液相を分離して各々の濃度を定量的に求めていく。

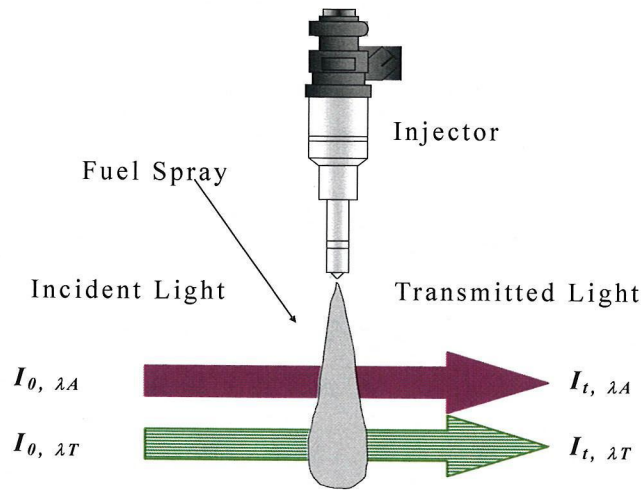


図 2.1 二波長レーザー吸収散乱法による噴霧の測定

[蒸気の吸収による透過光減衰率]

$$\log(I_0/I_t)_{Vabs} = \log(I_0/I_t)_{\lambda_A} - \log(I_0/I_t)_{\lambda_T} \quad (2-3)$$

[液滴の散乱による透過光減衰率]

$$\log(I_0/I_t)_{Lsca} = \log(I_0/I_t)_{\lambda_T} \quad (2-4)$$

なお、本研究ではレーザーや CCD カメラなど各種光学系の性能や取り扱い易さといった計測環境を考慮して、波長 λ_A には Nd:YAG レーザの第四高調波 (266nm) の紫外光を、また波長 λ_T には Nd:YAG レーザの第二高調波 (532nm) の可視光を用いることにした。

2.2.2 光吸収理論による蒸気相燃料濃度の定量化

燃料蒸気の光の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{Vabs}$ から蒸気相濃度を求めるため、Lambert-Beer の法則⁽⁴⁾を用いる。図 2.2 に示すように、ある均一な蒸気相濃度 C_v [kg/m³] の場に対して、入射光強度 I_0 のレーザー光が光路長 l の領域を通過し、燃料蒸気の吸収によって透過光強度が I_t になったとする。このとき、燃料蒸気によるレーザー光の透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{Vabs}$ は、Lambert-Beer の法則により式 (2-5) で与えられる。

$$\log(I_0/I_t)_{Vabs} = k \cdot C_v \cdot l$$

$$= \frac{\varepsilon}{MW} \cdot C_v \cdot l \times 10^2 \quad (2-5)$$

ここで、 k ：吸光係数 [m²/kg]

l ：光路長 [m]

ε ：モル吸光係数 [1/(mol·cm)]

MW ：分子量 [kg/kmol]

よって、蒸気相濃度 C_v は、実験で測定する透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{Vabs}$ や光路長 l のほかに、燃料の分子量 MW とモル吸光係数 ε が既知であれば式(2-6)のように求めることができる。

$$C_v = \frac{MW \cdot \log(I_0/I_t)_{Vabs}}{\varepsilon \cdot l \times 10^2} \quad (2-6)$$

ところで、内燃機関では燃料濃度を当量比で表すことが一般的であり、蒸気相の当量比 Φ_v は、蒸気相の空燃比 AF_v に対する理論空燃比 AF_{stoich} の比で定義されている⁽⁵⁾。また蒸気相の空燃比 AF_v は、蒸気相濃度 C_v と、液相と蒸気相以外の雰囲気濃度 C_a [kg/m³] を用いて表すことができるので、蒸気相の当量比

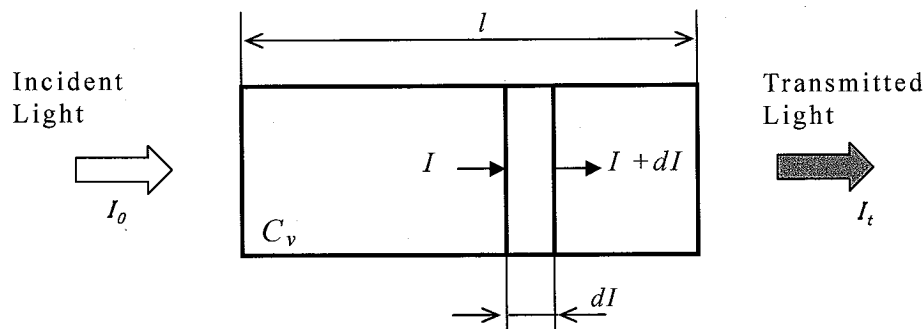


図 2.2 Lambert-Beer の法則

Φ_v は次式で求められる。

$$\Phi_v = \frac{AF_{stoich}}{AF_v} = \frac{AF_{stoich}}{\left(\frac{C_a}{C_v}\right)} \quad (2-7)$$

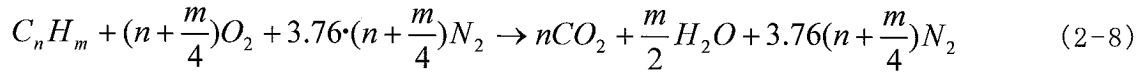
ここで、 AF_{stoich} ：理論空燃比 [-]

AF_v ：蒸気相の空燃比 [-]

C_a ：液相と蒸気相以外の雰囲気濃度 [kg/m³]

なお理論空燃比 AF_{stoich} は、空気と燃料である炭化水素が理論的に完全燃焼す

るときの空気と燃料の重量比なので⁽⁶⁾，式(2-8)の化学反応式より式(2-9)のように与えられる．



$$AF_{stoich} = \frac{137.3(n + \frac{m}{4})}{12n + m} \quad (2-9)$$

本研究では，後で述べるようにガソリン噴霧の二波長レーザ吸収散乱法の燃料としてパラキシレン $C_6H_4(CH_2)_2$ を用いるので， $n=8$ ， $m=10$ となり，式(2-9)より AF_{stoich} は 13.6 となる．

2.2.3 光散乱理論による液相燃料濃度の定量化

液滴の散乱による透過光減衰率 $\log(I_0/I_l)_{Lsca}$ から液相濃度を求めるため Bouguer-Lambert-Beer の法則を用いる．図 2.3 に示すように入射光強度 I のレーザ光が行路長 dl の液滴群を通過したあと，液滴の散乱による減衰を受けて透過光強度が $I+dI$ になったとすると，液滴群による透過光減衰は式(2-10)の Bouguer-Lambert-Beer の法則⁽⁷⁾に従う．

$$\frac{dI}{I} = -\beta \cdot dl \quad (2-10)$$

よって，入射光強度 I_0 のレーザ光が行路長 l の液滴群を通過したあと，透過光強度が I_l になったとすると次式が成り立つ．

$$\frac{I_l}{I_0} = \exp\left(-\int_0^l \beta \cdot dl\right) \quad (2-11)$$

$$\beta = \int_0^\infty R(m, D, \lambda, \theta) \cdot Q_{ext}(m, D, \lambda) \cdot \frac{\pi}{4} D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \quad (2-12)$$

ここで， R ：光学定数 [-]

θ ：検出角 [rad]

Q_{ext} ：減衰係数 [-]

m ：粒子の屈折率 [-]

D ：粒径 [m]

λ ：入射光波長 [m]

n ：粒子数 [-]

$f(D)$ ：粒度分布関数 [m^{-1}]

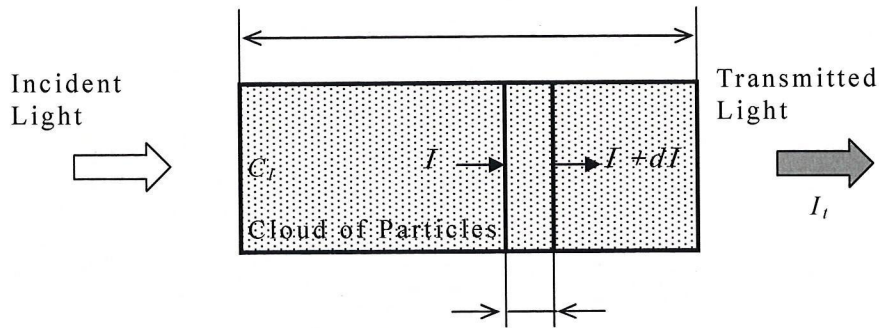


図 2.3 Bouguer-Lambert-Beer の法則

光学定数 R は、散乱光が集光されるときレンズの幾何学的条件によって決まる係数である。本研究のように液滴群とカメラの距離が 2m 以上あり、液滴の存在する領域に比べて液滴とカメラの距離がはるかに大きい場合、光学定数 R をほぼ一定とみなすことができ、 $R=0.6$ となる⁽⁸⁾。

減衰係数 Q_{ext} は液滴の屈折率 m と粒径パラメータ $\alpha_s (= \pi D/\lambda)$ によって定まる値で、 $\alpha_s \rightarrow \infty$ では、 Q_{ext} は α_s とは無関係にほぼ一定となることが知られており、 $Q_{ext}=2.0$ となる⁽⁹⁾。図 2.4 は実際に本研究で用いる紫外と可視のレーザー光の波長 266nm と 532nm における粒径 D と減衰係数 Q_{ext} の関係を式 (2-13) を用いて⁽¹⁰⁾ 計算した結果である。ホログラフィーによる粒径計測によると、直噴ガソリン噴霧中に存在する液滴径は 5~100 μm 程度であるので⁽¹¹⁾、両波長とも減衰係数 $Q_{ext}=2.0$ で一定とみなせる範囲にあるといえる。

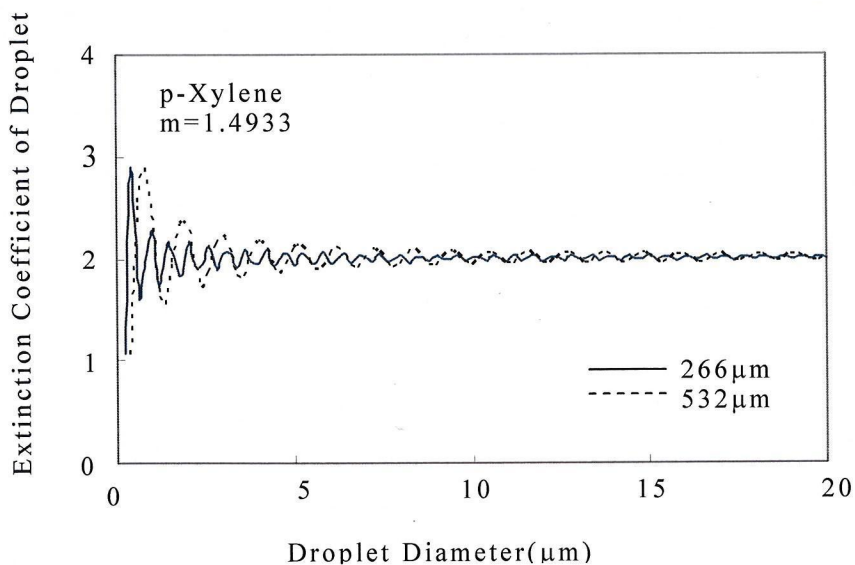


図 2.4 パラキシレンの粒径と減衰係数の関係

$$Q_{ext}(\alpha_s) = 2 - \frac{4}{\gamma} \cdot \sin \gamma + \frac{1}{\gamma^2} \cdot (1 - \cos \gamma) \quad (2-13)$$

$$\gamma = 2\alpha_s \cdot (m-1)$$

また高温高圧下の噴霧では蒸発により液滴の粒径がさらに小さくなり、各波長の減衰係数 Q_{ext} に差が生じる懸念がある。しかし液滴の粒径が数 μm 以下の領域では液滴の蒸発が進むため、液滴の散乱に比べて蒸気の吸収による透過光減衰の方がはるかに大きい。そのため蒸気相濃度を紫外光と可視光の透過光減衰率の差分から求める本手法では、波長による透過光減衰の違いが蒸気相濃度に与える影響は小さいと考えられる⁽²⁾。また可視光の透過光減衰率から算出する液相濃度についても、粒径が数 μm 以下の領域なので液相濃度に与える影響は小さいと考えた。よって式(2-11)と式(2-12)は次式のように簡略化できる。

$$\frac{I_t}{I_0} = \exp \left[-R \cdot Q_{ext} \int_0^l \int_0^\infty \frac{\pi}{4} D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \cdot dl \right] \quad (2-14)$$

そこで噴霧の液滴表面積密度 $A_f [\text{m}^{-1}]$ を式(2-15)のように定義すると、液滴表面積密度 A_f は式(2-14)と式(2-15)、噴霧内局所の液滴による透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{Lsca}$ を用いて、式(2-16)のように表せる⁽⁹⁾。

$$A_f = \int_0^\infty \frac{\pi}{4} D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \quad (2-15)$$

$$A_f = \frac{2.303 \cdot \log(I_0/I_t)_{Lsca}}{R \cdot Q_{ext} \cdot l} \quad (2-16)$$

一方、液相濃度 $C_l [\text{kg}/\text{m}^3]$ は式(2-17)で与えられ、ザウタ平均粒径 $D_{32} [\text{m}]$ も、式(2-18)で定義されているので、液相濃度 C_l は、式(2-15)、式(2-17)、式(2-18)より、式(2-19)で表される。

$$C_l = \int_0^\infty \rho_f \cdot \frac{\pi}{6} \cdot D^3 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \quad (2-17)$$

$$D_{32} = \frac{\int_0^\infty D^3 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD}{\int_0^\infty D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD} \quad (2-18)$$

$$C_l = \frac{2}{3} \cdot \rho_f \cdot D_{32} \cdot A_f \quad (2-19)$$

ここで、 ρ_f : 燃料密度 [kg/m³]

したがって、液相濃度 C_l は最終的に式 (2-16) と式 (2-19) より次式で求められる。

$$C_l = \frac{2}{3} \cdot \rho_f \cdot D_{32} \cdot \frac{2.303 \cdot \log(I_0/I_l)_{Lsca}}{R \cdot Q_{ext} \cdot l} \quad (2-20)$$

ところで、光路中のザウタ平均粒径 D_{32} については同時に測定することが理想だが、現実的には困難である。そこで本研究ではディーゼル噴霧の二波長レーザ吸収散乱法と同様に、噴霧全体のザウタ平均粒径 D_{32} を噴霧中に存在する液相質量 M_{fl} [kg] と液滴の散乱による透過光減衰率 $\log(I_0/I_l)_{Lsca}$ から求めることにした。液相質量 M_{fl} は、画像取り込み時刻までに噴射された燃料質量 M_f [kg] から蒸気相質量 M_{fv} [kg] を引いたものとした。

$$M_{fl} = \int_0^S \int_0^l \int_0^\infty \rho_f \cdot \frac{\pi}{6} \cdot D^3 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \cdot dl \cdot dS \quad (2-21)$$

$$\sum \Delta S \cdot \Delta l \cdot A_f = \int_0^S \int_0^l \int_0^\infty \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \cdot dl \cdot dS \quad (2-22)$$

ここで、 S : 投影面積 [m²]

よって噴霧全体のザウタ平均粒径 D_{32} を式 (2-21) と式 (2-22) より、次式のように求めた⁽⁹⁾。

$$D_{32} = \frac{\int_0^S \int_0^l \int_0^\infty D^3 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \cdot dl \cdot dS}{\int_0^S \int_0^l \int_0^\infty D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \cdot dl \cdot dS} = \frac{3}{2} \cdot \frac{M_{fl}}{\rho_f \cdot \sum \Delta S \cdot \Delta l \cdot A_f} \quad (2-23)$$

$$D_{32} = \frac{0.63 \cdot R \cdot Q_{ext} \cdot M_{fl}}{\rho_f \cdot \sum \{\log(I_0/I_l)_{Lsca} \cdot \Delta S\}} \quad (2-24)$$

また燃料の液相当量比 Φ_l は、液相を除いた雰囲気質量と液相濃度 C_l より、次式のように表すことができる。

$$\Phi_l = \frac{AF_{stoich}}{AF_l} = \frac{AF_{stoich}}{\left(1 - \frac{C_l}{\rho_f}\right) \cdot \frac{\rho_a}{C_l}} \quad (2-25)$$

ここで, Φ_l : 液相の当量比 [-]

AF_{stoich} : 理論空燃比 [-]

AF_l : 液相の空燃比 [-]

ρ_a : 雰囲気気密度 [kg/m³]

2.2.4 噴霧の液相・蒸気相濃度分布の算出

光吸収理論と光散乱理論による蒸気相濃度と液相濃度の求め方を述べてきたが, 蒸気相濃度 C_v と液相濃度 C_l は光路長 l における平均濃度である. しかし実際の噴霧では光路中の燃料濃度分布が一様でないため, 蒸気相濃度 C_v を求める式(2-6)と液相濃度 C_l を求める式(2-20)から噴霧内の燃料濃度を直接求めることはできない. そこで図 2.5 に示すように, 噴霧の断面を同心円状の要素に分け, 要素内では噴霧の濃度が一定であると仮定するタマネギの皮むきモデルを用いることによって, 噴霧内の局所の燃料濃度分布を求めた⁽¹⁾.

図 2.5 に示すように噴霧の外を通り減衰されない光を I_0 とし, 噴霧の外側から中心軸に向かって一つ目の要素を通過して減衰された光を I_1 , 二つ目の要素を通過して減衰された光を I_2 というようにする. まず, 一つ目の要素のみを通過する場合を考える. このとき蒸気相濃度を求める式(2-5)より透過光減衰率は次式で表せる.

$$\log(I_0/I_1)_{Vabs} = \frac{\varepsilon \cdot 10^2}{MW} \cdot C_v(l) \cdot l_{1,1} \quad (2-26)$$

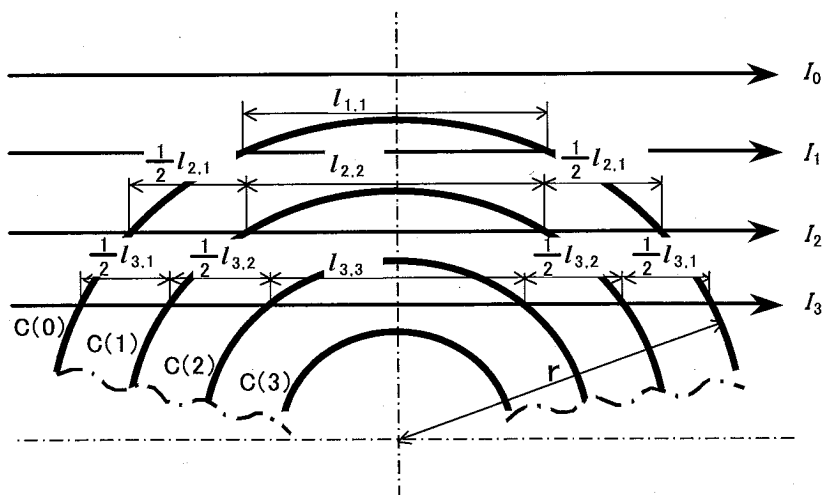


図 2.5 タマネギの皮むきモデル

次に外側から二番目と i 番目の要素を通過するときを考えると、透過光減衰率は式(2-27)と式(2-28)のようになる。

$$\log(I_0/I_t)_{Vabs} = \frac{\varepsilon \cdot 10^2}{MW} \cdot (C_v(1) \cdot l_{2,1} + C_v(2) \cdot l_{2,2}) \quad (2-27)$$

$$\log(I_0/I_t)_{Vabs} = \frac{\varepsilon \cdot 10^2}{MW} \cdot \sum_{k=1}^i (C_v(k) \cdot l_{i,k}) \quad (2-28)$$

よって i 番目の要素における蒸気相濃度 $C_v(i)$ は次式のようになり、噴霧の外側から順々に各要素の蒸気相濃度が算出される。

$$C_v(i) = \frac{1}{l_{i,i}} \cdot \left[\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{MW}{10^2} \cdot \log(I_0/I_t)_{Vabs} - \sum_{k=1}^{i-1} (C_v(k) \cdot l_{i,k}) \right] \quad (2-29)$$

同様にして、 i 番目の要素における液相濃度 $C_l(i)$ は次式のようになる。

$$C_l(i) = \frac{1}{l_{i,i}} \cdot \left[\frac{2}{3} \cdot \rho_f \cdot D_{32} \cdot \frac{2.303 \cdot \log(I_0/I_t)_{Lsca}}{R \cdot Q_{ext}} - \sum_{k=1}^{i-1} (C_l(k) \cdot l_{i,k}) \right] \quad (2-30)$$

タマネギの皮むきモデルにおける光路長 l は幾何学的に求めることができる。以下に用いる記号は図 2.5 に示す通りである。各要素の間隔を $2w'$ とすると、最も外側の噴霧半径 r は次式のようになる。

$$r = 2w'x \quad (2-31)$$

ここで、 x : 噴霧の分割要素数

一番外側の要素を通る透過光の光路長は、幾何学的関係から次式で求まる。

$$\{(l/2) \cdot l_{1,1}\}^2 + (r - w')^2 = r^2 \quad (2-32)$$

次に外側から二番目の要素を通る透過光については次式のようになる。

$$\{(l/2) \cdot L_{2,1}\}^2 + (r - 3w')^2 = r^2 \quad (2-33)$$

$$\{(l/2) \cdot L_{2,2}\}^2 + (r - 3w')^2 = (r - 2w')^2 \quad (2-34)$$

ここで、 $l_{2,1} = L_{2,1} - L_{2,2}$

$$l_{2,2} = L_{2,2}$$

これにより、外側から二番目の要素を通過する光路長 $l_{2,1}$ 、 $l_{2,2}$ は次のように表すことができる。

$$L_{2,1} - L_{2,2} = l_{2,1} = 2\sqrt{r^2 - (r - 3w')^2} - 2\sqrt{(r - 2w')^2 - (r - 3w')^2} \quad (2-35)$$

$$L_{2,2} = l_{2,2} = 2\sqrt{(r-2w')^2 - (r-3w')^2} \quad (2-36)$$

同様に，外側から m 番目の要素を通過する光路長 $l_{m,1}$, $l_{m,2}$, \dots $l_{m,m}$ は次式で表せる．

$$\begin{aligned} l_{m,n} &= L_{m,n} - L_{m,n+1} \\ &= 2\sqrt{\{r-(n-1)\cdot 2w'\}^2 - \{r-(2m-1)\cdot w'\}^2} - 2\sqrt{\{r-n\cdot 2w'\}^2 - \{r-(2m-1)\cdot w'\}^2} \end{aligned} \quad (2-37)$$

このようにしてそれぞれの光路長を求めることができるので，式(2-29)と式(2-30)より，各要素の蒸気相と液相濃度を算出できる．

2.2.5 噴霧内混合気温度の計算

蒸気相のモル吸光係数 ε が温度によってわずかながら変化するので，蒸気相の濃度計測の精度を向上させるためには，噴霧内の混合気温度を求めて補正する必要がある．

噴霧が高温雰囲気中に噴射されて蒸発していく過程では，燃料液滴の温度上昇と蒸発潜熱によって噴霧内の混合気温度は雰囲気温度より低下する．このとき，式(2-38)のように燃料液滴が蒸発するのに必要な熱量は，雰囲気空気から供給されるというエネルギーバランス式を与えることにより噴霧内の混合気温度 T_{mix} [K] を式(2-39)より求めることができる⁽²⁾．

$$C_v \cdot L + C_v \cdot (c_{fv} \cdot T_{mix} - c_{fl} \cdot T_{l0}) = C_a \cdot (c_a \cdot T_a - c_a \cdot T_{mix}) \quad (2-38)$$

$$T_{mix} = \frac{C_v \cdot (c_{fl} \cdot T_{l0} - L) + C_a \cdot c_a \cdot T_a}{C_v \cdot c_{fv} + C_a \cdot c_a} \quad (2-39)$$

ここで， c_{fv} ：蒸気相の定圧比熱 [kJ/(kg·K)]

c_{fl} ：液相の比熱 [kJ/(kg·K)]

c_a ：雰囲気空気の比熱 [kJ/(kg·K)]

T_{l0} ：初期液相温度 [K]

ただし，噴霧内の混合気温度 T_{mix} は，濃度分布計算に用いたタマネギの皮むきモデルに対応して，図 2.6 に示すような噴霧内の各領域で求めることになるので，最終的に式(2-39)は噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ として次式のように表すことにする．

$$T_{mix}(i) = \frac{C_v(i) \cdot (c_{fl} \cdot T_{l0} - L) + C_a(i) \cdot c_a \cdot T_a(i)}{C_v(i) \cdot c_{fv} + C_a(i) \cdot c_a} \quad (2-40)$$

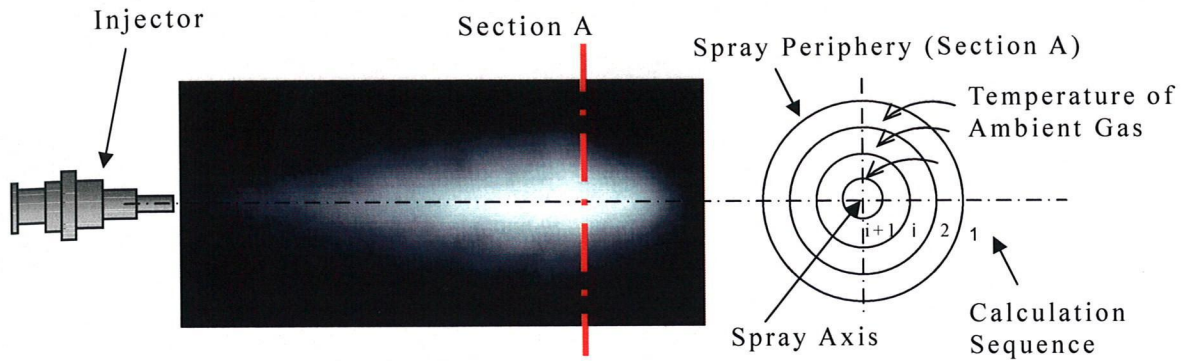


図 2.6 噴霧内混合気温度の算出モデル

この式において，燃料液滴の蒸発潜熱 L ，燃料蒸気の定圧比熱 c_{fv} ，燃料液滴の比熱 c_{fl} ，雰囲気空気の比熱 c_a については，物性値推算式⁽¹²⁾により温度の関数式として与えることができ，また噴霧内の雰囲気温度 $T_a(i)$ は，噴射前の雰囲気温度 T_a を用いることができる．そうすると蒸気相濃度 $C_v(i)$ と噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ を次のようにして解くことができる．

まず噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ に初期値を与え，モル吸光係数 ε をデータより求め，式(2-6)から蒸気相濃度 $C_v(i)$ を算出する．またこの噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ の初期値より，燃料液滴の蒸発潜熱 L ，燃料蒸気の定圧比熱 c_{fv} ，燃料液滴の比熱 c_{fl} ，雰囲気空気の比熱 c_a を算出する．そして噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ の初期値と雰囲気圧力 P を用いた状態方程式により，噴霧内の雰囲気濃度 $C_a(i)$ を求める．次にこれら算出した蒸気相濃度 $C_v(i)$ や雰囲気濃度 $C_a(i)$ などを式(2-40)に代入して，新たな噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ を算出し，その初期値と等しくなるかどうか調べる．初期値と算出した噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ が一致しない場合は，噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ の初期値と計算値の中間程度の値を次なる初期値として与えて再度上記の計算を行い，最終的に式(2-40)が収束するまで繰り返すことで，噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ と蒸気相濃度 $C_v(i)$ を特定していく．

2.2.6 解析フローチャート

二波長レーザー吸収散乱法による噴霧内の液相および蒸気相濃度分布の分離計測法について，これまで液相・蒸気相の分離計測法，光吸収理論による蒸気相

濃度の計測法，光散乱理論による液相濃度の計測法，液相・蒸気相濃度分布の定量化手法をそれぞれ述べてきた．そこでここでは，これらの解析の流れをまとめる．

図 2.7 に二波長レーザ散乱吸収法の解析フローチャートを示す．まず波長 λ_A の紫外レーザ光と波長 λ_T の可視レーザ光の入射光強度画像 $(I_0)_{\lambda_A}$, $(I_0)_{\lambda_T}$ を撮影したのち，噴霧を噴射して透過光減衰画像 $(I_t)_{\lambda_A}$, $(I_t)_{\lambda_T}$ を撮影する．そして，それらから，透過光減衰率画像 $\log(I_0/I)_{\lambda_A}$, $\log(I_0/I)_{\lambda_T}$ を作成する．

次にこれらの透過光減衰率画像 $\log(I_0/I)_{\lambda_A}$, $\log(I_0/I)_{\lambda_T}$ から，蒸気相濃度分布解析を行う．はじめに式(2-3)に示したように，波長 λ_A の紫外レーザ光による噴霧の透過光減衰率画像 $\log(I_0/I)_{\lambda_A}$ から，波長 λ_T の可視レーザ光による噴霧の透過光減衰率画像 $\log(I_0/I)_{\lambda_T}$ を差し引き，蒸気相による透過光減衰率画像 $\log(I_0/I)_{vabs}$ を求める．

さらに，噴霧の軸対称性を仮定し，透過光減衰率画像 $\log(I_0/I)_{vabs}$ を噴霧軸を中心に折り返し平均する．

こうして得られた透過光減衰率画像 $\log(I_0/I)_{vabs}$ を，Lambert-Beer の法則とタマネギの皮むきモデルにもとづいた式(2-29)を用いて解析し，噴霧の局所の蒸気相濃度分布を求める．ただしモル吸光係数 ε は温度依存性を持っているので，噴霧内の混合気温度を別途計算して補正する．

続いて液相の濃度分布解析に移るが，液相による透過光減衰画像 $\log(I_0/I)_{Lsc}$ は波長 λ_T の可視レーザ光による透過光減衰率画像 $\log(I_0/I)_{\lambda_T}$ である．蒸気相の場合と同様，噴霧の軸対称性を仮定して，これを噴霧軸を中心に折り返し平均する．ここで，液相質量が必要になるが，これは事前に計測している全噴霧量 M_f から，蒸気相の濃度分布解析で求まる蒸気相質量 M_v を差し引くことで求まる．そしてこの液相質量 M_{fl} から式(2-24)によりザウタ平均粒径 D_{32} を算出し，Bouguer-Lambert-Beer の法則とタマネギの皮むきモデルにもとづいた式(2-30)を使い，噴霧の局所の液相濃度分布を求める．

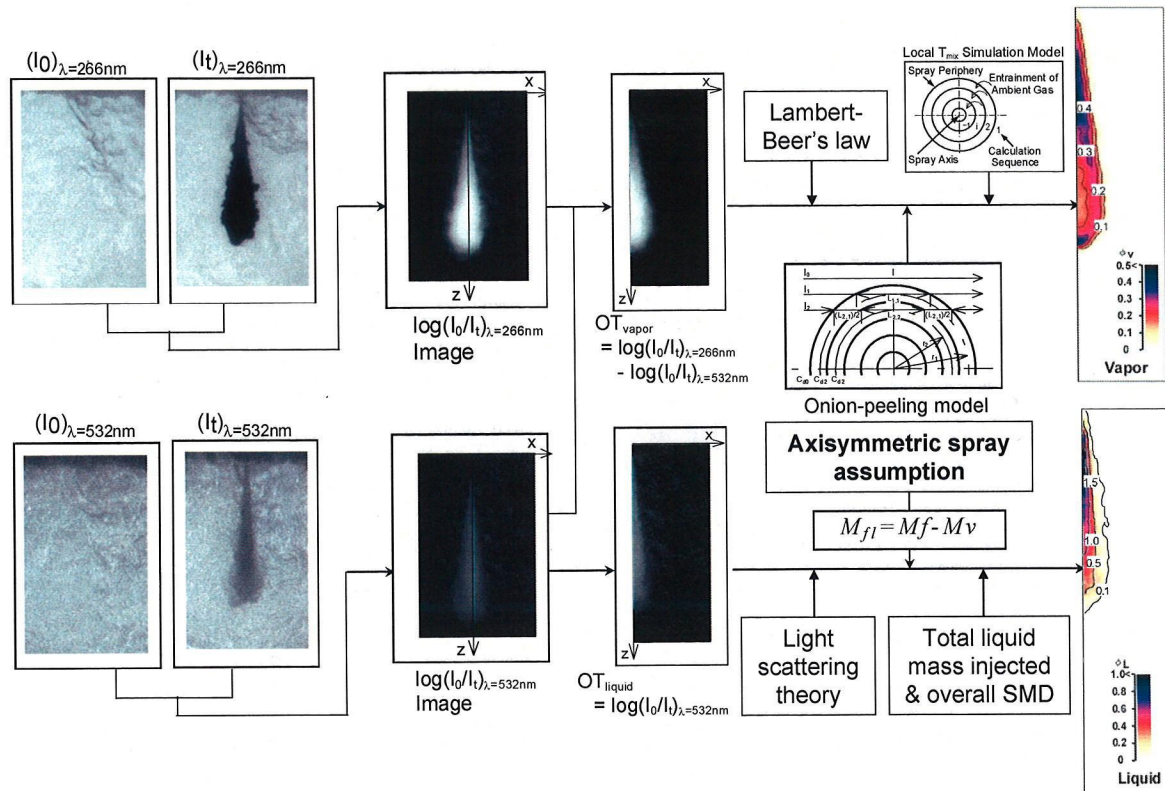


図 2.7 二波長レーザー吸収散乱法による液相と蒸気相濃度分布の計測の流れ

2.3 二波長レーザー吸収散乱法の非軸対称噴霧解析への拡張

2.3.1 計測原理

これまで、二波長レーザー吸収散乱(LAS)法の計測原理について述べてきたが、噴霧の軸対称性を仮定したタマネギの皮むきモデルを適用した解析であるため、解析の対象はすべて軸対称の噴霧であった。しかし直噴ガソリン機関における吸気行程および圧縮行程噴射いずれの場合でも、狭い燃焼室内に燃料を噴射するため、ピストンやシリンダライナへの衝突は避けられず、衝突後の噴霧は非軸対称になると考えられている。またそれらを積極的に利用した混合気を形成する方法が検討されているため、噴霧の解析は必要不可欠となってきた。

5章で述べるが、ホールインジェクタの一つであるVC0タイプのインジェクタから噴射される噴霧形状に非軸対称性が確認されている。これはインジェクタ噴孔入口付近の流動の非軸対称性が噴霧形状に影響を与えていると考えられ

ている。さらに噴霧間干渉が噴霧形状に影響を与える二噴孔インジェクタでも非軸対称噴霧が確認されている。こうした非軸対称性のある噴霧に二波長レーザ吸収散乱法を適用するために、以下に述べる非軸対称噴霧用二波長レーザ吸収散乱法を開発した。

蒸気相の吸収による透過光減衰率の式 (2-5) を光路方向に積分することで、光路中 (単位投影面積あたり) に存在する蒸気相質量を求めることができる。図 2.2 に示すように、入射強度 I_0 のレーザ光が蒸気相濃度 C_v [kg/m³] の光路長 l の領域を通過して強度 I_t になるとする。この時、光路中の微小長さ dl の領域の蒸気相による透過光減衰率は以下の式 (2-41) で表すことができる。

$$\log\left(\frac{I}{I+dl}\right)_{Vabs} = \frac{\varepsilon}{MW} \cdot C_v \times 10^2 dl \quad (2-41)$$

ここで、 C_v : 蒸気相濃度 [kg/m³]

l : 光路長 [m]

ε : モル吸光係数 [litter/(mol·cm)]

MW : 分子量 [kg/kmol]

式 (2-41) を光路方向に積分することにより、光路の単位断面積あたりの蒸気相質量の積算値 $\overline{C_v}$ [kg/m²] を式 (2-42) にように示すことができる。

$$\begin{aligned} \overline{C_v} &= \int_l C_v dl = \frac{MW}{\varepsilon} \int_l \log\left(\frac{I}{I+dl}\right)_{Vabs} dl \\ &= \frac{MW \cdot \log(I_0/I_t)_{Vabs}}{\varepsilon} \end{aligned} \quad (2-42)$$

ここで $\overline{C_v}$: 光路の単位断面積あたりの蒸気相質量の積算値 [kg/m²]

この時、モル吸光係数は噴霧内において一定であると仮定している。モル吸光係数は図 2.8 に示すように温度に依存する⁽¹³⁾。図 2.8 は実験により求めた圧力 1.0MPa におけるモル吸光係数で、温度が低下すると増大する。

これまでの軸対称自由噴霧の二波長レーザ吸収散乱法を用いた解析結果によると、噴霧内での燃料蒸発による噴霧内の温度低下は最大で約 40℃程度であり、モル吸光係数の低下割合は最大で 2%程度である。つまりこれによって算出される蒸気相質量は約 2%増加するが、この誤差は十分に小さいと考えられる。したがってモル吸光係数を一定としても解析に差し支えないと判断した。

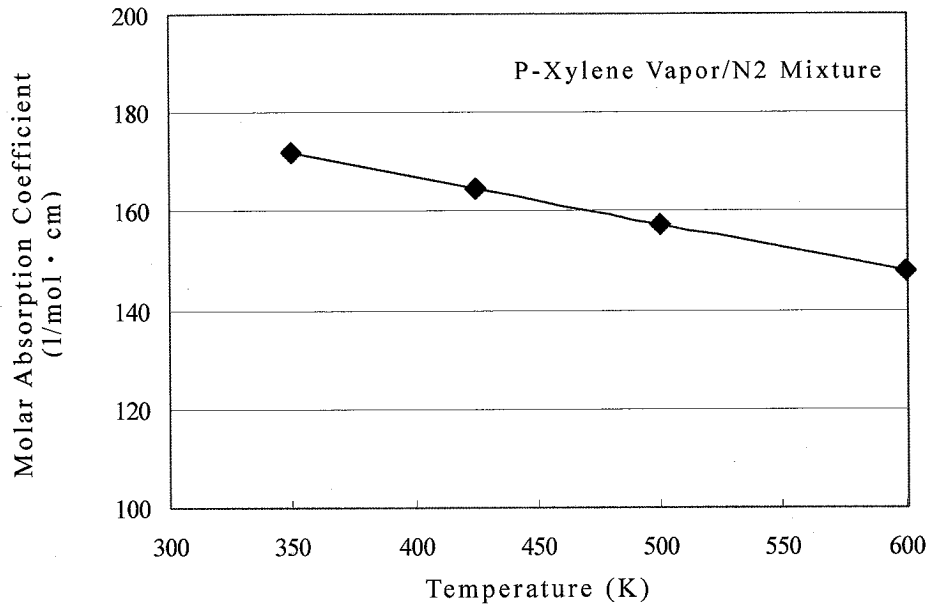


図 2.8 パラキシレン蒸気と窒素の混合気体のモル吸光係数の温度依存性
(P=1.0MPa)

燃料噴霧中の蒸気相質量 MV [kg]は平均蒸気濃度を噴霧領域全体 S において積分を行うことで求めることができ、式 (2-43) のように表すことができる。

$$M_v = \int_S \overline{C}_v dS = \int_S \frac{MW \cdot \log(I_0/I_t)}{\epsilon} \times 10^{-2} dS \quad (2-43)$$

2.3.2 解析フローチャート

二波長レーザー吸収散乱法による軸対称と見なせる噴霧内の液相および蒸気相濃度分布の分離計測法について 2.2.6 で述べてきた。ここでは二波長レーザー吸収散乱 (LAS) 法を非軸対噴霧も解析できるよう改良した。それらを計測手順に沿って図 2.9 にまとめた。図 2.7 に示した軸対称噴霧用の二波長レーザー吸収散乱 (LAS) 法と解析フローはほぼ同等であるが、噴霧の軸対称性を仮定したタマネギの皮むきモデルを適用できない。したがって噴霧の局所の液相濃度分布を求めることはできないが、光路の単位断面積あたりの蒸気相質量の積算値 \overline{C}_v [kg/m²]を示すことができる。

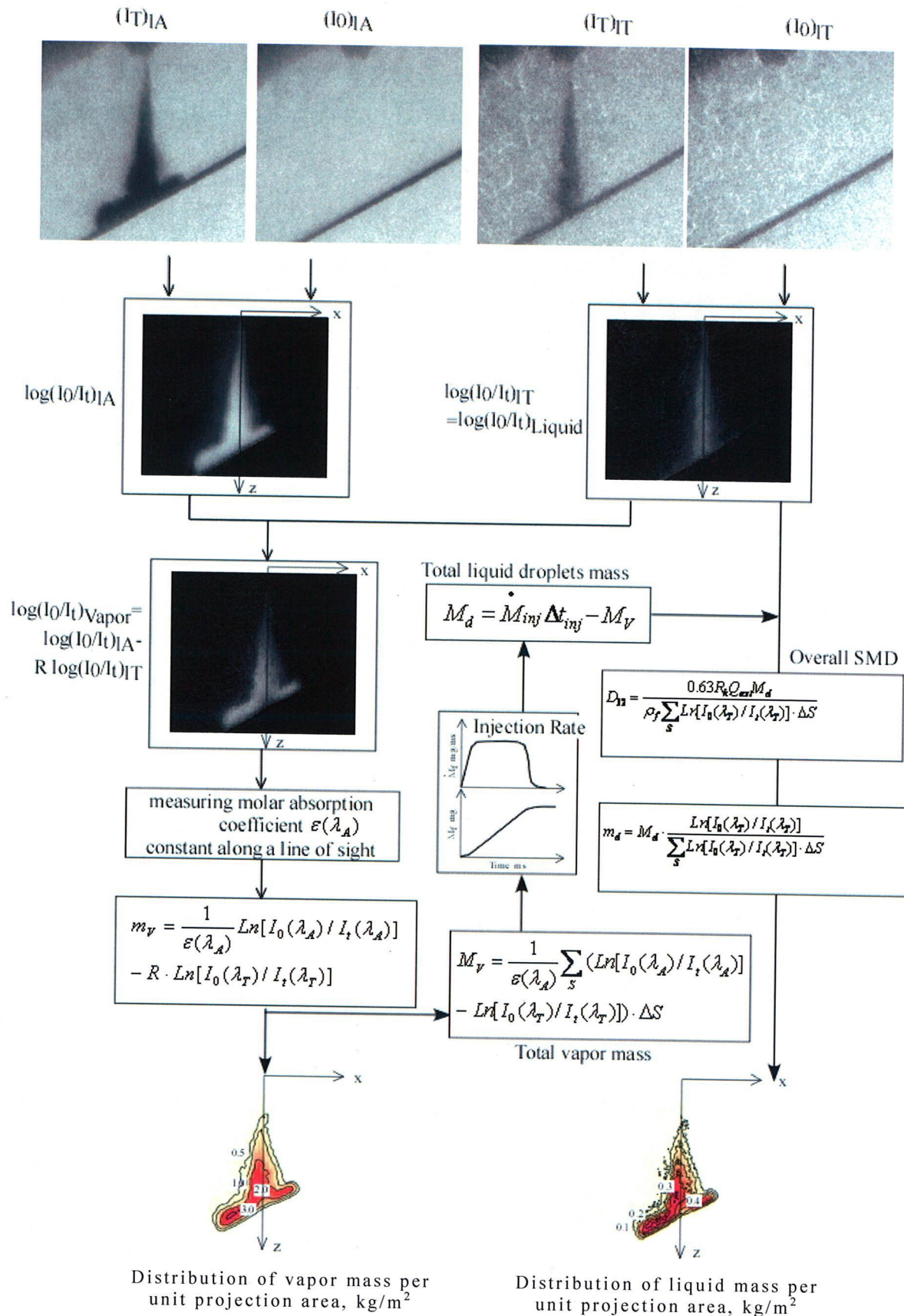


図 2.9 非軸対称噴霧の解析フローチャート

2.4 試験燃料

二波長レーザ吸収散乱法をガソリン噴霧の液相・蒸気相濃度計測に用いるためには、次のような条件を満たす燃料が必要である。

条件 1：気体および液体（粒子の分裂や蒸発）に関する物性値がガソリンに近いこと。

条件 2：紫外光を強く吸収し、可視光を吸収しないこと。

条件 3：紫外光で Lambert-Beer の法則が成立し、温度依存性が小さいこと。

条件 1 は二波長レーザ吸収散乱法で用いる燃料がガソリンで代用できることを示し、条件 2 は二波長レーザ吸収散乱法を適用できる光学的性質を有していることを示している。そして条件 3 は燃料の蒸発に伴う混合気温度の低下に対して、計測誤差を抑えることを意味するものである。

2.4.1 試験燃料の光吸収原理

燃料である炭化水素は紫外光を吸収する性質を持っている。燃料の分子は結合軸の方向の原子軌道による σ 結合（単結合）と、結合軸に垂直な原子軌道による π 結合（二重結合）によって連結されている⁽¹¹⁾⁽¹⁴⁾。しかし分子が特定の波長 λ の光を吸収すると、式(2-44)と式(2-45)に則ったエネルギー ΔE を得て、電子が $\sigma \rightarrow \sigma^*$ や $\pi \rightarrow \pi^*$ などの結合性軌道から反結合性軌道に遷移する。

$$\Delta E = h c \cdot \nu_c \quad (2-44)$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu_c} \quad (2-45)$$

ここで、 $h c$ ：プランク定数 [J·s] ν_c ：振動数 [s^{-1}] c ：光速 [m/s]

図 2.10 はエネルギー準位と電子遷移の関係を示したものである。 σ 結合は原子軌道の重なりが大きいので結合が強いが、 π 結合は原子軌道の側面で結合しているため結合が弱い。そのため σ 結合のエネルギー準位は低く、 $\sigma \rightarrow \sigma^*$ の電子遷移に大きなエネルギーを必要とするが、 π 結合は小さいエネルギーで $\pi \rightarrow \pi^*$ の電子遷移をすることができる。またエネルギー準位は、電子遷移のほかに分子の振動や回転エネルギーによるものが組み合わさっているため、各軌道ではさらにエネルギー準位が細分化されているが、概略は電子遷移によって決まっている。

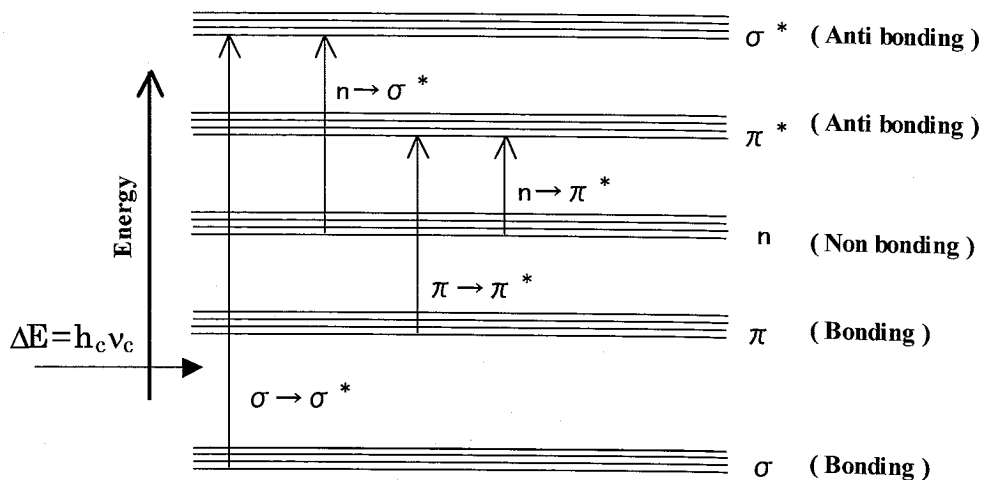


図 2.10 エネルギー準位と電子遷移⁽¹⁴⁾

表 2.2 電子遷移と吸収スペクトルの特徴⁽¹⁵⁾

Electronic Transition	λ_{max} (nm)	ϵ_{max} (l/mol·cm)	Chemical Structure
$\sigma \rightarrow \sigma^*$	≤ 170	$\leq 10^4$	Paraffin
$n \rightarrow \sigma^*$	≤ 200	$\leq 10^3$	Ketone
$\pi \rightarrow \pi^*$	≥ 180	$10^4 \sim 10^5$	Olefin, Aromatic
	≥ 250	$10^2 \sim 10^3$	Aromatic
$n \rightarrow \pi^*$	260 ~ 650	$10 \sim 10^2$	Ketone

そこで表 2.2 に示すように電子遷移の種類によって、吸収極大波長 λ_{max} , そのときのモル吸光係数 ϵ_{max} , 電子遷移が可能な分子の化学構造をまとめることができる。本研究では燃料に吸収を示す波長 λ_A として, Nd:YAG レーザの第四高調波 (266nm) を, また燃料に吸収を示さない波長 λ_T として第二高調波 (532nm) を用いるため, 燃料には波長 266nm において強く吸光し, 波長 532nm において吸光しない性質が必要である。したがって二波長レーザ吸収散乱法に用いる燃料は, 表 2.2 にある $\pi \rightarrow \pi^*$ の電子遷移を持つ物質, すなわちアロマチックかオレフィンであることが前提条件となる。

2.4.2 試験燃料の物性値

Nd:YAG レーザの第四高調波 (266nm) で強い吸収を示すアロマチックの中から,

蒸発に関する物性値として沸点を，また微粒化に関する物性値として，燃料密度，動粘度，表面張力を取り上げ，比較的ガソリンに物性が近いベンゼン，トルエン，パラキシレンを候補とした．表 2.3 にそれらの物性値を示す．

本研究ではガソリン噴霧の二波長レーザ吸収散乱法試料燃料として上記の四つの候補燃料に対し，蒸発に関する物性値としては燃料の蒸発速度や蒸気相の

表 2.3 候補燃料の物性値⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾

	Biling Point (K)	Density (kg/m ³)	Kinetic Viscosity (mm ² /s)	Surface Tension (mN/m)
Gasoline	T ₁₀ ^{*1} ≤ 343 348 ≤ T ₅₀ ^{*1} ≤ 383 T ₉₀ ^{*1} ≤ 453 T ₁₀₀ ^{*1} ≤ 493	<783 ^{*1}	0.737 ^{*2}	20.8 ^{*2}
Benzene C ₆ H ₆	353.3	874	0.690	28.2
Toluene C ₆ H ₅ (CH ₃)	383.6	862	0.640	27.3
p-Xylene C ₆ H ₄ (CH ₃) ₂	411.5	857	0.706	27.8

*1 JIS K 2202

T10 : Distillation Temperature of 10% mass
T50 : Distillation Temperature of 50% mass
T90 : Distillation Temperature of 90% mass
T100 : Distillation Temperature of 100% mass

*2 Isooctane

吸光特性による Lambert-Beer の法則の検証を行い，紫外光を強く吸収し可視光を吸収しないという吸光特性の必要性から液相の吸収スペクトルを測定し⁽²¹⁾，これらの結果よりパラキシレンを試料燃料とした．

2.4.3 吸光度とモル濃度の関係

(1) 実験装置及び方法

パラキシレン蒸気相にて，Lambert-Beer の法則が成立していることの確認と，波長 266nm におけるモル吸光係数 ϵ を求めるため，図 2.11 に示す燃料蒸気相吸収スペクトル計測装置で蒸気相の吸収スペクトルを計測した．光源には波長 190nm から 410nm までの光を発する重水素ランプ (Ocean Optics 製) を用い，光ファイバーで高温高圧セルに導いて照射した．そして高温高圧セルを通過した

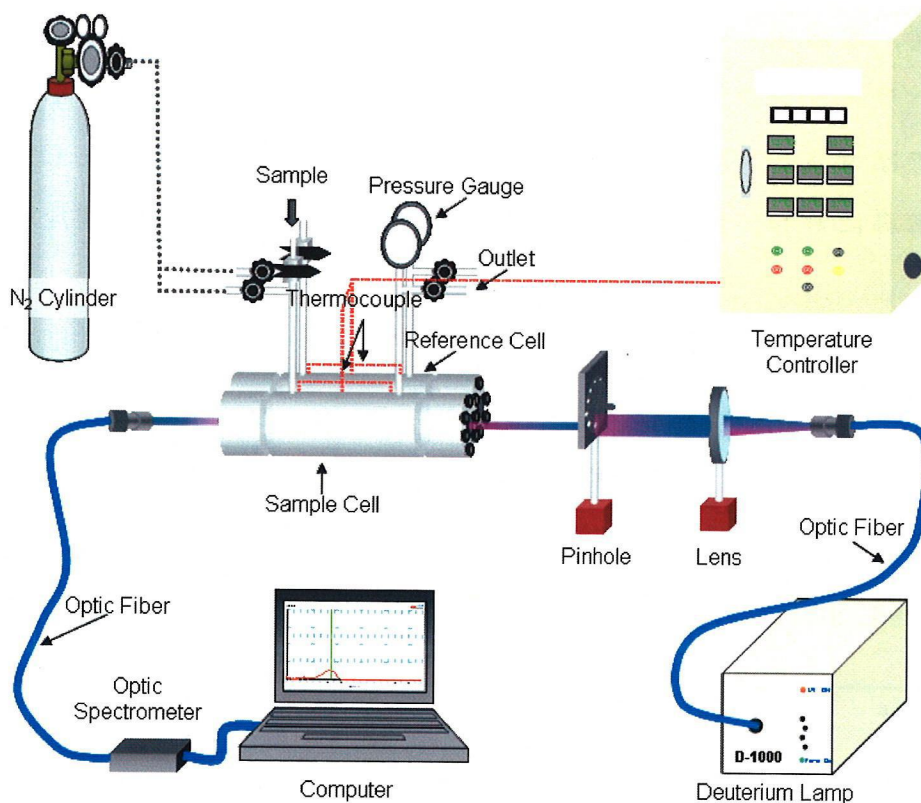


図 2.11 燃料蒸気相吸収スペクトル計測装置

光を再び光ファイバーを介して分光器(Ocean Optics 製, S-2000)に導いて分光し、解析ソフト(Ocean Optics 製, 00IBase 32)にて処理した。

高温高圧吸収セルは図 2.12 に示すように参照光側(窒素)と、サンプル側(燃料+窒素)の二つのセルからなり、それぞれ内径が 15mm, 光路長 l が 100mm である。セルの外側は加熱用電熱ヒータで囲まれており、800K までの加熱が可能である。また高温高圧に耐え、照射する光がウィンドウで減衰することのないよう考慮して石英ガラスを用いた。

実験方法に関しては、まず P と温度 T が設定された参照光側の高温高圧セルを通った重水素ランプの光を、各波長の入射光 I_0 としてコンピュータに取り込んだ。次に、同じ圧力 P と温度 T が設定され、燃料を注入したサンプル側の高温高圧セルを通った重水素ランプの光を、各波長の透過光強度 I_t としてコンピュータに取り込んだ。そしてそれらを解析ソフトで処理して各波長の吸光度 $\log(I_0/I_t)$, すなわち吸収スペクトルを得た。このような計測を蒸気相濃度 C_v ,

圧力 P 、温度 T を変化させながら行い、波長 266nm の吸光度 $\log(I_0/I_t)$ を式 (2-5) の $\log(I_0/I_t)_{vabs}$ として与え、モル吸光係数 ϵ を求めた。

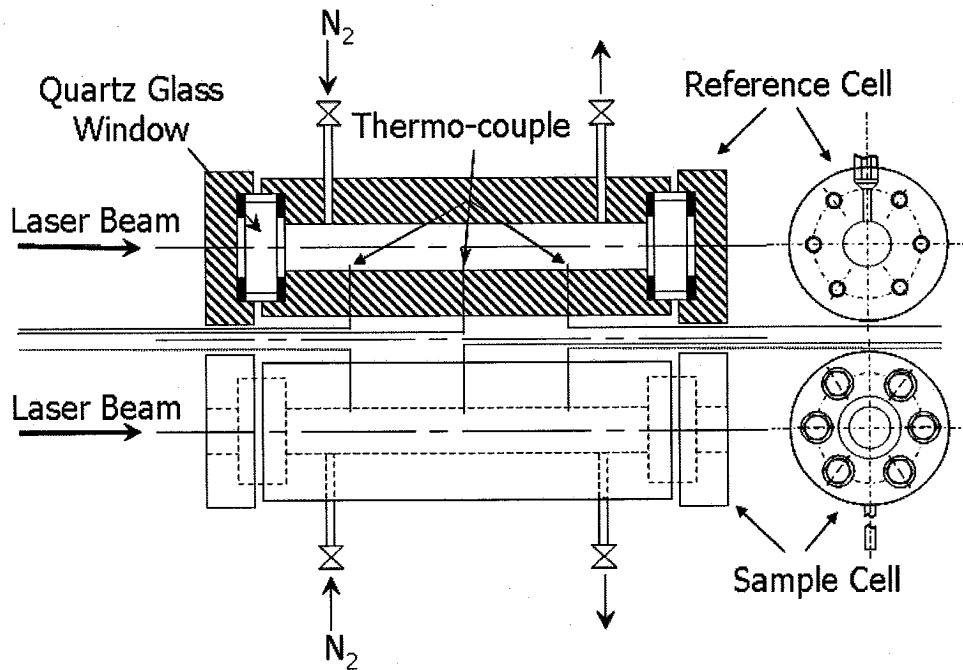


図 2.12 高温高压吸収セル

(2) 試料の注入法

本実験では吸光度の測定に用いた試料の量は極めて少量であるため、規定量の試料を測定するのにマイクロシリンジ（容量 $5\mu\text{l}$ 、針長 120mm）を用いた。試料燃料は容器が目標温度に達し、定常状態になった直後に試料を入口から注入した。これは長時間加熱することによって試料燃料が熱分解するのを防ぐためである。また一つの条件での測定回数を増やすことにより信頼性の高い結果を算出している。

(3) 実験条件

圧力 P と温度 T の実験条件を、圧縮行程で燃料が噴射される機関の筒内状態を考慮して設定した。圧縮行程の筒内圧力 $P(\theta_{CA})$ と温度 $T(\theta_{CA})$ は、圧縮初期の圧力 P_0 、温度 T_0 、体積 V_0 を与えてやれば、式 (2-46) の断熱変化の式、式 (2-47) のボイル・シャルルの法則、式 (2-48) の機関の諸元から幾何学的に求まる体積 $V(\theta_{CA})$ を用いて計算することができる⁽¹⁵⁾。

$$P(\theta_{CA}) = P_0 \left(\frac{V_0}{V(\theta_{CA})} \right)^\kappa \quad (2-46)$$

$$T(\theta_{CA}) = \frac{P(\theta_{CA}) \cdot V(\theta_{CA})}{P_0 V_0} T_0 \quad (2-47)$$

$$V(\theta_{CA}) = \frac{\pi}{4} B^2 \left\{ (r_c + l_c) - \left(r_c \cos(\theta_{CA}) + \sqrt{l_c^2 - \sin^2(\theta_{CA})} \right) \right\} + \frac{\pi}{2} \frac{B^2 \cdot r_c}{C_r - 1} \quad (2-48)$$

ここで、 θ_{CA} : クランク角 [rad]

r_c : クランク半径 [m]

C_r : 圧縮比 [-]

B : ボア [m]

l_c : コンロッド長さ [m]

κ : 比熱比 [-]

そこで表 2.4 に示すような代表的な機関の諸元を用いて、圧縮行程の初期圧力 P_0 を 0.1MPa, 初期温度 T_0 を 293K, 初期体積 V_0 を吸気弁閉時期である BTDC113° のときの体積で与え、圧縮行程の筒内圧力 $P(\theta_{CA})$ と温度 $T(\theta_{CA})$ を計算した。なお空気は窒素と酸素の二原子分子で構成されているので、比熱比 κ は 1.4 とした。図 2.13 はその数値解析結果を示したものであり、BTDC 0° (TDC) に近づくほど空気が圧縮されるので、筒内圧力 $P(\theta_{CA})$ と温度 $T(\theta_{CA})$ は高くなっ

表 2.4 筒内温度・圧力計算のための機関諸元

Bore	87.5mm
Stroke	83.1mm
Displacement	499.4cc
Compression Ratio	9.5
Conrod Length	150mm
Intake Valve Close Timing	BTDC* 113°

*BTDC: Before Top Dead Center

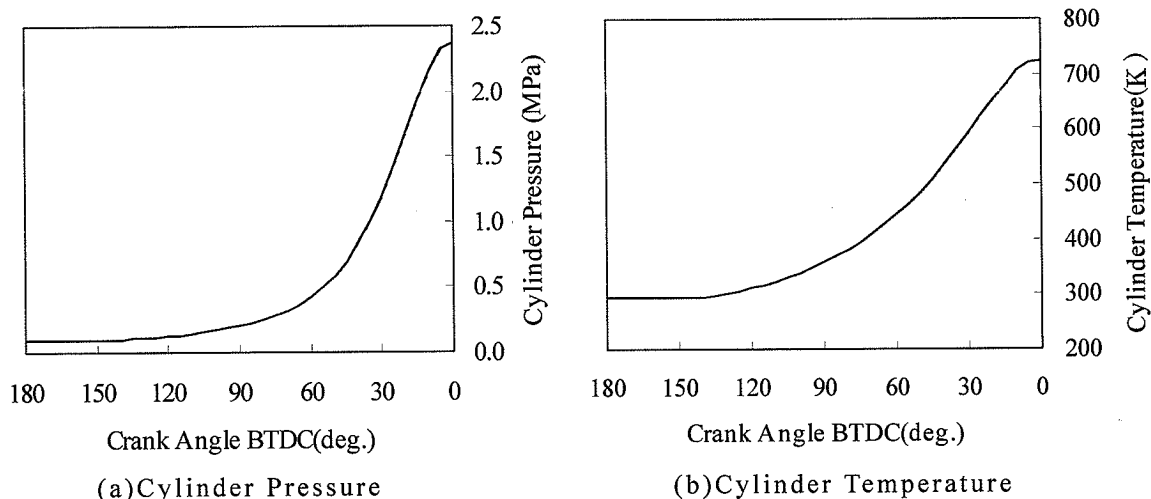


図 2.13 筒内圧力と温度の計算値

ていく．ここで実際の成層燃焼運転では，一般的に BTDC 60° 近辺でインジェクタから燃料が噴射され，BTDC 25° 前後で点火が行われるので，BTDC 60° から BTDC 25° の間で噴霧の混合気形成が行われることになる．また均質燃焼運転では，BTDC 180° 以前に噴射される．このときの筒内圧力 $P(\theta_{CA})$ と温度 $T(\theta_{CA})$ を図 2.13 より求めると，筒内圧力は 0.1MPa から 1.5MPa，筒内温度は 300K から 600K まで変化する．そのため高温高压セルの実験条件を表 2.5 に示すように雰囲気圧力 P を 0.1MPa，0.5MPa，1.0MPa，1.5MPa に，雰囲気温度 T を 300K，400K，500K，600K に設定した．

表 2.5 高温高压セルの実験条件

Pressure (P)	0.1MPa, 0.5MPa, 1.0MPa, 1.5MPa
Temperature (T)	300K, 400K, 500K, 600K

(4) 蒸気相吸収スペクトル

実際の噴霧の蒸発過程においては，蒸発潜熱などの影響により混合気内には温度分布が存在する．噴霧内混合気温度の計算モデルを用いて温度補正をすることで，濃度計測の誤差を抑えることができる．そのため試験燃料のモル吸光係数 ϵ の温度依存性を確認する必要がある．また本計測法を機関内の混合気濃度の計測に応用・発展させる場合を考えると，図 2.13 のように筒内圧力 $P(\theta_{CA})$ がクランク角とともに時々刻々変化するので，燃料のモル吸光係数 ϵ の圧力依存性が小さければ同様に濃度計測の誤差を抑えることができる．そこでパラキシ

レン蒸気相の吸収スペクトルの雰囲気温度 P と雰囲気圧力 P の影響を考察するとともに、燃料に吸収を示す波長 λ_A として用いる波長 266nm の紫外光におけるモル吸光係数 ε の雰囲気温度 P と雰囲気圧力 P の依存性についても考察した。

図 2.14 に雰囲気圧力 P が 0.1MPa, 蒸気相のモル濃度 C_{vm} が 0.7mol/m^3 の一定条件において、雰囲気温度 P を 300K, 400K, 500K, 600K としたときの紫外吸収スペクトルの雰囲気温度 P に対する影響を示す。これらの吸収スペクトルを比較すると、雰囲気温度 P が高くなると吸収スペクトルのピークが長波長にシフトしながら下がるとともに、吸収スペクトルの裾野の吸光度が高くなり、かつ幅が広がる。これは雰囲気温度 P が高いと分子内の振動や回転が増加して、図 2.10 に示している電子が遷移するエネルギー準位が複雑に変化してしまうので、吸収スペクトルのピークが下がってブロードになるものと考えられる。

図 2.15 には、雰囲気温度 P が 500K, 燃料蒸気相のモル濃度 C_{vm} が 0.7mol/m^3 の一定条件において、雰囲気圧力 P を 0.1MPa, 0.5MPa, 1.0MPa, 1.5MPa としたときの紫外吸収スペクトルの雰囲気圧力 P に対する影響を示す。これら結果から雰囲気圧力が高いほど吸収スペクトルのピークが下がることが見受けられた。これは雰囲気圧力 P が高い場合は、周辺の気体分子との衝突が増加するために、ねじれや水素分子の振動によって分子形状の対称性が低下し、その結果、吸収スペクトルのピークが下がってブロードになると考えられる。

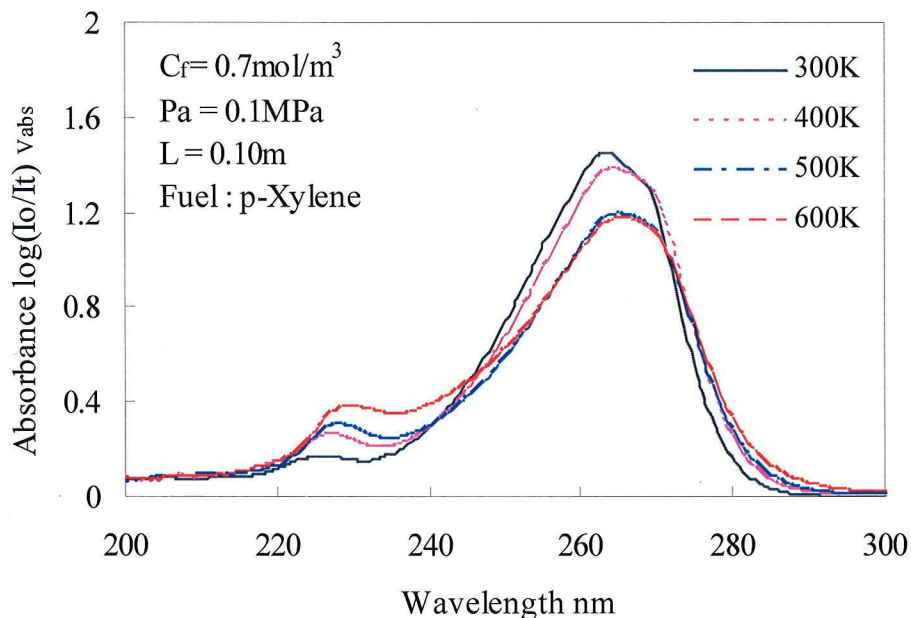


図 2.14 吸収スペクトルに対する雰囲気温度の影響

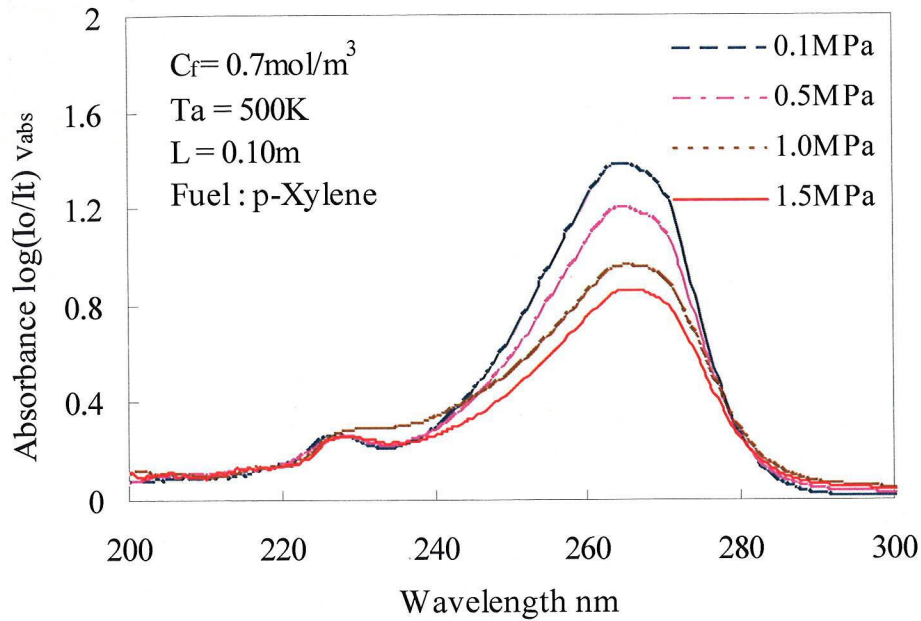


図 2.15 吸収スペクトルに対する雰囲気圧力の影響

(5) 試験燃料の吸光度とモル濃度

高温高圧セルを用いた燃料蒸気相吸収スペクトル計測装置にて，パラキシレン蒸気相の吸収スペクトルを計測し，燃料に吸収を示す波長 λ_A として用いるNd:YAGレーザの第四高調波(波長266nm)の吸光度が式(2-5)のLambert-Beerの法則に従うかどうか確認した。

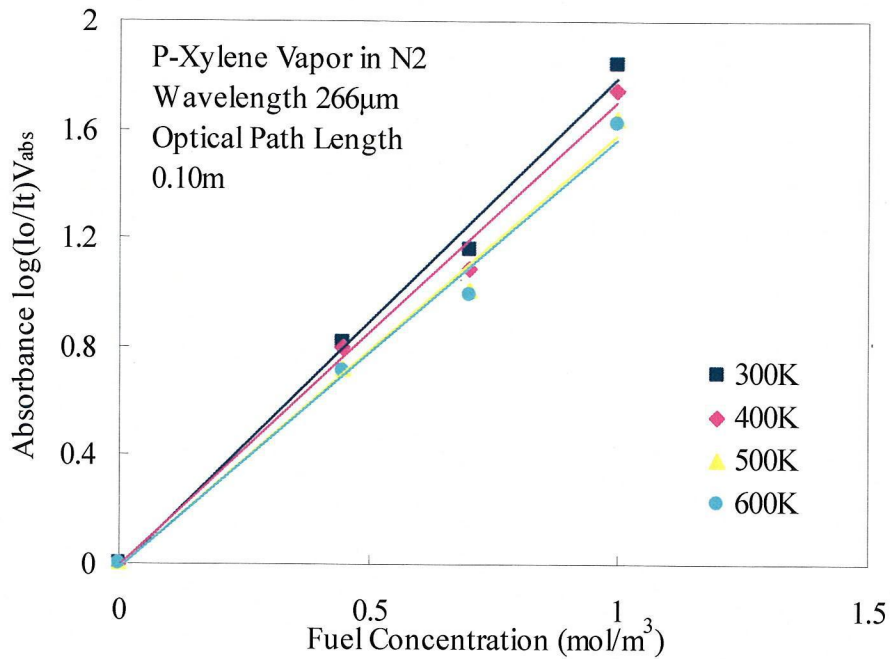
蒸気相のモル濃度 C_{vm} [mol/m³]は，蒸気相濃度 C_v [kg/m³]と分子量 MW [kmol/kg]を用いて式(2-5)で表せるので，式(2-5)のLambert-Beerの法則は式(2-50)のようになる。高温高圧セルの場合，モル吸光係数 ϵ と光路長 l は一定なので，蒸気相のモル濃度 C_{vm} は吸光度 $\log(I_0/I_t)_{vabs}$ と比例関係となる。

$$C_{vm} = (C_v / MW) \times 10^3 \quad (2-49)$$

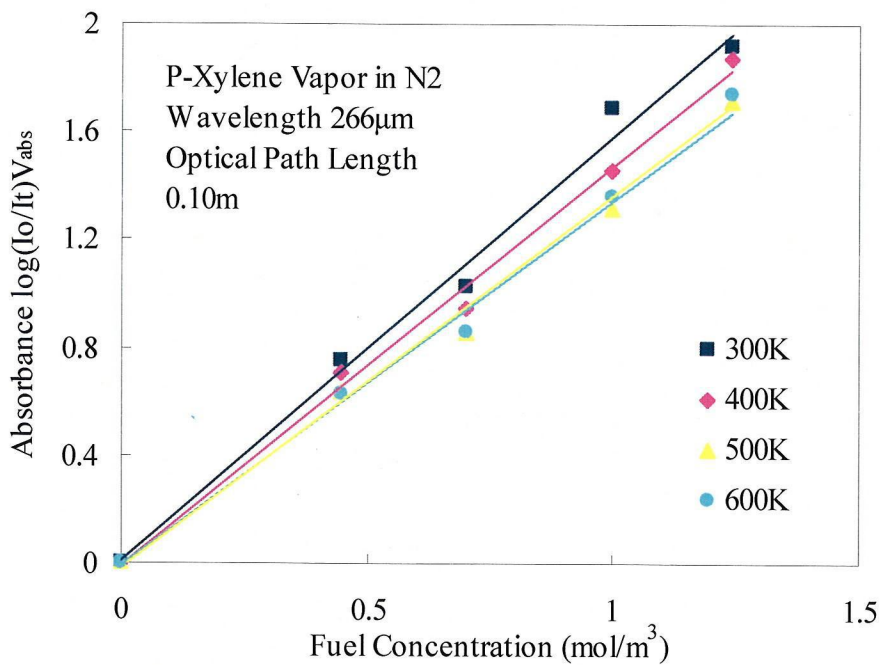
$$\log(I_0 / I_t)_{vabs} = \epsilon \cdot l \cdot C_{vm} \times 10 \quad (2-50)$$

図 2.16 に雰囲気圧力 P が0.1MPa, 0.5MPa, 1.0MPa, 1.5MPaにおいて，雰囲気温度 P を300K, 400K, 500K, 600Kとしたときの蒸気相のモル濃度 C_{vm} と吸光度 $\log(I_0/I_t)_{vabs}$ の関係を示す。ここで実験した全ての雰囲気圧力と雰囲気温度の条件下で蒸気相のモル濃度 C_{vm} と吸光度 $\log(I_0/I_t)_{vabs}$ は，直線で表せる比例関係にあり，Lambert-Beerの法則が成り立っていることが確認できる。しかし使用されているソフトウェア00IBase32上，最大値に制約があるため，吸光度が2以上となるモル濃度は測定が不可能である。

次に各雰囲気圧力において、蒸気相のモル濃度 C_{vm} と吸光度 $\log(I_0/I_t)_{vabs}$ の関係を詳細に見ると、雰囲気温度 P が 500K と 600K ではほとんど特性差がなく、雰囲気温度 P が 400K 以下の場合には、わずかながら吸光度 $\log(I_0/I_t)_{vabs}$ が高くなるという性質をもっている。

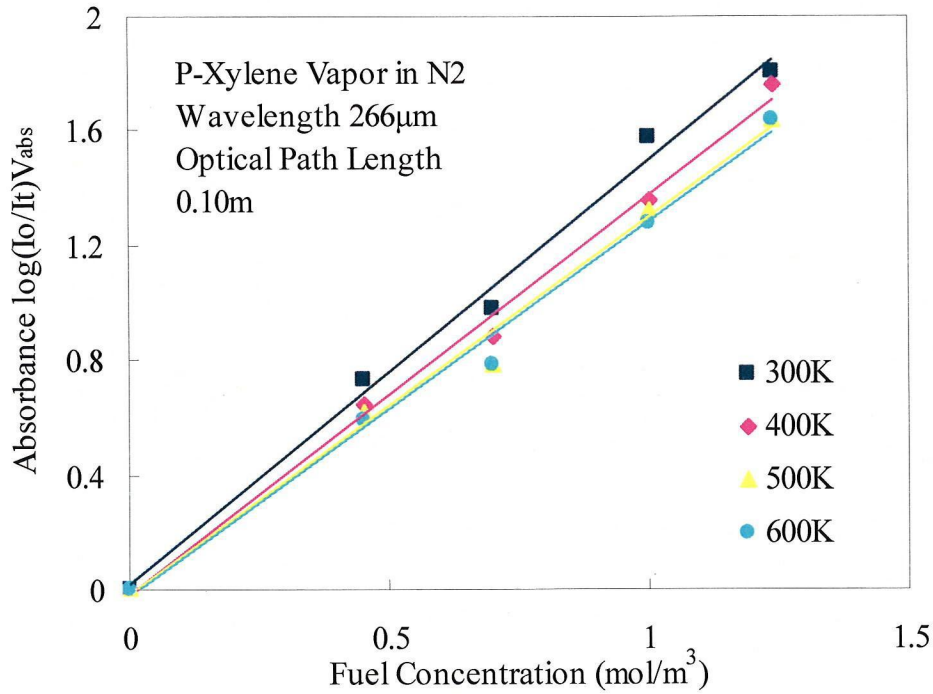


(a) $P=0.1\text{MPa}$

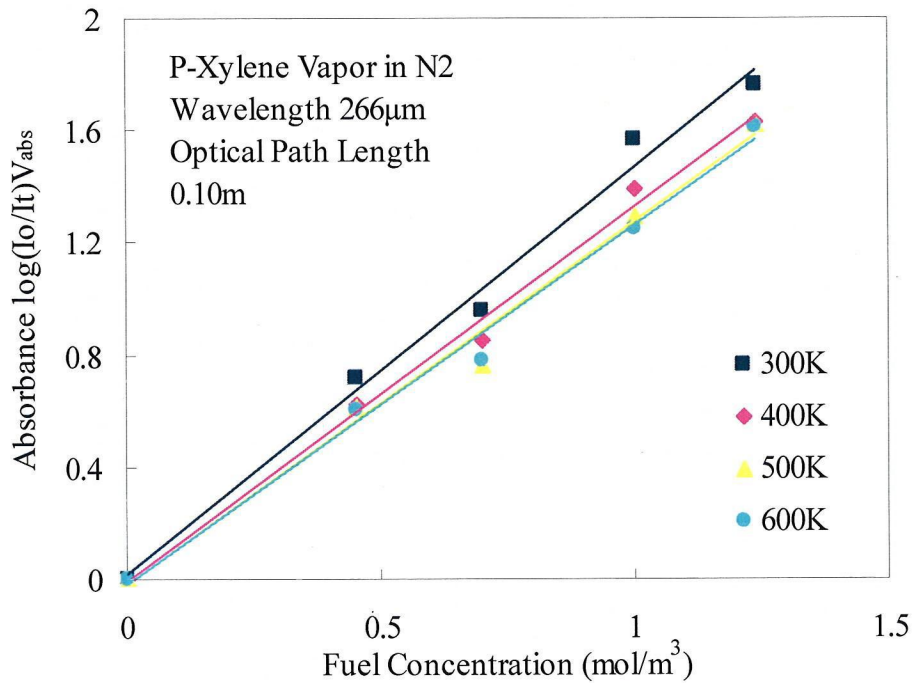


(b) $P=0.5\text{MPa}$

図 2.16 パラキシレン蒸気-窒素混合気の吸光度とモル濃度の関係



(c) P=1.0MPa



(d) P=1.5MPa

図 2.16 パラキシレン蒸気-窒素混合気吸光度とモル濃度の関係 (続き)

さらにこの蒸気相吸収スペクトル計測装置を用いた蒸気相のモル濃度 C_{vm} と吸光度 $\log(I_0/I_t)_{Vabs}$ の実験データから、パラキシレンの分子量 MW は 106、セルの光路長 l は 0.1m と既知なので、式(2-50)より噴霧の蒸気相濃度 C_v または C_{vm} を求めるために事前に必要なモル吸光係数 ϵ を算出することができる。

2.4.4 試験燃料のモル吸光係数

ここまでの各雰囲気圧力 P と雰囲気温度 P におけるパラキシレンの蒸気相のモル濃度 C_{vm} と、吸光度 $\log(I_0/I_t)_{vabs}$ の実験データをもとにモル吸光係数 ϵ を算出して、雰囲気温度と雰囲気圧力に対する依存性を検討した。

図 2.17 にガソリン噴霧で用いるパラキシレンのモル吸光係数 ϵ の温度依存性を示す。パラキシレンのモル吸光係数 ϵ は圧力依存性が多少あるが、温度依存性は非常に小さい。従ってパラキシレンは二波長レーザ吸収散乱法の燃料として使用できることが確認できた。

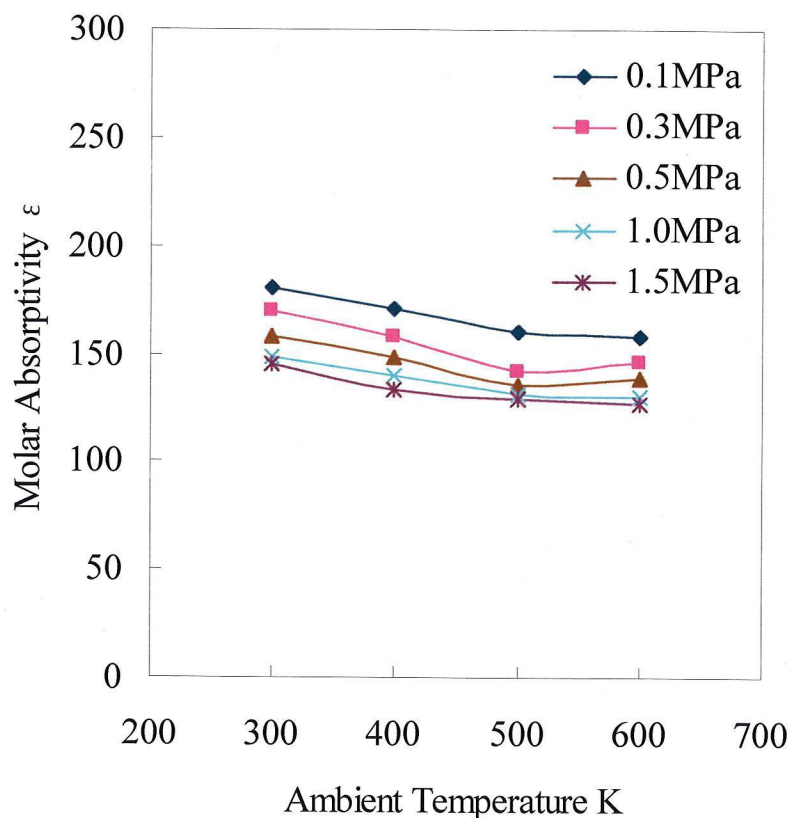


図 2.17 試験燃料のモル吸光係数の圧力・温度依存性

2.5 結言

直噴ガソリン機関の吸気および圧縮行程噴射での噴霧の壁面衝突、インジェクタの種類、噴霧間干渉などの影響により噴霧の軸対象性が失われることが確認されている。こうした非軸対称噴霧の混合気形成過程を調べるために、従来の軸対称噴霧を対象とした二波長レーザ吸収散乱 (LAS) 法を非軸対称噴霧も解析できるよう改良した。それにより液相と蒸気相の光路積算質量の分布を求め、混合気特性を評価することが可能となった。

また直噴ガソリン噴霧の吸気行程噴射を想定した混合気形成過程を解析するために、パラキシレンの常温常圧における吸光特性を調べ、適用範囲を広げた。結果をまとめると以下のようである。

- (1) 二波長レーザー吸収散乱法は、同時分離計測や定量計測、二次元計測などに適している。
- (2) 非軸対称噴霧用二波長レーザー吸収散乱法を用いることで、非軸対称噴霧、衝突噴霧などの混合気形成過程の解析が可能である。
- (3) 試験燃料パラキシレンの蒸気相における波長 266nm の吸光度は Lambert-Beer の法則に従うことを検証し、モル吸光係数の圧力の依存性があるものの、温度依存性が非常に低く、二波長レーザー吸収散乱法用の燃料として適している。

第3章 二波長レーザー吸収散乱法の直噴ガソリン噴霧への適用

3.1 緒言

二波長レーザー吸収散乱 (LAS; Laser Absorption Scattering) 法を直噴ガソリン噴霧への適用可否を後述する二つの項目について確認する。一つは直噴ガソリン機関用ホールインジェクタから噴射した噴霧画像を二波長レーザー吸収散乱法により撮影した場合に、解析可能な透過光減衰率分布が得られていることを示す。もう一方は軸対称噴霧および非軸対称噴霧の二波長レーザー吸収散乱法の計測精度を確認するため、完全蒸発噴霧の蒸気相質量を二波長レーザー吸収散乱法により計測し、これと別に計測した噴射量と比較する。

3.2 実験方法および装置

二波長レーザー吸収散乱法の実験装置の概略を図 3.1 に示す。実験装置は主に光学系、高温高压容器、燃料噴射系で構成されている。

(1) 光学系

光学系の仕様を表 3.1 に示す。光源には Nd:YAG レーザを用い、第二高調波 (532nm) の可視レーザー光と第四高調波 (266nm) の紫外レーザー光を同時に発振させる。それらの二つのビームは、可視レーザー光を通過し紫外レーザー光を反射させ

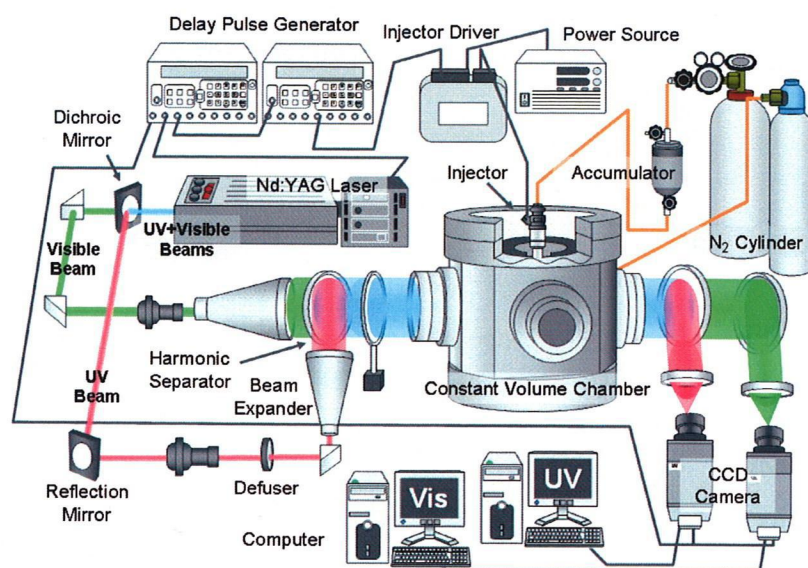


図 3.1 二波長レーザー吸収散乱法の実験装置

表 3.1 二波長レーザ吸収散乱法の光学系の仕様

Nd:YAG Laser	Type	Continuum, NY61-10	
	Wavelength	532nm	266nm
	Energy	300mJ	50mJ
	Energy Stability	±3.5%	±10.0%
	Pulse Width	4-6nm	3-5nm
CCD Camera	Type	Hamamatsu Photonics, C4880-21-24A	
	Effective Number of Pixels	512×512	
	Cell Size	24×24μm	
	Exposure Time	20ms or more	
	A/D Converter	12 / 14bits Grayscale	
Spectral Filter	Transmittance	λ=532nm: 80%	λ=266nm: 15%
Aperture	Diameter of Hole	λ=532nm: 16mm	λ=266nm: 8mm

るダイクロイックミラーによって可視レーザ光と紫外レーザ光に分離され、ビームエキスパンダによってそれぞれのビーム径が拡大される。その後、可視レーザ光と紫外レーザ光のビームはダイクロイックミラーによって再び合成され、高温高压容器内に照射される。

高温高压容器内に照射された可視レーザ光と紫外レーザ光のビームは、燃料液滴の散乱と燃料蒸気の吸収によって減衰を受けながら高温高压容器を通過し、再度ダイクロイックミラーによって可視レーザ光と紫外レーザ光のビームに分離される。そしてそのビームをレンズで集光して、可視レーザ光用と紫外レーザ光用の CCD カメラに取り込む。なお CCD カメラの前には迷光あるいは他波長の入射光を除去するために、アパーチャと図 3.1 に示す透過率特性をもつ可視光用と紫外光用の干渉フィルタを置く。

また容器内を高温高压にした場合、雰囲気密度むらにより取込画像上に光学的ゆらぎが生じるが、容器観測窓の直前に散乱膜(三菱レイヨン製、ミレファン SX-ポリプロピレン易含浸タイプフィルム)を置くことで、このゆらぎを除去する。そしてレーザや CCD カメラの光学機器の制御はディレイパルスジェネ

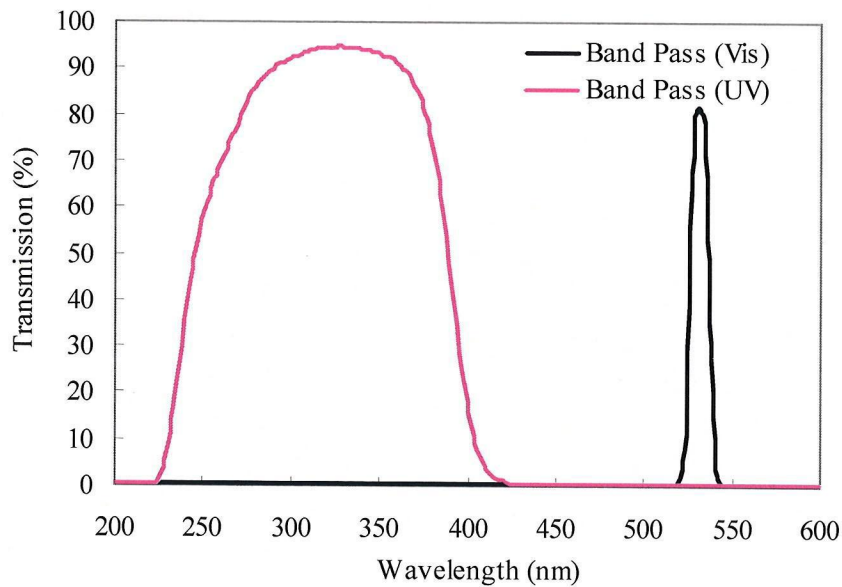


図 3.2 干渉フィルタの透過率特性

レータ (Stanford Research Systems 製, DG535) と 2 台のパーソナルコンピュータによって行う。

(2) 高温高圧容器

高温高圧容器の両端には，紫外レーザ光と可視レーザ光が容器内を通過できるように直径 100mm の合成石英製の観測窓を設ける．直噴ガソリンインジェクタは容器の上部中央のアダプタに取り付けられ，そのアダプタにはインジェクタを冷却する水通路が設けられている．容器の底部には高温にするための合計 3 kW を発生するカンタル線ヒータを 3 つ取り付ける．さらに容器の内側および容器の周りを断熱材で覆って熱が逃げるのを防ぐ．高圧にするための雰囲気気体には窒素を用い，それを充填させる際の流動を利用して容器内を攪乱し，温度が均一となるようにする．

(3) 燃料噴射系

直噴ガソリンインジェクタは燃料が入ったアキュムレータ (日本アキュムレータ製, XJ250-1X) に配管されており，ポンベの圧力をアキュムレータにかけることによって噴射圧まで加圧される．噴射信号はディレイパルスジェネレータによって制御し，その信号はインジェクタドライバでインジェクタ内のニードルを吸引する電磁コイル用の信号に変換されて，インジェクタに送られる．

(4) 実験条件

直噴ガソリン噴霧を用いた噴射実験の実験条件を表 3.2 に示す. 直噴ガソリンインジェクタはホールタイプ (VCO; Valve Covered Orifice) のものである. また雰囲気条件は, 2.4.3 の高温高圧セルの実験条件で述べた機関運転の状態を模擬する検討に基づき, その中心付近の条件となるよう雰囲気圧力 P_a を 1.0MPa, 雰囲気温度 T_a を 500K とし, 噴射条件は噴射圧 P_f を 10MPa, 噴射期間 t_{inj} を 1.16ms に設定する.

表 3.2 実験条件

Injector	Injector	Type
	Fuel	P-Xylene
Ambient Condition	Gas	Nitrogen
	Temperature (T_a)	500K
	Pressure (P_a)	1.0 MPa
Injection Condition	Fuel Pressure (P_f)	15 MPa
	Injection Quantity (M_f)	1.88mg
	Injection Period (t_{inj})	1.16ms

3.3 直噴ガソリン噴霧の二波長レーザ吸収散乱画像

直噴ガソリン噴霧の二波長レーザ吸収散乱法の燃料として選定したパラキシレンが, 実際の直噴ガソリン噴霧において十分な透過光減衰率を示すかどうか検討した. 図 3.3 には可視光の透過光 $(I_t)_{\lambda_r}$ と紫外光の透過光 $(I_t)_{\lambda_u}$ の画像を, また図 3.4 には図 3.3 の画像をもとに式 (2-3) と式 (2-4) に則って求めた, 液相の透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Lsca}$ と蒸気相の透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Vabs}$ の画像を示す. 図 3.4 の画像を見ると, 噴射終了 (EOI; End of Injection) 後 $t_{EOI} = -0.5ms$ から 1.0ms に経過するにしたがって, 噴霧の液相の透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Lsca}$ は減少するが, 蒸気相の透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Vabs}$ は増加しており, 時間経過とともに蒸発が進んでいる様子を捉えることができている.

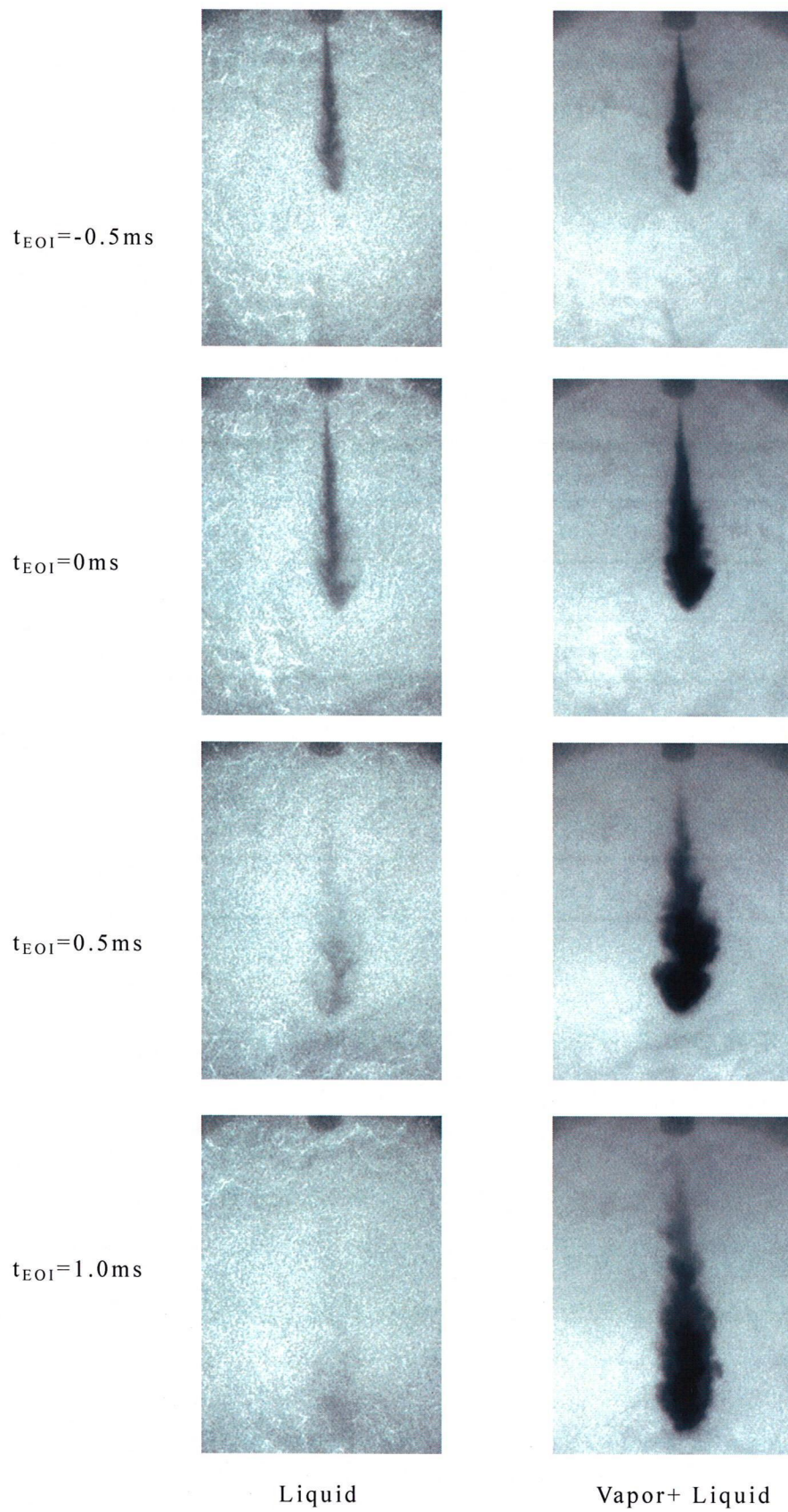


図 3.3 直噴ガソリン噴霧の液相と蒸気相の透過光画像
 ($P_a = 1 \text{ MPa}$, $T_a = 500 \text{ K}$, $P_f = 15 \text{ MPa}$, $t_{inj} = 1.16 \text{ ms}$)

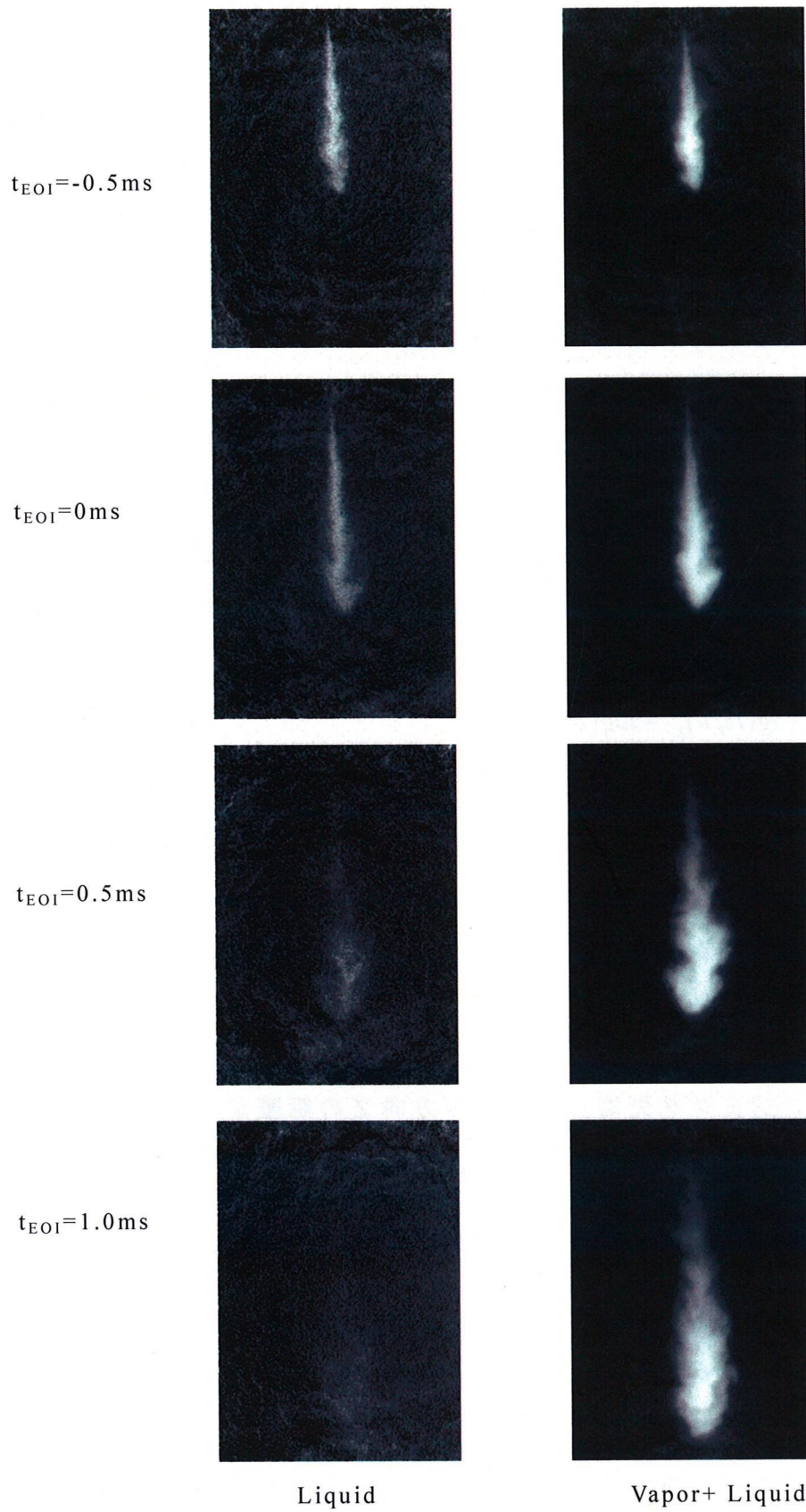


図 3.4 直噴ガソリン噴霧の液相と蒸気相の透過光減衰率画像
 ($P_a = 1 \text{ MPa}$, $T_a = 500 \text{ K}$, $P_f = 15 \text{ MPa}$, $t_{inj} = 1.16 \text{ ms}$)

3.4 計測精度

3.4.1 液滴による光の吸収

本計測法では、紫外レーザー光は直噴ガソリン噴霧のような微小な液滴によって吸収されないという仮定のもと、式(2-1)の右辺第2項の液相の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Labs}$ を無視し、式(2-1)から式(2-2)を差し引くことで式(2-3)の蒸気相の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Vabs}$ を求めている。そのためここでは、液相の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Labs}$ が無視できるかどうか検証する。

パラキシレンは表 2.3 で示すように沸点が 411.5K のため、常温常圧下で噴射した場合、非蒸発状態なので $\log(I_0/I)_{Vabs} = 0$ とみなすことができ、式(4-1)は次式のように表せる。

$$\log(I_0/I)_{\lambda_A} = \log(I_0/I)_{Lsca} + \log(I_0/I)_{Labs} \quad (3-1)$$

よって非蒸発状態の二波長レーザー吸収散乱法では、式(2-2)と式(3-1)より次式のように表せる。

$$\log(I_0/I)_{\lambda_A} = \log(I_0/I)_{\lambda_T} + \log(I_0/I)_{Labs} \quad (3-2)$$

さらに式(3-2)において、液相の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Labs}$ が無視できるならば、次式のように紫外と可視レーザー光の透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{\lambda_A}$ と $\log(I_0/I)_{\lambda_T}$ は等しくなるはずである。

$$\log(I_0/I)_{\lambda_A} = \log(I_0/I)_{\lambda_T} \quad (3-3)$$

そこで雰囲気圧力 P_a が 0.1MPa、雰囲気温度 T_a が 300K の常温常圧下に、直噴ガソリンインジェクタからパラキシレンを燃料とした噴霧を噴射し、図 3.5(a) に示すようにインジェクタ先端から噴孔軸方向 Z の距離が 10mm と 40mm における噴霧半径方向 r の紫外と可視レーザー光の透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{\lambda_A}$ と $\log(I_0/I)_{\lambda_T}$ を比較した。

その結果、紫外と可視レーザー光の透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{\lambda_A}$ と $\log(I_0/I)_{\lambda_T}$ はほぼ等しいので、直噴ガソリン噴霧の燃料液滴による紫外レーザー光の吸収 $\log(I_0/I)_{Labs}$ は無視できる。

3.4.2 軸対称噴霧用二波長レーザー吸収散乱法の精度確認

二波長レーザー吸収散乱法による濃度計測の精度を調べるため、本計測法により算出した噴霧全体の蒸気相質量と実際の噴射量を比較した。表 3.3 に本実験

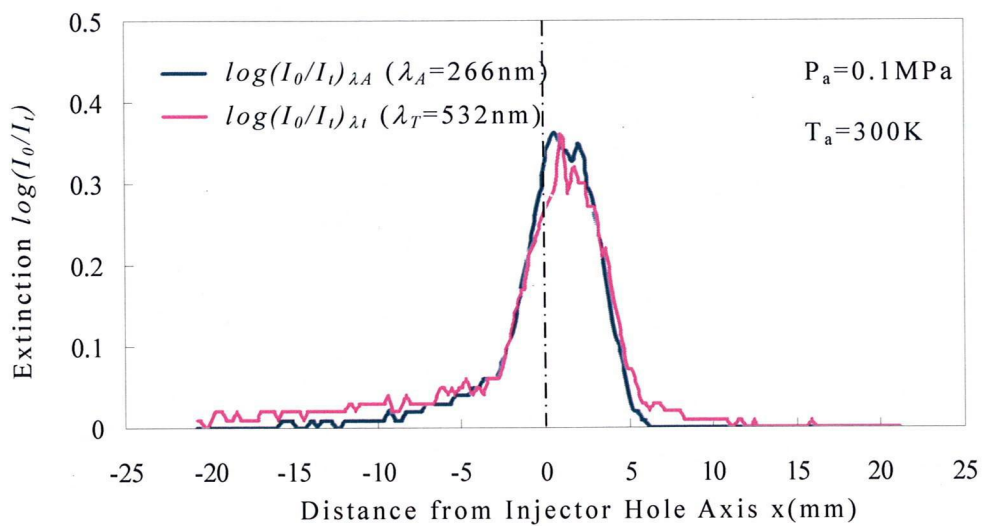
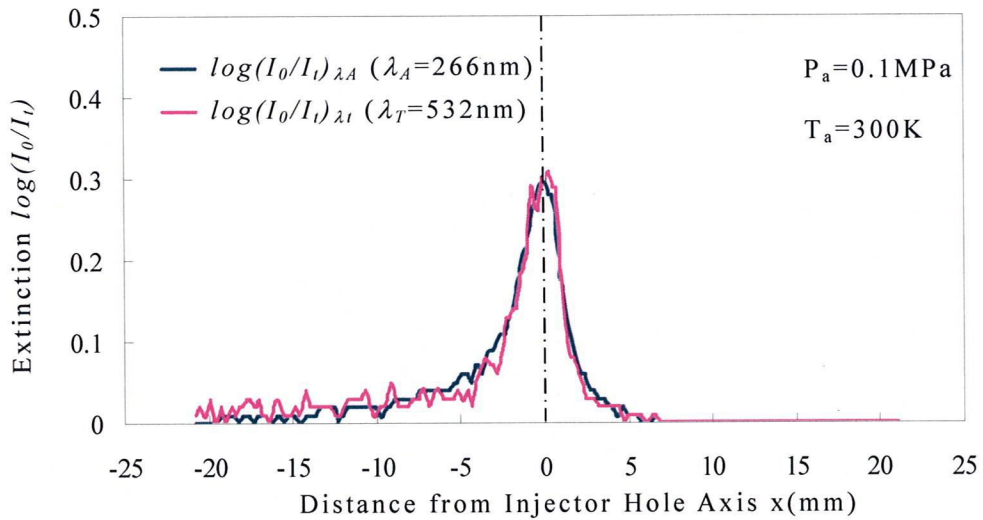
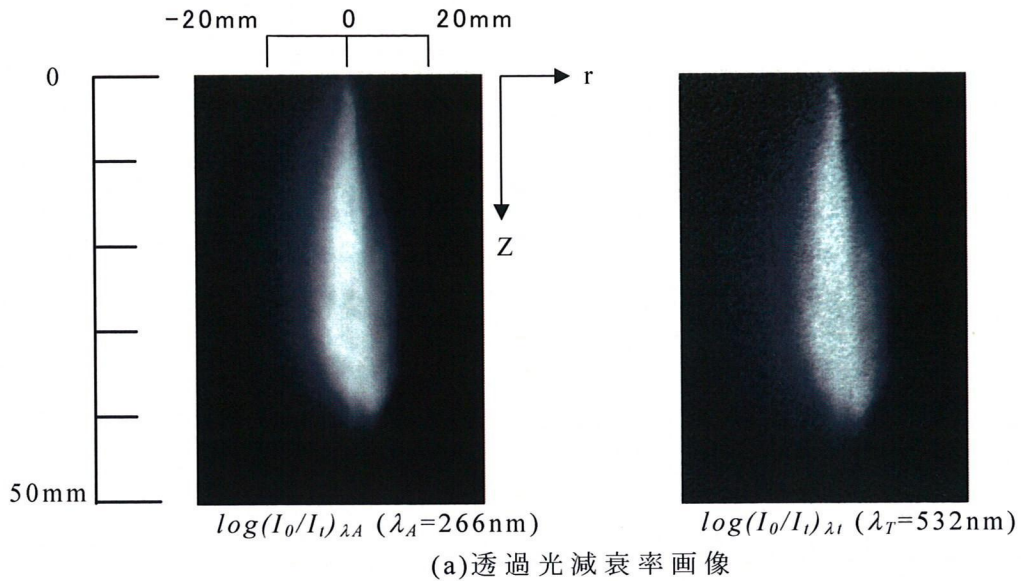


図 3.5 非蒸発噴霧の可視光と紫外光による透過光減衰率比較

表 3.3 実験条件

Injection Condition	Injector	Hole Type
	Fuel	P-Xylene
	Fuel Pressure (P_f)	20MPa
Ambient Condition	Gas	Nitrogen
	Temperature (T_a)	500K
	Pressure (P_a)	1.0 MPa

で用いた実験条件を示す。図 3.6 に透過光減衰率画像の一例を示す（左段；蒸気相，右段；液相）。時間の経過とともに噴霧先端到達距離が伸び， $t_{EOI}=1.5\text{ms}$ では液相がわずかに残っているが， $t_{EOI}=2.0\text{ms}$ からは完全に蒸発している。

二波長レーザ吸収散乱法では，まず蒸気相の濃度分布を解析して噴霧全体の蒸気相質量 M_{fv} を算出し，次に既知である噴射量 M_f から蒸気相質量 M_{fv} を差し引いて，蒸発せずに残存している液相質量 M_{fl} を求めて液相の濃度分布を解析する。そのため本計測法における噴射量の計測精度は，蒸気相の濃度分布から算出する蒸気相質量 M_{fv} について検討すれば十分である。ここで完全に液滴が蒸発している状態について考えると，液相質量 M_{fl} は 0 なので，蒸気相質量 M_{fv} は噴射量 M_f に等しいことになる。そこで噴射量 M_f を任意に変化させ，完全蒸発噴霧の蒸気相質量 M_{fv} と実際の噴射量 M_f の関係を調べた。

図 3.7 に噴射終了後 2ms 以上経過した完全蒸発噴霧の蒸気相質量 M_{fv} と噴射量 M_f の関係を示す。噴射量 M_f に対して完全蒸発噴霧の蒸気相質量 M_{fv} は，実線付近に分布しており，その誤差は $\pm 10\%$ 以内である。

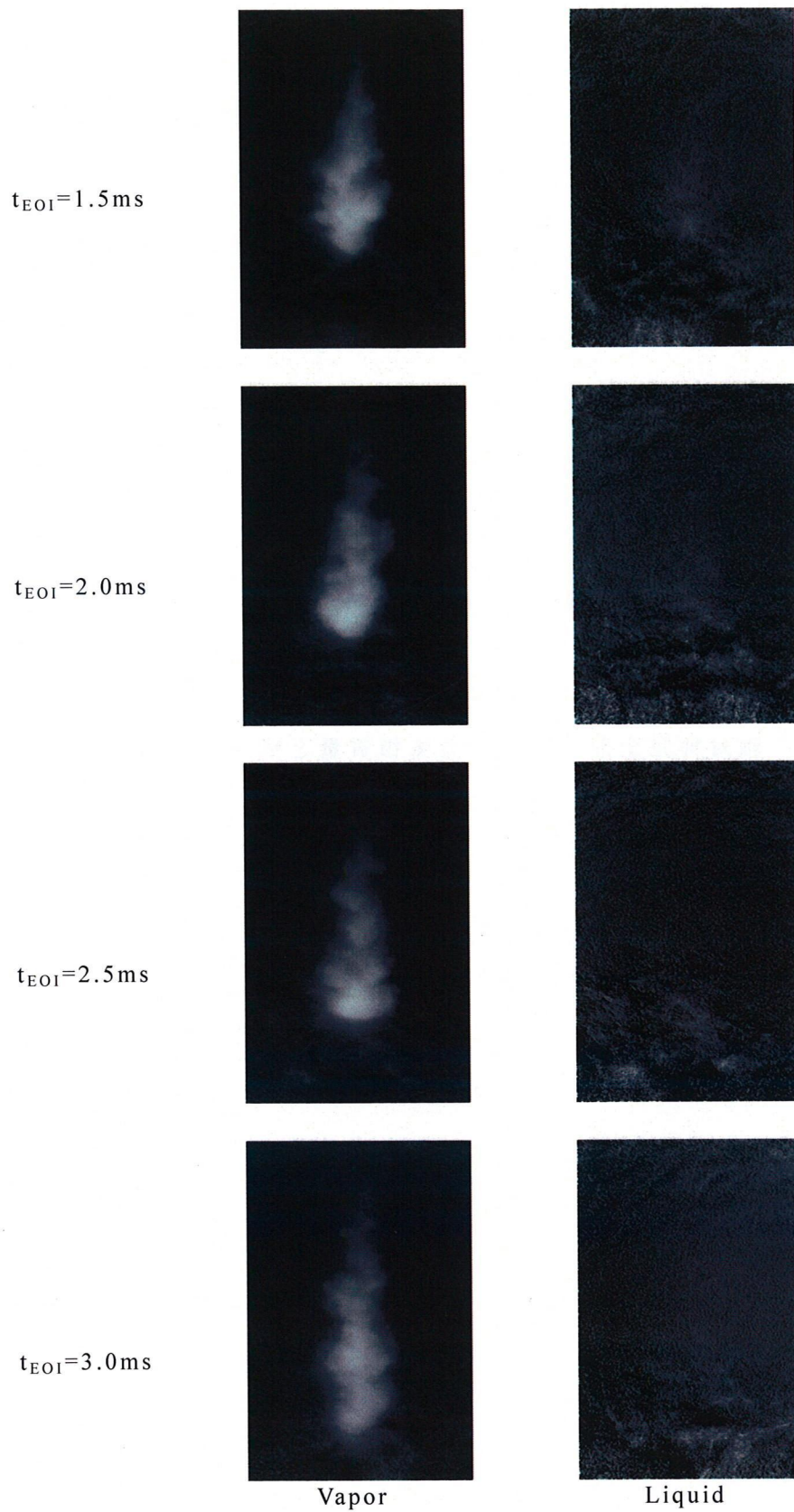


図 3.6 直噴ガソリンインジェクタから噴射された完全蒸発噴霧の
 蒸気相と液相の透過光減衰率画像
 ($P_a=1\text{MPa}$, $T_a=500\text{K}$, $P_f=10\text{MPa}$, $t_{inj}=1.13\text{ms}$)

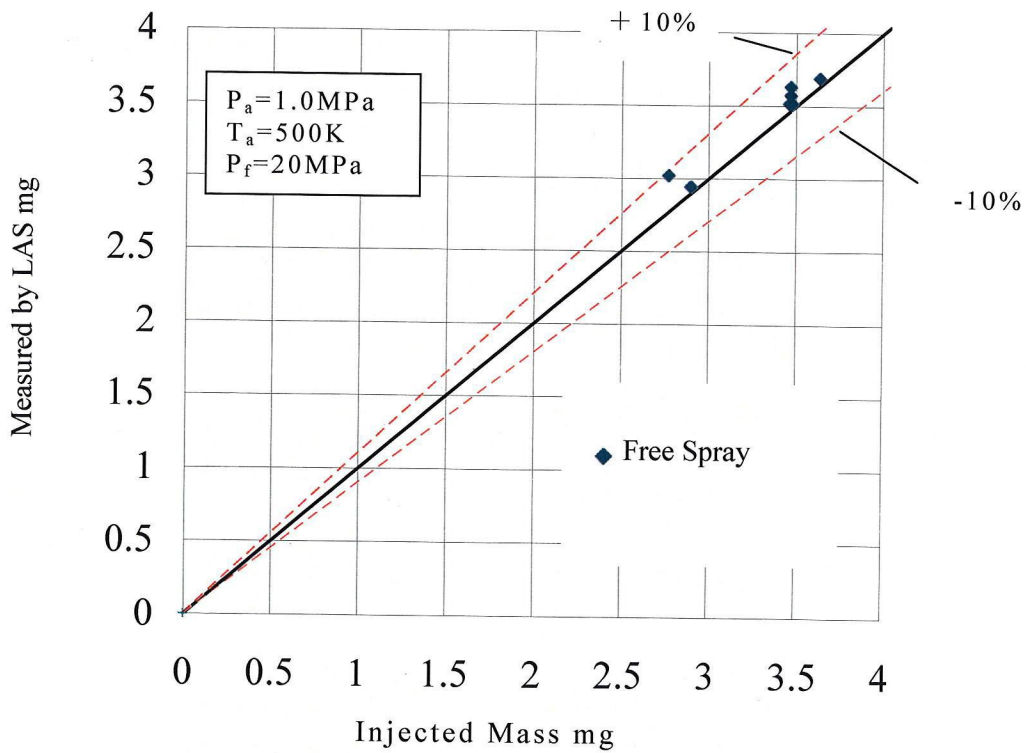


図 3.7 軸対称完全蒸発噴霧の蒸気相質量と噴射量の関係

3.4.3 非軸対称噴霧用二波長レーザ吸収散乱法の精度確認

表 3.4 に実験条件を示す．実験には単噴孔および二噴孔 VCO ホールインジェクタを用いた．図 3.8 に算出された完全蒸発噴霧の蒸気量と噴射量を比較したグラフを示す．噴射量の測定には Zeuch の方法による噴射率計（小野測器製 FJ-7000）を用いた．一例として単噴孔，二噴孔の噴射率を図 3.9, 3.10 に示す．これらの噴射率を積分することで，噴射量 M_f を求めることができる．噴射量 M_f に対して完全蒸発噴霧の蒸気相質量 M_{fv} は，実噴射量 M_f を示す．実線付近に分布しており，その誤差は $\pm 13\%$ 以内である．そのため蒸気相質量を求めるにあたり，本計測法は十分な精度を持っていると言える．

表 3.4 実験条件

Ambient Gas		
Ambient Gas	Nitrogen	
Temperature : T_a [K]	500	
Pressure : P_a [MPa]	1.0	
Injection Condition		
Fuel	P-xylene	
Injector	VCO	
Number of Holes	1	2
Injection Pressure [MPa]	15	
Injection Quantity [mg]	1.88	3.44

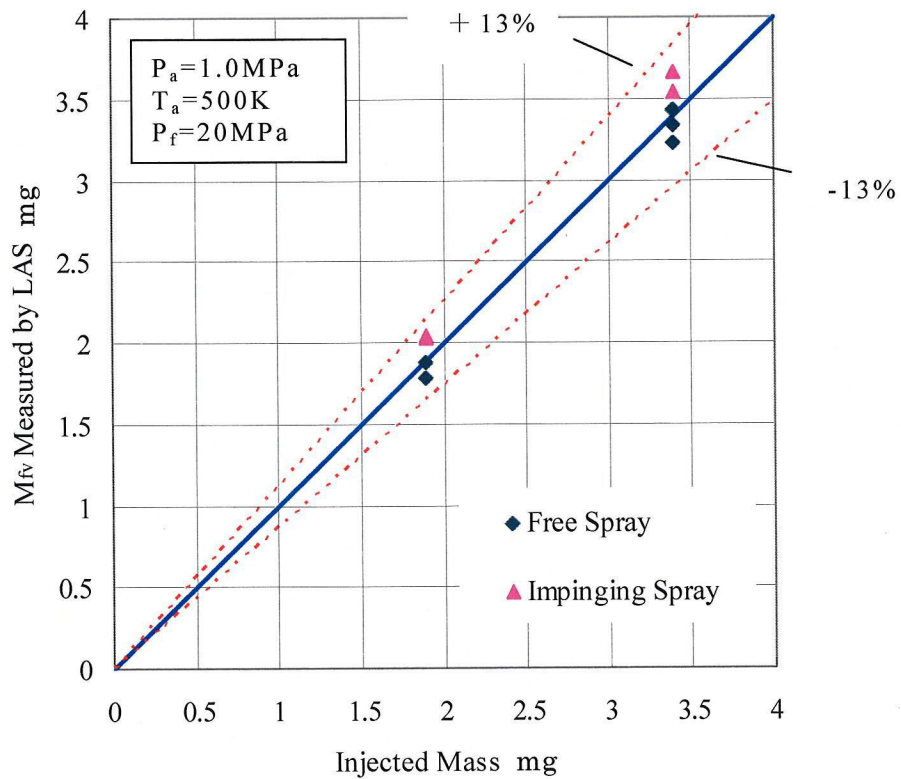


図 3.8 非軸対称噴霧 LAS 解析プログラムによって求めた
完全蒸発噴霧の蒸気相質量と噴射量の関係

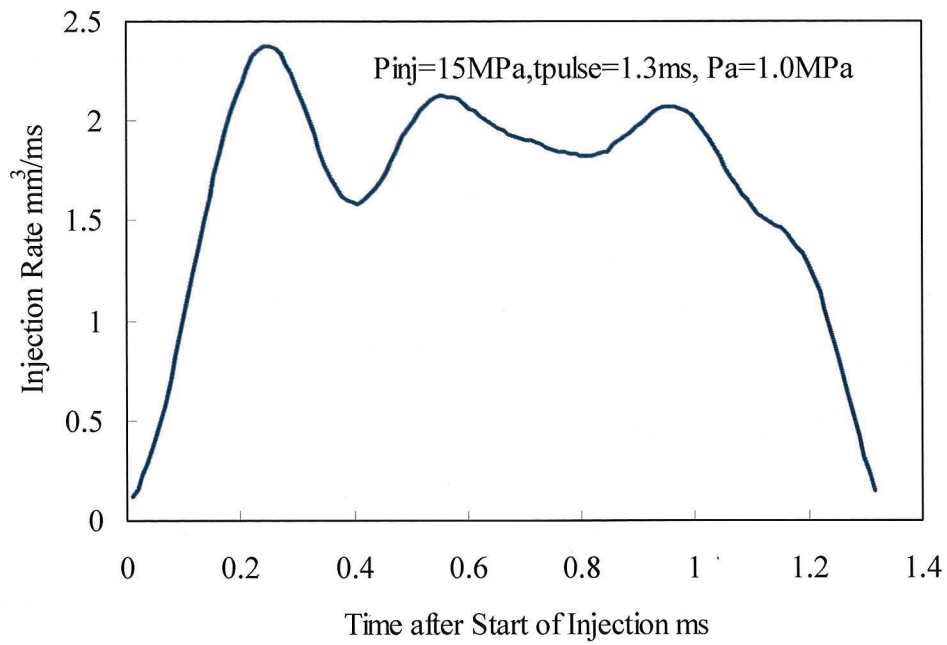


図 3.9 単噴孔 VCO インジェクタの噴射率

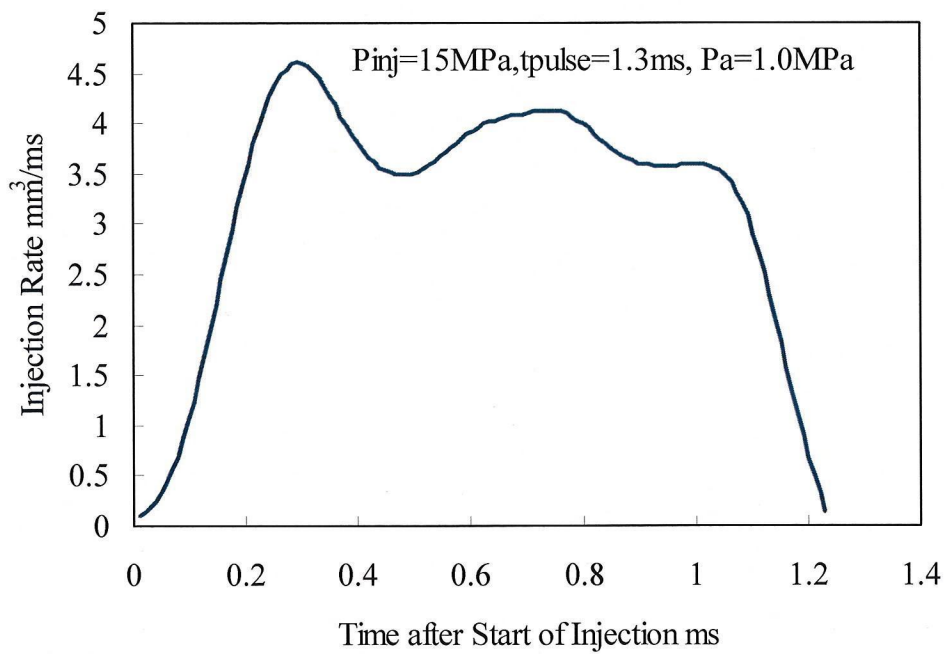


図 3.10 二噴孔 VCO インジェクタの噴射率

3.5 結言

直噴ガソリン噴霧中の液相と蒸気相濃度を分離して定量的に計測できる二波長レーザ吸収散乱法の計測精度を確認した。結果をまとめると以下のようなものである。

- (1) パラキシレンの直噴ガソリン噴霧の透過光減衰を観測すると、濃度分布計測に十分な透過光減衰率が得られている。したがってパラキシレンはガソリン噴霧の二波長レーザ吸収散乱法の燃料として使用可能である。
- (2) 直噴ガソリン噴霧のような微小な液滴では、パラキシレンの液滴による紫外光の吸収は無視できる。したがって液滴による紫外光の吸収が、二波長レーザ吸収散乱法による濃度計測の精度に影響を及ぼすことはない。
- (3) 液滴の存在しない完全蒸発噴霧を軸対称および非軸対称噴霧用二波長レーザ吸収散乱法により解析し、算出された蒸気相質量と既知の噴射量を比較した。その誤差は±13%以内であり、噴霧内の蒸気相質量を評価するにあたり、本方法は十分な精度を持っている。

第4章 単噴孔ホールインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程

4.1 緒言

燃料消費率向上や排気低減のため、直噴ガソリン機関における燃焼システムは Wall-Guided コンセプトから Air-Guided コンセプト, Spray-Guided コンセプトへ移行しつつある⁽¹⁾⁽²⁾。さらにガソリン HCCI⁽³⁾⁻⁽⁵⁾など新たな燃焼コンセプトにとっても、混合気形成の自由度が高い直噴システムは有利であると考えられる。従来から直噴ガソリン機関に使用されてきたスワールインジェクタは雰囲気圧力の増加に伴い噴霧角が狭まるが⁽⁶⁾⁽⁷⁾、このような噴霧角の変化が少なく、燃焼室における噴霧配置の自由度が高く、空気密度の高い場でも噴霧構造が変わらない利点を持つホールインジェクタの採用が検討されている⁽⁸⁾。

本章では、二波長レーザ吸収散乱法を直噴ガソリン機関用ホールインジェクタから噴射した燃料噴霧に適用し、インジェクタの噴孔径(D)と噴孔長さ(L)の違いが蒸気相到達距離や混合気形成過程に及ぼす影響について調べた。また、平板衝突噴霧やインジェクタ構造の違いが蒸気相到達距離や混合気形成過程に及ぼす影響についても調べた。

4.2 自由噴霧

4.2.1 噴孔径および噴孔 L/D の影響

(1) 実験条件

表4.1に実験条件を示す。高温高压容器内に圧力1.0MPaの窒素を充填し、電気ヒーターで500Kに加圧した。この雰囲気圧力、温度は実際の直噴ガソリン機関の圧縮行程噴射を想定したものである。噴孔径が $D=\phi 0.135\text{mm}$, $D=\phi 0.155\text{mm}$, 噴孔L/D(以下, L/D)が1, 2の組み合わせのホールインジェクタ4本を用い、噴射圧を20MPa, 噴射量を3.47mg一定とした。

図4.1に噴射期間と二波長レーザ吸収散乱法による噴霧画像の撮影時刻のタイミングチャートを示す。本実験では噴射開始時刻(SOI; Start of Injection)を揃えた測定を行い、測定結果について噴孔径およびL/Dの違いによる噴射期間の影響も含めて考察した。

表4.1 実験条件

Ambient Gas				
Ambient Gas	Nitrogen			
Temperature : T_a [K]	500			
Pressure : P_a [MPa]	1.0			
Injection Condition				
Fuel	P-xylene			
Injector	Hole Type			
Number of Holes	1			
Hole Diameter [mm]	0.135		0.155	
L/D	1.0	2.0	1.0	2.0
Injection Duration [ms]	1.86	1.81	1.42	1.5
Flow Rate ^{*1} [mm ³ /ms]	2.5	2.6	3.2	3.1
Injection Pressure [MPa]	20			
Injection Quantity [mg]	3.47			

^{*1} n-heptane $P_f=20\text{MPa}$

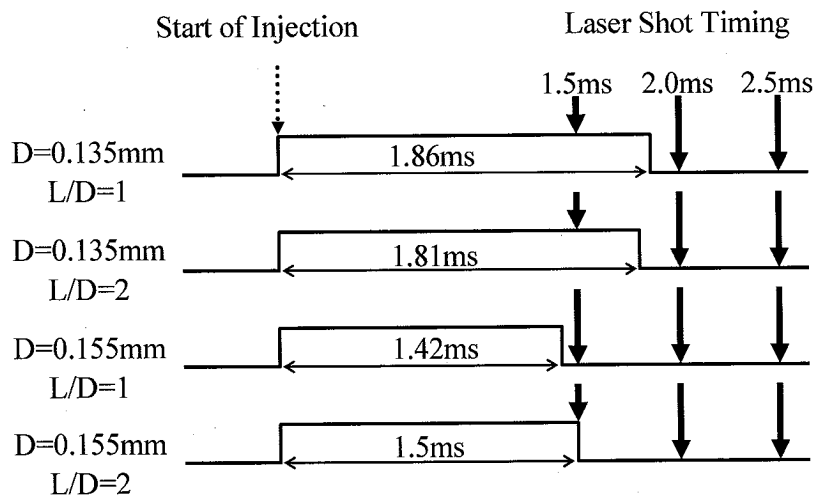


図4.1 噴射期間と撮影時期

(2) 液相および蒸気相の当量比分布

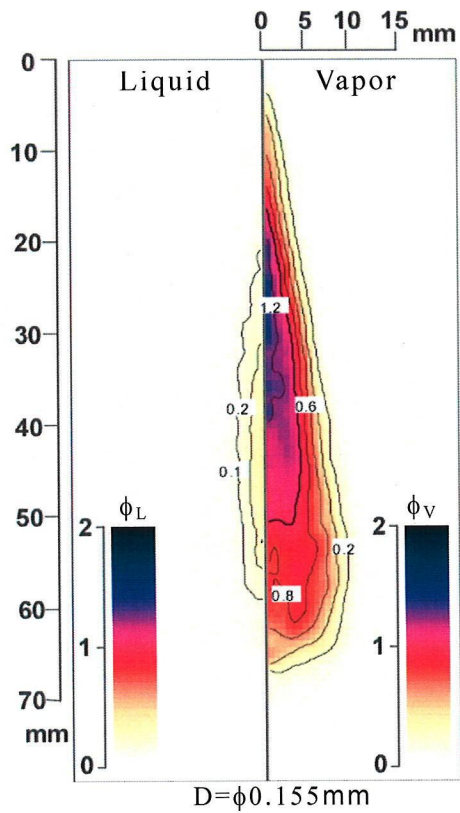
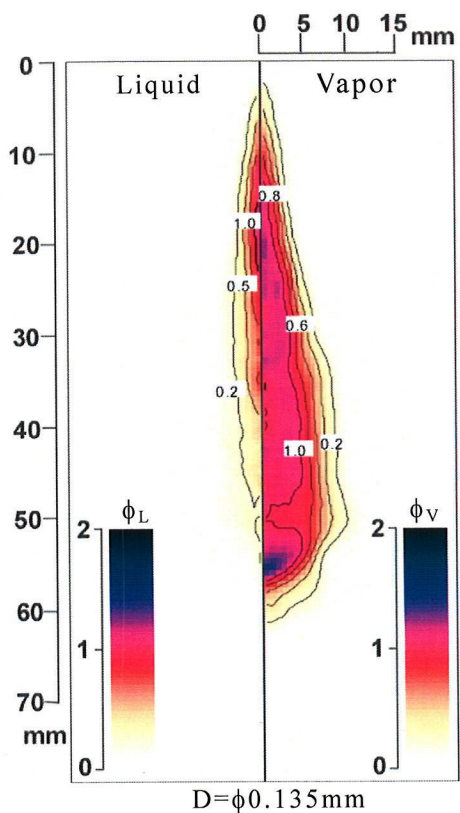
図 4.2 に噴霧内の液相および蒸気相の当量比分布を示す。これらは 1 撮影時刻につき 4 回の画像の平均値を二波長レーザ吸収散乱法による解析から求めたものである。1 回噴射と 4 回の画像の平均値の液相および蒸気相到達距離や噴霧形状を比較しても、それらはほぼ同等であり、再現性があることを確認している。図 4.2 の撮影時刻は噴射開始後 (ASOI ; After Start of Injection) $t_{ASOI}=2.0\text{ms}$ である。

この時刻はいずれのインジェクタの噴射が終了している。図 4.1 に示すようにインジェクタによって噴射終了後(AEOI; After End of Injection)からの時間が異なる。噴孔径が小さい $D=\phi 0.135\text{mm}$ は噴射終了からの時間が $L/D=1, 2$ それぞれ $t_{\text{AEOI}}=0.14\text{ms}$, $t_{\text{AEOI}}=0.19\text{ms}$, 噴孔径が大きい $D=\phi 0.155\text{mm}$ は $L/D=1, 2$ それぞれ $t_{\text{AEOI}}=0.58\text{ms}$, $t_{\text{AEOI}}=0.5\text{ms}$ となる。

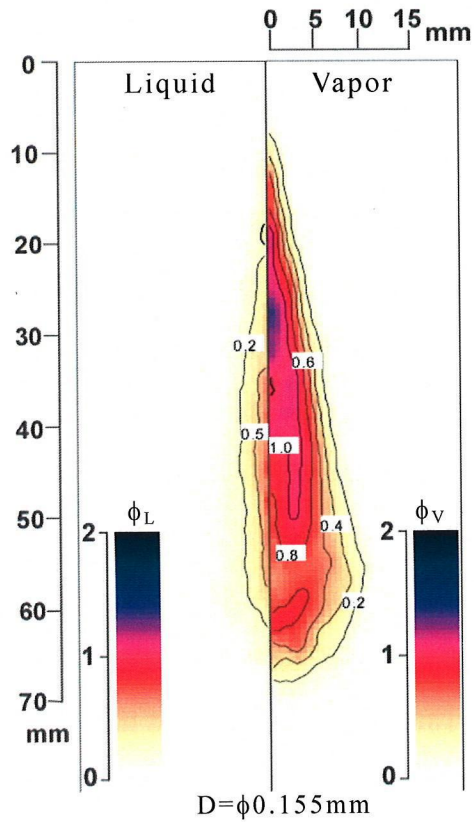
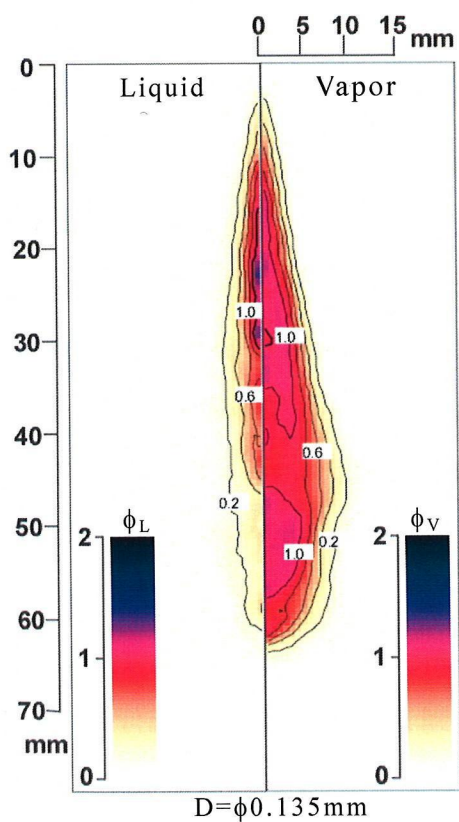
図 4.2(a)の $L/D=1$ の液相当量比分布を比較すると $D=\phi 0.135\text{mm}$ はインジェクタ近傍に液相当量比の高い領域が見られるが、 $D=\phi 0.155\text{mm}$ では見られない。この傾向は図 4.2(b)の $L/D=2$ でも言える。これは図 4.1 で示すように $D=\phi 0.135\text{mm}$ の場合は噴射終了から撮影時刻までの時間が短く、蒸発が進んでいないためと考えられる。一方、蒸気相当量比分布を見ると、いずれの L/D の場合も、 $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方がインジェクタ先端から噴霧軸方向に噴霧先端付近まで蒸気相当量比 $\phi_v=1.0$ の領域が存在している。これに対し、 $D=\phi 0.155\text{mm}$ は噴霧先端付近で蒸気相当量比が低下している。そして噴霧軸方向の中央付近からインジェクタ先端に近い側では蒸気相当量比 $\phi_v \geq 1.2$ の領域が存在する。特に $L/D=1$ でその傾向が見られる。従って、 $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方が、噴霧全体で蒸気相当量比 $\phi_v=1.0$ 付近の領域が多く、均質な分布に近づいていると言える。しかし、 L/D が蒸気相当量比分布に及ぼす影響は顕著ではない。

図 4.3 に蒸気相到達距離の時間変化を示す。図 4.2 の蒸気相当量比分布と紫外光の透過光減衰画像を照らし合わせ、透過光減衰画像で目視確認できる噴霧領域が蒸気相当量比分布の蒸気相当量比 $\phi_v \geq 0.2$ の領域であることを確認した。従って、本報告では $\phi_v \geq 0.2$ の領域の到達距離を蒸気相到達距離とした。図中の矢印は各インジェクタの噴射期間を表している。噴射開始後 $t_{\text{ASOI}}=1.5\text{ms} \sim 2.5\text{ms}$ で同一 L/D における蒸気相到達距離を比較すると $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方が短い。同一噴孔径で蒸気相到達距離を比較すると $t_{\text{ASOI}}=1.5\text{ms} \sim 2.0\text{ms}$ では $L/D=1$ の方が短い。すべてのインジェクタにてほぼ蒸発が完了している $t_{\text{ASOI}}=2.5\text{ms}$ では長くなっている。

次に $t_{\text{ASOI}}=1.5\text{ms} \sim 2.5\text{ms}$ での各蒸気相到達距離の勾配、すなわち到達速度は噴孔径に関わらず、 $L/D=1$ の方が大きく、到達速度の減衰が少ないことがわかる。このような蒸気相到達距離および到達速度は噴孔径、噴孔 L/D の違いにいるインジェクタ内部の流動抵抗の違い、キャビテーション発生や気泡の崩壊の違いによるものではないかと推測されるが、詳細説明は今後の課題である。



(a) $L/D=1$



(b) $L/D=2$

図 4.2 液相と蒸気相の当量比分布

$t_{ASOI}=2.0\text{ms}$, $P_{inj}=20\text{MPa}$, $P_a=1.0\text{MPa}$, $T_a=500\text{K}$

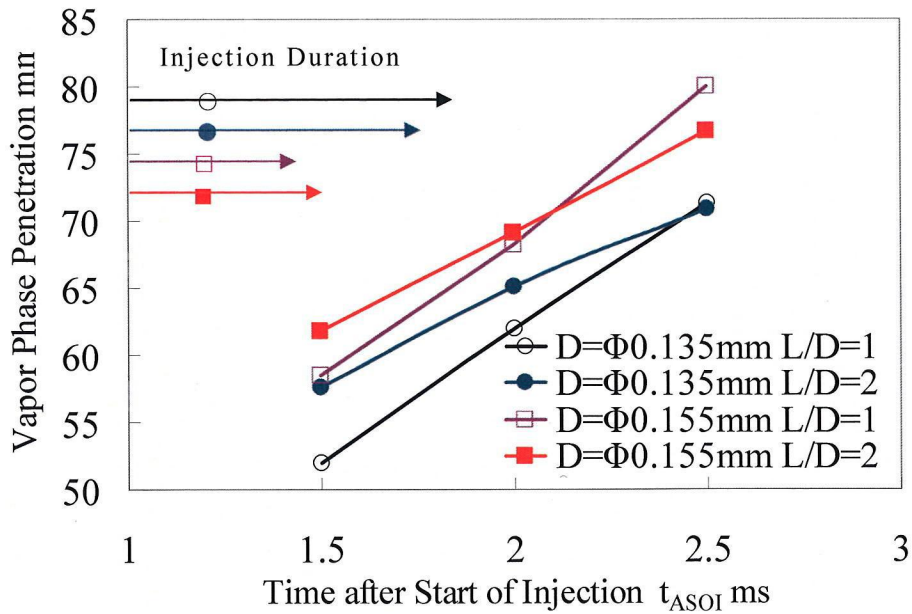


図4.3 蒸気相先端到達距離

(3) 液相および蒸気相の当量比の噴霧軸方向分布

(3-1) 噴孔径の影響

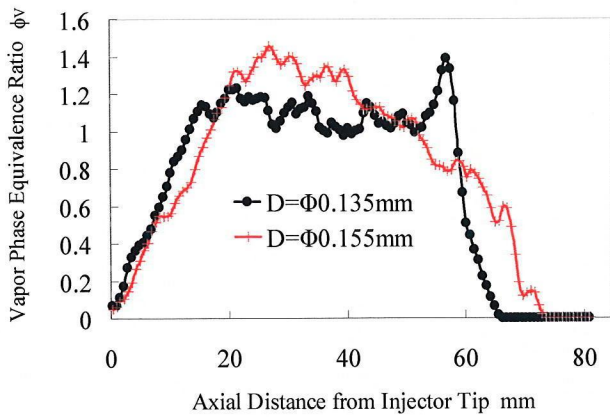
図4.4, 4.5に蒸気相と液相当量比の噴霧軸方向分布に及ぼす噴孔径の影響を示す。各図の噴射期間は噴孔径が小さい $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方が $D=\phi 0.155\text{mm}$ よりも長い。ため、噴射終了からの時間は $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方が短い。

図4.4(a), 4.5(a)の蒸気相当量比を比較すると、 L/D に関わらず、 $D=\phi 0.135\text{mm}$ はインジェクタ先端からの距離50mmから60mm付近で蒸気相当量比の極大値をとるが、 $D=\phi 0.155\text{mm}$ は30mm付近で極大値をとる。また $D=\phi 0.135\text{mm}$ ではインジェクタ先端からの距離15mmから60mmにかけて蒸気相当量比は $\phi_v=1.0$ 程度を保持したまま推移している。しかし、 $D=\phi 0.155\text{mm}$ ではインジェクタ先端から30mm以遠では、蒸気相当量比が小さくなっている。

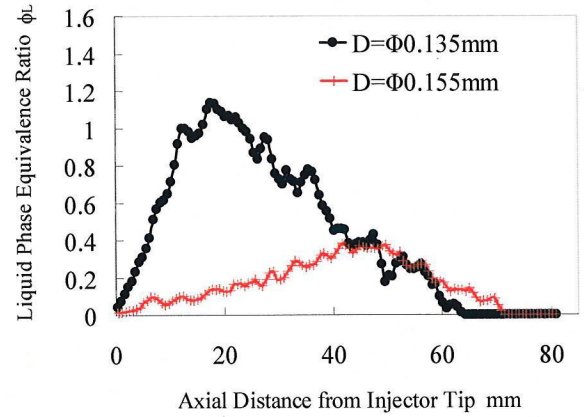
一方、液相当量比の比較を図4.4(b), 4.5(b)に示す。 L/D の大きさに関わらず $D=\phi 0.135\text{mm}$ は $D=\phi 0.155\text{mm}$ に比べてインジェクタ先端からの距離が20mm付近では液相当量比は高く、インジェクタ先端からの距離が長いところでは低くなっている。これは $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方が噴射終了からの時間が短いため、インジェクタ先端からの距離が短いところに液相が多く残っていると思われる。

(3-2) L/D の影響

図 4.6, 4.7 に図 4.4, 4.5 のデータを同一噴孔径で L/D をパラメータとしてまとめ直した結果を示す。噴孔径が同一の場合、噴射期間はほぼ一定であるので噴射終了から撮影時刻までの時間は L/D に依らずほぼ同じである。図 4.6(a) の蒸気相当量比は $\phi_v=1.0$ 程度を保持したまま推移し、図 4.7(a) は蒸気相当量比がインジェクタ先端からの距離 30mm 付近で極大値をとり、それ以遠では減少する分布となっている。



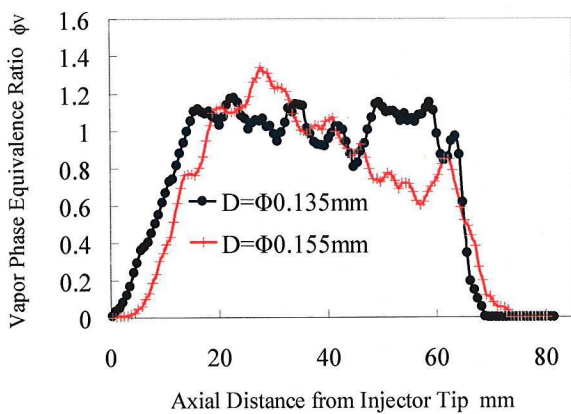
(a) 蒸気相当量比 ϕ_v



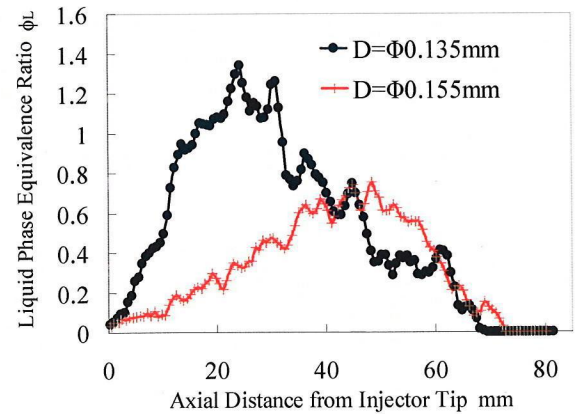
(b) 液相当量比 ϕ_L

図4.4 蒸気相・液相当量比の半径方向分布に及ぼす噴孔径の影響

($L/D=1$, $t_{ASOI}=2.0\text{ms}$)



(a) 蒸気相当量比 ϕ_v



(b) 液相当量比 ϕ_L

図4.5 蒸気相・液相当量比の半径方向分布に及ぼす噴孔径の影響

($L/D=2$, $t_{ASOI}=2.0\text{ms}$)

図 4.6(a), 4.7(a)では噴孔径に関わらず, $L/D=1$ の方がインジェクタ先端からの距離 20mm から 60mm にかけて蒸気相当量比が高くなっており, 図 4.7(a)の方がより顕著である.

図 4.6(b), 4.7(b)に液相当量比の噴霧軸方向分布を示す. 噴孔径に関わらず, $L/D=1$ が $L/D=2$ に比べて噴霧全体で液相当量比が低くなっていることが分かる.

(4) 蒸気相当量比の噴霧半径方向分布

図 4.8 に $t_{ASOI}=2.0ms$ における蒸気相当量比の噴霧半径方向の分布を示す. 図

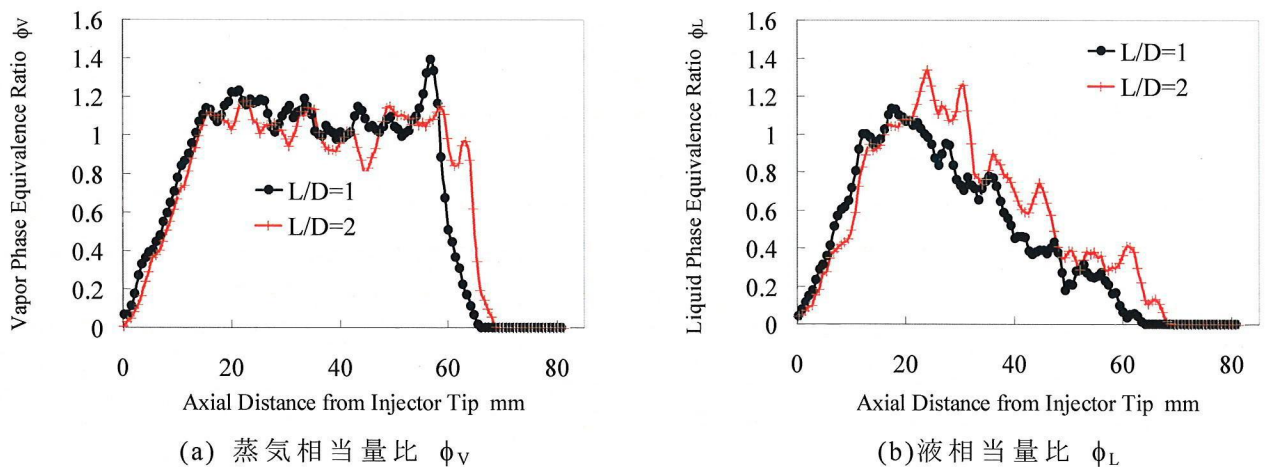


図4.6 蒸気相・液相当量比の半径方向分布に及ぼす噴孔径の影響
($D=\phi 0.135mm$, $t_{ASOI}=2.0ms$)

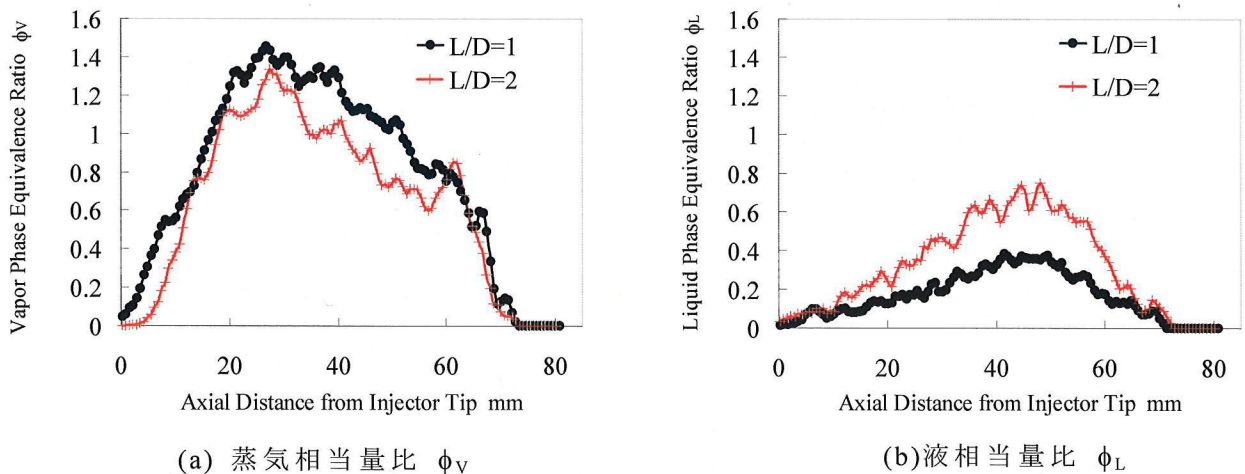


図4.7 蒸気相・液相当量比の半径方向分布に及ぼすL/Dの影響
($D=\phi 0.155mm$, $t_{ASOI}=2.0ms$)

4.8(a), (b), (c)はそれぞれ図4.8に示すようなインジェクタ先端から噴霧軸方向の距離20mm, 35mm, 50mmにおける蒸気相当量比の比較を示す。

図4.8(a)に示すようにインジェクタ先端から20mmと近い場合には、いずれのインジェクタにおいても噴孔軸からの半径距離5mmより内側の領域にのみ蒸気が存在する。これは図4.2で示したように、噴霧の尻尾は細長い先細り形状であることから確認できる。中でも噴孔径とL/Dが共に小さい $D=\phi 0.135\text{mm}$, $L/D=1$ のインジェクタがわずかながら高い蒸気相当量比分布を示す。

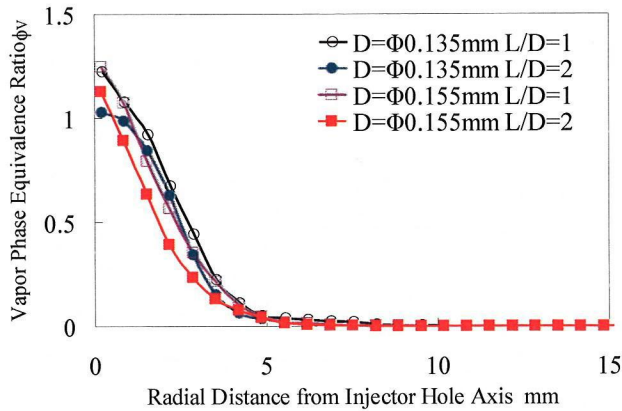
図4.8(b)に示すように、噴霧中央付近のインジェクタ先端からの距離35mmの場合、すべてのインジェクタで蒸気相が噴霧半径距離10mm付近まで広がっていることが確認できる。噴孔軸から半径方向に5mmまで領域では $D=\phi 0.155\text{mm}$, $L/D=1$ のインジェクタが高い蒸気量当量比を示し、図4.2(a) $D=\phi 0.155\text{mm}$, $L/D=1$ で確認したところ、該当領域の蒸気相当量比が高くなっていることがわかる。また、噴孔軸からの距離5mmから10mmの領域では $D=\phi 0.135\text{mm}$, $L/D=1$ が特に高い蒸気量当量比を示している。これは図4.2(a) $D=\phi 0.135\text{mm}$, $L/D=1$ にて、他のインジェクタよりも半径方向に蒸気相がより拡散していることから確認できる。

図4.8(c)に示すように、インジェクタ先端からの距離50mmでは、噴霧半径方向に蒸気相がさらに広がっている。この位置でも $D=\phi 0.135\text{mm}$, $L/D=1$ のインジェクタの蒸気相当量比が噴孔軸からの距離5mmから13mmの領域でやや高くなっている。

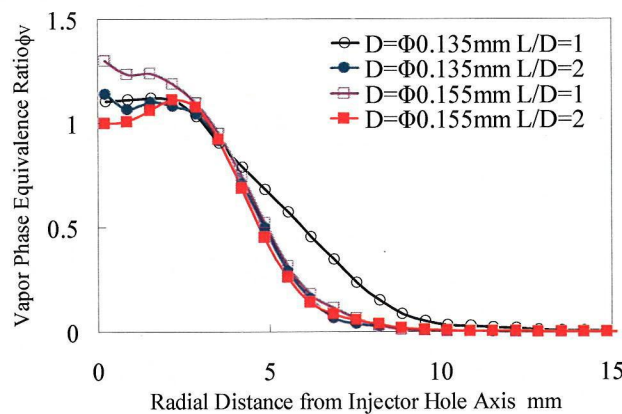
以上から、噴孔径とL/Dが共に小さい $D=\phi 0.135\text{mm}$, $L/D=1$ のインジェクタが他のどのインジェクタよりも噴霧半径方向に、より広がった高い蒸気相分布となっていると言える。

(5) 点火プラグ位置の蒸気相当量比の時間的变化

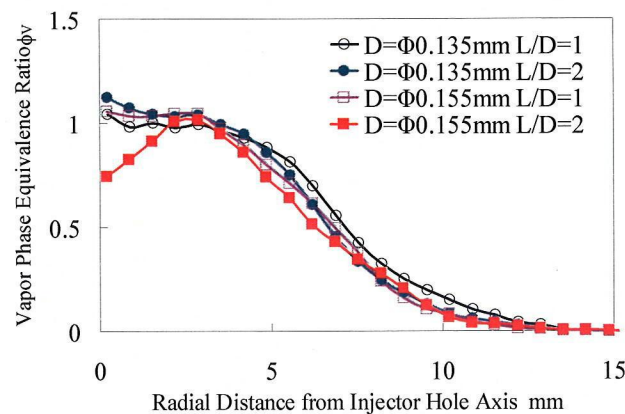
図4.9に図4.2に示すようなインジェクタ先端からの噴霧軸方向距離35mm, そして噴孔軸から半径方向距離5mmの位置での蒸気当量比の時間変化を示す。この位置は燃焼室内への噴射を想定した場合の点火プラグの位置に相当する。また、図中の矢印は各インジェクタの噴射期間を示している。噴孔径とL/Dが共に小さい $D=\phi 0.135\text{mm}$, $L/D=1$ のインジェクタが他のインジェクタに比べて、 $t_{ASOI}=1.5\text{ms}$ (噴射期間中)から $t_{ASOI}=2.5\text{ms}$ まで(すべてのインジェクタの噴射が終了した)、高い蒸



(a) インジェクタ先端から軸方向距離 20 mm



(b) インジェクタ先端から軸方向距離 35 mm



(c) インジェクタ先端から軸方向距離 50 mm

図4.8 半径方向蒸気相当量比分布 ($t_{ASOI}=2.0ms$)

気相当量比を維持している．これは図4.2(a)の当量比分布でも示されるように、この位置において他のインジェクタよりも高い蒸気相当量比が存在していることから言える．そのほか、 $t_{ASOI}=1.5ms$ における噴孔径 $D=\phi 0.135mm$ 、 $L/D=2$ の蒸気相当量比が小さいことがわかる．また $D=\phi 0.135mm$ のインジェクタでは、

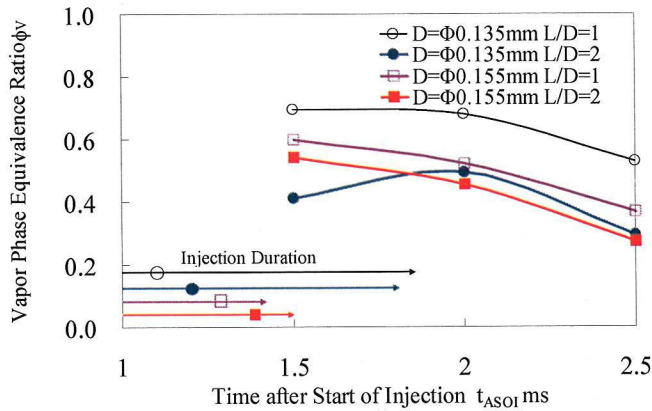


図4.9 半径方向距離 $R=5.0\text{mm}$ ，軸方向距離 $Z=35\text{mm}$ の蒸気相当量比

$L/D=1$ と $L/D=2$ の蒸気相当量比が大きく異なっていることがわかる．これは噴孔径および L/D の違いによるインジェクタ内部の複雑な流れによるキャビテーションの影響が大きいと推測される． $L/D=2$ の噴孔出口では $L/D=1$ に比べ，気泡崩壊による乱れの減衰が大きく，微粒化力が低下している．そして， $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方が $D=\phi 0.155\text{mm}$ に比べ，全体の液流に対して噴孔壁に沿って生じるキャビテーションの発生領域の割合が大きいことが原因の一つではないかと考えられる．

(6) 蒸気相および液相質量の時間変化

(6-1) 噴孔径の影響

図 4.10，図 4.11 にそれぞれ $L/D=1, 2$ の場合で噴孔径が異なるインジェクタの噴霧における液相および蒸気相質量の時間変化を示す．各図とも噴射終了以前は液相と蒸気相の質量を合わせた総燃料質量が時間とともに増加，噴射終了後は噴射量と同一値となる．また各図とも，上から液相，蒸気相で過濃 ($1.3 < \phi_v$)，量論比付近 ($0.7 < \phi_v < 1.3$)，希薄 ($\phi_v < 0.7$) の質量となっている．

図 4.10(a)(b)の $L/D=1$ の場合，噴射開始からの時間が十分経過した $t_{ASOI}=2.50\text{ms}$ において，噴孔径が小さい $D=\phi 0.135\text{mm}$ は噴射期間が長く，噴射終了からの時間が短いにも関わらず，噴孔径が大きい $D=\phi 0.155\text{mm}$ より $\phi_v < 0.7$ の範囲の燃料質量は少なく， $0.7 < \phi_v < 1.3$ の燃料質量が多くなっている．また噴射終了から同時刻 $t_{AE01}=0.64\text{ms}$ で比較した場合，すなわち図 4.10(a)では $t_{ASOI}=2.50\text{ms}$ ，図 4.10(b)では $t_{ASOI}=2.06\text{ms}$ において $D=\phi 0.135\text{mm}$ はほぼ蒸発しているが $D=\phi 0.155\text{mm}$ は液相が

残っている。

図 4.11(a), (b) の $L/D=2$ の場合, 図 4.10 の $L/D=1$ の傾向すなわち $D=\phi 0.135\text{mm}$ が $D=\phi 0.155\text{mm}$ より蒸発が進んでいるという傾向は顕著ではない。しかし, 噴射終了から同時刻 $t_{AEOT}=0.64\text{ms}$ で比較した場合には, $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方が $D=\phi 0.155\text{mm}$ よりも $0.7 < \phi_v < 1.3$ の燃料質量は若干多く, 液相は少ないことがわかる。従って, L/D が一定の時, 噴射開始からの時間 $t_{ASOI}=2.50\text{ms}$ 一定および噴射終了からの時間 $t_{AEOT}=0.64\text{ms}$ 一定で比較した場合, $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方が $D=\phi 0.155\text{mm}$ よりも噴霧内に量論比付近にある燃料質量が多い。

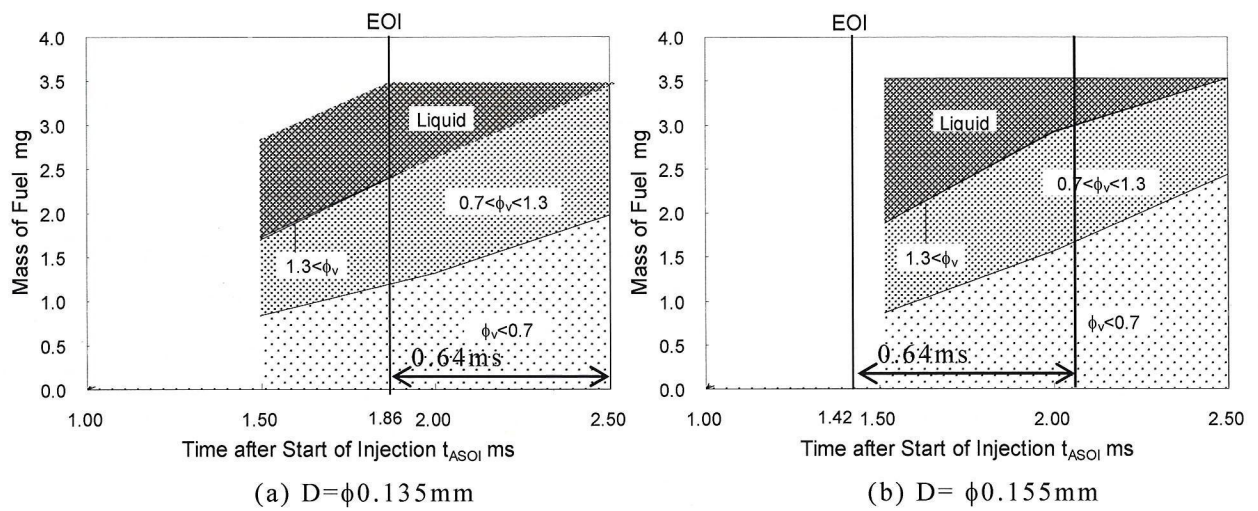


図 4.10 液相および蒸気相質量の時間変化 ($L/D=1$)

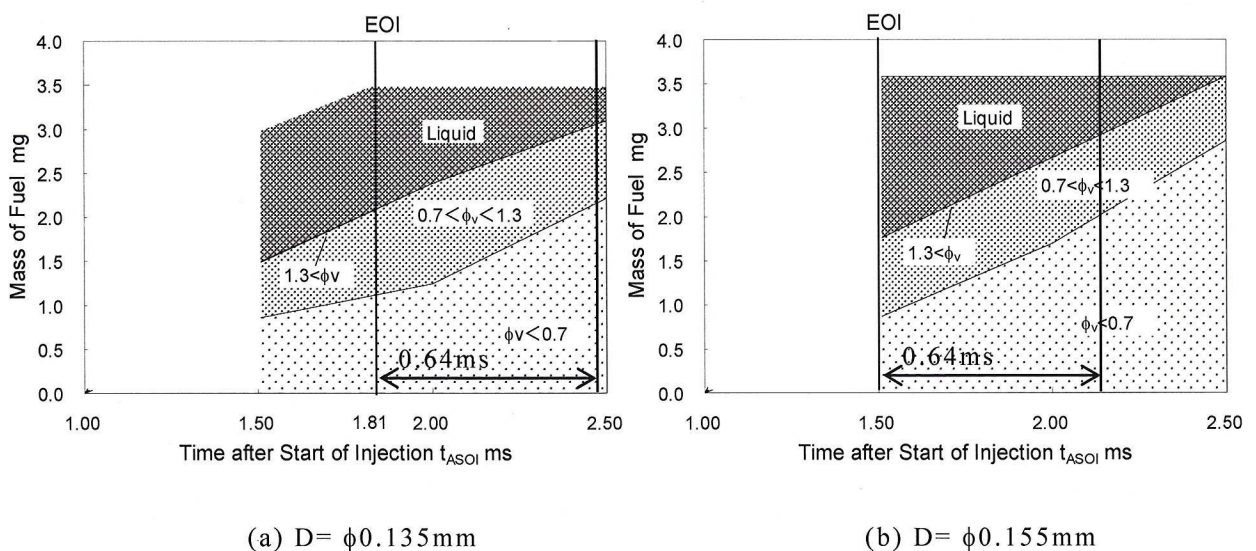


図 4.11 液相および蒸気相質量の時間変化 ($L/D=2$)

(6-2) L/D の影響

図 4.10(a), 図 4.11(a)に噴孔径 $D=\phi 0.135\text{mm}$ で L/D が異なる場合の液相および蒸気相質量の時間変化を示す. $t_{ASOI}=2.50\text{ms}$ において, $L/D=1$ は $L/D=2$ より希薄な領域 (当量比 $\phi_v < 0.7$) の燃料質量が少ない. また量論比付近 $0.7 < \phi_v < 1.3$ の燃料質量は多くなっている. この傾向は噴射終了から同時刻 $t_{AEOI}=0.64\text{ms}$ で比較した場合, すなわち図 12(a)では $t_{ASOI}=2.50\text{ms}$, 図 4.11(a)では約 $t_{ASOI}=2.45\text{ms}$ においても同様である. さらにこの傾向は図 4.10(b), 図 4.11(b)に示す噴孔径が大きい $D=\phi 0.155\text{mm}$ の条件でも同様である. 従って, 噴孔径が一定の時, 噴射開始からの時間 $t_{ASOI}=2.50\text{ms}$ や噴射終了からの時間 $t_{AEOI}=0.64\text{ms}$ で比較しても, $L/D=1$ の方が噴霧内で量論比付近にある燃料質量が多い.

(7) 蒸気当量比の質量頻度分布

(7-1) 噴孔径の影響

図 4.12(a)(b)に噴射開始後 $t_{ASOI}=2.0\text{ms}$ における蒸気相当量比の質量頻度分布に及ぼす噴孔径の影響を示す. これは 3.1 節で述べたように, 4 回の画像の平均値から求めた蒸気相当量比分布をまとめ直したものである. 図 4.12(a)に L/D が小さい $L/D=1$ の結果を示す. 噴孔径が小さい $D=\phi 0.135\text{mm}$ は大きい $D=\phi 0.155\text{mm}$ に比べて量論比 $\phi_v=1.0$ 付近で蒸気相質量の極大値を持つ. 前節で述べたように $D=\phi 0.135\text{mm}$ が $0.7 < \phi_v < 1.3$ の蒸気相質量が多いことを示したが, この図からも $\phi_v=1.0$ 付近の蒸気相質量が多く存在していることが分かる. $D=\phi 0.155\text{mm}$ は $\phi_v=1.0$ よりも低い $\phi_v=0.75$ 付近に極大値を持つ. 図 4.12(b)に示すように, L/D が大きい $L/D=2$ の条件でも同様の傾向を示した. 従って, L/D が一定の時, $D=\phi 0.135\text{mm}$ のインジェクタにおいて $\phi_v=1.0$ 付近の蒸気相質量が多く存在している.

(7-2) L/D の影響

図 4.13(a)(b)に図 4.12 のデータを噴孔径別にまとめ直した. 図 4.13(a)に噴孔径 $D=\phi 0.135\text{mm}$ の結果を示す. 前述の噴孔径の影響による質量頻度分布の比較では極大値を持つ蒸気相当量比の値に違いが見られたが, L/D の影響による質量頻度分布の比較ではほぼ同様な値で極大値を持っている. すなわち $L/D=1$ および $L/D=2$ はいずれも量論比 $\phi_v=1.0$ よりやや高いところで蒸気相質量の極大値を持つ. しか

し $L/D=1$ の方が、 $\phi_v=1.0$ より高い蒸気相質量が分布している。図 4.13 (b) に噴孔径 $D=\phi 0.155\text{mm}$ のものを示す。図 4.13 (a) とやや傾向は違うが、 $L/D=1$ の方が $L/D=2$ に比べて、 $\phi_v=1.0$ より高い蒸気相質量が多い。従って、噴孔径が一定の時、 $L/D=1$ の方が $\phi_v=1.0$ より高い蒸気相質量が多く存在していると言える。

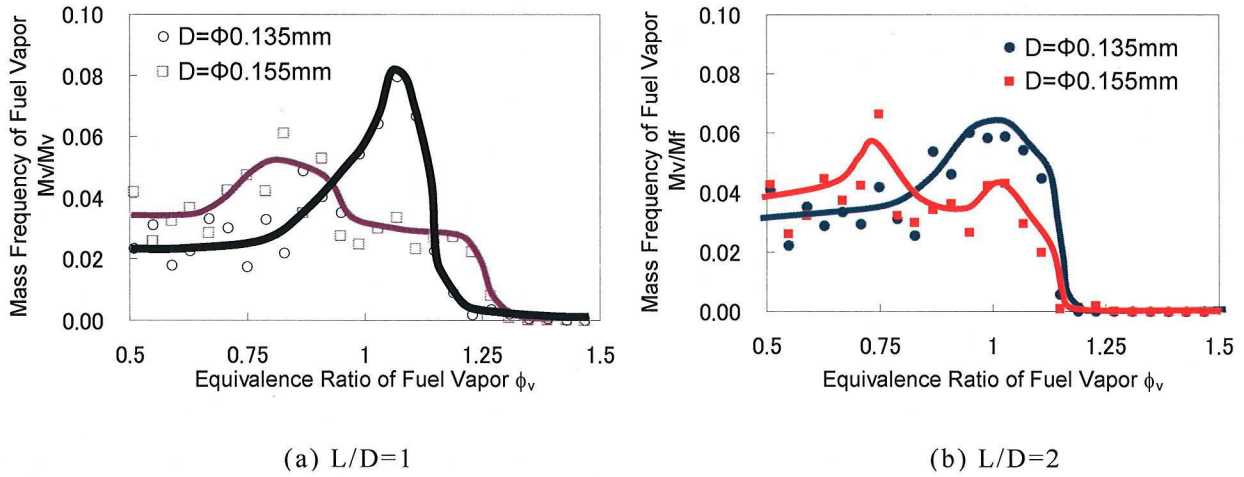


図 4.12 蒸気相質量頻度分布に及ぼす噴孔径の影響 ($t_{ASOI}=2.0\text{ms}$)

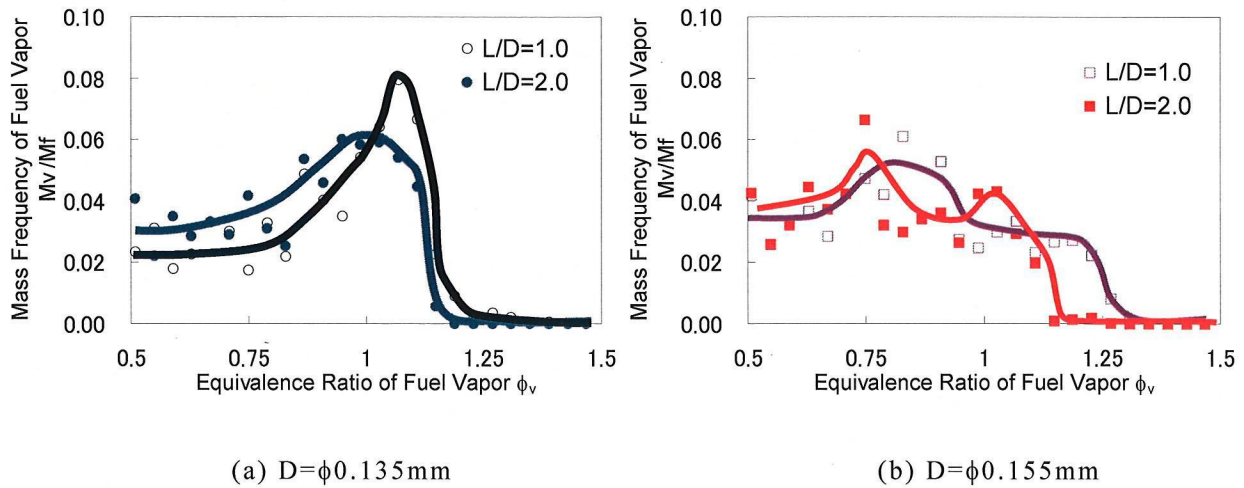


図 4.13 蒸気相質量頻度分布に及ぼす L/D の影響 ($t_{ASOI}=2.0\text{ms}$)

4.2.2 噴霧内流動および乱れの影響

前項で述べたように本研究で使用した噴孔径と噴孔 L/D 比が共に小さい ($D=\phi 0.135\text{mm}$, $L/D=1$) ホールインジェクタは噴霧先端到達距離が短くなり、噴霧全体および点火プラグ想定位置での蒸気相当量比が高くなる。このインジェクタ構

造すなわち噴孔内部構造の違いによる噴霧特性の違いを解明するため、噴霧の混合気形成過程に及ぼす噴孔内部流動⁽⁹⁾の数値解析⁽¹⁰⁾を行った。噴孔内部流動の解析は汎用数値解析ツール STAR-CD で行った。本研究で用いられた計算格子を図 4.14 に示す。計算格子数は約 61 万格子、最小計算格子幅は $0.7 \times 10^{-3} \text{mm}$ とした。界面追跡法のひとつである VOF 法⁽¹¹⁾⁽¹²⁾と k- ϵ 乱流モデルを用いた気液界面（燃料と気体）を含む二相流解析⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾により、噴孔内部の流動計算を行った。VOF 法はスワールインジェクタの微粒化解析などで使用されている⁽¹⁵⁾。燃料としてオクタンを使用した。本来ニードルバルブ先端部ではキャビテーションの発生する可能性があるが、本研究ではキャビテーションの発生は考慮していない。領域図 4.14 に示すように、入口と出口を圧力境界条件とし、4.2.1 の実験条件に合わせ、入口境界条件圧力は 20MPa、出口境界条件圧力は 1MPa とした。また初期条件としてサック室想定領域（図 4.14 の赤色セル領域）には液体（燃料:オクタン）を与え、圧力 20MPa に設定し、噴孔内部および噴射空間想定領域（図 4.14 の青色セル）には気体（ N_2 ）を与え、圧力 1MPa とした。図 4.15 の (a) と (b) は断面 C の噴孔内部の速度ベクトル分布である。図 4.16 に噴孔の軸方向、および半径方向速度分布を、図 4.17 には乱流エネルギーを示す。

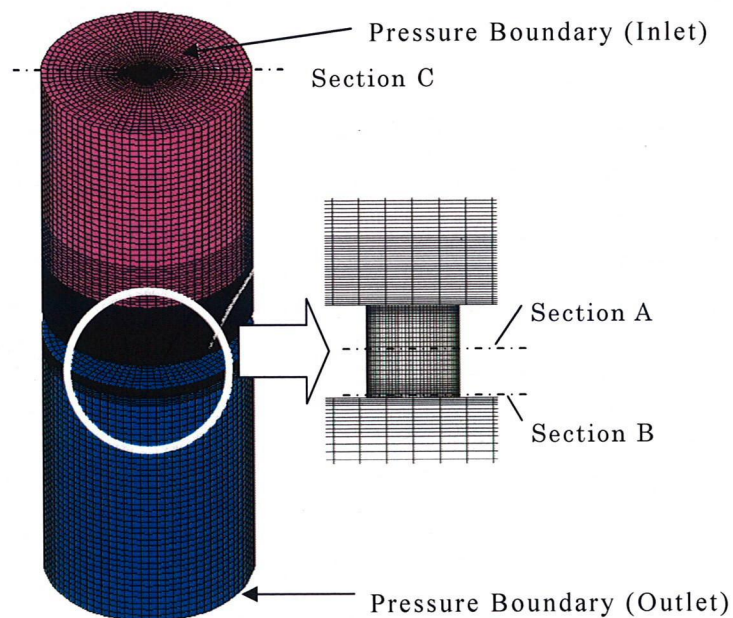


図 4.14 数値解析計算格子

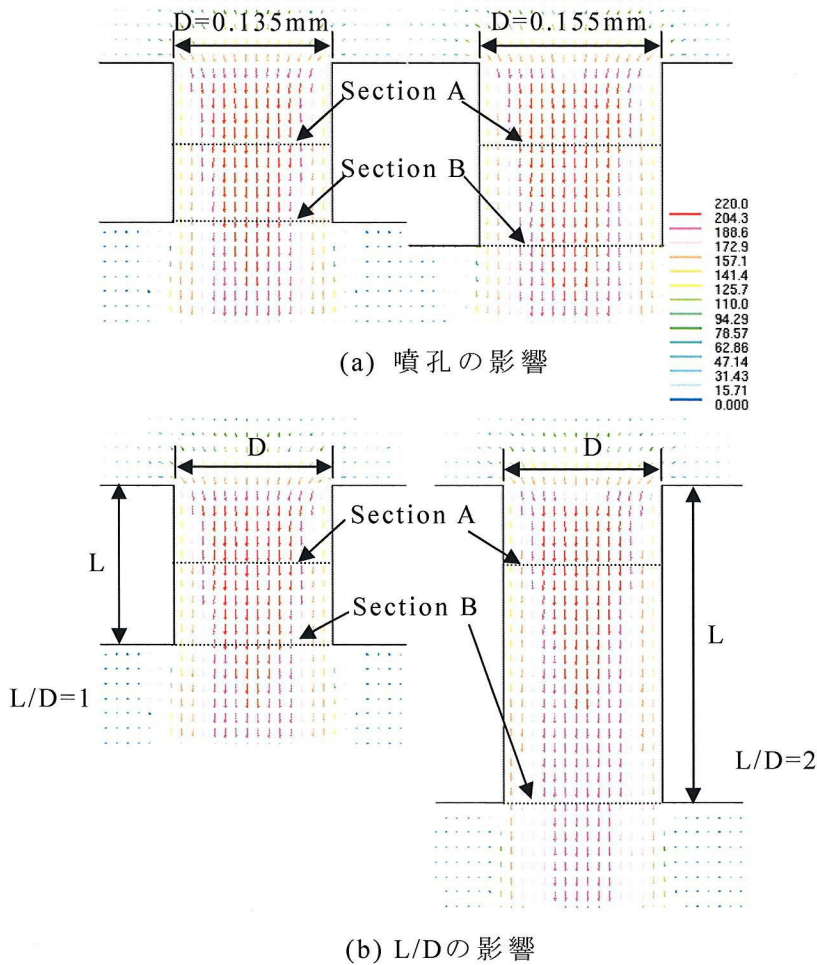


図 4.15 噴孔内断面 C の噴孔内部の速度ベクトル分布

(1) 噴孔径の影響

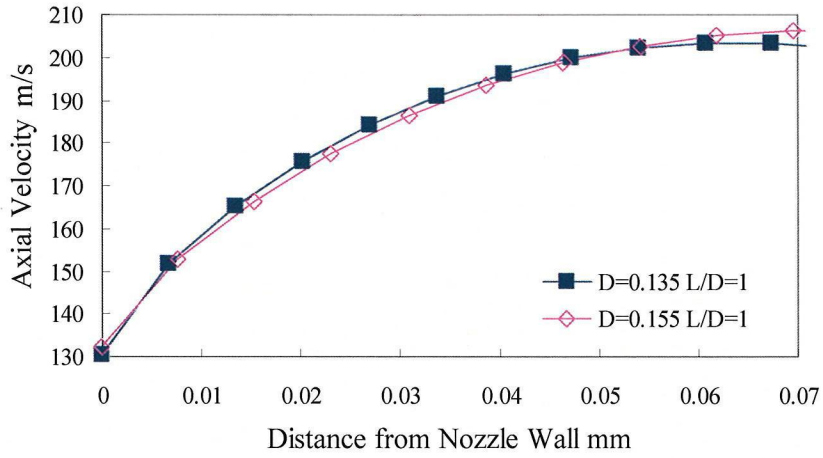
図 4.16(a)は $L/D=1$ 一定で噴孔径の異なる場合の断面 B における噴孔軸方向の速度分布を示す。噴孔径 $D=\phi 0.135\text{mm}$ のインジェクタと $D=\phi 0.155\text{mm}$ のインジェクタの噴孔軸方向の速度はほぼ同等である。これは断面 A でも同様の傾向が見られる。図 4.16(b)に $L/D=1$ 一定で噴孔径の異なる場合の噴霧半径方向の速度分布を示す。噴孔径 $D=\phi 0.155\text{mm}$ は $D=\phi 0.135\text{mm}$ よりも噴孔軸中心において半径方向速度が速いが、噴孔内部壁面付近では同等となっている。半径方向速度は軸方向速度に比べ、二桁小さい値となっており、噴孔径の影響は少ないと考えられる。一方、図 4.16(c)に $L/D=1$ 一定で噴孔径の異なる場合の乱流エネルギー分布を示す $D=\phi 0.135\text{mm}$ の噴孔内壁面から噴孔軸中心までの乱流エネルギーは $D=\phi 0.155\text{mm}$ よりも大きい。 $D=\phi 0.155\text{mm}$ の場合、乱流エネルギーは噴孔出口付近で減衰している。したがって、噴孔径 $D=\phi 0.135\text{mm}$ のインジェクタは $D=\phi 0.155\text{mm}$ のインジェクタより

噴孔出口付近の乱流エネルギーが大きいため、噴霧が広がりやすく、噴霧先端到達距離が短くなると想定される。

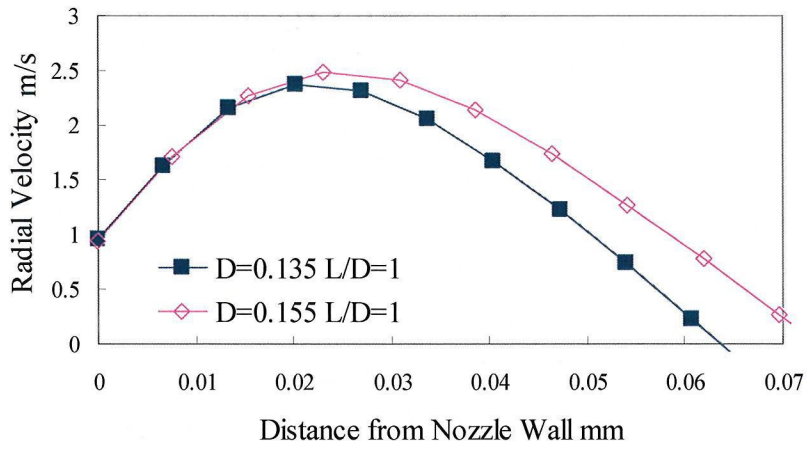
(2) L/D の影響

図 4.17(a)に噴孔径 $D=\phi 0.135\text{mm}$ で $L/D=1,2$ のインジェクタの噴孔軸方向速度分布を示す。 $L/D=1$ の方が $L/D=2$ よりも少し噴孔軸方向速度が速い。 図 4.17(b)に噴孔径 $D=\phi 0.135\text{mm}$ で $L/D=1,2$ の噴霧半径方向速度分布を示す。 噴孔軸中心部において $L/D=1$ の方が $L/D=2$ よりも半径方向速度が速い。

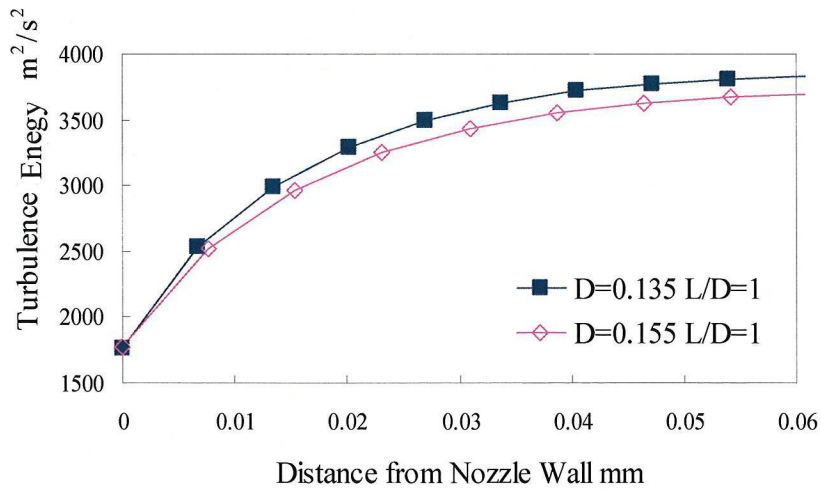
図 4.17(c)は噴孔径 $D=\phi 0.135\text{mm}$ で L/D の異なる時の乱流エネルギー分布を示す。 $L/D=1$ の乱流エネルギー分布は噴孔内壁面から噴孔軸中心まで $L/D=2$ よりも大きい。 したがって、 $L/D=2$ は $L/D=1$ より噴孔出口付近の乱流エネルギーが小さいため、噴霧が広がりやすく、噴霧先端到達距離は長くなると想定される。 上述の解析結果は図 4.2, 4.8, 4.9 に示した計測結果の機構解明の手がかりとなったが、噴孔内部流れとそれが噴霧挙動に及ぼす影響の更なる解明が必要である。



(a) 軸方向速度分布

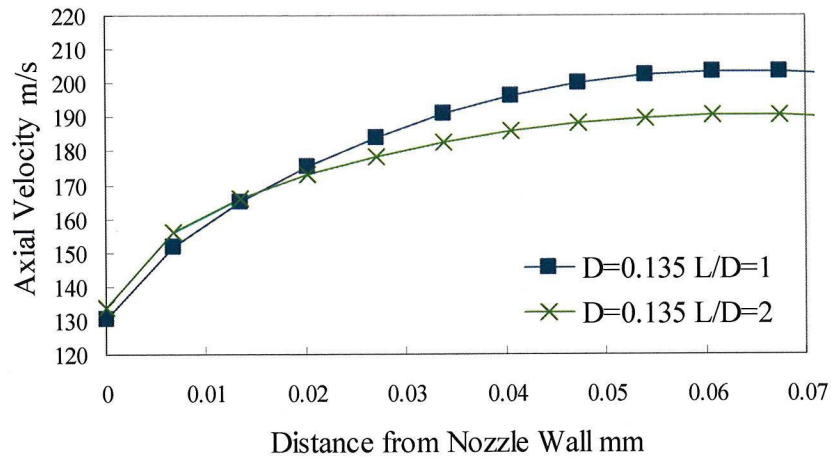


(b) 半径方向速度分布

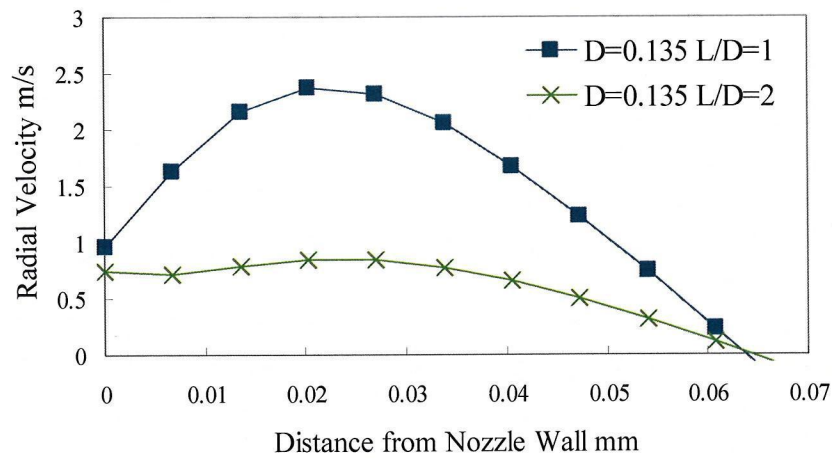


(c) 乱流エネルギー

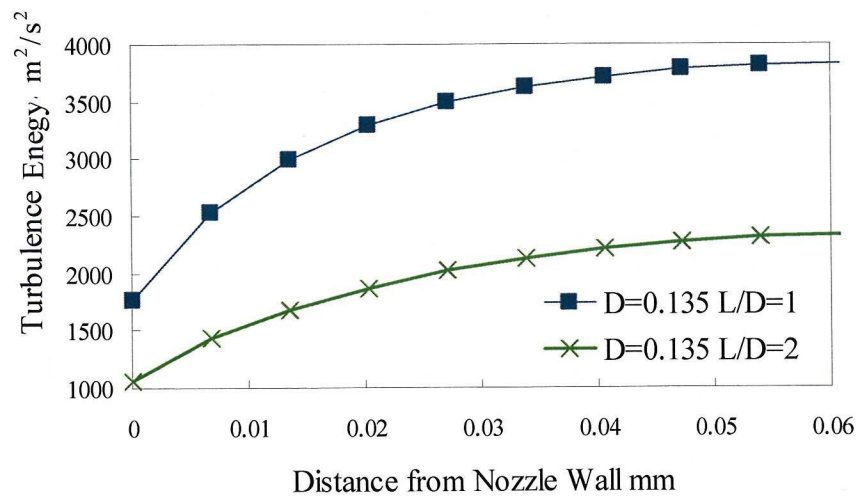
図 4.16 断面 B における噴孔内壁面から噴孔軸中心までの空間変動



(a)軸方向速度分布



(b)半径方向速度分布



(c)乱流エネルギー

図 4.17 断面 B における噴孔内壁面から噴孔軸中心までの空間変動

4.3 平板壁面衝突噴霧

4.3.1 衝突距離の影響

(1) 実験条件

表 4.2 に実験条件を示す。雰囲気条件は実際の直噴ガソリン機関における圧縮行程噴射を想定し、温度 $T_a=500\text{K}$ 、圧力 $P_a=1.0\text{MPa}$ とした。噴射圧力を 15MPa 、噴射量を 1.88mg 一定とした。インジェクタはニードル弁下流側にサック室が無い VCO (Valve Covered Orifice) タイプの単噴孔ホールインジェクタを用いた。図 4.18 に示すように平板は噴孔軸との角度を $\theta_{imp}=60^\circ$ とし、噴孔軸に沿ったインジェクタ先端から平板までの距離を $D_{imp}=15, 30, 45, 60\text{mm}$ と変化させた。衝突板には、一般的なステンレス板を用い、特に表面の加工等を行っていない。また、衝突板を設けない条件を自由噴霧として扱っている。

(2) 燃料蒸気相質量の分布

図 4.19 に壁面衝突噴霧（衝突距離 $D_{imp}=15, 30, 45\text{mm}$ ）および自由噴霧（平板

表 4.2 実験条件

Ambient Gas	
Ambient Gas	Nitrogen
Temperature : T_a [K]	500
Pressure : P_a [MPa]	1.0

Fuel Injection	
Fuel	P-xylene
Injector	Hole Type
Hole Diameter [mm]	0.15
L/D	2
Injection Duration [ms]	1.1
Injection Pressure [MPa]	15
Injection Quantity [mg]	1.88

Impingement Wall	
Distance : D_{imp} [mm]	15, 30, 45, 60
Angle : θ_{imp} [deg.]	60

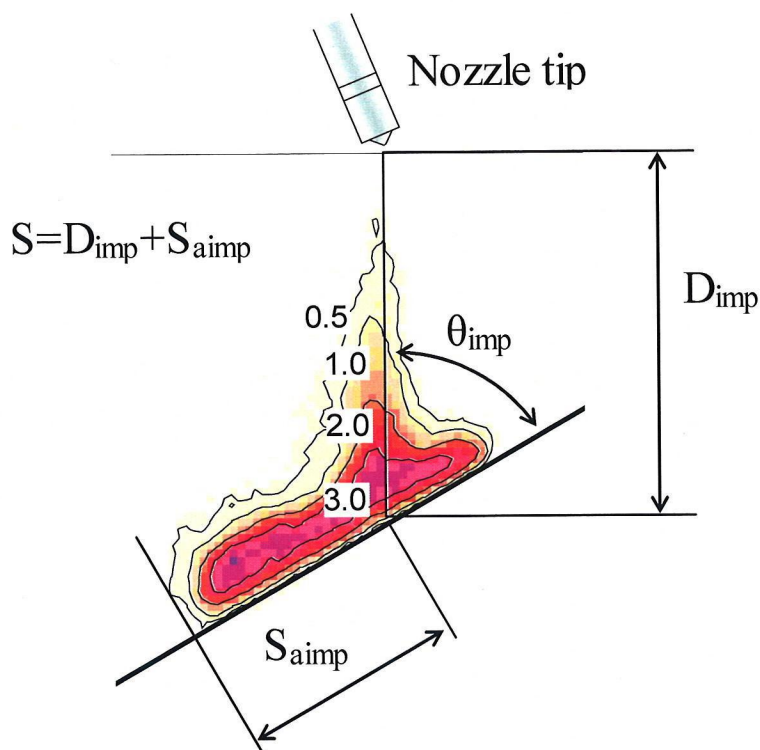


図 4.18 衝突平板および到達距離の定義

無し)の燃料蒸気相質量分布(光路長方向積算・単位面積当たり)を示す.撮影タイミングは,噴射終了時間(EOI: End of Injection)を基準に0.5ms刻みで定めた.

衝突噴霧の場合,噴霧が壁面に衝突後,壁面に沿って左右に薄く広がりながら蒸発し,時間の経過とともに幅の厚い蒸気塊を形成していく様子が分かる.また噴孔軸の左側(衝突角度が大きい側)に蒸気が広がりやすく,噴霧先端到達距離が長くなっていることが分かる.

自由噴霧および衝突距離 $D_{imp}=45\text{mm}$ の場合,蒸気相質量の光路長方向積算値が最大で $5.0 \times 10^{-3}\text{kg/m}^2$ 以上あるのに対し,衝突距離 $D_{imp}=30\text{mm}$ では最大 $4.0 \times 10^{-3}\text{kg/m}^2$ 程度,衝突距離 $D_{imp}=15\text{mm}$ では最大 $2.7 \times 10^{-3}\text{kg/m}^2$ 程度であり,衝突距離が短いほど燃料蒸気相質量の大きい領域が少なくなっている.また壁面近傍の燃料蒸気相質量分布を見ると,壁面に近いほど値が小さくなっている.これは壁面上の燃料液膜の形成により,蒸発が抑えられているものと考えられる.

一方,自由噴霧を見ると,噴霧後端から先端までの中間付近では噴孔軸より左側に蒸気相質量の大きい領域が存在し,噴霧先端では右側に存在している.すなわち噴霧が噴孔軸方向に蛇行した非軸対称の形状をしている.このような分布は,

従来の研究⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾におけるサック室のあるホールインジェクタでは観察されなかった。本研究で使用した VCO ホールインジェクタの特徴として、ニードル上昇中のインジェクタ内噴孔入口付近の流動の非軸対称性が噴霧形状に影響を与えているものと推測される。

(3) 噴霧先端到達距離

図 4.20 に図 4.19 の燃料蒸気相質量分布から求めた壁面衝突噴霧および自由噴霧の先端到達距離を示す。噴霧先端到達距離は、図 4.18 に示すように壁面に衝突する前の自由噴霧の期間と、壁面に衝突した後の壁面に沿って噴霧が発達していく期間に分けて定義した。自由噴霧の期間は、噴孔軸に沿って噴霧先端の平均蒸気相濃度 $\bar{C}_v > 0.5 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^2$ の領域までの距離で定義し、壁面衝突後は衝突距離 D_{imp} と噴孔軸と壁面が交差する位置から壁面に沿って左側の $\bar{C}_v > 0.5 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^2$ までの距離 S_{aimp} との和で定義した。

衝突距離 $D_{\text{imp}}=15, 30\text{mm}$ の結果を見ると、衝突後は、噴霧先端到達距離の勾配すなわち到達速度が小さくなっていることから、壁面衝突後の噴霧の到達速度は自由噴霧の到達速度よりも小さくなっていることが分かる。衝突距離 $D_{\text{imp}}=45\text{mm}$ では、衝突後の到達速度は自由噴霧と同等となっている。これは衝突時 $t_{\text{EOI}}=0\text{ms}$ にて、壁面衝突噴霧の壁面衝突による到達速度の減衰と自由噴霧の周囲気体の抵抗による到達速度の減衰が等しくなっているものと推測される。

(4) 燃料蒸気相質量

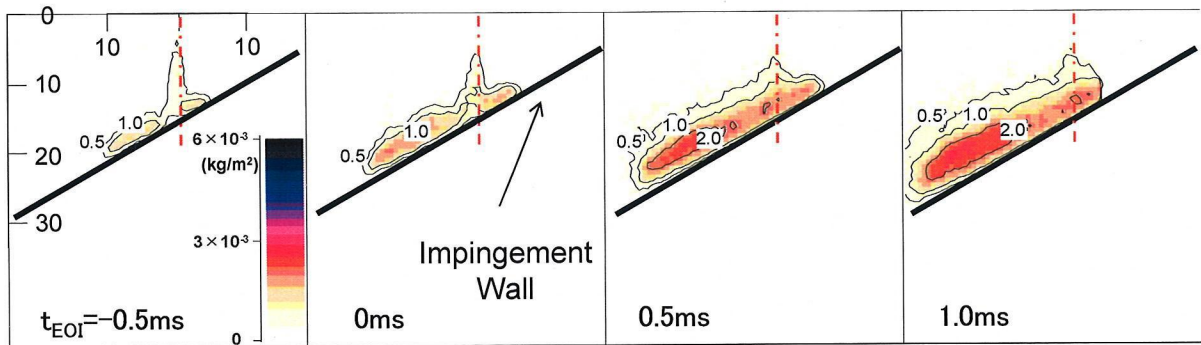
図 4.21 に壁面衝突噴霧および自由噴霧の蒸気相質量の時間的変化を示す。噴射期間中 ($t_{\text{EOI}} < 0$) の期間の噴射量は、噴射期間中の噴射率一定として求めた。蒸気相質量のグラフは平板に噴霧先端が到達するまで (before WI: Wall Impingement, 黒シンボル) と、衝突した後 (after WI, 白シンボル) に分けてプロットしている。

壁面衝突噴霧と自由噴霧を比較すると、いずれの衝突距離でも衝突噴霧の方が蒸気相質量は小さくなっており、壁面衝突により燃料の蒸発が抑制されている。また衝突距離が短いほど蒸気相質量が小さくなっており、蒸発がより抑えられていることが分かる。

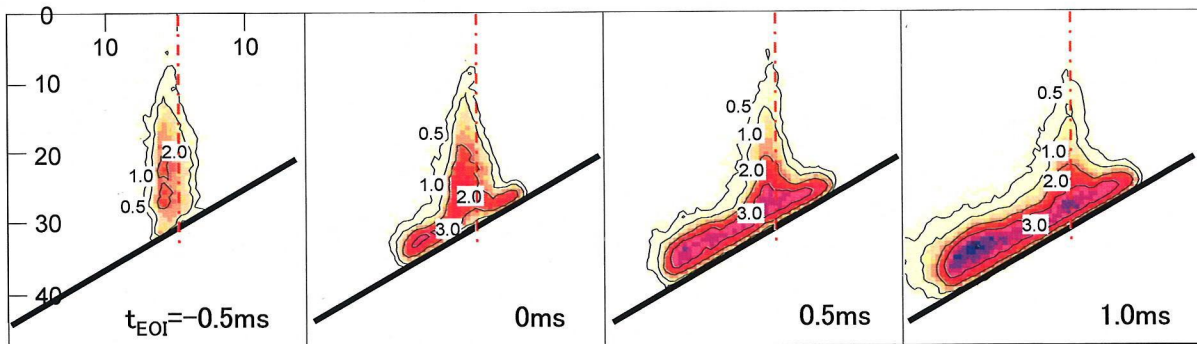
図 4.22 に $t_{\text{EOI}}=1.0\text{ms}$ 時の蒸気相質量と衝突距離の関係を示す。衝突距離

$D_{imp}=60\text{mm}$ と自由噴霧 ($D_{imp}=\infty$) では、噴射量の約 80%の燃料が蒸発しているのに対し、衝突距離 $D_{imp}=30\text{mm}$ では約 50%、衝突距離 $D_{imp}=15\text{mm}$ では約 25%しか蒸発していないことが分かる。

噴霧中の燃料が蒸発するためには、噴霧への高温の周囲気体の取り込みが必要である。壁面衝突により噴霧先端および壁面側からの周囲気体の流入が抑えられることで、蒸発量が少なくなったのではないかと考えられる。

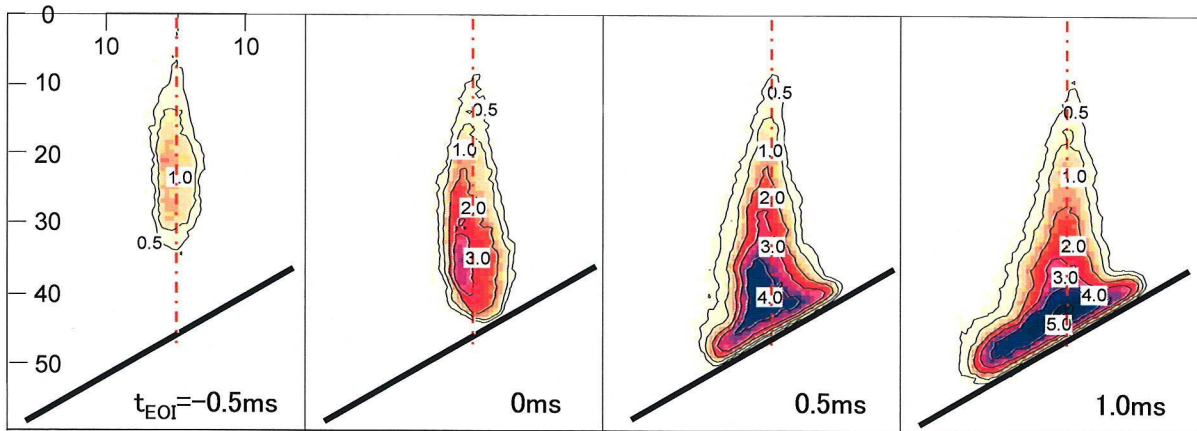


(a) $D_{imp}=15\text{mm}$, $\theta_{imp}=60^\circ$

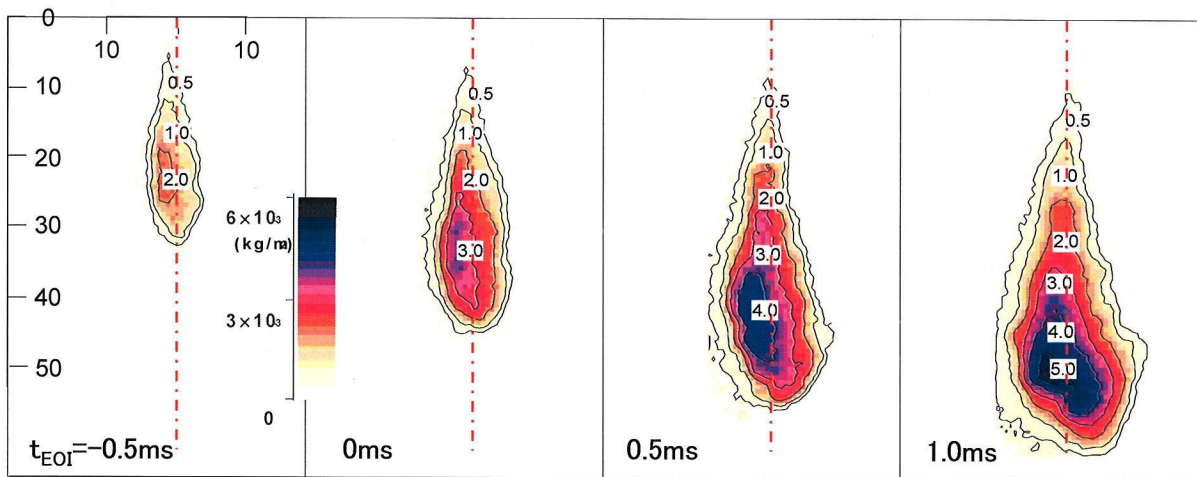


(b) $D_{imp}=30\text{mm}$, $\theta_{imp}=60^\circ$

図 4.19 自由噴霧と衝突噴霧の蒸気相質量分布



(c) $D_{imp}=45\text{mm}$, $\theta_{imp}=60^\circ$



(d) 自由噴霧

図 4.19 自由噴霧と衝突噴霧の蒸気相質量分布(続き)

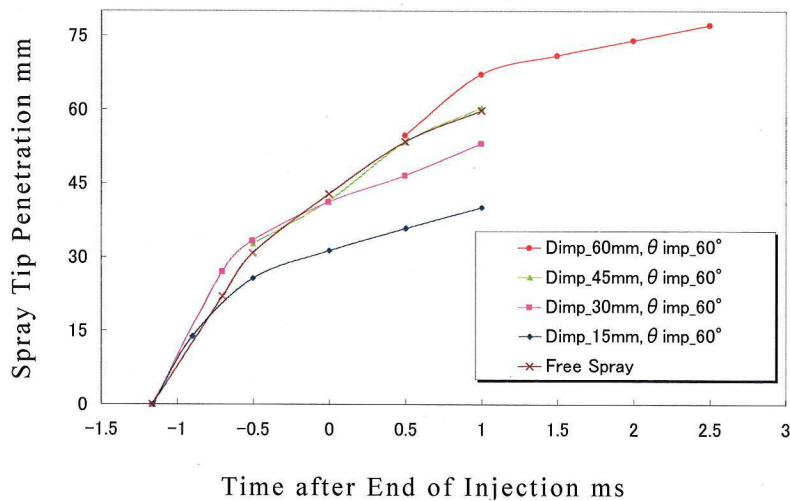


図 4.20 蒸気相先端到達距離

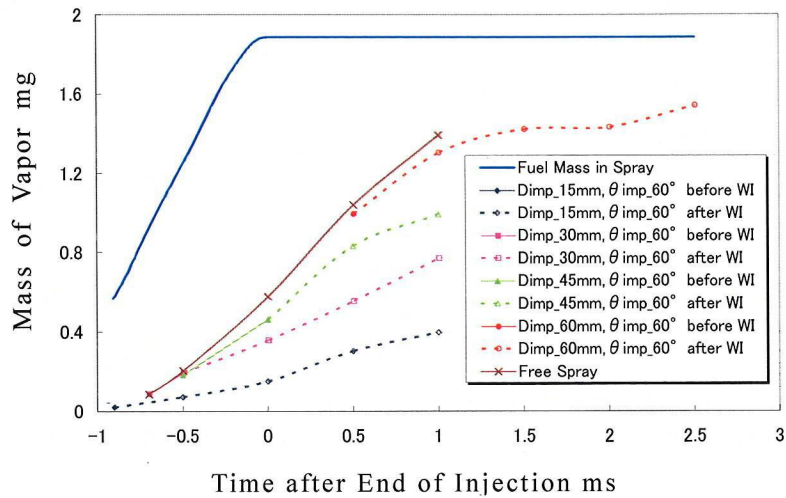


図 4.21 蒸気相質量

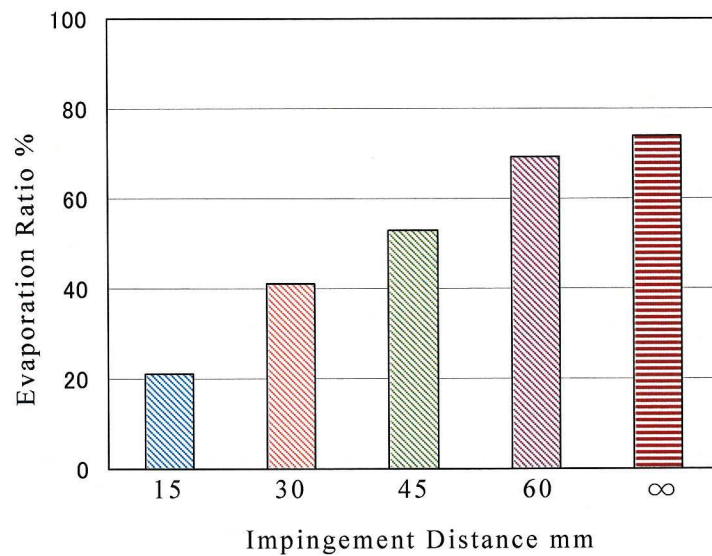


図 4.22 衝突距離が噴射終了後 1.0ms の蒸発割合に及ぼす影響

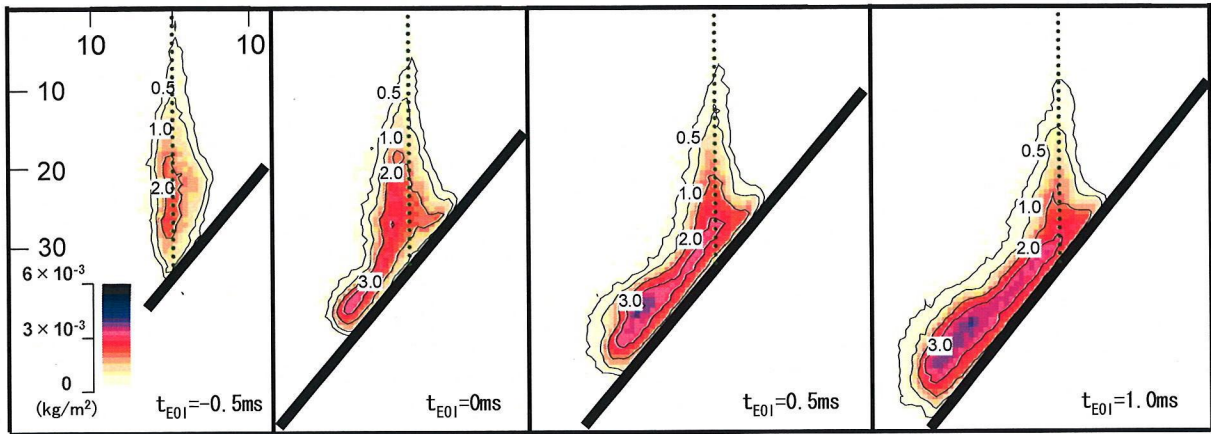
4.3.2 衝突角度の影響

(1) 実験条件

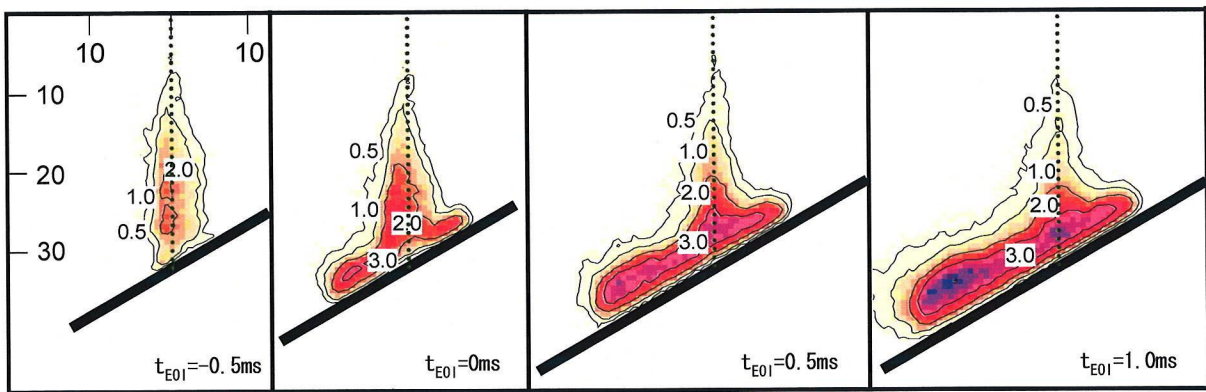
表 4.3 に衝突角度の影響を調べるために設定した壁面条件を示す。衝突板は衝突距離 $D_{imp} = 30\text{mm}$ で一定とし、衝突角度を $\theta_{imp} = 35, 60, 90\text{deg.}$ と変化させた。

表 4.3 壁面条件

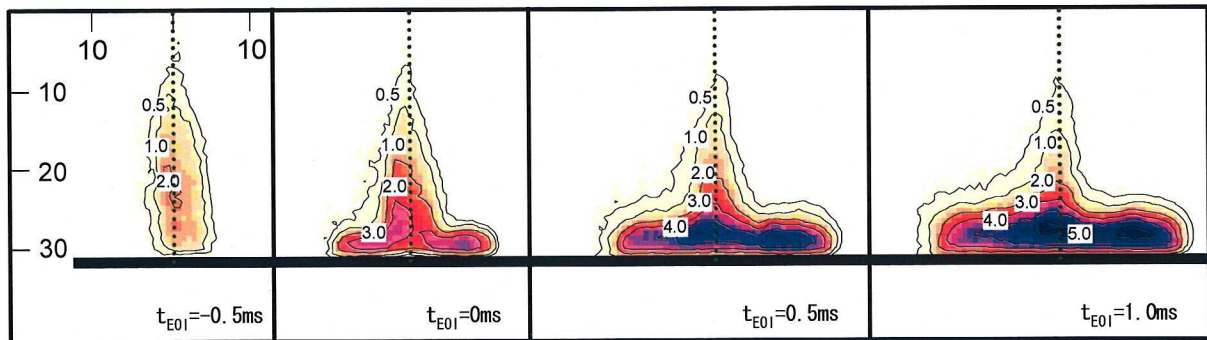
Distance : D_{imp} [mm]	30
Angle : θ_{imp} [deg.]	35, 60, 90



(a) $D_{imp}=30\text{mm}$, $\theta_{imp}=35\text{deg}$.



(b) $D_{imp}=30\text{mm}$, $\theta_{imp}=60\text{deg}$.



(c) $D_{imp}=30\text{mm}$, $\theta_{imp}=90\text{deg}$.

図 4.23 蒸気相質量分布

(2) 燃料蒸気相質量の分布

図 4.23 に衝突噴霧および自由噴霧の光路長方向・単位面積あたりの燃料蒸気相質量の分布を示す。噴霧は噴射終了前 0.5ms ($t_{EOI}=-0.5\text{ms}$) から噴射終了後 1.0ms ($t_{EOI}=1.0\text{ms}$) まで 0.5ms 刻みに撮影した。

壁面への衝突後、噴霧は壁面に沿って左右に薄く広がりながら蒸発し、時間の

経過とともに幅の厚い蒸気を形成している。全ての噴霧において、噴射終了直後 ($t_{EOI}=0\text{ms}$) は衝突点付近で燃料蒸気相質量分布の低い領域が見られるが、時間の経過に伴って、次第に高くなっている。衝突角度 θ_{imp} が大きくなるほど噴霧の左側への広がり小さくなり、衝突角度 $\theta_{imp} = 90\text{deg.}$ では左右両側に均等に広がっている。燃料蒸気相質量分布の最大値を見ると、衝突角度 $\theta_{imp} = 35, 60\text{deg.}$ では約 $4.0 \times 10^{-3}\text{kg/m}^3$ 、衝突角度 $\theta_{imp} = 90\text{deg.}$ では約 $5.4 \times 10^{-3}\text{kg/m}^3$ であり、衝突角度 θ_{imp} が大きくなるほど、燃料蒸気相質量分布の高い領域が多くなる。

衝突角度 $\theta_{imp} = 90\text{deg.}$ では、 $t_{EOI}=1.0\text{ms}$ において噴霧先端右側に燃料蒸気相質量分布の高い領域が存在している。自由噴霧の燃料蒸気相質量分布でもこのような非対称性が確認されている。これは VCO インジェクタ噴孔内部にサック室が無いため、ニードル上昇中のインジェクタ内部の流れが噴霧の非対称性に影響を与えていると考えられる。

(3) 噴霧先端到達距離

図 4.24 に噴霧先端到達距離を示す。図 4.24 を見ると、衝突角度 θ_{imp} が大きいほど、噴霧先端到達距離は短くなる。これは衝突角度 θ_{imp} を大きくすると、衝突点から右側への噴霧の広がりが増え、左側方向へ噴霧が広がりにくくなるためである。

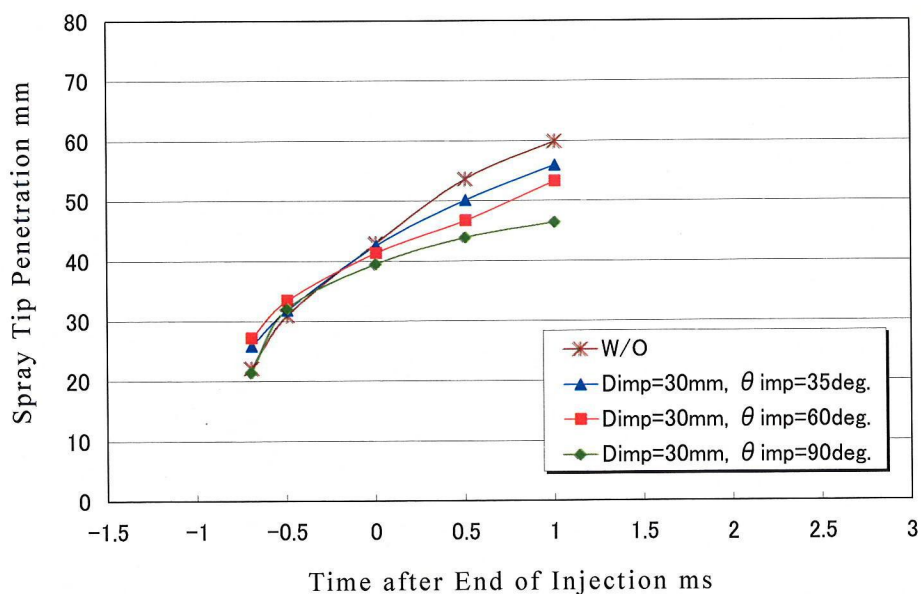


図 4.24 噴霧先端到達距離

(4) 燃料蒸気相質量の時間変化

図 4.25 に蒸気相質量の時間変化を示す。図 4.25 を見ると、衝突角度 θ_{imp} が大きいほど $t_{EOI}=0\text{ms}$ から $t_{EOI}=1.0\text{ms}$ までの蒸気相質量が多くなっている。前節の図 4.23 で、衝突角度 θ_{imp} が大きいほど、噴霧先端到達距離は短くなることは述べた。一般に、噴霧先端到達距離の増加に伴って噴霧内に多くの雰囲気を取り込まれ、燃料の蒸発が促進するとされているが、今回は逆の傾向を示している。衝突角度 θ_{imp} が大きいほど壁面上に燃料が堆積しやすくなり、噴霧の光路長方向への広がりが大きくなると思われる。雰囲気と噴霧が接する面積が増え、多くの雰囲気が

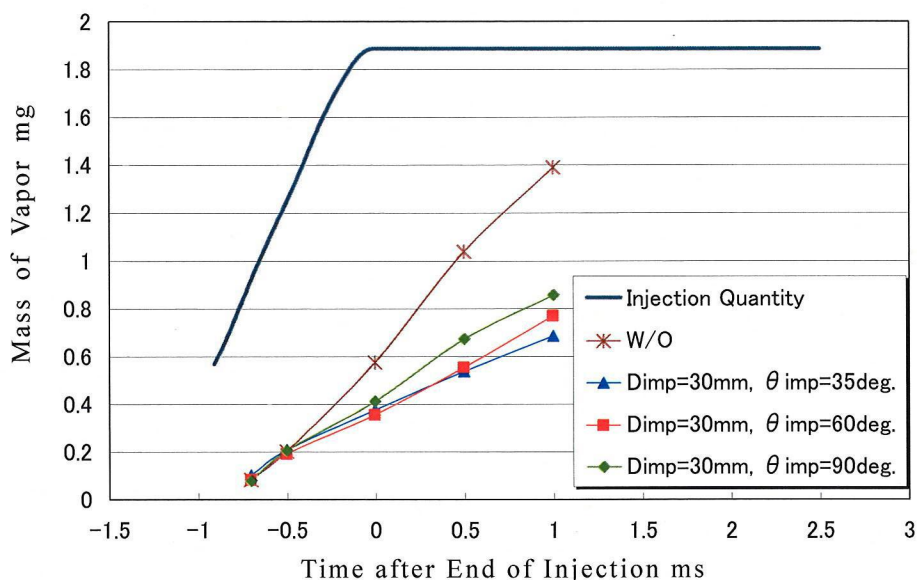


図 4.25 蒸気量質量

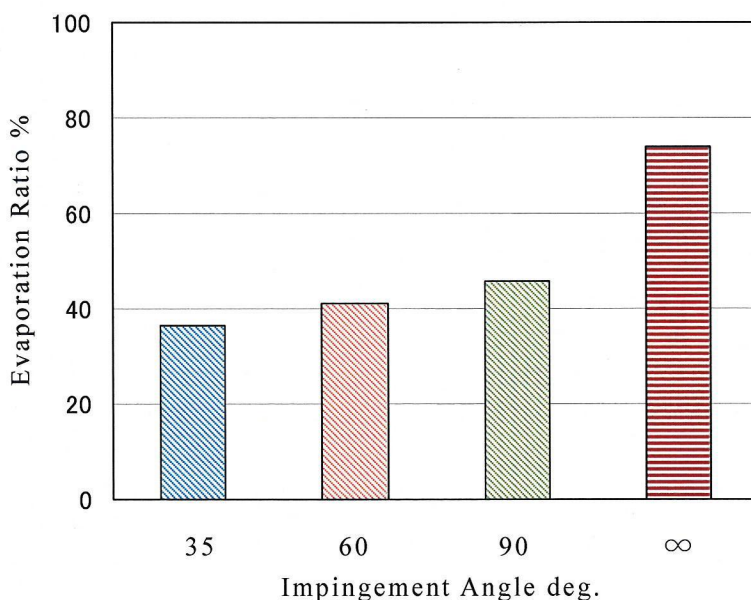


図 4.26 噴射終了後 1.0ms における蒸発割合

噴霧内に取り込まれた結果、燃料の蒸発が促進されたのではないかと考えられる。

図 4.26 に $t_{EOI}=1.0\text{ms}$ における蒸発割合を示す。自由噴霧の蒸発割合が最も高くなっている。衝突距離 $D_{imp}=30\text{mm}$ 一定として衝突角度を変化させた場合、蒸発割合は自由噴霧の約半分となる。衝突角度が大きいほど蒸発割合は高くなるが、これは前述したように、噴霧内に多くの雰囲気を取り込まれて燃料の蒸発が促進されたためだと考えられる。

4.3.3 雰囲気導入のメカニズム

図 4.27(a), (b)に噴霧および雰囲気流動の概念図を示す。自由噴霧における雰囲気流動は、噴霧の根本と先端で異なると考えられる。噴霧の根本付近では噴霧の速度が速いため、雰囲気間とのせん断力によって噴霧中に雰囲気が巻き込まれる。一方噴霧の先端では噴霧の速度が減少し、雰囲気を噴霧内に取り込む能力が低下する。そのため、(噴霧の根本で)取り込まれた雰囲気は噴霧の外側に向かって押し出され、その結果、噴霧内への導入雰囲気量が増加し、燃料の蒸発を促進させることができると考えられる。

図 4.27(b)で示した衝突噴霧の場合、壁面衝突により噴霧の運動量は減少し、貫徹力が弱くなる。その結果、噴霧内に取り込まれた雰囲気が噴霧先端に向かって押し出されにくくなり、噴霧内雰囲気流動が弱くなると考えられる。以上の説明をさらに補足するため、PIVによる噴霧および雰囲気流動の更なる研究が求められる。

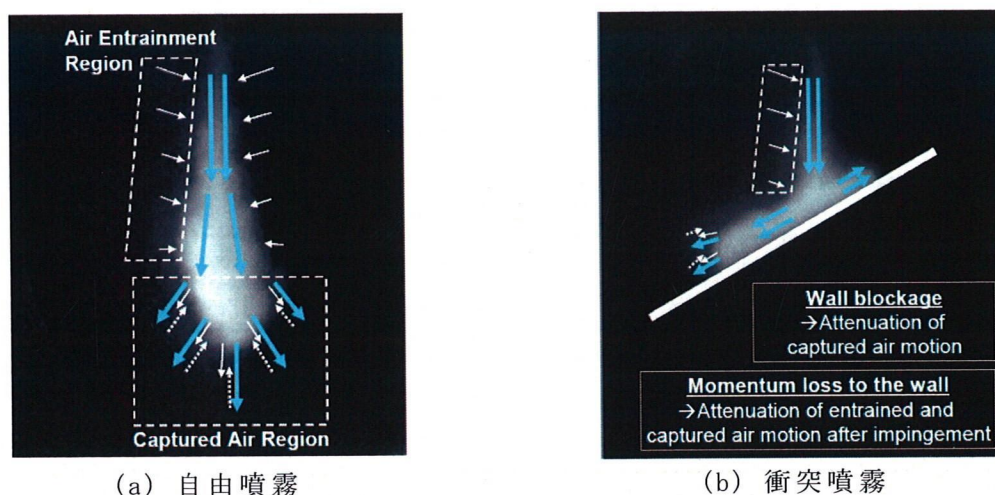


図 4.27 噴霧および雰囲気流動の概念図

4.4 インジェクタ構造の影響

4.4.1 ミニサックインジェクタとスワールインジェクタの比較

(1) 実験条件

表 4.4 に実験条件を示す。高温高压容器内は温度 500K, 圧力 1MPa の窒素とし, 実際の直噴ガソリン機関の圧縮行程噴射を想定した条件を設定した。噴射条件は, 噴孔径が 0.6mm のスワールインジェクタ, 噴孔径が 0.155mm の単噴孔のミニサックホールインジェクタ (以下, 単噴孔ホールインジェクタ) を用い, 噴射圧 10MPa, 噴射期間 0.8ms とした。スワールインジェクタと単噴孔ホールインジェクタの構造を図 4.28 に示す。噴射量はスワールインジェクタが 10.29mg, 単噴孔ホールインジェクタが 1.44mg となる。

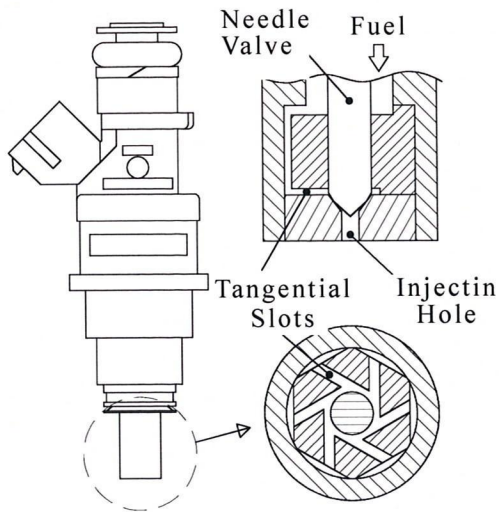
(2) 透過光減衰率分布

図 4.29(a) にスワールインジェクタ, (b) に単噴孔ホールインジェクタの二波長レーザ吸収散乱法で撮影した透過光減衰率分布 $\log(I_o/I_i)$ を示す。上は可視光 (533nm) で液相の, 下は紫外光 (266nm) で液相+蒸気相の透過光減衰率分布の画像である。撮影時間は噴射開始後 1.0ms である。白が強いほど, 高い透過光減衰である。可視光 $\lambda_T=533\text{nm}$ 画像よりスワールインジェクタの方が高い液相濃度を示す。但し, 噴射量はスワールインジェクタの方が単噴孔ホールインジェクタの約 7 倍

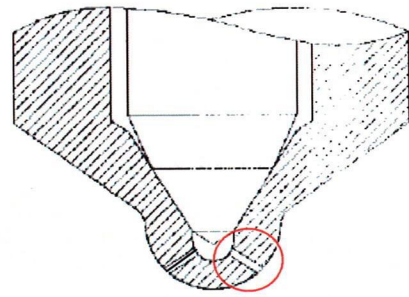
表 4.4 実験条件

Ambient Gas		
Ambient Gas	Nitrogen	
Temperature : T_a [K]	500	
Pressure : P_a [MPa]	1.0	

Injection Condition		
Fuel	P-xylene	
Injector	Swirl Type	Hole Type
Hole Diameter [mm]	0.6	0.155
Injection Duration [ms]	0.8	
Injection Rate [mm^3/ms]	25.1	3.1
Injection Pressure [MPa]	10	
Injection Quantity [mg]	10.29	1.44

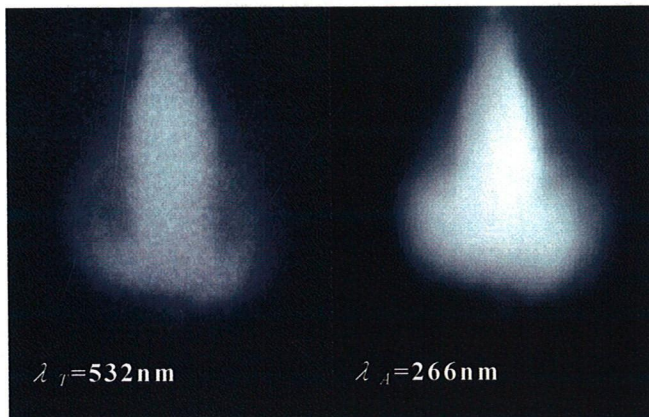


(a) スワールインジェクタ

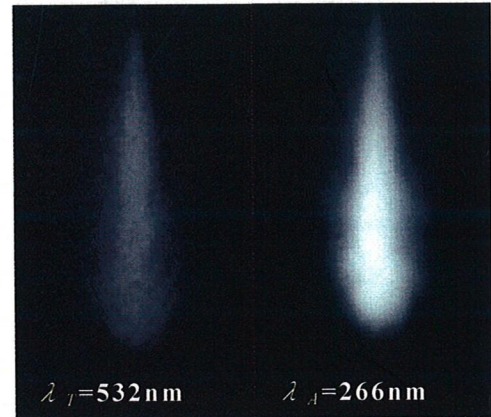


(b) 単噴孔ホールインジェクタ

図 4.28 スワールインジェクタと単噴孔ホールインジェクタの構造



(a) スワールインジェクタ



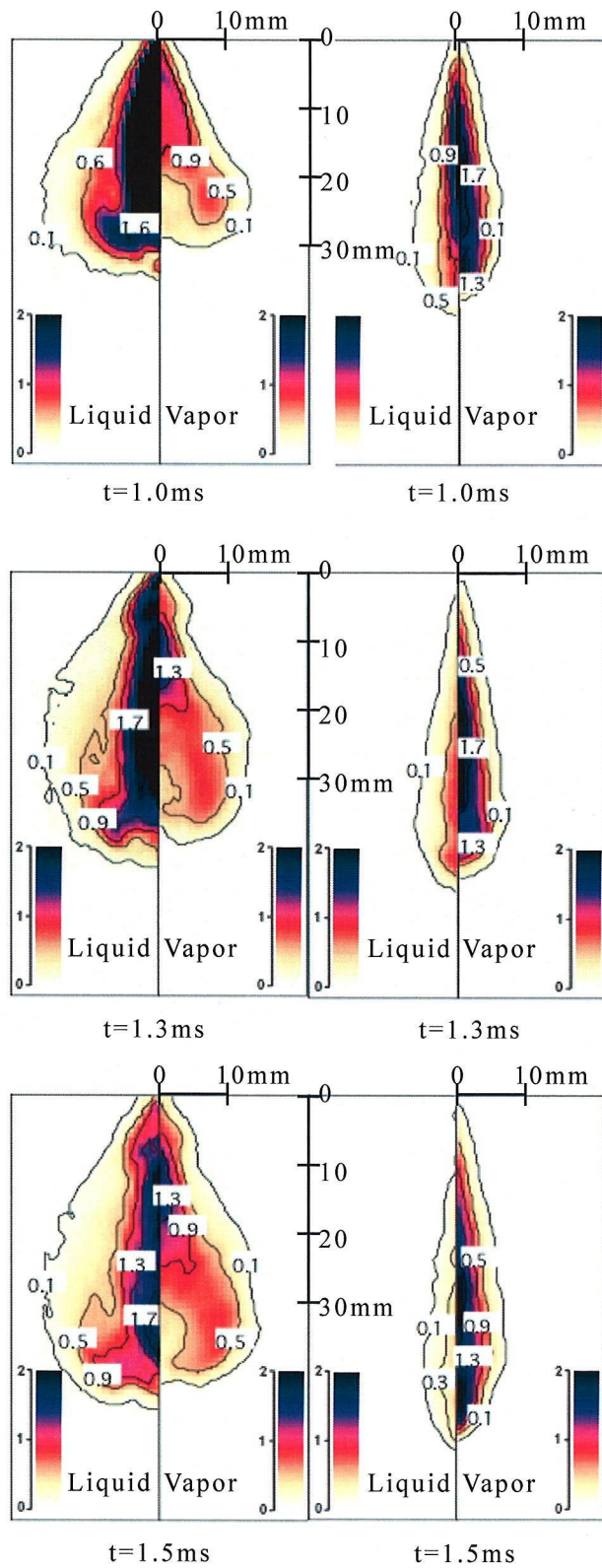
(b) 単噴孔ホールインジェクタ

図 4.29 二波長の透過光減衰率画像
($t=1.0\text{ms}$)

である。紫外光 $\lambda_A=266\text{nm}$ の画像より単噴孔ホールインジェクタの方が噴霧角は小さく噴霧先端到達距離が大きいことがわかる。

(3) 蒸気相および液相の当量比分布

図 4.30 にスワールインジェクタ，単噴孔ホールインジェクタ噴霧の液相および蒸気相の当量比分布を示す。撮影時間は噴射開始後 1.0ms, 1.3ms, 1.5ms である。液相当量比分布を比較すると，スワールインジェクタはすべての撮影時間 $t=1.0 \sim 1.5\text{ms}$ にて，インジェクタ先端から噴孔軸方向に沿って噴霧先端まで，噴孔軸から半径方向 7mm の範囲に液相当量比 ($\phi_L \geq 1.3$) の領域が存在している。液相当量比



(a) スワールインジェクタ (b)ホールインジェクタ

図 4.30 蒸気相および液相当量比分布の時間変化

($\phi_L \geq 0.9$)領域の噴霧外縁部の形を見ると、巻き上がりが生じているのが確認できる。単噴孔ホールインジェクタは、 $t=1.0\text{ms}$ にてインジェクタ先端から噴孔軸に沿って中央付近まで、噴孔軸中心に液相当量比 ($\phi_L \geq 1.0$) の領域が存在するものの、 $t=1.5\text{ms}$ ではほとんど見られない。

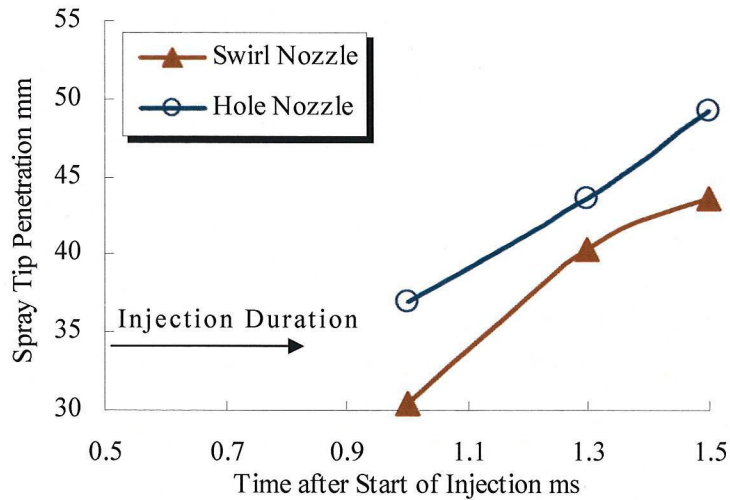
次に蒸気相当量比分布を比較する。スワールインジェクタは $t=1.0\text{ms} \sim 1.5\text{ms}$ にて、インジェクタ先端から噴孔軸に沿って 5mm から 20mm の領域で、高い蒸気相当量比 ($\phi_v \geq 1.0$) となっている。そして、特徴的なのは蒸気相当量比 ($0.5 < \phi_v < 1.0$) の領域が、前述した液相当量比 ($\phi_L \geq 0.9$) の噴霧外縁部の液相の巻き上がりと思われる領域に見えることである。噴霧全体で比較すると、液相当量比に比べ、蒸気相当量比が低いことを考えると液相が多く存在している。一方、単噴孔ホールインジェクタは $t=1.0\text{ms}$ の時点からスワールインジェクタではほとんど存在していない高い蒸気相当量比 ($\phi_v \geq 1.0$) の領域が多く存在し、 $t=1.5\text{ms}$ では、噴孔軸方向に噴霧中央付近から噴霧先端にかけて高い蒸気相当量比が存在している。噴霧全体ではスワールインジェクタとは異なり、蒸気相当量比が高く蒸発が進んでいるように思われる。

(4) 噴霧先端到達距離

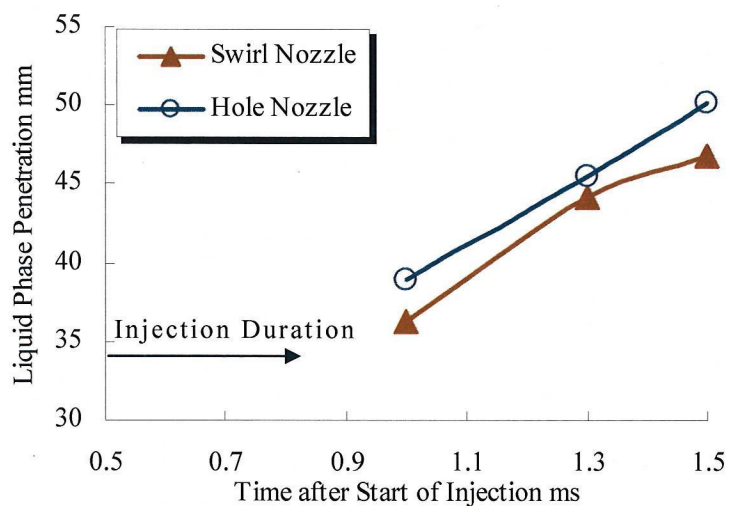
図 4.31 に図 4.30 の蒸気相および液相当量比分布において、蒸気相および液相当量比それぞれ $\phi_v \geq 0.1$ 、 $\phi_L \geq 0.1$ の領域を噴霧先端到達距離とした場合のスワールインジェクタと単噴孔ホールインジェクタの噴霧先端到達距離を示す。噴射開始後すべての時間において単噴孔ホールインジェクタの方が長い。

(5) 液相、蒸気相および導入雰囲気質量

図 4.32 に液相および蒸気相質量の時系列変化を示す。単噴孔ホールインジェクタの燃料噴射量はスワールインジェクタの $1/7.13$ であり、同一燃料噴射量条件下での比較を行うため、仮想的に噴孔数 7.13 の多噴孔ホールインジェクタを考え、単噴孔ホールインジェクタ噴霧中の各質量の測定値を 7.13 倍して、スワールインジェクタと比較した。噴射開始後 $t=1.0 \sim 1.5\text{ms}$ いずれの時間においてもホールインジェクタの蒸気相質量が多い結果になった。図 4.33 に導入雰囲気質量の時間変化を示すが、7.13 噴孔ホールインジェクタがいずれの時間も導入雰囲気質量が多



(a) 噴霧先端到達距離



(b) 液相到達距離

図 4.31 スワールインジェクタおよび単噴孔ホールインジェクタの噴霧先端到達距離と液相到達距離

い. 図 4.32 に示したように仮想した 7.13 噴孔ホールインジェクタの蒸気相質量はスワールインジェクタより多いが, これは導入雰囲気が多いためと思われる.

(6) 蒸気相および総合燃料(液相+蒸気相)平均当量比

図 4.34 にスワールインジェクタ, 単噴孔ホールインジェクタの噴霧領域での蒸気相平均当量比の時間変化を示す. $t=1.0\sim 1.5\text{ms}$ で両者には差が見られない. 図 4.35 に噴霧領域での総合燃料の平均当量比を示す. スワールインジェクタが $t=1.0\sim 1.5\text{ms}$ で高い値を取っている. 図 4.34, 4.35 より, スワールインジェクタ, 単噴孔ホールインジェクタの蒸気相平均当量比は変らないものの, 総合燃料の平均当量比はスワールインジェクタの方が高い値であることから, 液相が多く残って

いることがわかる。

(7) 液相および蒸気相質量の時間変化

図 4.36 に液相および蒸気相質量の時間変化を示す。(a)はスワールインジェクタ，(b)は 7.13 噴孔ホールインジェクタである。各図中，上から液相 (ϕ_L)，蒸気相で過濃 ($1.3 < \phi_V$)，量論比付近 ($0.7 < \phi_V < 1.3$)，希薄 ($\phi_V < 0.7$) の質量となっている。スワールインジェクタと 7.13 噴孔ホールインジェクタで大きく異なる点は，前述してきたように，スワールインジェクタの方が液相質量は多く，蒸気相質量が少ないことである。図 4.36(a)に示すようにスワールインジェクタの，過濃 ($1.3 < \phi_V$) 範囲の蒸気相質量は $t=1.0 \sim 1.5\text{ms}$ においてほとんど存在せず，量論比付近 ($0.7 < \phi_V < 1.3$) の蒸気相質量が総合燃料質量の約 15% 存在するのみで，液相質量が総合燃料質量の 50% 以上存在し，蒸発が進んでいないことがわかる。一方，図 4.36(b)の 7.13 噴孔ホールインジェクタは $t=1.0\text{ms}$ 時点で液相-蒸気相の質量割合が同等， $t=1.5\text{ms}$ になると蒸気相質量が半分以上を占めており，蒸発が進んでいることがわかる。

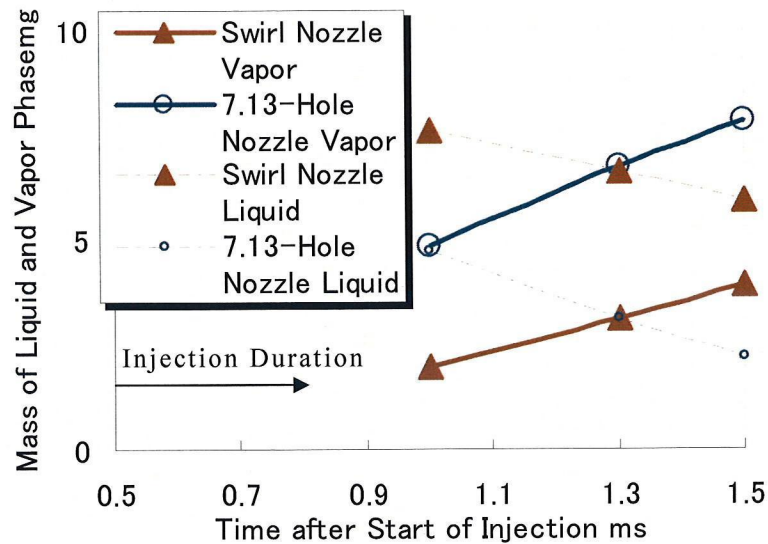


図 4.32 液相および蒸気相質量

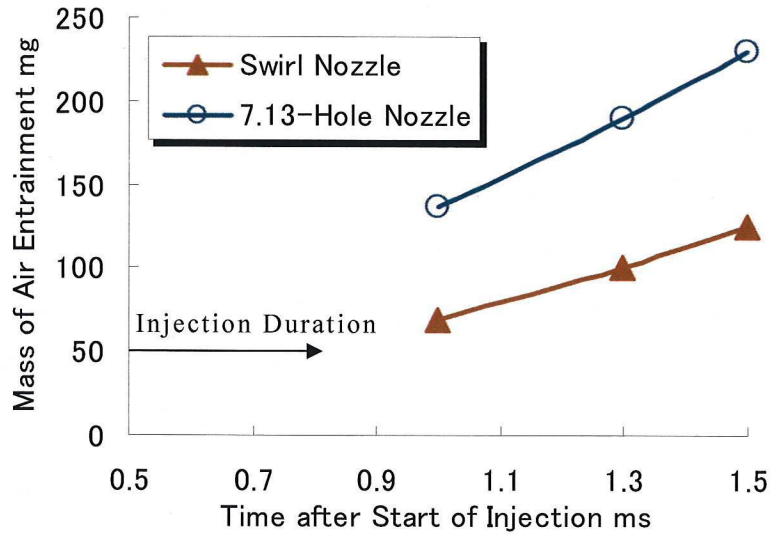


図 4.33 導入雰囲気質量

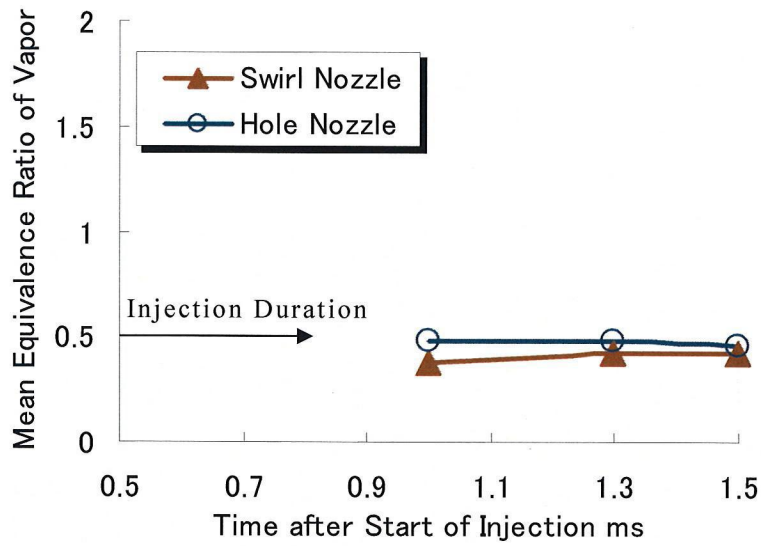


図 4.34 蒸気相当量比

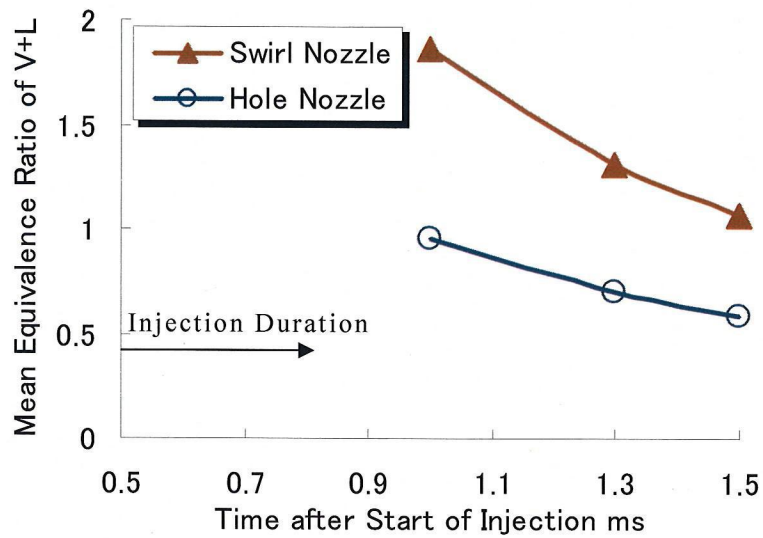


図 4.35 総合燃料（液相+蒸気相）当量比

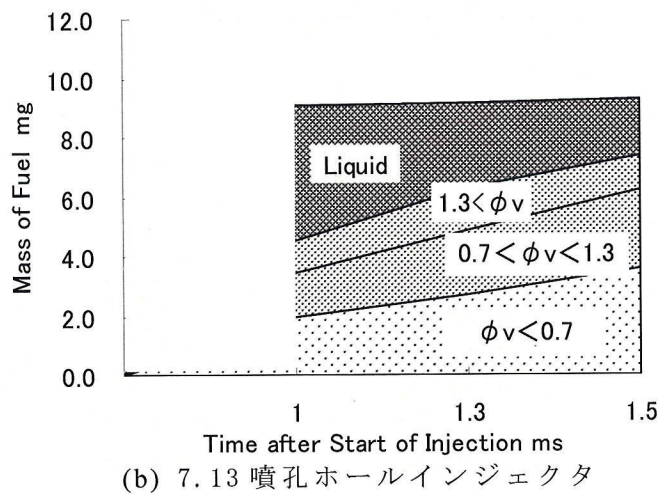
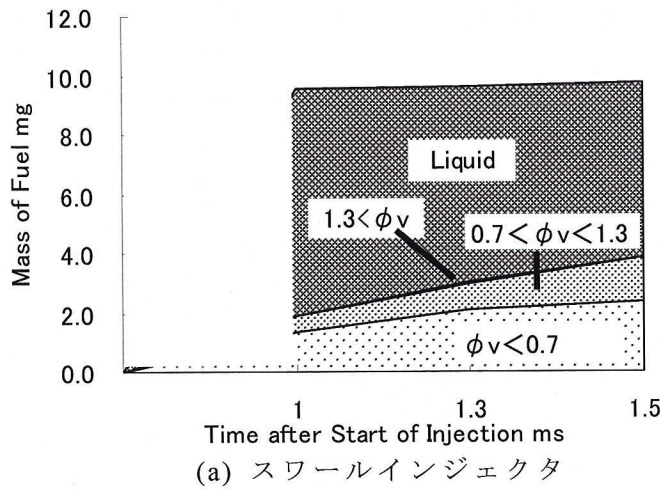


図 4.36 噴霧内混合気の液相および蒸気相質量

(8) 混合気形成能力の比較

噴射差圧は 9MPa, 噴射量はスワールインジェクタと同量になるように 7.13 噴孔ホールインジェクタの噴射量を換算しているため、噴射仕事 $W = \text{燃料の噴射差圧} [\text{Pa}] \times \text{噴射量} [\text{m}^3] = 0.11 [\text{J}]$ はスワールインジェクタ, 7.13 噴孔ホールインジェクタとも同一となる。このような噴射に要する仕事は同一の条件で、各インジェクタの蒸発と雰囲気導入の能力を比較する。

図 4.37(a)(b) に噴射開始後 $t = 1.5 \text{ms}$ 時点のスワールインジェクタと 7.13 噴孔ホールインジェクタの噴霧中の蒸気相質量, 導入雰囲気質量を示す。7.13 噴孔ホールインジェクタの方がスワールインジェクタよりいずれの指標も高い値を示すことがわかる。

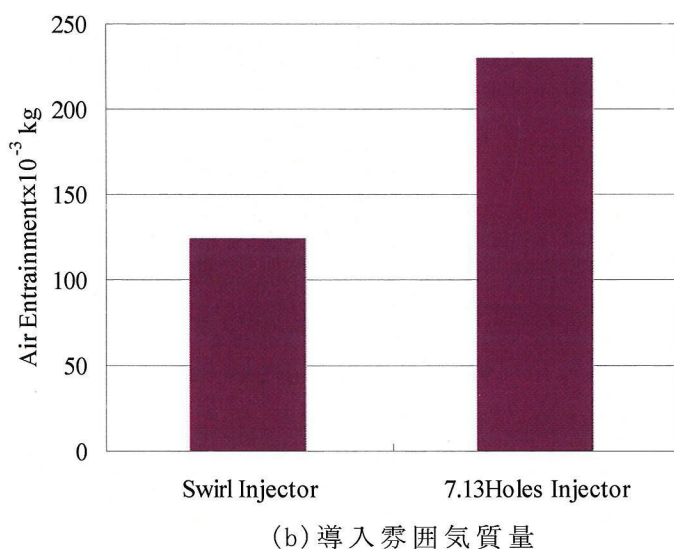
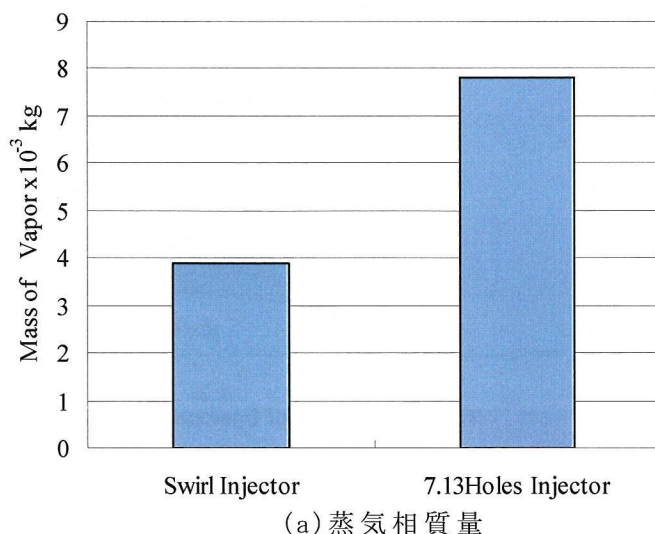


図 4.37 燃料の蒸気相質量と導入雰囲気質量の比較

4.4.2 ミニサックインジェクタと VCO インジェクタの比較

(1) 実験条件

表 4.5 に雰囲気および噴射の実験条件を示す。高温高压容器内は温度 500K、圧力 1.0MPa の窒素とし、実際の直噴ガソリン機関の圧縮行程噴射を想定した条件を設定した。インジェクタにはいずれも単噴孔の VCO ホールインジェクタ（以下、VCO インジェクタと略す）とミニサックホールインジェクタ（以下、ミニサックインジェクタと略す）の二種類を使用し、噴射圧力を 10MPa、噴射量を 1.17mg に設定した。噴孔径は VCO インジェクタが 0.15mm、ミニサックインジェクタが 0.155mm である。L/D は VCO インジェクタが 2、ミニサックインジェクタは 2、1 とした。

本実験では、噴射圧力と噴射量を全てのインジェクタで合わせているため、噴

射期間に差が生じている。VCO インジェクタの噴射量はミニサックインジェクタの約半分の値なので、同一の燃料を噴射するには約2倍の噴射期間が必要である。これは図4.38に示すようにインジェクタの構造によるものと思われる。ミニサックインジェクタは燃料を一度サック室に貯めてから噴射するが、VCO インジェクタはニードルバルブで噴孔を直接覆うため、噴射初期のニードルバルブの立ち上がり期間と噴射後期の立ち下がり期間中は噴射量が少ないと想定される。図4.39に各インジェクタにおける噴射パルスの期間と噴射開始からの時間、撮影時間を示す。撮影タイミングは実噴射開始(SOI: Start of Injection)後 1.0ms, 1.25ms, 1.5ms である。噴射開始後 $t_{SOI}=1.0ms$ 時には VCO インジェクタの場合は噴射期間中である。

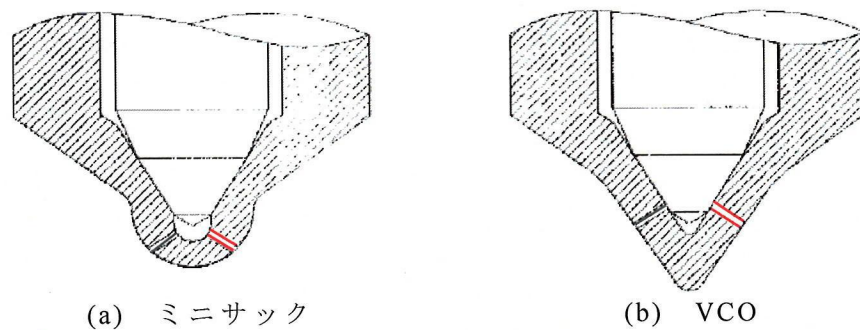


図 4.38 ホールインジェクタの構造

表 4.5 実験条件

Ambient Gas			
Ambient Gas	Nitrogen		
Temperature : T_a [K]	500		
Pressure : P_a [MPa]	1.0		
Injection Condition			
Fuel	P-xylene		
Injector	VCO	Minisac	Minisac
Hole Diameter [mm]	0.15	0.155	0.155
L/D	2	2	1
Injection Duration [ms]	1.2	0.68	0.63
Injection Rate [mm^3/ms]	1.7	3.1	3.2
Injection Pressure [MPa]	10		
Injection Quantity [mg]	1.17		

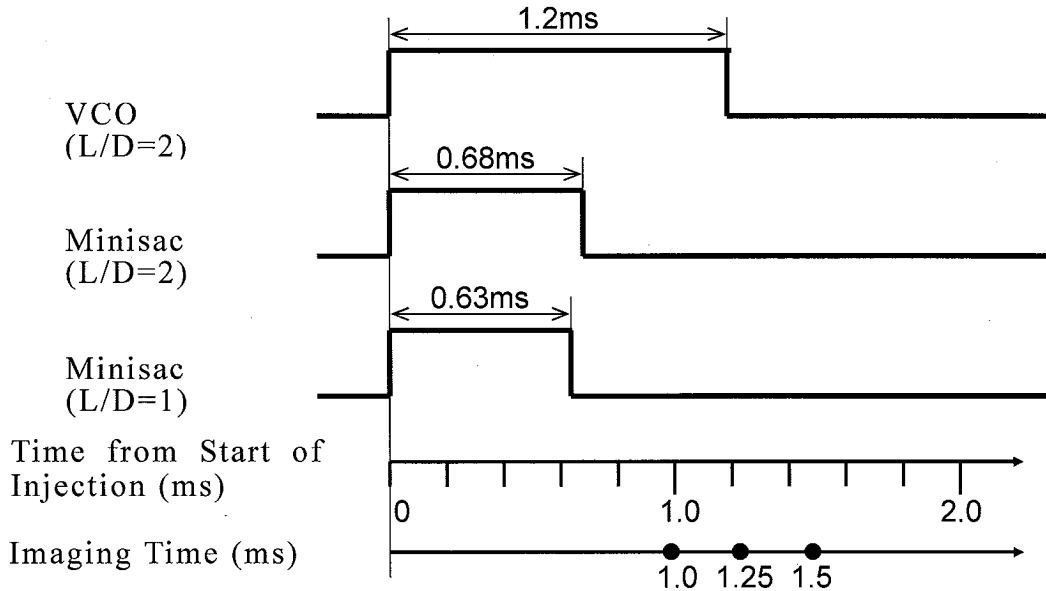


図 4.39 噴射期間と撮影タイミング

(2) 透過光減衰率画像

図 4.40 の (a) に VCO インジェクタ, (b) にミニサックインジェクタ ($L/D=2$), (c) にミニサックインジェクタ ($L/D=1$) の二波長レーザ吸収散乱法で撮影した噴射開始後 1.5ms における透過光減衰率画像 $\log(I_o/I_t)$ を示す. 上段は可視光 (532nm) で液相の, 下段は紫外光 (266nm) で液相+蒸気相の透過光減衰率分布の画像である. 白が強いほど, 高い透過光減衰で, 液相および蒸気相の影響を強く受けている. VCO インジェクタはミニサックインジェクタに比べ, 噴霧先端到達距離が小さくなっていた. さらに, VCO インジェクタは噴霧の左側の領域で強い透過光減衰率を示していることが分かる.

(3) 液相および蒸気相当量比分布

図 4.41 に VCO インジェクタ, ミニサックインジェクタ ($L/D=2$), ミニサックインジェクタ ($L/D=1$) の液相および蒸気相当量比分布を示す. 撮影時間は実噴射開始後 $t=1.0\text{ms}$, $t=1.25\text{ms}$, $t=1.5\text{ms}$ である. 液相当量比分布を比較すると VCO インジェクタは撮影時間 $t=1.0\text{ms}$ にて, インジェクタ先端近傍から噴霧軸方向に中央付近まで, 噴霧軸中心に液相当量比 $\phi_L \geq 1.5$ の領域が存在している. $t=1.25\text{ms}$ においてもインジェクタ先端近傍から噴霧軸方向の中央付近領域ではまだ液相当量比 $\phi_L \geq 1.5$ の領域が存在している. 一方, 二つのミニサックインジェクタは $t=1.0\text{ms}$

にて噴霧軸方向の中央付近領域で液相当量比 $\phi_l \geq 1.0$ の領域が多少残っているものの $t=1.25\text{ms}$ 以降では存在していない。 $t=1.5\text{ms}$ ではインジェクタ先端近傍には液相が存在していないことがわかる。

次に蒸気相当量比を比較する。VCO インジェクタは $t=1.0\text{ms}$ にて、噴霧軸方向の中央付近領域で蒸気相当量比 $\phi_v \geq 0.5$ の領域が存在する。 $t=1.25 \sim 1.5\text{ms}$ ではインジェクタ先端近傍から噴霧先端付近にまで、蒸気相当量比 $\phi_v \geq 0.5$ の領域が広がるが、 $\phi_v \geq 1.0$ の領域はほとんど見られない。二つのミニサックインジェクタは $t=1.0\text{ms}$ にてインジェクタ先端近傍から噴霧先端付近まで、蒸気相当量比 $\phi_v \geq 0.5$ の領域が広がっている。 $t=1.5\text{ms}$ では蒸気相当量比 $\phi_v \geq 1.0$ の領域が存在している。実噴射開始後 1.5ms にて噴霧全体での液相当量比と蒸気相当量比を比較する。い

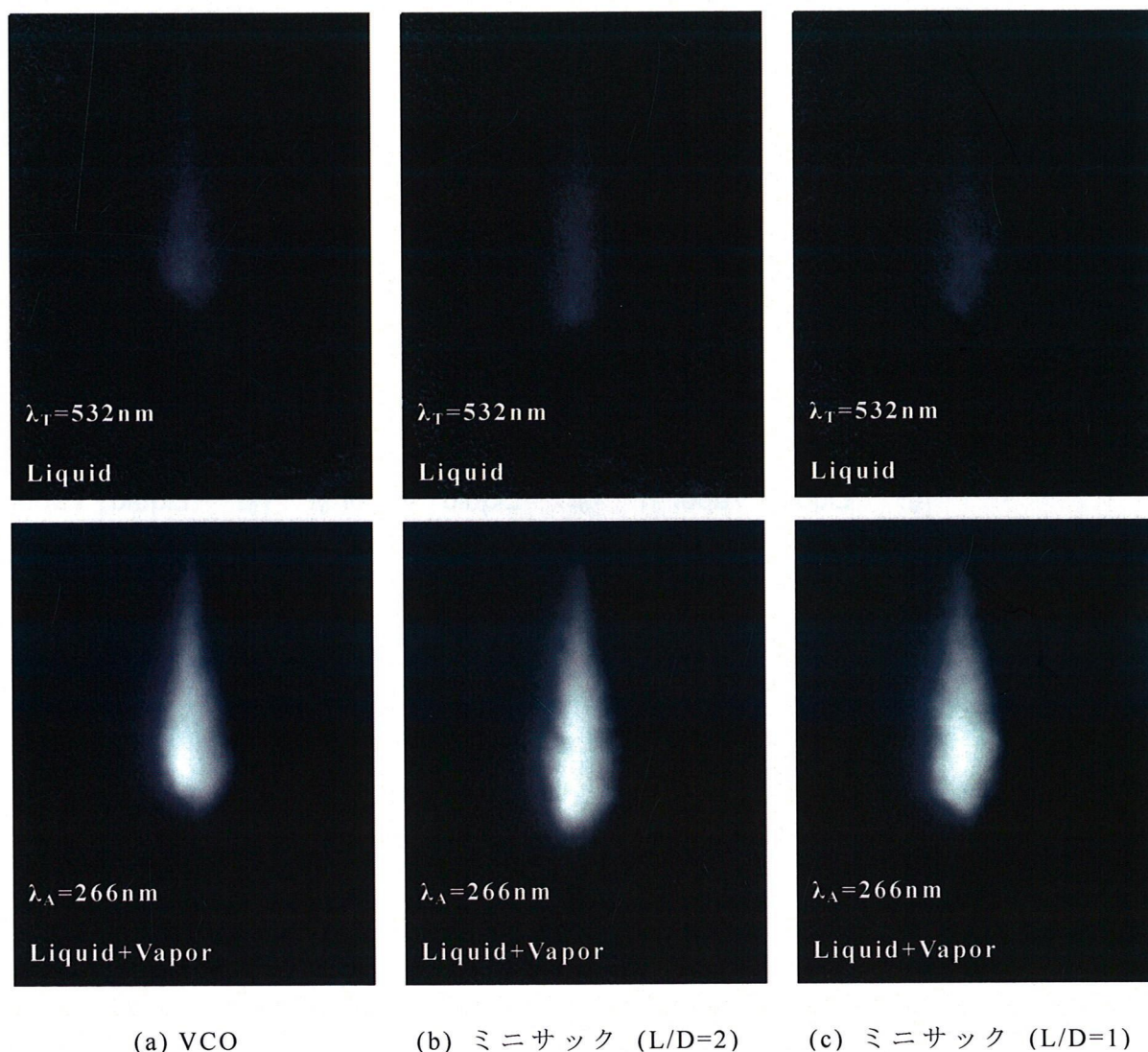


図 4.40 二波長の透過光減衰率画像 ($t=1.5\text{ms}$)

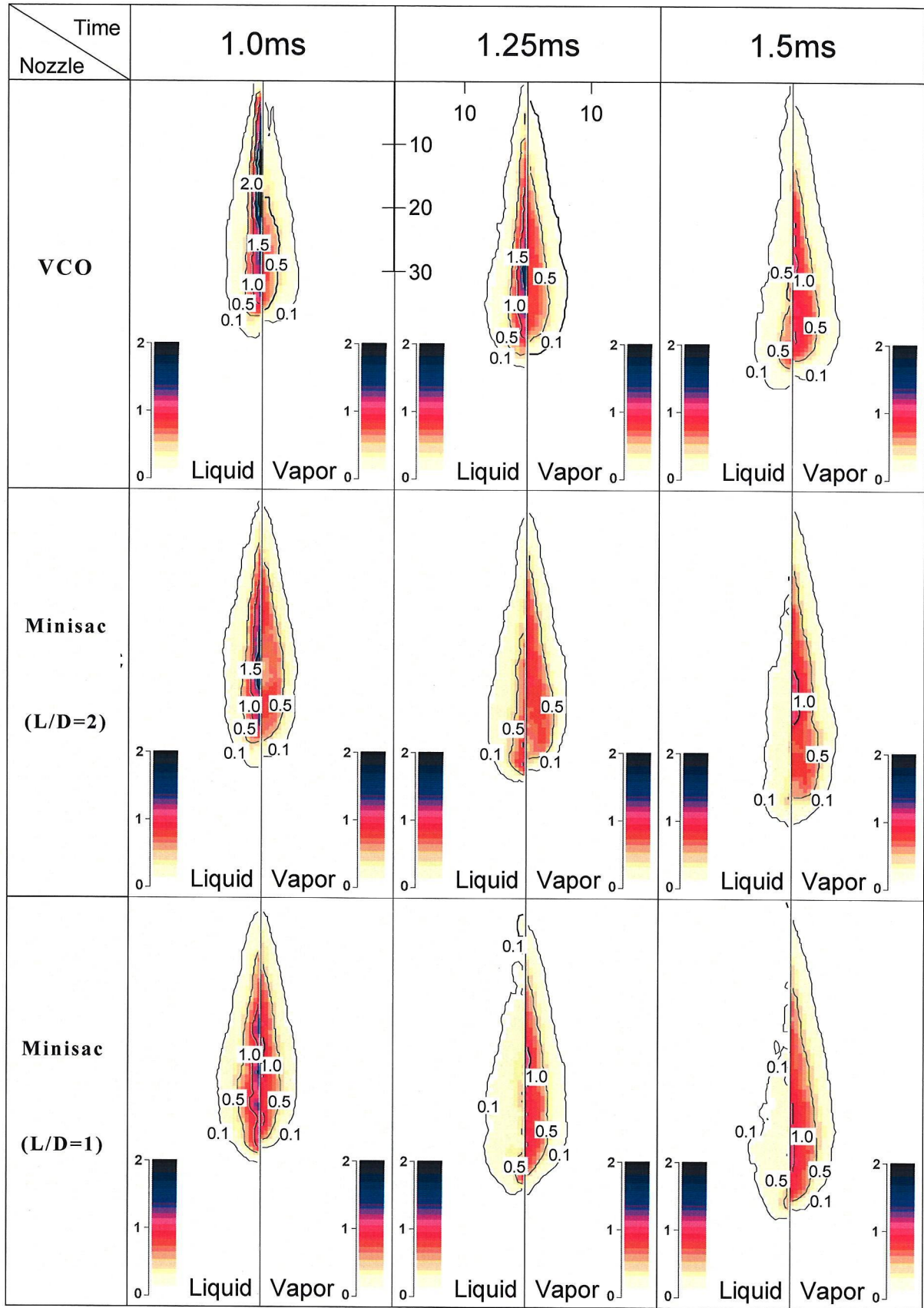
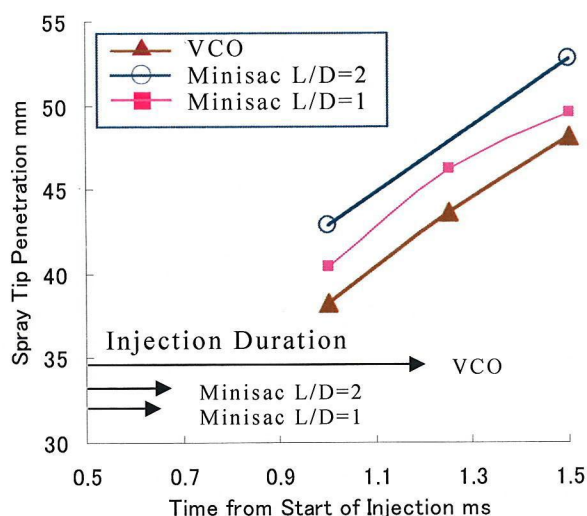


图 4.41 液相·蒸气相当量比分布

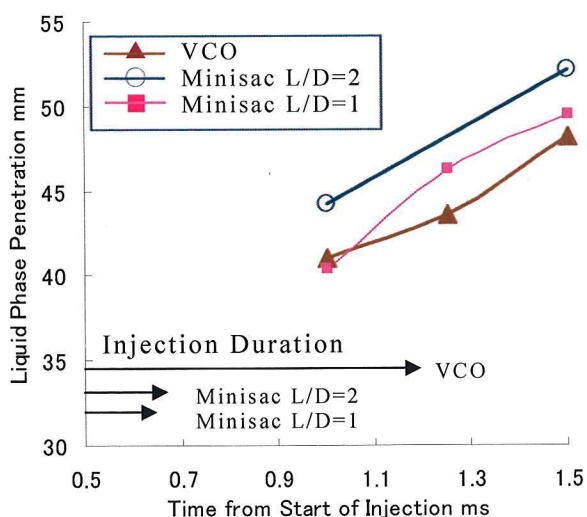
ずれのインジェクタにおいても蒸気相当量比が高いことを考えると蒸気相が多く存在していることがわかる。一方、VCO インジェクタとミニサックインジェクタの液相当量比と蒸気相当量比を比較すると VCO インジェクタでは蒸発が進んでいない。しかし、VCO インジェクタの噴射時間がミニサックインジェクタよりも長いことを考え、噴射終了からの時間で比べるとミニサックインジェクタの方が長い時間経過しているのでよく蒸発していると考えられる。

(4) 噴霧先端到達距離

図 4.42 に図 4.41 の液相および蒸気相当量比分布にて、液相当量比 $\phi_L \geq 0.1$ 、蒸



(a) 噴霧先端到達距離



(b) 液相到達距離

図 4.42 VCO インジェクタおよびミニサックインジェクタの噴霧先端到達距離と液相到達距離

気相当量比 $\phi_v \geq 0.1$ の領域をそれぞれ液相／噴霧先端到達距離とした場合のVCOインジェクタとミニサックインジェクタの比較を示す。噴射開始後の噴霧先端到達距離は、ミニサックインジェクタに比べVCOインジェクタのほうが短くなっている。これは液相到達距離を比較しても同様である。

(5) 液相，蒸気相および導入雰囲気質量

図 4.43 に液相質量および蒸気相質量の時系列変化を示す。噴射開始後 $t=1.25 \sim 1.5\text{ms}$ ではVCOインジェクタ，ミニサックインジェクタ ($L/D=1$)，ミニサックインジェクタ ($L/D=2$)の順で液相質量が多い結果となった。VCOインジェクタは $t=1.0\text{ms}$ ではミニサックインジェクタ ($L/D=1$)より少ない。これはVCOインジェクタがまだ噴射中であるためだと考えられる。

一方，蒸気量質量を見ると $t=1.0 \sim 1.5\text{ms}$ のいずれの時間においてもミニサックインジェクタ ($L/D=2$)，($L/D=1$)，VCOインジェクタの順で蒸気相質量が多い結果となっており，ミニサックインジェクタでは蒸発が進んでいることがわかる。

図 4.44 に導入雰囲気質量の時間変化を示す。噴射開始後 $t=1.0 \sim 1.5\text{ms}$ のいずれの時間においてもほぼミニサックインジェクタ ($L/D=2$)，($L/D=1$)，VCOインジェクタの順で導入雰囲気質量が多い。図 4.43 に示したようにミニサックインジェクタ ($L/D=2$)，ミニサックインジェクタ ($L/D=1$)，VCOインジェクタの順で蒸気相質量が多いが，これは導入雰囲気質量が多いためだと考えられる。

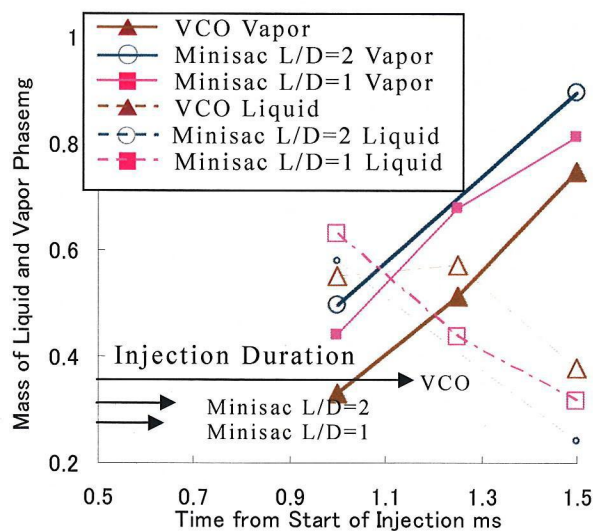


図 4.43 液相および蒸気相質量

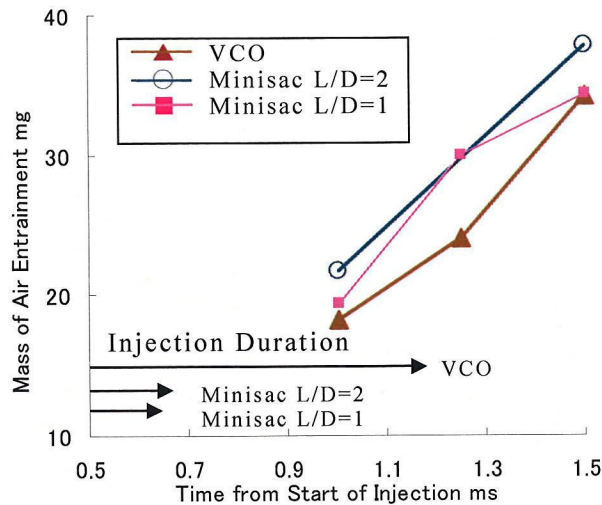


図 4.44 導入雰囲気質量

(6) 蒸発割合

図 4.45 に総噴射量に対する蒸気量すなわち蒸発割合の時系列変化を示す。噴射開始後 1.0ms 時の VCO インジェクタの総噴射量（噴射パルス=1.2ms）は、噴射期間中であるため、 $1.17(\text{mg})/1.2=0.975(\text{mg})$ とした。ミニサックインジェクタは噴射開始後 $t=1.0\text{ms}$ で約 40%， $t=1.5\text{ms}$ では 60～70%の燃料が蒸発している。さらに、VCO インジェクタでも噴射開始後 $t=1.0\text{ms}$ 時には約 34%が蒸発していた。

すべてのインジェクタが噴射終了した $t=1.25\sim 1.5\text{ms}$ のグラフの傾きを見ると、VCO インジェクタが若干大きく、蒸発の速度が速いと考えられる。

(7) 蒸気相および総合燃料平均当量比

図 4.46 に噴霧領域での蒸気相，図 4.47 に総合燃料（蒸気+液滴）の平均当量比の時系列変化を示す。蒸気相平均当量比はミニサックインジェクタの間にはほとんど違いは見られなかったが、VCO インジェクタの蒸気相平均当量比は、ミニサックに比べやや小さくなっていった。噴射開始後 1.0ms から 1.5ms では、蒸気相の平均当量比の値に時間的な変化はあまり見られなかったので、燃料液滴の蒸発の速度と周囲気体との混合による蒸気相の希薄化の速度はほぼ同じであると考えられる。

VCO インジェクタは噴射期間がミニサックインジェクタに比べ長いため、噴射終了からの時間があまり経過していないにもかかわらず、総合燃料の平均当量比はミニサックインジェクタとほぼ同じ値を示している。

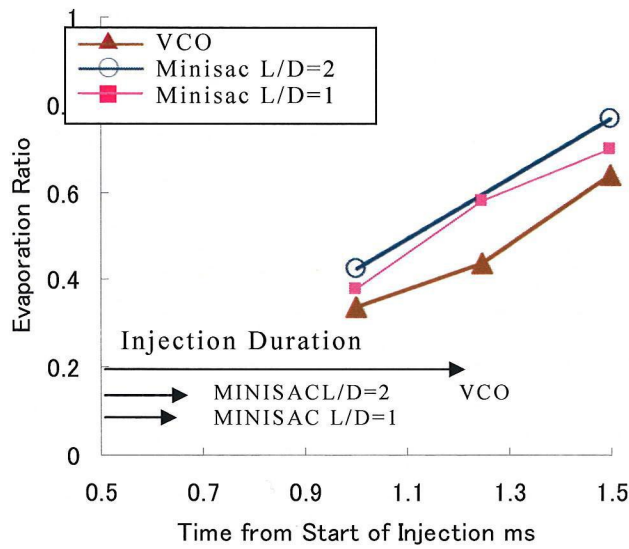


图 4.45 蒸发割合

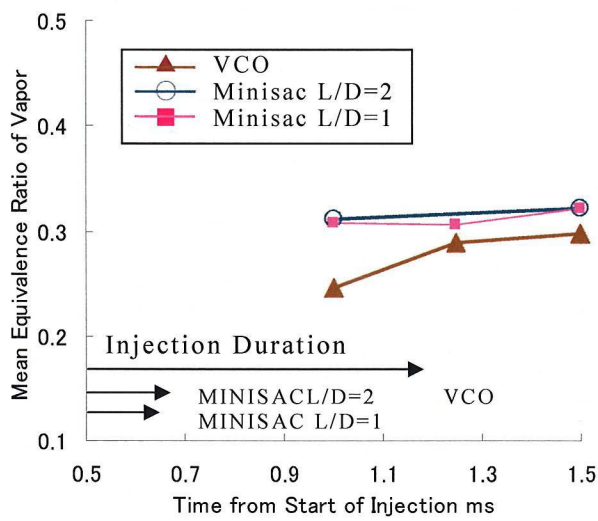


图 4.46 蒸气相当量比

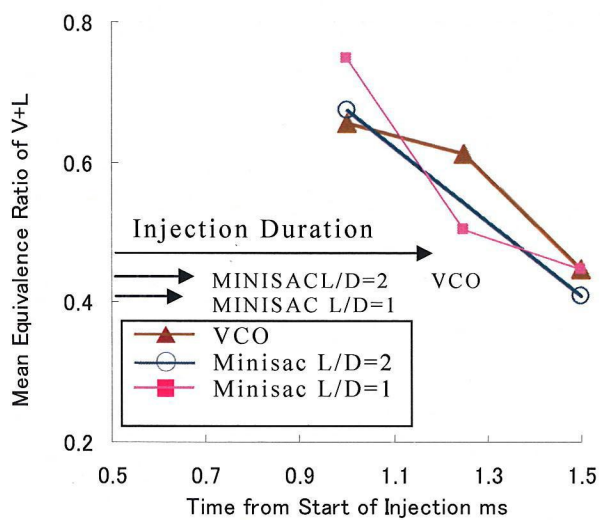


图 4.47 総合燃料（液相+蒸气相）当量比

(8) 噴射終了からの時間による比較

以下に、噴射終了後 (EOI: End of Injection) からの時間で評価する。図 4.48 に液相質量および蒸気相質量の時系列変化を示す。t=0.4ms 付近で比較すると、図 4.43 で比較した噴射開始からの時間で比較した場合とは異なり、ミニサックインジェクタ (L/D=1)、ミニサックインジェクタ (L/D=2)、VC0 インジェクタの順で液相質量が多い結果となった。一方、蒸気相質量を見ると t=0.4ms 付近で VC0 インジェクタ、ミニサックインジェクタ (L/D=2)、ミニサックインジェクタ (L/D=1) の順で蒸気相質量が多い結果となった。よって VC0 インジェクタはより蒸発が進んでいると思われる。

図 4.49 に導入雰囲気質量の時系列変化を示す。t=0.4ms において VC0 インジェクタ、ミニサックインジェクタ (L/D=2)、ミニサックインジェクタ (L/D=1) の順で導入雰囲気質量が多い。図 4.48 に示したように、VC0 インジェクタ、ミニサックインジェクタ (L/D=2)、ミニサックインジェクタ (L/D=1) の順で蒸気相質量が多いが、これは導入雰囲気質量が多いためだと思われる。

図 4.50 に総噴射量に対する蒸気量すなわち蒸発割合の時系列変化を示す。t=0.4ms 付近では VC0 インジェクタは 60~70% の燃料が蒸発しているが、ミニサックインジェクタは約 40% 程度が蒸発している。よって VC0 インジェクタはミニサックインジェクタよりも蒸発が早いと考えられる。

図 4.51 に噴霧領域での蒸気相、図 4.52 に総合燃料 (蒸気+液滴) の平均当量比の時系列変化を示す。蒸気相平均当量比は t=0.4ms 付近ではいずれのインジェクタでもほとんど違いは見られない。総合燃料の平均当量比を見ると、t=0.4ms 付近では VC0 インジェクタのほうがミニサックインジェクタより少ない。図 4.51, 4.52 より VC0 インジェクタは液滴が少なく蒸気量が多いことが分かる。

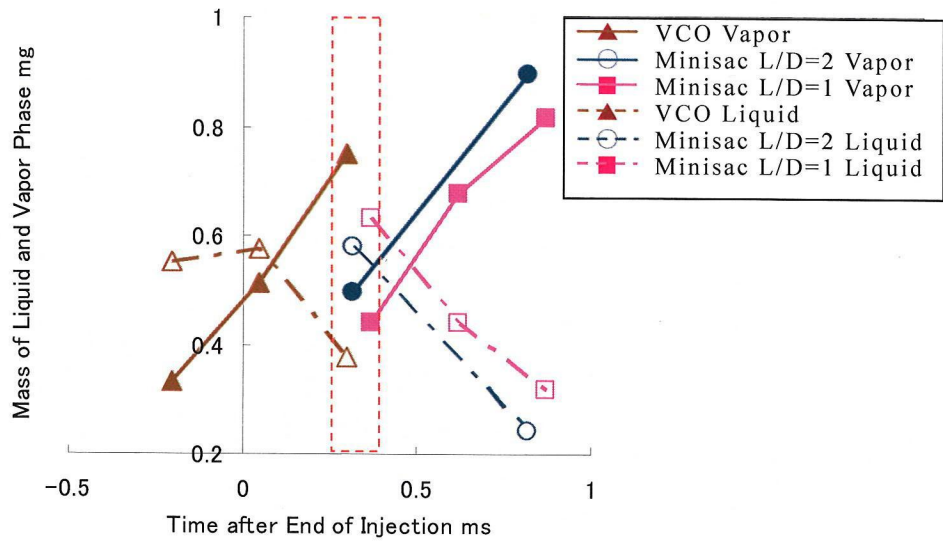


図 4.48 液相および蒸気相質量

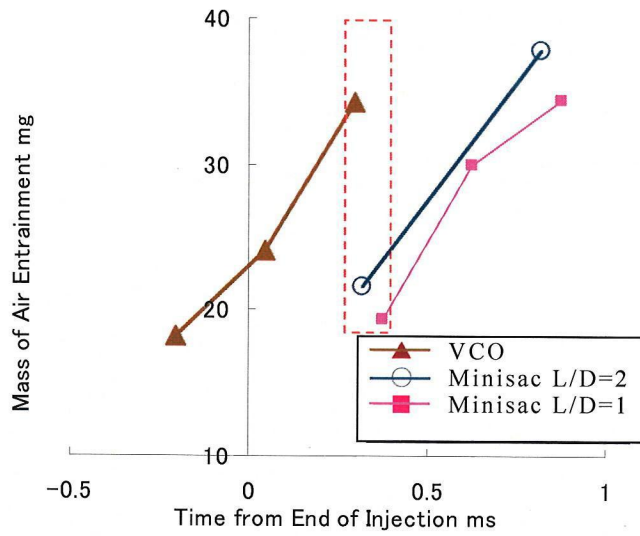


図 4.49 導入雰囲気質量

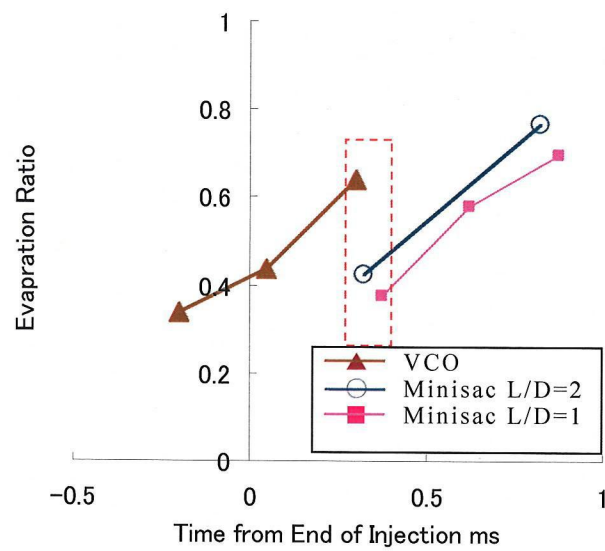


図 4.50 蒸発割合

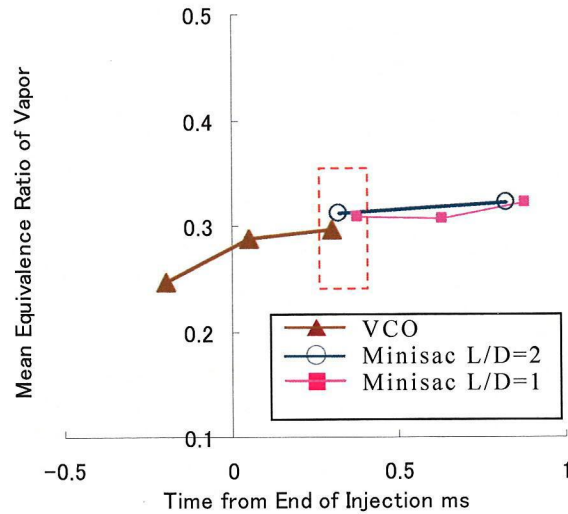


図 4.51 蒸気相当量比

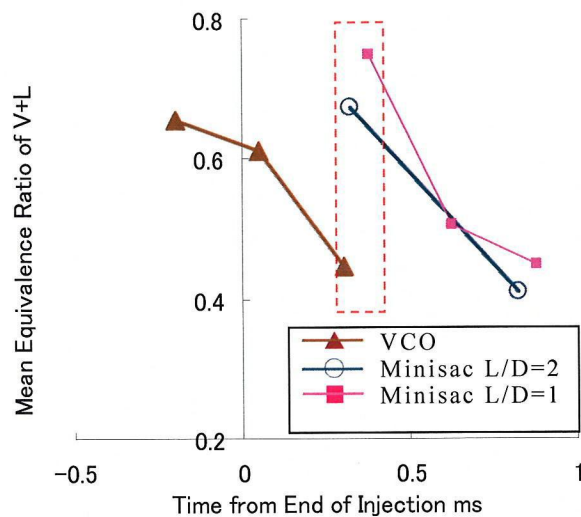


図 4.52 総合燃料（液相+蒸気相）当量比

4.5 結言

二波長レーザ吸収散乱（LAS）法を用い，高温高压容器中に直噴ガソリン機関用ホールインジェクタから噴射した燃料噴霧に適用し，噴孔径と噴孔 L/D の違い，平板衝突噴霧における衝突角度や衝突距離の違い，インジェクタ構造の違いが蒸気相到達距離や混合気形成過程に及ぼす影響について調べた結果，以下のことが明らかになった．

<噴孔径と噴孔 L/D の影響>

(1) 噴孔径 $D=\phi 0.135\text{mm}$ の方が， $D=\phi 0.155\text{mm}$ よりも

- ・ 蒸気相到達距離が短い．
- ・ インジェクタ先端からの距離 15mm から 60mm にかけて蒸気相当量比が量論比

$\phi V=1.0$ の付近の値を保ったまま推移する.

・量論比 $\phi V=1.0$ 付近の燃料質量が多く存在する.

(2) $L/D=1$ の方が, $L/D=2$ よりも

・蒸気相到達距離が $t_{ASOI}=1.5\text{ms}\sim 2.0\text{ms}$ では短い, $t_{ASOI}=2.5\text{ms}$ では長い.

・噴霧軸方向の蒸気相当量比が噴霧全体で高くなる.

・噴霧内において, 量論比 $\phi_v=1.0$ 以上の燃料質量が多く存在する.

(3) 噴孔径, L/D が共に小さい $D=\phi 0.135\text{mm}$, $L/D=1$ のインジェクタは, 蒸気相の噴霧半径方向の広がり大きい. 特に点火プラグ位置に相当するインジェクタ先端から噴霧軸方向へ 35mm , 噴孔軸から噴霧半径方向へ 5mm の位置において高い蒸気相当量比が噴射終了後 $t_{ASOI}=1.5\sim 2.5\text{ms}$ の間保たれる.

(4) 噴孔内部流動計算にて噴孔内部の速度ベクトルや乱流エネルギーを評価した. $L/D=1$ 一定で噴孔径が異なる場合, 噴孔径 $D=\phi 0.135\text{mm}$ は $D=\phi 0.155\text{mm}$ より噴孔出口における乱流エネルギーが大きいため, 噴霧が広がりやすく, 噴霧先端到達距離は短くなると予測できる. 一方, 噴孔径一定で L/D が異なる場合, $L/D=2$ は $L/D=1$ より噴孔出口における乱流エネルギーが小さいため, 噴霧は広がりにくく, 噴霧先端到達距離は長くなると予測できる.

<壁面衝突の影響>

(5) 壁面衝突噴霧の先端到達距離は自由噴霧に比べて短くなり, 燃料の蒸発は抑制される. 衝突角度が大きくなるほど噴霧先端到達距離は短くなるが, 燃料の蒸発は促進される. 衝突距離が短くなるほど噴霧先端到達距離は短くなり, 燃料の蒸発は抑制される.

<インジェクタ構造の影響 (スワール, ホールインジェクタの比較) >

(6) 噴霧先端到達距離および液相到達距離は共に単噴孔ホールインジェクタの方がスワールインジェクタより長く, 導入雰囲気質量が多く取り込まれるため蒸発が促進され, 蒸気相質量が多くなる.

(7) ザウタ平均粒径は単噴孔ホールインジェクタの方がスワールインジェクタよりも小さい.

(8) 噴射量が同一になるような噴孔数を仮想した多噴孔ホールインジェクタの

導入雰囲気質量，蒸気相質量は共にスワールインジェクタよりも多い．蒸気相平均当量比はほぼ変らないものの，総合燃料（液相+蒸気相）平均当量比は多噴孔ホールインジェクタの方が低く，蒸発が進んでいる．

(9)混合気形成能力は燃料蒸気相質量，導入雰囲気質量の指標から，いずれもスワールインジェクタより多噴孔ホールインジェクタの方が高い．

(10)今回の比較は高圧下での比較であるため，今後，大気圧下にて噴霧形状や液柱長さなどの噴霧特性を計測し機構解明していく．

<インジェクタ構造の影響（VCO，ミニサックインジェクタの比較）>

(11)VCO インジェクタからの噴霧は噴射初期では非軸対称となるが，噴射中期以降は軸対称に近づく．

(12)噴射量を同一とした時，噴射開始後のタイミング（ $t=1.0\text{ms}$ 1.25ms 1.5ms ）では，液相および噴霧先端到達距離は VCO インジェクタの方がミニサックインジェクタよりも短く，導入雰囲気量が少ない．そのため蒸気相質量も少ない．

(13)噴射終了後の時間で評価した場合， $t=0.4\text{ms}$ において VCO インジェクタの方がミニサックインジェクタよりも導入雰囲気量が多い．そのため蒸気相質量も多くなる．

第5章 二噴孔ホールインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程

5.1 緒言

本章では二噴孔ホールインジェクタを用い、それぞれの噴孔から噴射された自由噴霧および平板壁面衝突噴霧が互いにどのような干渉があるか調べる。また、噴孔間角度の違いが噴霧先端到達距離、蒸気相質量および噴霧角に与える影響を調べた。

5.2 自由噴霧

5.2.1 噴孔間角度の影響

(1) 実験条件

表 5.1 に雰囲気および噴射の実験条件を示す。高温高压容器内は温度 500K、圧力 1.0MPa の窒素とし、実際の直噴ガソリン機関の圧縮行程噴射を想定する噴射条件を設定した。試験燃料にはパラキシレンを用い、インジェクタには単噴孔と噴孔間角度が異なる二噴孔の VCO ホールインジェクタ三種類を使用

表 5.1 実験条件

Ambient Gas				
Ambient Gas	Nitrogen			
Temperature : T_a [K]	500			
Pressure : P_a [MPa]	1.0			
Injection Condition				
Fuel	P-xylene			
Injector	VCO			
Number of Holes	1	2		
Hole Axis Angle : γ [deg.]		10	15	25
Flow Rate ^{*1} [mm ³ /ms]	2.13	4.38	4.41	4.41
Hole Diameter [mm]	0.15			
L/D	2			
Injection Duration [ms]	1.1			
Injection Pressure [MPa]	15			
Injection Quantity [mg]	1.88	3.44		

^{*1} Fuel;n-heptane, $P_f=15\text{MPa}$

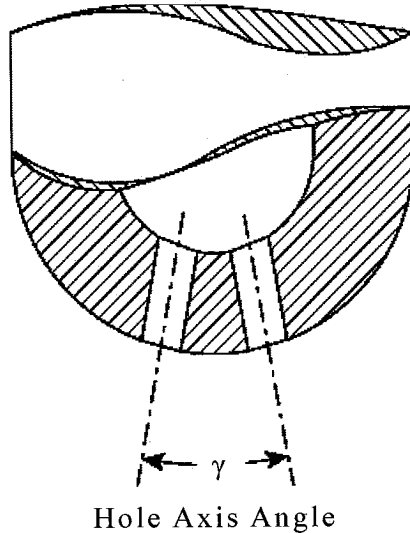


図 5.1 二噴孔インジェクタの噴孔配置

し、噴射圧力を 15MPa とした。噴射量は噴射率計より算出した。図 5.1 に二噴孔インジェクタの噴孔配置を示す。二噴孔間の角度を γ と定義する。

(2) 蒸気相質量分布

図 5.2 に噴孔間角度が 10° 、 15° 、 25° の二噴孔インジェクタから噴射された自由噴霧の光路長方向積算・単位面積当たりの燃料蒸気相質量 \overline{C}_v [kg/m²] の分布図を示す。撮影タイミングは噴射終了後 $t_{EOI} = -0.5, 0, 0.5$ ms である。自由噴霧を見ると、噴孔間角度が 10° 、 15° の場合は互いの噴霧が合体して一つの噴霧のように見える。また噴孔間角度 25° の場合は互いの噴霧が独立しており噴霧間の相互作用がほとんどないことが伺える。

(3) 噴霧先端到達距離

二噴孔インジェクタから噴射された噴霧の噴霧先端到達距離は図 5.3 のようにインジェクタ先端から噴孔軸に沿う一番下流側 ($\overline{C}_v > 0.5 \times 10^{-3}$ kg/m² の領域) までの距離で定義し、両噴孔から噴射される噴霧の平均距離をとった。図 5.4 に噴霧先端到達距離の時間変化を示す。噴孔間角度 10° の場合、噴射終了後 $t_{EOI} = 0$ ms 以降いずれのインジェクタよりも先端到達距離が長くなる。噴孔間角度 25° の場合は単噴孔の場合とほぼ同じ噴霧先端到達距離となっている。噴孔間角度 15° の場合は、いずれの時刻においても噴霧先端到達距離

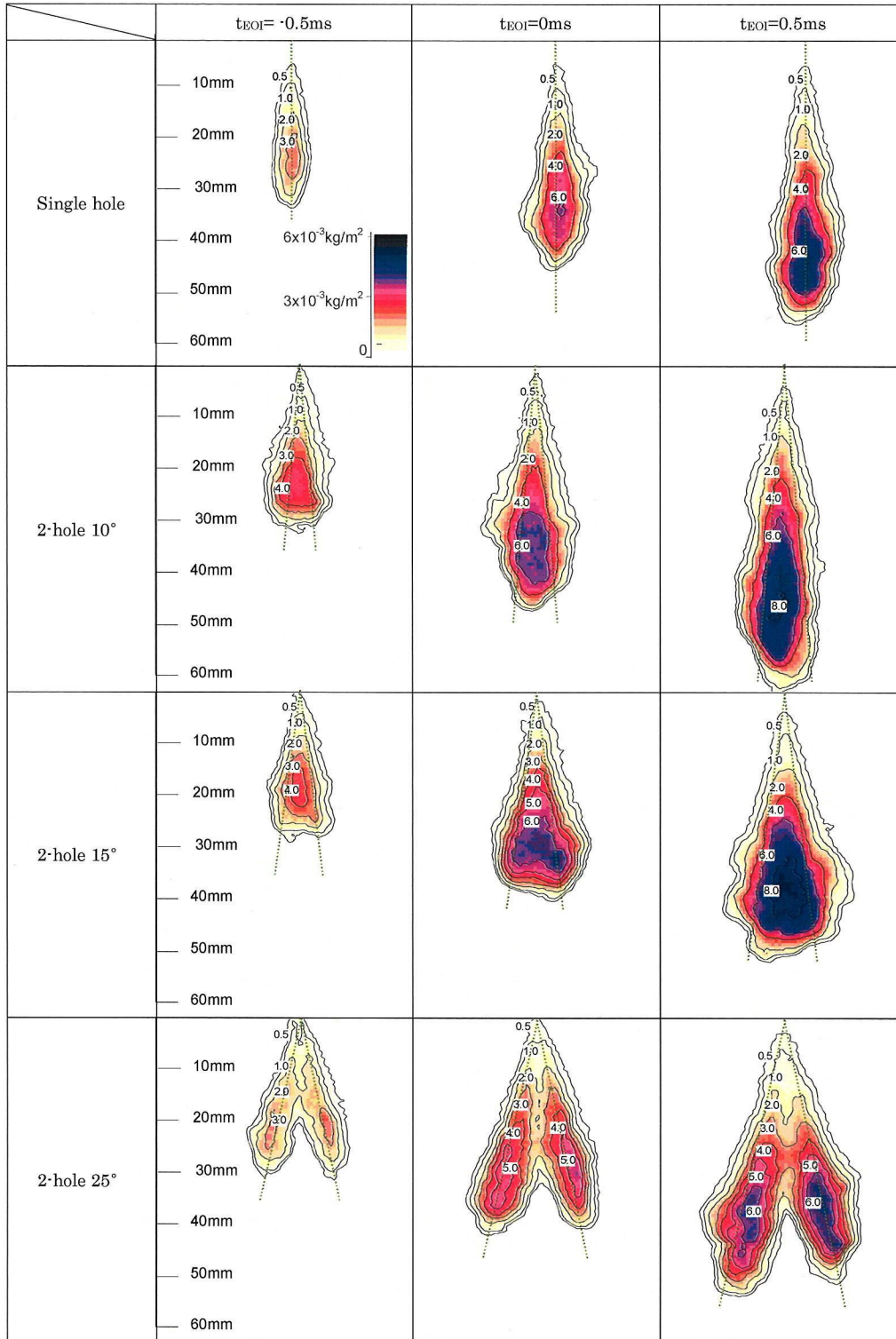


図 5.2 単噴孔インジェクタと二噴孔インジェクタの蒸気相質量分布

は短くなる。

図 5.5 に噴射終了後 $t_{EOI} = 1.0\text{ms}$ での噴霧先端到達距離の比較を示す。噴孔間角度 10° のインジェクタの噴霧先端到達距離が最も長く、噴孔間角度 25°

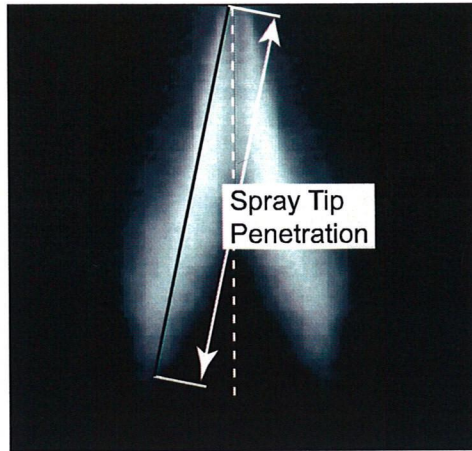


図 5.3 二噴孔自由噴霧の噴霧先端到達距離の定義

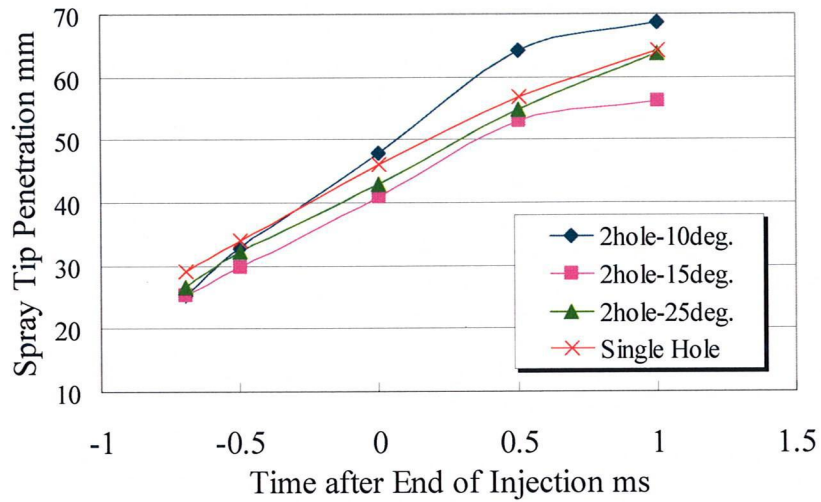


図 5.4 自由噴霧の噴霧先端到達距離

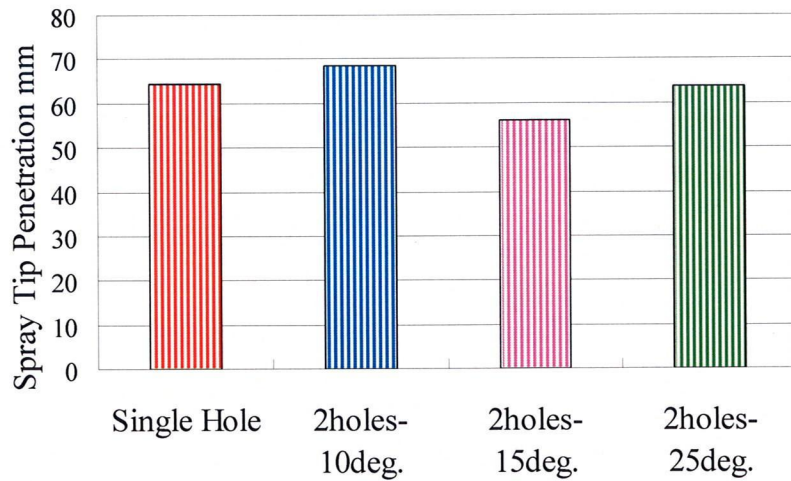


図 5.5 噴射終了後 1.0ms での自由噴霧の先端到達距離

と単噴孔のインジェクタの噴霧先端到達距離は同等となる。これは噴孔間角度 10° の場合、互いの噴霧が合体し運動量が合成され噴霧先端到達距離が長く、また噴孔間角度が 25° の場合は互いの噴霧が独立しているため、単噴孔と同等になっていると考えられる。また噴孔間角度 15° の場合は単噴孔よりも短く、最も短い噴霧先端到達距離となる。これは噴孔間角度が 15° 付近の場合、噴霧間に発生する負圧により互いの噴霧が引き寄せられ、噴霧先端到達距離が短くなると考えられる。すなわち噴孔間角度により噴霧先端到達距離や混合気形成過程の制御が可能と考えられる。

(4) 噴霧角

単噴孔インジェクタからの自由噴霧の実計測による噴霧角を基準とし、二噴孔インジェクタから噴射された自由噴霧の噴孔間角度を考慮した場合の噴霧角を計算式(5-1)から算出する。その計算値と実計測の噴霧角を比較したものを図 5.6 に示す。実計測の噴霧角は図 5.2 の $t_{EOI}=0\text{ms}$ における蒸気相質量分布図から目測した。理論上、噴霧間相互作用が無ければ二噴孔インジェクタから噴射された噴霧は両者同等となることが想定される。

$$\theta_\gamma = 2(1/2\theta_0) + \gamma = \theta_0 + \gamma \quad (5-1)$$

ここで、 θ_0 : 単噴孔インジェクタ噴霧の噴霧角

γ : 二噴孔インジェクタの噴孔間角度

θ_γ : 二噴孔インジェクタ噴霧の噴霧角 + 噴孔間角度 γ

しかしながら図 5.6 では、二噴孔インジェクタから噴射された噴霧の実際

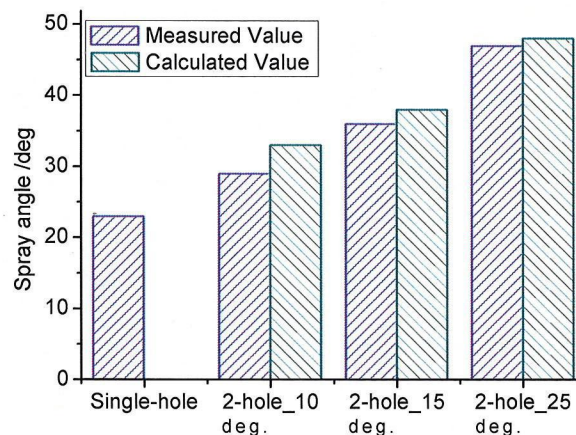


図 5.6 噴射終了直後における理論噴霧角と実測値

の噴霧角は単噴孔インジェクタから噴射された噴霧から想定される値よりも小さくなっていることがわかる。これは噴霧間に負圧が発生し噴霧角が小さくなっていると考えられる。また噴孔間角度が小さいほど、その影響は大きくなっている。噴霧の外側と中央部との圧力差が噴霧角を小さくするような流動を起こし、このような現象が生じる。噴孔間角度が大きいほど、圧力差が小さく噴霧角が理論値に近づく。

(5) 燃料蒸気相質量

図 5.7 に二噴孔自由噴霧の燃料蒸気量の時間変化を示す。噴射終了後 $t_{EOI}=0\text{ms}$ 以降は噴孔間角度が小さいほど、蒸発は抑制される傾向にある。

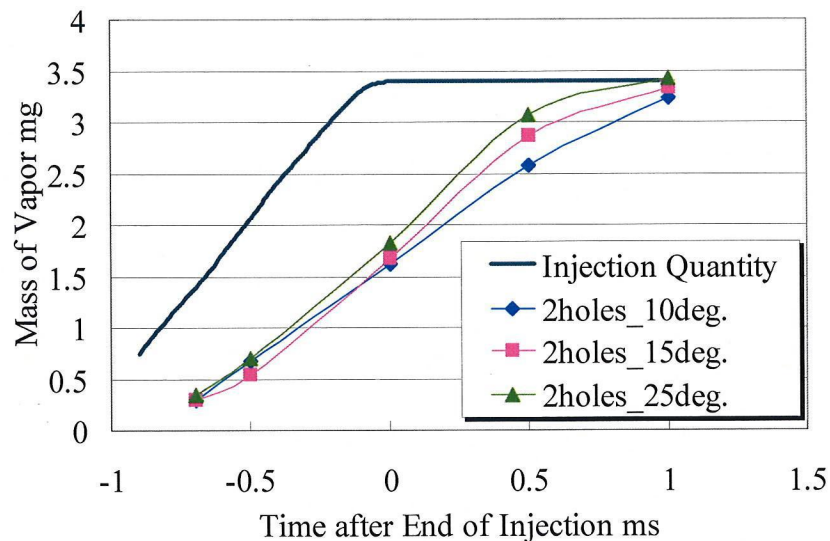


図 5.7 二噴孔自由噴霧の蒸気相質量

(6) 燃料蒸気相質量頻度分布

図 5.8, 5.9 にインジェクタ先端からの距離 $Z=35\text{mm}, 45\text{mm}$ における $t_{EOI}=1.0\text{ms}$ での噴霧半径方向の蒸気相質量頻度分布を示す。二噴孔の中心（半径方向 $r=21\text{mm}$ ）に黒線を引いてある。

図 5.8, 5.9 を見比べると、噴霧先端側である $Z=45\text{mm}$ の位置では噴霧が左右へ広がり、高い頻度分布を示している。図 5.9 を見ると、噴孔間角度 25° の場合には頻度分布の極大値は二つあるが、噴孔間角度 $10^\circ, 15^\circ$ の場合には一つである。これは二つの噴孔から噴射された噴霧が一つに合体しているこ

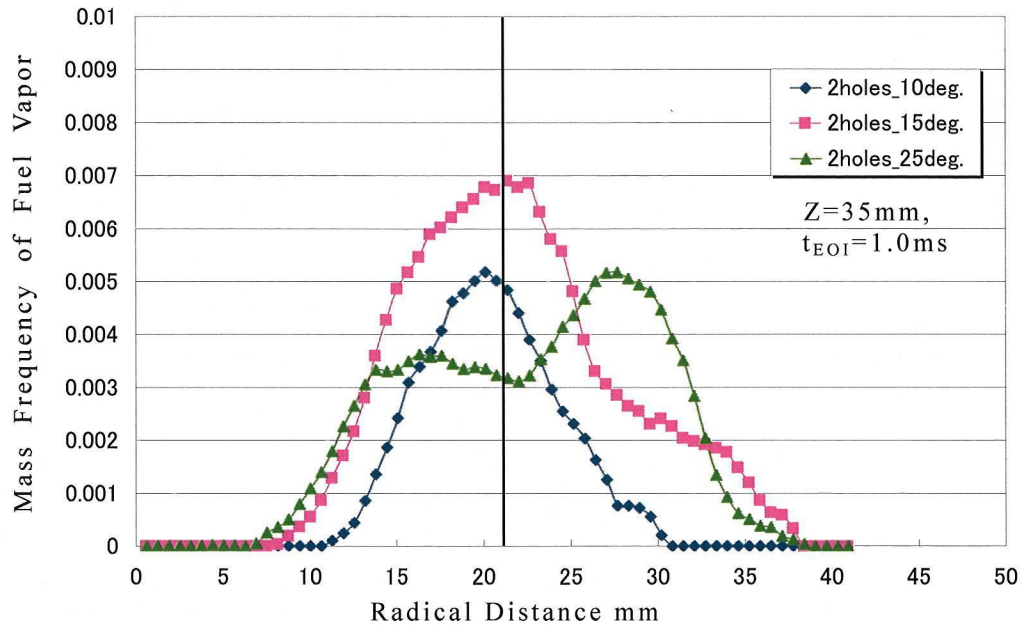


図 5.8 蒸気相質量分布

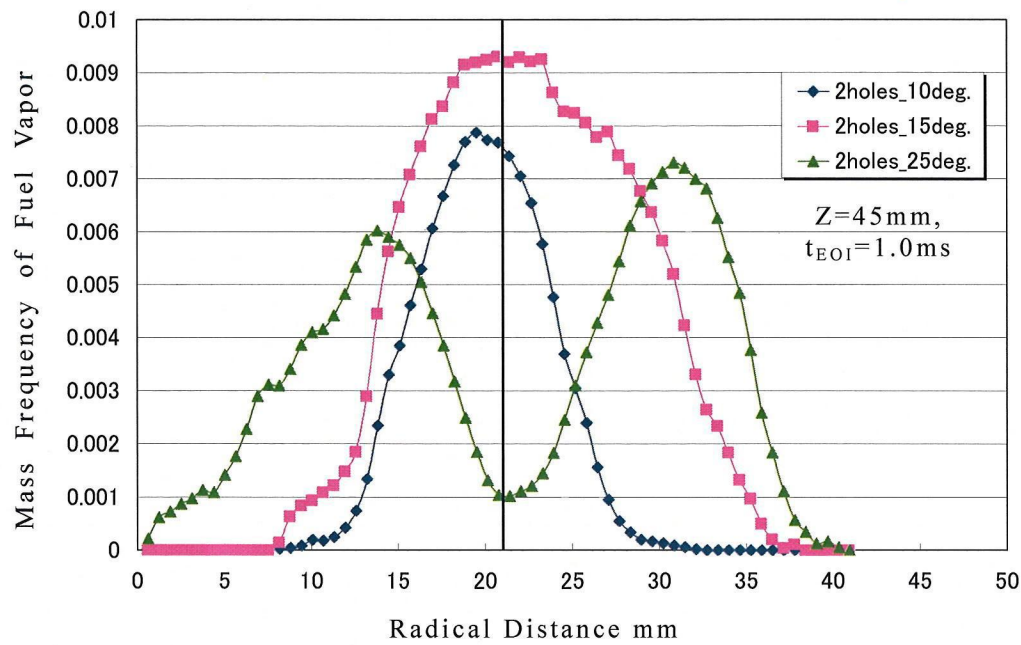


図 5.9 蒸気相質量分布

とを示している。また噴孔間角度 15° では他のインジェクタよりも高く、幅のある頻度分布をとっていることがわかる。

5.3 平板壁面衝突噴霧

5.3.1 噴孔間角度の影響

(1) 実験条件

平板壁面衝突噴霧の実験条件を表 5.2 に示す.

表 5.2 実験条件

Distance : D_{imp} [mm]	30
Angle : θ_{imp} [deg.]	90

(2) 蒸気相質量分布

図 5.9 に噴孔間角度が 10° , 15° , 25° の二噴孔インジェクタおよび単噴孔インジェクタから噴射した衝突角度 $\theta_{imp}=90^\circ$, 衝突距離 $D_{imp}=30\text{mm}$ の衝突噴霧の光路長方向積算・単位面積当たりの燃料蒸気相質量 \bar{C}_v [g/cm²] の分布を示す. 撮影タイミングは噴射終了後 $t_{EOI}=-0.5, 0, 0.5\text{ms}$ である. 図 5.9 を見ると, $t_{EOI}=1.0\text{ms}$ において, 噴孔間角度が $10^\circ, 15^\circ$ の場合では壁面上に質量

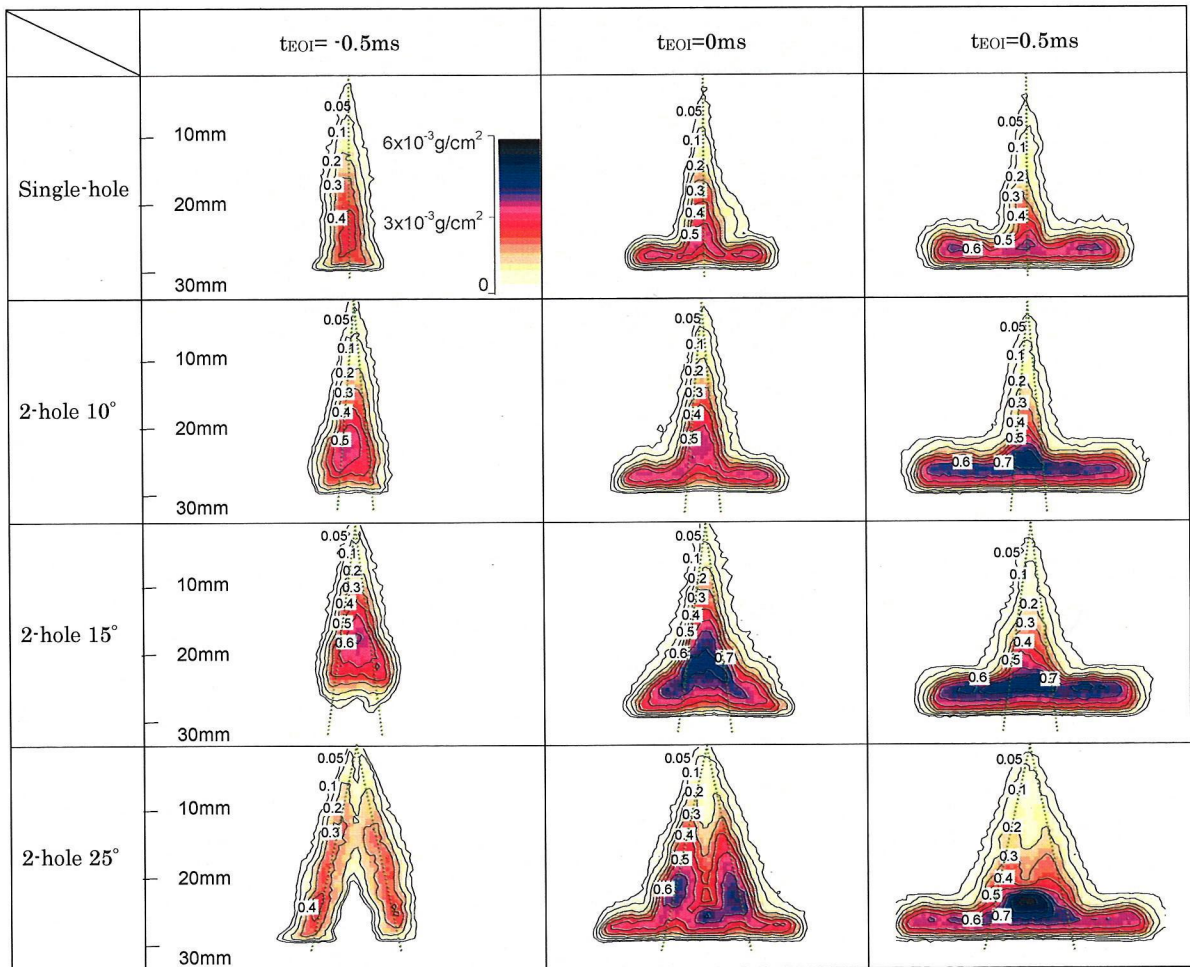


図 5.9 単噴孔および二噴孔衝突噴霧の蒸気相質量分布

分布の高い領域が広がっている。また噴孔間角度が 25° の場合では、のインジェクタ先端からの垂線と衝突板の交点付近に蒸気質量分布の高い領域が存在している。

(3) 噴霧先端到達距離

図 5.10 に二噴孔インジェクタから噴射した噴霧の噴霧先端到達距離を定義する。噴霧先端到達距離は噴孔軸と壁面の交点までの距離 D_{imp} と、そこから壁面に沿った噴霧先端までの距離 S_{aimp} との和とする(但し $\bar{C}_v > 0.5 \times 10^{-3} \text{kg/m}^2$ の領域)。図 5.11 に噴射終了後 1.0ms における噴霧先端到達距離を示す。全てのインジェクタ(単噴孔および二噴孔)の噴霧先端到達距離がほぼ同等に

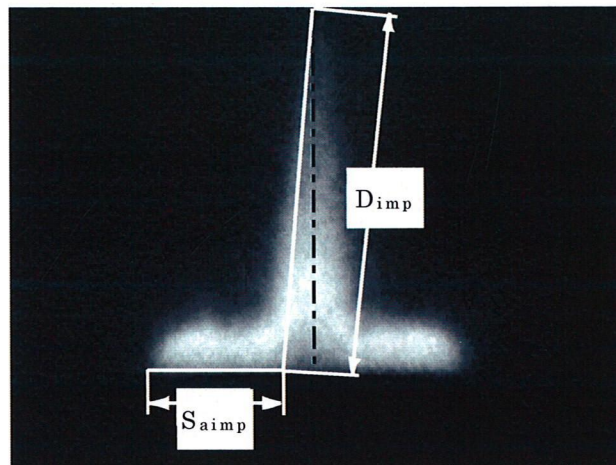


図 5.10 噴霧先端到達距離の定義

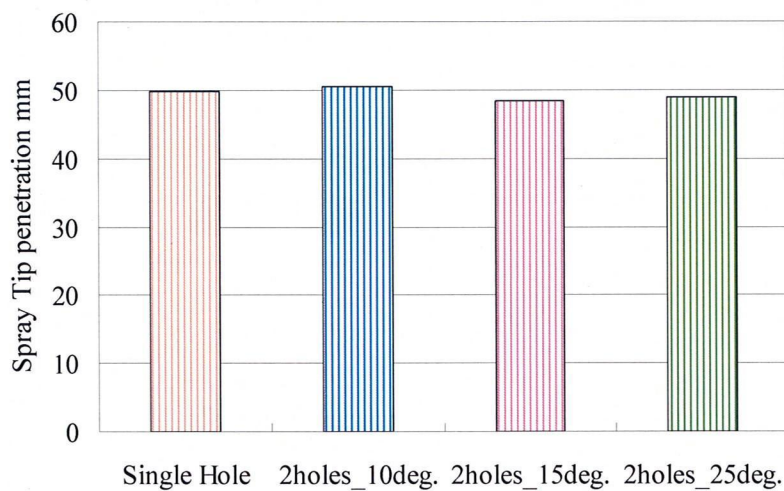


図 5.11 噴射終了後 1.0ms における噴霧先端到達距離

なっている。衝突噴霧においては衝突距離が 30mm と短く、自由噴霧で発生している噴霧間干渉の影響が発生しないまま壁面へ衝突しているためだと考えられる。

(4) 燃料蒸気相質量の時間変化

図 5.12 に二噴孔インジェクタから噴射された衝突噴霧の燃料蒸気相質量の時間変化を示す。平板壁面に噴霧が衝突することによって、蒸気相質量が自由噴霧に比べ非常に少なくなっているのではないかと考えられる。ここで図

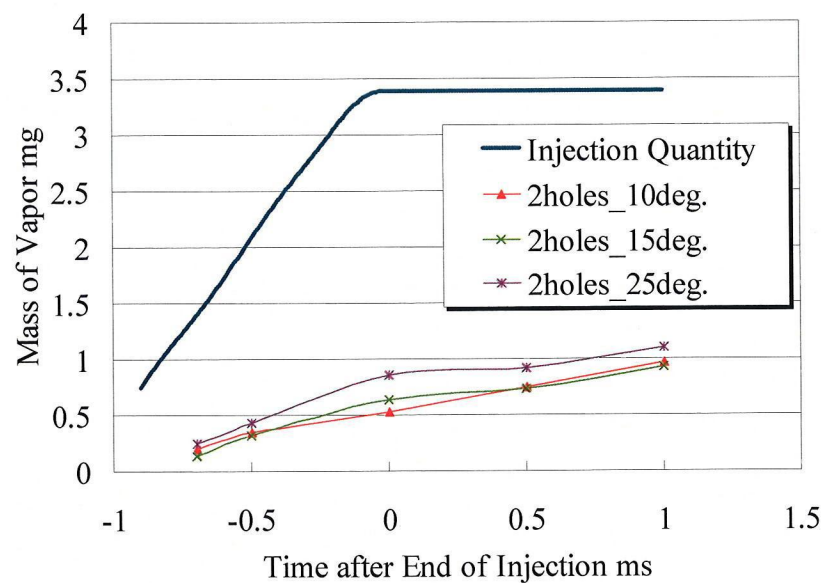


図 5.12 二噴孔衝突噴霧の蒸気相質量

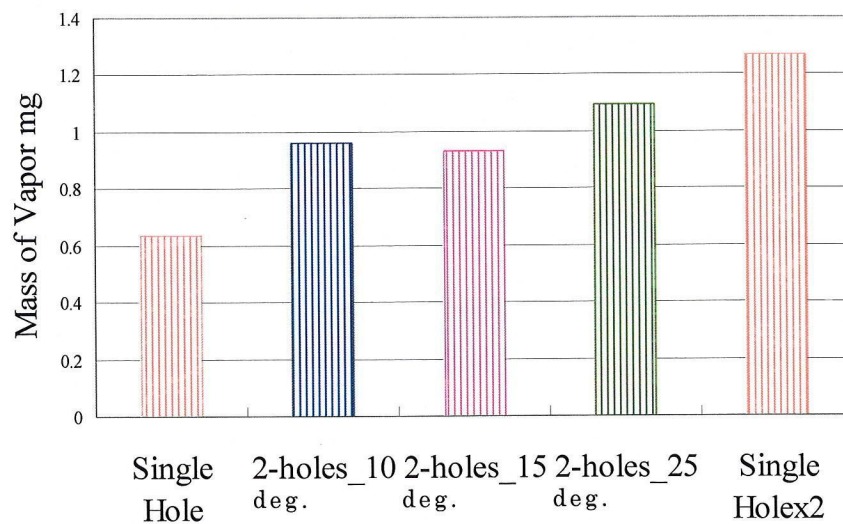


図 5.13 噴射終了後 1.0ms における蒸気相質量

5.9 を見てもわかるように，噴霧が壁面に衝突する時刻が異なり， $t_{EOI}=-0.5\text{ms}$ では噴孔間角度 15° のインジェクタ以外はすでに壁面に衝突している．5.2.1 で述べたように噴孔間角度 15° のインジェクタは噴霧先端到達距離が短く，多くの雰囲気を取り込むことが出来ないため，噴孔間角度 15° の蒸気相質量が最も少なく，最も蒸発が抑制されているのではないかと考えられる．

(5) 燃料蒸気頻度分布

図 5.14 にインジェクタ先端からの距離 $Z=25\text{mm}$ における $t_{EOI}=1.0\text{ms}$ での噴霧半径方向の蒸気相質量頻度分布を示す．二噴孔の中心（半径方向 $r=41\text{mm}$ ）に黒線を引いてある．これを見ると，全ての噴霧で二噴霧の中心と噴霧左右端において高い蒸気相質量を示している．二噴霧の中心における蒸気相質量は噴孔間角度 25° が最も高いことがわかるが，噴霧左右端の蒸気相質量は 25° が最も低い値を示している．噴孔間角度 15° では噴霧中心と左右端の極大値がほぼ同等となっている．噴孔間角度が大きいほど，左右への広がりが大きくなっている．

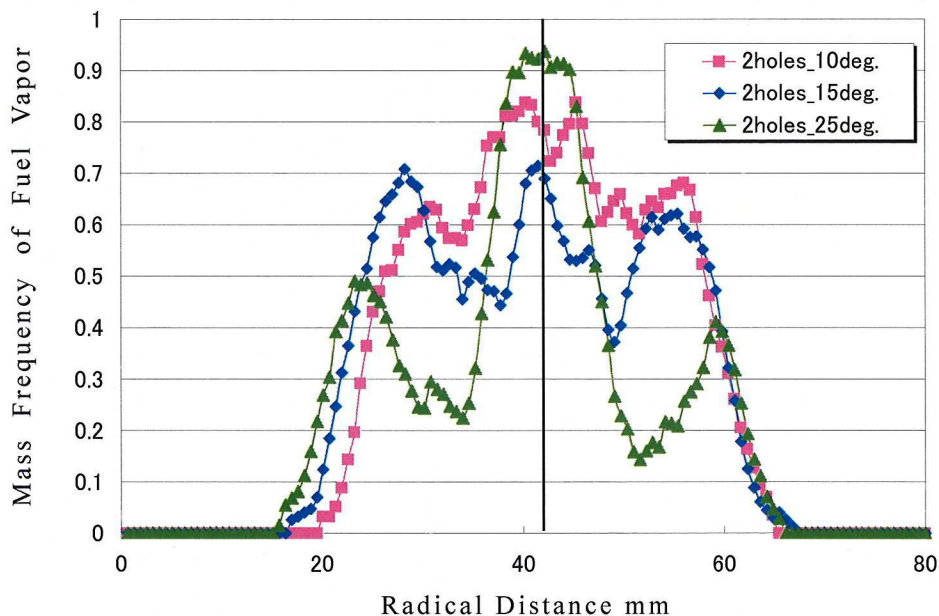


図 5.14 半径方向質量頻度分布 $Z=25\text{mm}$, $t_{EOI}=1.0\text{ms}$

5.4 結言

二噴孔ホールインジェクタのそれぞれの噴孔から噴射された自由および衝

突噴霧において，噴孔間角度の違いが噴霧先端到達距離，蒸気相質量および噴霧角に与える影響を調べた．結果をまとめると以下のものである．

<自由噴霧>

- (1) 噴孔間角度 10° , 15° のインジェクタは互いの噴霧が合体して一つの噴霧のように挙動するのに対し， 25° のインジェクタは互いに干渉を受けずほぼ独立している．
- (2) 噴孔間角度 10° のインジェクタは噴霧先端到達距離が最も長く， 25° のインジェクタは単噴孔インジェクタと同等となる．これは噴孔間角度 10° のインジェクタは互いの噴霧が合体し運動量が合成され噴霧先端到達距離が長く，また噴孔間角度が 25° のインジェクタは互いの噴霧が独立しているため，単噴孔と同等になっているからだと考えられる．
- (3) 噴孔間角度が 15° のインジェクタは噴霧先端到達距離がいずれのインジェクタよりも短くなる．これは噴孔間角度が 15° 付近では，噴霧間に発生する負圧により互いの噴霧が引き寄せられ，噴霧先端到達距離が短くなると考えられる．
- (4) 各二噴孔インジェクタの実測噴霧角は単噴孔インジェクタから噴射された噴霧から想定される理論値よりも小さくなっている．すなわち噴霧間に発生する負圧によるものであると推測される．
- (5) 二噴孔インジェクタから噴射された噴霧の噴孔間角度が小さいほど，蒸発が抑制される傾向にある．
- (6) 二噴孔インジェクタの噴孔間角度を変更することにより噴霧先端到達距離や混合気形成過程の制御が可能と考えられる．

<衝突噴霧>

- (7) 各二噴孔インジェクタから噴射された噴霧の噴霧先端到達距離は噴孔間角度の寄らずほぼ同等になっている
- (8) 噴孔間角度 15° のインジェクタから噴射された噴霧の蒸気相質量が最も少なく，蒸発が抑制されている

今後，噴孔間角度の影響を確かめるため，燃圧，噴射量を振った計測を行っていく．また粒子画像流速測定法(PIV; Particle Image Velocimetry)を用いて粒子挙動や霧囲気流動を計測していく．

第6章 最適化技術を活用した噴霧の三次元数値解析

6.1 緒言

本章では噴霧数値解析の概要について述べ、噴霧の混合気形成過程の数値解析精度を向上させるため、噴霧サブモデルパラメータと噴射初期条件の最適化により数値解析結果と第4・5章で述べてきた計測結果の合わせ込みを効率的に行う多目的遺伝的アルゴリズムを適用した手法について述べる。

6.2 数値解析

6.2.1 気体流動

(1) 基礎方程式

混合気に関する計算には有限体積法 (Finite Volume Method) をベースとした汎用数値解析ツール STAR-CD⁽³⁾を用いた。基礎方程式は質量保存式(6-1)、運動量保存式(6-2)、エネルギー保存式(6-3)を用いて解析する。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = s_m \quad (6-1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial}{\partial x_j} u_i \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho B_i \quad (6-2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j h) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = s_h \quad (6-3)$$

ここで

t : 時間 [s]

ρ : 密度 [kg/m³]

x_i, x_j : 直交座標

u_i, u_j : x_i, x_j 方向の流体の絶対速度 [m/s]

s_m : 単位体積, 単位時間あたりの質量の生成・消滅 [kg/m³/s]

μ : 粘性係数 [Pa·s]

p : 圧力 [Pa]

B_i : 体積力 [N/m³]

h : エンタルピ [J]

k : 熱伝導率 [W/(m·K)]

T : 温度 [K]

s_h : 単位体積あたりのエンタルピー生成 [J/kg]

(2) 乱流モデル

乱流モデルとして標準 k - ε モデルを使用した⁽⁴⁾⁽⁵⁾. レイノルズ応力(左辺)は、乱流エネルギー k を用いて以下のように表す.

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (6-4)$$

ここで δ_{ij} : クロネッカーのデルタ

また、乱流エネルギー k , 乱流粘性係数(渦粘性係数) μ_t は以下のように表す.

$$k = \frac{\overline{u_i' u_j'}}{2} \quad (6-5)$$

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (6-6)$$

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.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j k - \frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = \mu_t P - \rho \varepsilon \quad (6-7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j \varepsilon - \frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (6-8)$$

$$\text{ここで } \mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (6-9)$$

$$P \equiv 2 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (6-10)$$

なお、各係数は以下の実験的に得られた定数⁽¹⁾⁻⁽³⁾を用いた.

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

壁面近傍には壁関数⁽¹⁾を用いた. 壁面から法線方向の距離 y での速度を以下のように与える.

$$u^+ = y^+, \quad y^+ \leq y_m^+ \quad (6-11)$$

$$u^+ = \ln(E y^+), \quad y^+ > y_m^+ \quad (6-12)$$

ここで $u^+ : (u - u_w)/u_t$

u : 接線方向速度 [m/s]

u_w : 壁面速度 [m/s]

$$u_t : (\tau_w / \rho)^{1/2}$$

τ_w : 壁面せん断応力 [Pa]

y^+ : 壁面からの法線方向距離を表す無次元数, $\rho C_\mu^{1/4} k^{1/2} y / \mu$

k, E : 実験係数 ($k=0.42$, $E=9.0$)

また y_m^+ は以下の式から求める.

$$y_m^+ - \frac{1}{k} \ln(E y_m^+) = 0 \quad (6-13)$$

6.2.2 噴霧モデル

燃料噴霧は離散液滴モデル DDM (Discrete Droplet Model)⁽⁶⁾に基づいて解析する. 液滴代表粒子(液滴パーセル)の挙動はラグランジュ二相流機能を用いて模擬する⁽⁷⁾. この方法は流れ場が固定された計算格子上で連続相としてオイラー的に解かれ, 液滴パーセルは離散相としてラグランジュ的に追跡して解く方法である. 液滴パーセルとは噴霧内に多数存在する個々の液滴を直接解くことは計算機の能力上不可能なため, これを適当な数にグルーピングした液滴群である. 液滴パーセル内の液滴の状態量(液滴径, 速度, 温度)はすべて等しいとし, 各液滴パーセルについて液滴の挙動を時間発展的に解くことで噴霧挙動を模擬する. 二相間での運動量の交換は行いが, 計算格子内に液滴が存在することによる体積変化は無視する. よって一つの計算格子内に多くの液滴があると計算誤差が生じてくる. 一方計算精度を上げるためには格子幅は小さくする必要があるので設定が難しい. 噴霧が周囲の流れにどの程度影響を与えるかは, 噴霧の運動量と周囲気体の運動量を比較することで分かる. よって噴射量および回転数が低くなるほど, 噴霧の影響は相対的に強くなる. これ以外に DDM で問題となるのは初期条件や境界条件である. 実際には噴孔から液柱や液膜状で燃料が噴出してくるのを DDM では一般的には球状の液滴と仮定して計算することになる.

6.2.3 液滴分裂モデル

液滴は連続相に対する運動から界面張力を生じさせ, その作用によって分裂される. 液滴の微粒化には分裂モデルとして Hsiang-Faeth モデル⁽⁸⁾を適用し

た．本モデルは $We < 1000$ の範囲で有効であり，ディーゼル噴霧で多くの事例がある．STAR-CD 標準機能の液滴分裂モデルの中では一番多くのパラメータがあることも本モデルを選択した理由である．

特性分裂時間 τ は以下の式で表され，時間 τ となった場合に分裂がおこる．

$$\tau = \frac{5}{1 - (Oh/7)} \frac{D_d}{|\bar{u} - \bar{u}_d|} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho}} \quad (6-14)$$

ここで， Oh ：オーネゾルゲ数（安定性を示す無次元数）

D_d ：液滴の直径 [m]

\bar{u} ：流体速度 [m/s]

\bar{u}_d ：液滴速度 [m/s]

ρ ：流体密度 [kg/m³]

ρ_d ：液滴密度 [kg/m³]

安定直径 D_s は以下の式で表され，液滴の直径が D_s になった場合に分裂が起こる．

$$D_s = 6.2 D_d \left(\frac{\rho_d}{\rho} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{\mu_d}{\rho_d D_d |\bar{u} - \bar{u}_d|}} \quad (6-15)$$

ここで， μ_d ：液滴の粘性係数 [Pa·s]

また，液滴の分裂は次の条件でも起こる．

$$We = \frac{\rho |\bar{u} - \bar{u}_d|^2 D_d}{2\sigma_d} > 6 \quad (6-16)$$

ここで， σ_d ：液滴の表面張力係数 [N/m]

液滴の直径は次の速度方程式に従って変化する．

$$\frac{dD_d}{dt} = -\frac{D_d - D_s}{\tau} \quad (6-17)$$

6.2.4 壁面衝突モデル

噴霧の壁面衝突モデルには Bai-Gosman モデル⁽⁹⁾を適用した．このモデルは液滴の衝突エネルギー(ウェーバー数や速度)などによる，四つの衝突形態を持つ．図 6.1 に示すように，液滴の壁面衝突後の挙動を四つに場合分けして記述する．

(i) 付着 (Stick)：衝突する液滴はほぼ球状を保って壁面に付着する．

(ii) 広がり (Spread) : 液滴は壁面の沿って潰れて広がり, 壁面上に膜を形成する (壁面が乾いている場合), もしくは湿った壁面上の既存膜に融合する.

(iii) 跳ね返り (Rebound) : 衝突した液滴は壁面から跳ね返る.

(iv) 飛散 (Splash) : 衝突した液滴は小さな液滴に分裂し, その一部は壁面から反射される.

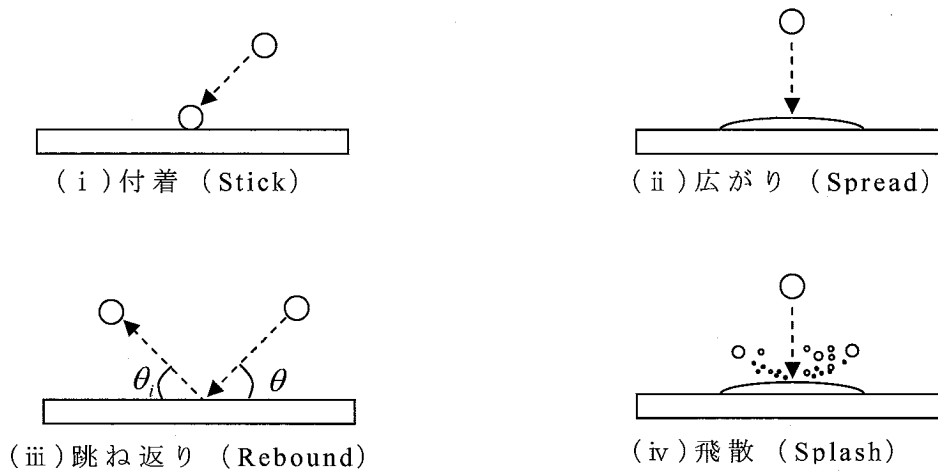


図 6.1 液滴の衝突後の挙動

(1) 乾いた壁面の場合

液滴は乾いた壁面で付着と広がり, 飛散が以下の条件で発生する. ただし跳ね返りは発生しない.

(a) 付着 (Stick) と広がり (Spread) は粒子のウェーバー数 We_d と臨界ウェーバー数 (付着と広がりから飛散に変わる) We_a が次の場合に起こる.

$$We_d \leq We_a \quad (6-18)$$

ここで We_a は次のように示す.

$$We_a = ALa^{-0.18} \quad (6-19)$$

ここで, La はラプラス数: $La = \frac{\rho_d \sigma D_d}{\mu_d^2}$

また, A は表面粗さ r_s に依存する係数である (以下表 6.1 参照)

表 6.1 粗い表面を有する壁面の場合の係数 A

$r_s [\mu m]$	0.05	0.14	0.84	3.1	12.0
A	5264	4534	2634	2056	1322

(b) 飛散 (Splash) は以下の条件で起こる.

$$We_d > We_a \quad (6-20)$$

(2) 湿った壁面の場合

液滴は湿った壁面で付着が起こらず, 広がり, 跳ね返り, 飛散が以下の条件で発生する.

(a) 広がり (Spread) は次の場合で起こる.

$$5 < We_d \leq We_s \quad (6-21)$$

ただし, We_s (スプラッシュが生じはじめる臨界ウェーバー数) は次の式で定義する.

$$We_s = A_w La^{-0.18} \quad (6-22)$$

また A_w は実験係数であり, 本計算では Bai ら実験値を考慮して⁽⁹⁾ 1320 とした.

(b) 跳ね返り (Rebound) は以下条件で起こる.

$$We_d \leq 5 \quad (6-23)$$

(c) 飛散 (Splash) は以下の条件で起こる.

$$We_d > We_s \quad (6-24)$$

(3) 衝突後の液滴の速度と方向

図 6.1 で場合分けした壁面衝突後の液滴挙動に対応して以下のように与える.

(i) 付着 (Stick) の場合, 液滴は壁面に球状を保って付着する. また移動する壁面の場合は壁面と同じ速度となる.

(ii) 広がり (Spread) の場合, 衝突後の壁面に対する相対速度 \vec{V}_d^p は壁面への法線方向速度成分を失い以下となる.

$$\vec{V}_d^p = \vec{V}_{d,t} \quad (6-25)$$

ここで $\vec{V}_{d,t}$ は液滴の入射速度の壁面に平行な成分となり, 次のようになる.

$$\vec{V}_{d,t} = \vec{V}_d - \vec{V}_{d,n} \quad (6-26)$$

(iii) 跳ね返り (Rebound) の場合, 液滴衝突後の壁面への相対跳ね返り速度の法線成分 $\vec{V}_{d,n}^p$, 接線成分 $\vec{V}_{d,t}^p$ はそれぞれ次のようになる.

$$\vec{V}_{d,n}^p = -e_n \vec{V}_{d,n} \quad (6-27)$$

$$\vec{V}_{d,t}^p = e_t \vec{V}_{d,t} \quad (6-28)$$

ここで e_n , e_t : それぞれ法線と接線成分の反発係数である. e_n は液滴の入射角 θ (壁面からの角度) から次式で求める.

$$e_n = 0.993 - 1.76\theta + 1.56\theta^2 - 0.49\theta^3 \quad (6-29)$$

また, e_t は入射角によらず一定である.

$$e_t = \frac{5}{7} \quad (6-30)$$

壁面温度が液滴の沸点よりも高い場合は壁面からの弾性跳ね返りとなり, その場合は両方の係数を 1 に設定する. すなわち速度の減衰はしない.

(iv) 飛散 (Splash) の場合, 質量 m_d を持つパーセルは衝突し, 2 個の二次パーセルを作り出す. 衝突点を頂点とする円錐の頂角方向に, さらに円錐の周方向にランダムに反射されるものと仮定する. 二次パーセルは等しい質量を持ち, その全質量 m_d^s は全二次パーセル質量と入射液滴質量の比 r_s により与える.

$$r_s = \frac{m_d^s}{m_d} = \begin{cases} 0.2 + 0.6X_r & (\text{乾いている壁面の場合}) \\ 0.2 + 0.9X_r & (\text{濡れている壁面の場合}) \end{cases} \quad (6-31)$$

ここで X_r : (0-1) の範囲に一様分布する乱数

二次パーセルに含まれる液滴の径と数は, 質量が保存されるという条件をもとに次の関係式から算出する.

$$N_1 D_{d,1}^3 + N_2 D_{d,2}^3 = \frac{m_d^s}{m_d} D_d^3 \quad (6-32)$$

$$N_1 + N_2 = N \quad (6-33)$$

$$N = a_0 \left(\frac{We_d}{We_s} - 1 \right) \quad (6-34)$$

ここで N_1 , N_2 : それぞれ径 $D_{d,1}$ と $D_{d,2}$ を持つ液滴の数

N : 二次液滴の総数

係数 a_0 の値は 5 と設定し, N_1 は $(1-N)$ の範囲でランダムに与える. 二次液滴の速度は二つの成分 \vec{V}'_d , \vec{V}''_d となり, \vec{V}'_d は垂直入射成分 $\vec{V}_{d,n}$ から求め, \vec{V}''_d は接線入射成分 $\vec{V}_{d,t}$ から求める.

$\vec{V}'_{d,1}$ と $\vec{V}'_{d,2}$ の大きさは全体としてのエネルギー保存, および二次液滴の径と速度の相関から計算され, それぞれ次のように表す.

$$\begin{aligned} & \frac{m_d^s(\vec{V}'_{d,1}{}^2 + \vec{V}'_{d,2}{}^2)}{4} + \pi\sigma(N_1 D_{d,1}^2 + N_2 D_{d,2}^2) \\ &= \frac{m_d \vec{V}_{d,n}^2}{2} - \frac{\pi\sigma}{12} r_s W e_s D_d^2 \end{aligned} \quad (6-35)$$

$$\frac{|\vec{V}'_{d,1}|}{|\vec{V}'_{d,2}|} = \frac{\ln(D_{d,1}/D_d)}{\ln(D_{d,2}/D_d)} \quad (6-36)$$

二次液滴の \vec{V}'_d の射出角 θ_1 は $5^\circ \sim 50^\circ$ の範囲でランダムに選択され、 \vec{V}''_d の射出角は $\vec{V}_{d,n}$ の接線方向の運動量保存を考慮し、次式で決定する。

$$|\vec{V}'_{d,1}| \cos(\theta_1) + |\vec{V}'_{d,2}| \cos(\theta_2) = 0 \quad (6-37)$$

以上より、 \vec{V}'_d の法線方向、接線方向成分を次式とする。

$$|\vec{V}'_{d,i,n}| = |\vec{V}'_{d,i}| \cos(\theta_i) \quad (6-38)$$

$$|\vec{V}'_{d,i,t}| = |\vec{V}'_{d,i}| \sin(\theta_i) \quad (6-39)$$

ここで $i=1,2$

$\vec{V}_{d,t}$ 成分は次のように接線方向のみに関係する。

$$|\vec{V}''_{d,i,t}| = c_f |\vec{V}'_{d,i,t}|, \quad i=1,2 \quad (6-40)$$

ここで c_f ：壁面の摩擦係数

本計算では Bai ら実験値を考慮し⁽⁹⁾、 c_f は0.6から0.8とした。入射する液滴のうち壁面に付着する部分は質量 $(1-r_s)m_d$ を持ち、その直径は $(1-r_s)^{1/3}D_d$ で表す。

6.2.5 液滴衝突モデル

離散相関の衝突モデルには O'Rourke モデル⁽¹⁰⁾を適用した。このモデルでは液滴の衝突後、合体、分裂、跳ね返りの三つの挙動に分かれる。この過程でパーセルの挙動は質量、運動量およびエネルギー方程式で解かれる。大きな直径 $D_{d,1}$ を持つパーセル（コレクターパーセル）は小さな直径 $D_{d,2}$ を持つパーセル（ドナーパーセル）との間の衝突頻度 ν は次式で与える。ただし衝突が起こるのはそれらが同一計算セル内にある場合だけである。液滴はセル内に一様に分布し

ているとみなす.

$$v = \frac{4}{\pi} (D_{d,1} + D_{d,2}) |u_{d,1} - u_{d,2}| E_{1,2} \frac{N_{d,2}}{\delta V} \quad (6-41)$$

ここで $N_{d,2}$: ドナーパーセルの液滴数

δV : セル体積 [m³]

衝突効率 $E_{1,2}$ を以下に示す.

$$E_{1,2} = \left(1 + \frac{0.75 \ln(2W)}{W - 1.214} \right)^{-2} ; \quad W > 1.214 \quad (6-42)$$

$W \leq 1.214$ の場合は $E_{1,2} = 0$ となる.

W は次式の無次元数で与えられる.

$$W = \frac{P_{d,2} |u_{d,1} - u_{d,2}| D_{d,2}^2}{9 \mu D_{d,1}} \quad (6-43)$$

コレクターパーセルが時間幅 δt の間にドナーパーセルの液滴と n 回の衝突を起こす確率は $n' = v \delta t$ を持つ以下の Poisson 分布で与える.

$$P_n = \frac{(n')^n}{n!} e^{-n'} \quad (6-44)$$

$n' = 0$ のケースは衝突が 1 回も起こらない確率, $P_0 = e^{-n'}$ を与える. 個々の液滴間に衝突が起こるかどうかは乱数 $N_{r,1}$ に依存し, $N_{r,1} < P_0$ であれば衝突は起こらない. 衝突が起こった場合, 合体である確率は次のように与えられる⁽¹¹⁾.

$$E_{coal} = \min \left[\frac{2.4 f(r)}{We_L}, 1 \right] \quad (6-45)$$

$$\text{ここで } f(r) = r^3 - 2.4r^2 + 2.7r, r = D_{d,1} / D_{d,2} \quad (6-46)$$

$$We_L = \frac{P_d |u_{d1} - u_{d2}|^2 D_{d2}}{2\sigma} \quad (6-47)$$

衝突後, 合体か分裂するかのは乱数 $N_{r,2}$ で決定する. $N_{r,2} < E_{coal}$ の場合は合体が起こり, それぞれのコレクターパーセルとの合体に関わる液滴数 m は次のようになる.

$$\sum_{i=0}^{i=m-1} \frac{P_i}{P_0} < \frac{N_{r,1}}{P_0} < \sum_{i=0}^{i=m} \frac{P_i}{P_0} \quad (6-48)$$

これにより，ドナーパーセルを含む液滴の数は $N_{d,2}^n = N_{d,2} - mN_{d,1}$ となる．

そしてコレクターパーセルの特性値は，質量，運動量およびエネルギーが保存されるように再計算される．条件 $N_{r,2} < E_{coal}$ が成り立ち，これに加えて $We_L < We_{bou}$ という追加条件が満たされる場合は「跳ね返り」と呼ぶ新たな衝突が起こる．ここで We_{bou} は次式から得られる．

$$We_{bou} = 2.4f(\gamma)N_{r,2}^3 \quad (6-49)$$

分裂または跳ね返りが起こる場合は，運動量の交換のみ行われる（全運動量は保存される）．

6.2.6 蒸発モデル

(1) 質量

単位体積あたりの速度 F_m の質量移動が存在する場合，液滴の変化率（蒸発率）は次の式で表される．

$$\frac{dm_d}{dt} = -A_s F_m \quad (6-50)$$

A_s は液滴の表面面積．蒸発または凝縮する単一成分の液滴の場合， F_m は次のように示される⁽¹²⁾．

$$F_m = K_g p_i \ln \frac{(p_i - p_{V,\infty})}{(p_i - p_{V,s})} \quad (6-51)$$

K_g : 質量伝達係数 [-]

p_i : 気体の全圧 [Pa]

$p_{V,\infty}$: 液滴周囲の蒸気分圧 [Pa]

$p_{V,s}$: 液滴表面の蒸気分圧 [Pa]

液滴表面での蒸気分圧は液滴温度での飽和蒸気圧に等しいと仮定する．

(2) 熱伝達係数

熱伝達係数 h は El Wakil の式⁽¹³⁾を用い，質量移動がない場合の相関方程式から求めた後，質量移動を考慮するため補正係数を乗じ，以下のように与えられる．

$$h = \frac{k_m Nu Z}{(e^Z - 1) D_d} \quad (6-52)$$

ただし、ヌセルト数 Nu は次の Ranz-Marshall の相関式⁽¹⁴⁾から求める。

$$Nu = 2 \left(1 + 0.3 Re_d^{1/2} Pr^{1/3} \right) \quad (6-53)$$

6.2.7 液滴の発生方法

液滴は、ある確率分布に基づき乱数を用いランダムに発生させている。分布の違いにより噴霧角に違いが出ることや、噴霧角の違いによる噴霧先端到達距離への影響も確認されている。したがって確率分布を変化させることによって、液滴の発生を制御し、噴霧角や噴霧先端到達距離を制御する。液滴発生の確率分布を以下の関数で与える。

$$pb(x) = (1-c) \cdot g(x) + c \cdot u(x) \quad (6-54)$$

ここで $g(x)$: ガウス関数

$u(x)$: 一様分布関数

c : 線形荷重係数

ガウス関数 $g(x)$ は以下のように示す。

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (6-55)$$

σ : 標準偏差

6.3 遺伝的アルゴリズムによるモデルパラメータの最適化

6.3.1 最適化手法

燃焼室内における混合気形成過程の噴霧解析を行うためには、まず定容容器による基礎実験データと噴霧の合わせ込みを行う必要がある。特に噴霧の場合は比較する特性パラメータが多く、ペネトレーション、噴霧形状、蒸発率および粒径などが挙げられる。これらを実験データと合わせ込むためには噴霧計算に必要な噴射の初期条件（噴射速度、粒径、噴射角度）、噴霧サブモデルパラメータといった複数の評価基準が存在する。例えば、噴射の初期条件に噴射速度、噴射角度や粒径を与え、噴射後の蒸気相到達距離や蒸気相質量の計測結果と数値解析結果を比較する。しかし初期粒径を小さく与えて、蒸気相到達距離をよ

り長くし、蒸気相質量を増やすことは不可能なように複数の評価基準は互いにトレードオフの関係にある場合が多い。そのため最適な解を決定するにはある程度の妥協が伴う。このように互いに競合する複数の目的のもとで、目的間のトレードオフ関係を明確にしながらか合理的な解を求めることが必要である。これは多目的最適化問題⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾と呼ばれている。

本研究では、噴霧初期条件と噴霧サブモデルパラメータの決定を多目的最適化問題ととらえ、噴射速度、噴射角度、粒径などの複数の入力変数のもとで、各時刻の蒸気相到達距離(f_1)および蒸気質量(f_2)など、複数の互いに競合する目的関数 $f(x)$ の真値との差を複数の不等式制約条件のもとで最小化する問題とする⁽¹⁷⁾。多目的最適化では目的関数が複数存在するため、ある目的関数の値を改善するためには、少なくとも他の一つの目的関数の値を改悪せざるを得ないような、Paretoによって提唱された解の概念(パレート最適解)が導入されている。

図 6.2 に、例として二つの目的に対する最小化問題のパレート最適解を示す。一般に多目的最適化問題では、パレート最適解は集合として存在する。パレート最適解集合を求める手法として、多目的最適化問題に遺伝的アルゴリズム

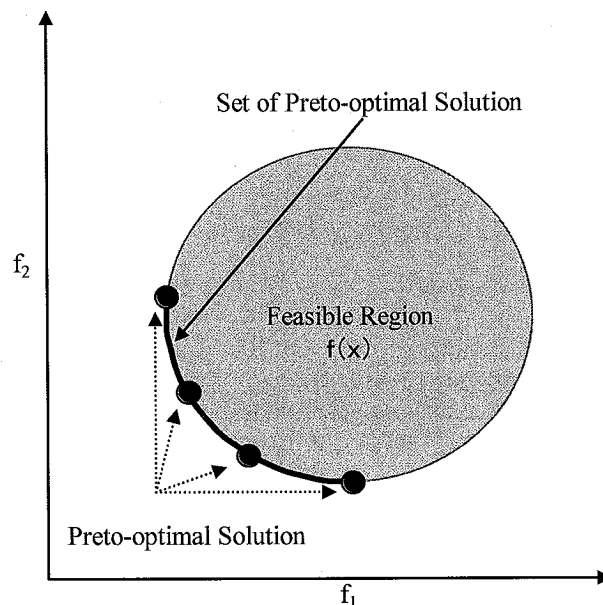


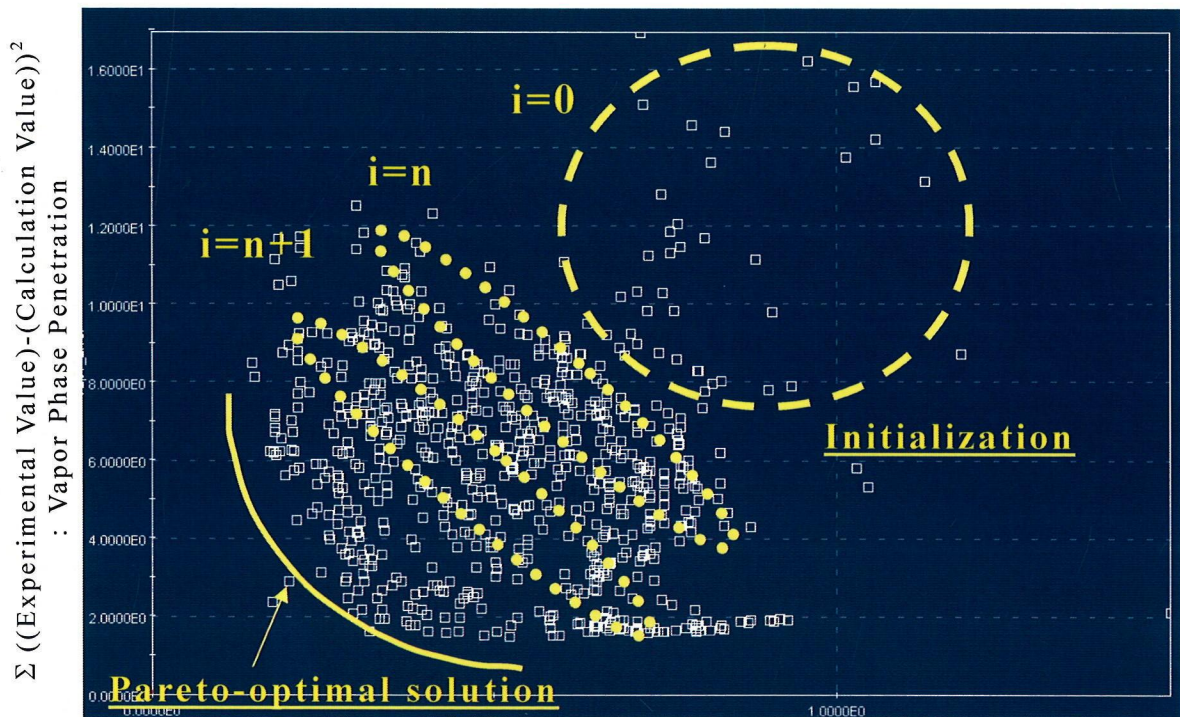
図 6.2 パレート最適解集合

(GA; Genetic Algorithms) を適用した多目的 GA の研究が数多く報告されている⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。その理由は GA が多点探索であり、一度の探索でパレート最適解集合が求まることにある。ちなみに GA は自然界における生物の遺伝と進化をモデ

ル化した最適化手法である。

多目的最適化問題における GA の概念を図 6.3 に示す。ただし図中の i は GA における世代数とする。このように、一度の最適化でパレート最適化という解の集合の要素を多数同時に求めることが出来る。さらに同時にパレート解が多数求められ、目的関数間の具体的なトレードオフの様子を視覚的に見る事が可能である。そして目的関数間のトレードオフを把握した上で選好解を決定する。

このような多目的最適化問題に対し、多目的 GA を最適化手法として用いた場合の利点は、パレート最適解集合の検索性能、非線形問題等の複雑な問題にも適用できることがメリットとして挙げられるが、一方で欠点としては多大な解析負荷が懸念される。これは多目的 GA の特徴として、最適化を一点での検索



$\Sigma ((\text{Experimental Value})-(\text{Calculation Value}))^2$: Mass of Vapor

図 6.3 多目的 GA の解探索過程

ではなく、ある解の集団を持って多点で検索しようとするため、時に無駄な解の評価を行う必要があるからである。またもう一つの欠点として、多目的 GA には勾配法のように最適化終了の判定基準が無いことが挙げられる。世代の更新により、より良い個体群は形成されるのであるが、それが最終的な最適解である保証はない。したがって多目的 GA を実用問題に適用するためには、その最

適化の効率をどれだけ上げることが出来るか、また複数の個体による検索という特徴を活かしながら、どのようにして最適解を得るかということが鍵となってくる。

6.3.2 モデルパラメータの選択

第4章および第5章で述べてきた二波長レーザ吸収散乱法による計測結果と数値解析結果の噴霧挙動の合わせ込みに遺伝的アルゴリズムを適用した多目的最適化手法を用いる。実験から得られた蒸気相到達距離、蒸気相質量の時間変化を目的関数とし、数値解析結果との合わせ込みに必要な噴射の初期条件や噴霧サブモデルパラメータを入力変数とする。

数値解析の噴射初期条件には、粒度分布、噴射率、噴射速度、噴霧角、ザウタ平均粒径（SMD；Sauter Mean Diameter）、噴霧サブモデルパラメータ（Hsiang-Faeth 分裂モデル、壁面衝突噴霧の場合は Bai-Gosman 壁面衝突モデル）を設定する必要がある。

初期条件である粒度分布にはカイ二乗分布⁽²⁰⁾、ロジンラムラーの式⁽²⁰⁾、抜山-棚沢の式⁽²⁰⁾などで与える必要がある。本解析では別の実験で計測された粒度分布に最も近い値を示した抜山-棚沢の式(6-51)を適用し、式中の係数 α は2、 β は0.5とした。また、噴射率は計測結果を与えた。以上の初期条件は固定値としている。

$$f(x) = \beta \frac{b^{\frac{\alpha+4}{\beta}}}{\Gamma\left(\frac{\alpha+4}{\beta}\right)} x^{\alpha+3} \exp(-bx^\beta) \quad (6-56)$$

ここで b は以下の式から求める。

$$b = \frac{\left[\Gamma\left(\frac{\alpha+4}{\beta}\right) \right]^\beta}{\left[\Gamma\left(\frac{\alpha+3}{\beta}\right) \right]^\beta} \left(\frac{1}{D_{32}} \right)^\beta \quad (6-57)$$

ここで α 、 β ：抜山-棚沢の式の係数 [-]

D_{32} ：ザウタ平均粒径 [μm]

初期条件としての入力変数には、噴射期間中の流量の時間変化に基づいた噴

射速度の最大値 (①), ザウタ平均粒径の時間変化値 (②, ③, ④), 噴霧角 (⑤) を設定した。

具体的には図 6.4(a)に示すような噴射率を噴射初期 (立ち上がり期間), 中期, 後期 (立ち下がり期間) に分ける。そして図 6.4(b)に示すように, 噴射速度に関しては噴射率波形と相似的な波形を与え, ザウタ平均粒径は噴射率波形とは逆の傾向とし, 噴射初期は粒径を大きく, 中期は粒径を小さく, 後期は粒径を小さく与える。

噴霧サブモデルパラメータとしての入力変数は, 以下のように設定した。

・液滴分裂モデルパラメータ

特性分裂時間の乗数[式 6-13 右辺の乗数] (⑥)

安定直径の乗数[式 6-14 右辺の乗数] (⑦)

臨界 We 数の閾値[式 6-15] (⑧)

・壁面衝突モデルパラメータ

表面粗さ[式 6-22 の A / 表面粗さ r_s] (⑨)

壁面摩擦係数[式 6-35 の c_f] (⑩)

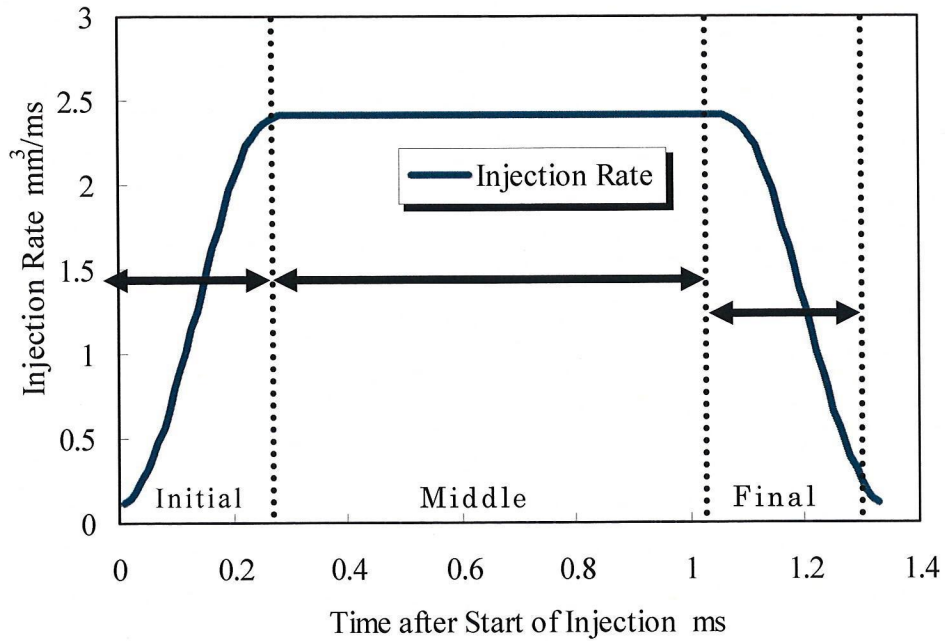
WET 壁面での広がり の閾値 We_s を決定付ける係数[式 6-22 の A_w] (⑪)

・液滴の蒸発率 (質量変化率) [kg/s] の乗数[式 6-45 右辺の乗数] (⑫)

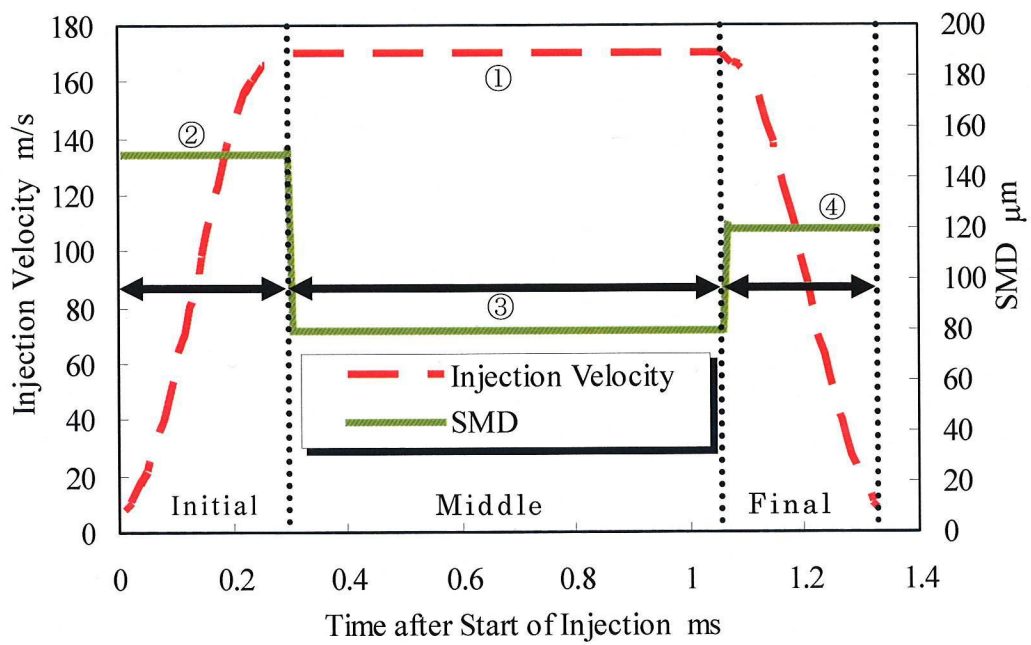
・液滴の熱伝達係数の補正係数[式 6-47 右辺の乗数] (⑬)

・液滴の発生乱数の確率密度関数の係数[式 6-49 の c] (⑭)

入力変数とした噴射速度やザウタ平均粒径の時間変化値は, 理論値や実験式⁽¹⁸⁾および噴射量測定結果を参考に設定し, それ以外 の入力変数にはツールが持つデフォルト値を中心に振り幅を与えた。表 6.2 に入力変数, 入力変数の上下限値, 刻み幅を示す。ただし表の*は壁面衝突噴霧の場合に使用する。



(a) 噴射初期・中期・後期の定義



(b) 噴射速度とザウタ平均粒径の与え方

図 6.4 噴射率に対する噴射速度とザウタ平均粒径の関係

表 6.2 入力変数

	Input Variables	Maximum Value	Minimum Value	Δ value
①	Maximum Injection Velocity [m/s]	350	180	5
②	SMD in the Initial Injection Duration [mm]	150	50	5
③	SMD in the Middle Injection Duration [mm]	135	35	5
④	SMD in the Final Injection Duration [mm]	150	50	5
⑤	Cone Angle [θ]	20	30	1
⑥	Multiplier of Time Scale of Break up Model	4	1	0.5
⑦	Multiplier of Stable Droplet diameter of Break up Model	8	4	0.2
⑧	Critical We Number of Break up Model	8	4	0.5
⑨	Multiplier of Evaporation Rate	0.1	8	0.5
⑩	Multiplier of Heat Transfer Coefficient	0.1	8	0.5
*⑪	Surface Roughness	1.0E-05	1.0E-07	1.0E-07
*⑫	Friction Coefficient	1	0.7	0.05
*⑬	Critical We Number of Spread	2000	1000	100
⑭	Frequency Function Coefficient	0.99	0.1	0.1

6.3.3 最適化システムのフローチャート

図 6.5 に遺伝的アルゴリズムによる噴霧モデルパラメータの自動最適化フローチャートを示す。まず、CAD データベースから 3D 定容容器モデルを作成、次にインジェクタ諸元データを参考に噴霧計算に必要な初期条件と噴霧モデルパラメータ（入力変数）を設定する。次に数値解析ツール STAR-CD による数値解析を実施し、あらかじめデータベース化している計測結果（目的関数）と数値解析結果を比較する。目的関数は蒸気相到達距離および蒸気相質量の時間変化

とする。「評価」方法は7.2節で詳細は述べるが、各時刻の蒸気相到達距離、蒸気相質量の計測結果（目的関数）と数値解析結果のそれぞれの誤差の二乗和を取って、それを最小にするという方法を使った。計測結果（目的関数）と数値解析結果の差が無くなった場合は計算を終了するが、そうでない場合は多目的遺伝的アルゴリズム（MOGA）の「評価(Evaluation)」に従って親となる二個体を「選択(Selection)」し、「交叉(Crossover)」にて子を作る。また、ある確率で「突然変異(Mutation)」を行う。このMOGAは目的関数に対する解の優越性を評価しながら、「選択」「交叉」「突然変異」を経て、次の世代を生成する。そして次世代の入力変数を決定し、再び数値解析計算にて「評価」する。数値解析結果が計測結果（目的関数）と一致するまで繰り返される。しかしながら、目的関数が多く、数値解析結果が計測結果（目的関数）と一致することはほぼ不可能であるため、パレート最適解より選好する必要がある。また初期世代の生成は、探索空間において一様に初期世代を生成することが可能な Sobol シーケンスを用いた。

6.4 結言

噴霧数値解析に多目的遺伝的アルゴリズムを用いた最適化技術を適用し、自動的な合わせ込みを行うことで噴霧初期条件や噴霧サブモデルパラメータの決定に要する工数を削減するとともに、噴霧モデルの精度を向上することが可能となった。実験から得られた蒸気相到達距離、蒸気相質量の時間変化を目的関数とし、数値解析結果との合わせ込みに必要な噴射の初期条件や噴霧サブモデルパラメータを入力変数とした。入力変数は噴射速度とザウタ平均粒径に時間変化を与えるための4変数、噴霧角、液滴分裂モデルの3変数、壁面衝突モデルの3変数、蒸発モデルの2変数、液滴発生乱数の確率関数式の係数の14個とした。

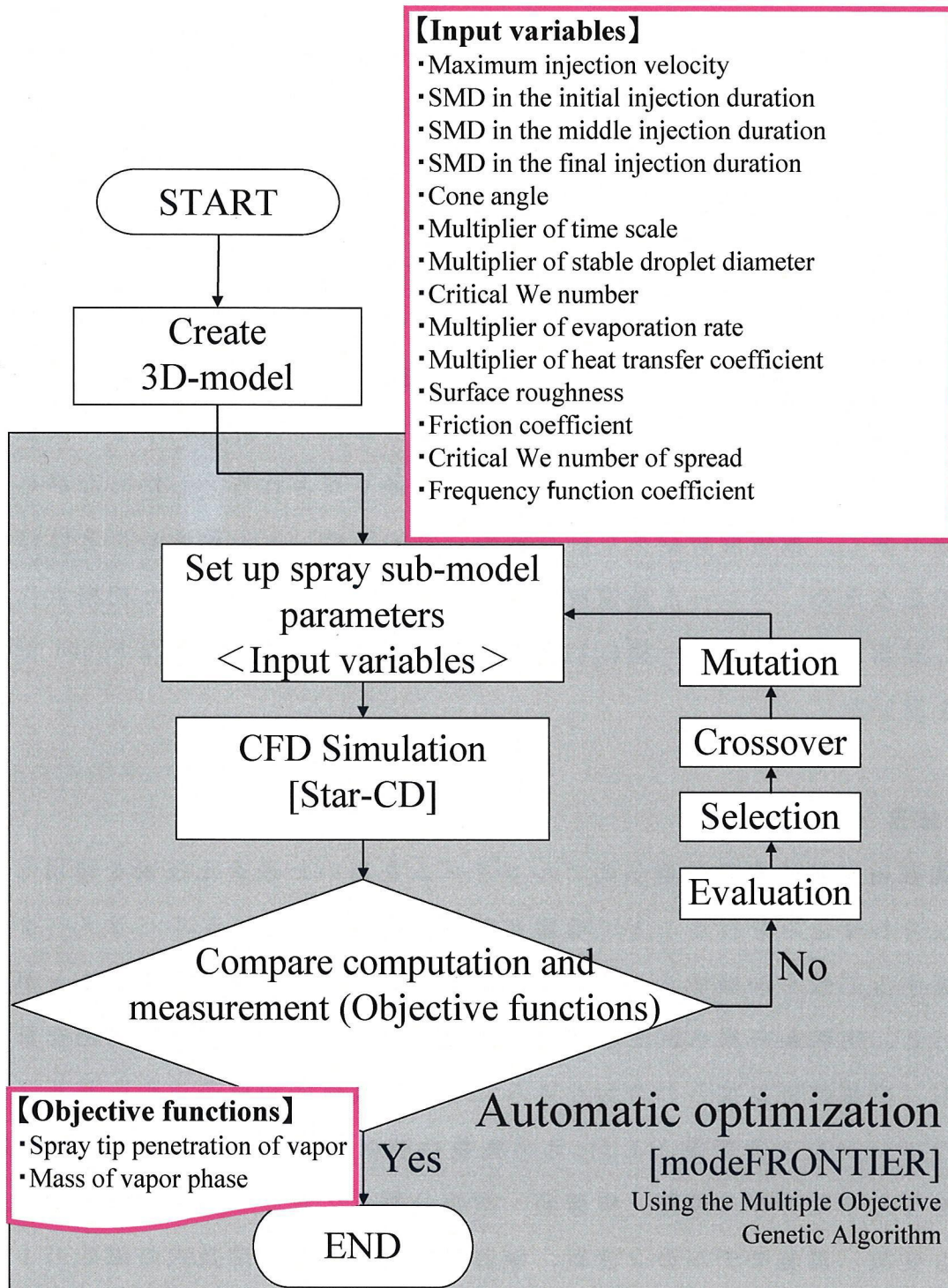


図 6.5 噴霧モデルパラメータ自動最適化システムのフローチャート

第7章 噴霧発達と混合気形成過程の数値解析結果

7.1 緒言

第6章で述べた多目的遺伝的アルゴリズムを適用した最適化手法により、噴霧の混合気形成過程の数値解析を高精度化した結果について述べる。また最適化した数値解析プログラムを多噴孔インジェクタから噴射した噴霧に適用した結果についても述べる。本章では6章で述べた数値解析に最適化技術を適用した噴霧合わせ込み手法を用い、4章・5章で計測した計測結果に基づき、噴霧数値解析に必要な噴射初期条件と噴霧サブモデルパラメータの最適化を行った数値解析結果を示す。

7.2 噴射初期条件および噴霧サブモデルパラメータの最適化

図7.1に目的関数(蒸気相質量)の評価方法を示す。式(7-1)に示すように、各時刻の数値解析結果と計測結果の誤差の二乗和 X が最小になるように、噴射初期条件および噴霧サブモデルパラメータを最適化していく。もう一方の目的関数(蒸気相到達距離)も同様である。

$$\sum_{i=1}^{\text{Number of Experimental Data}} ((\text{Experimental value}) - (\text{Calculation value}))^2 = X \quad (7-1)$$

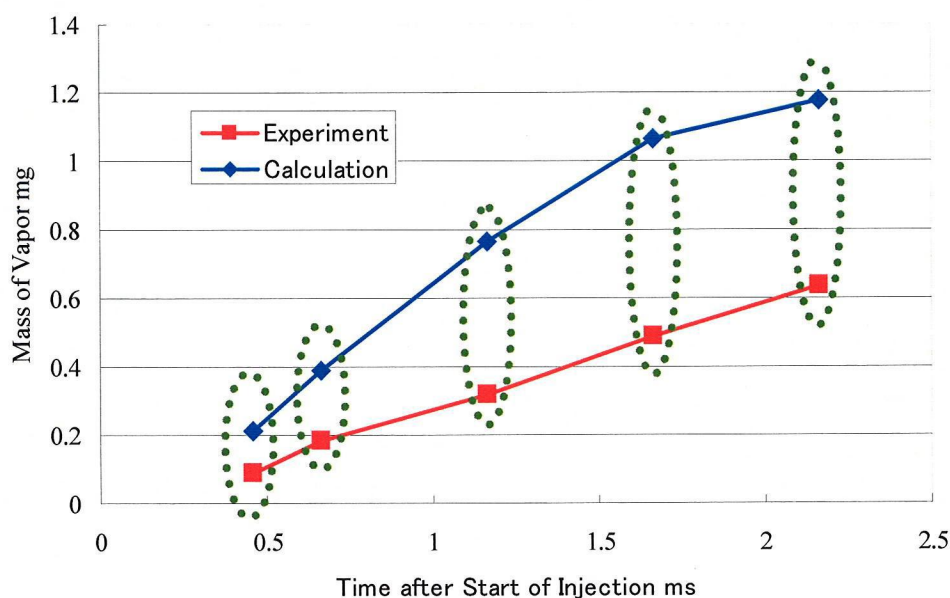
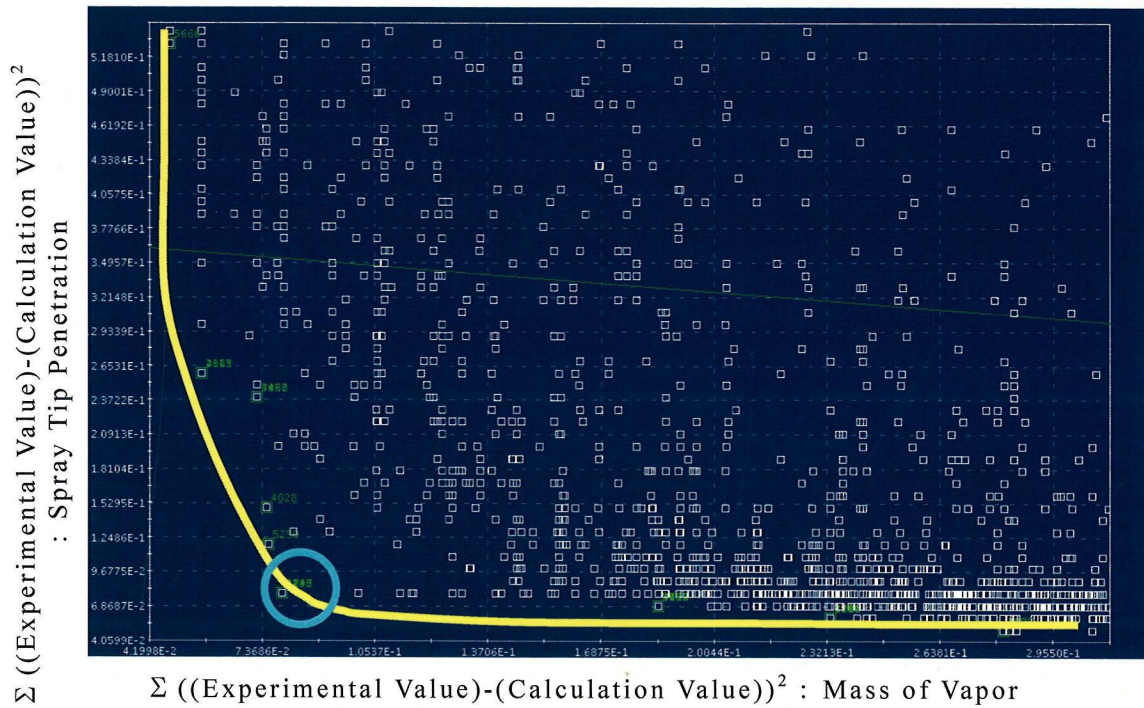
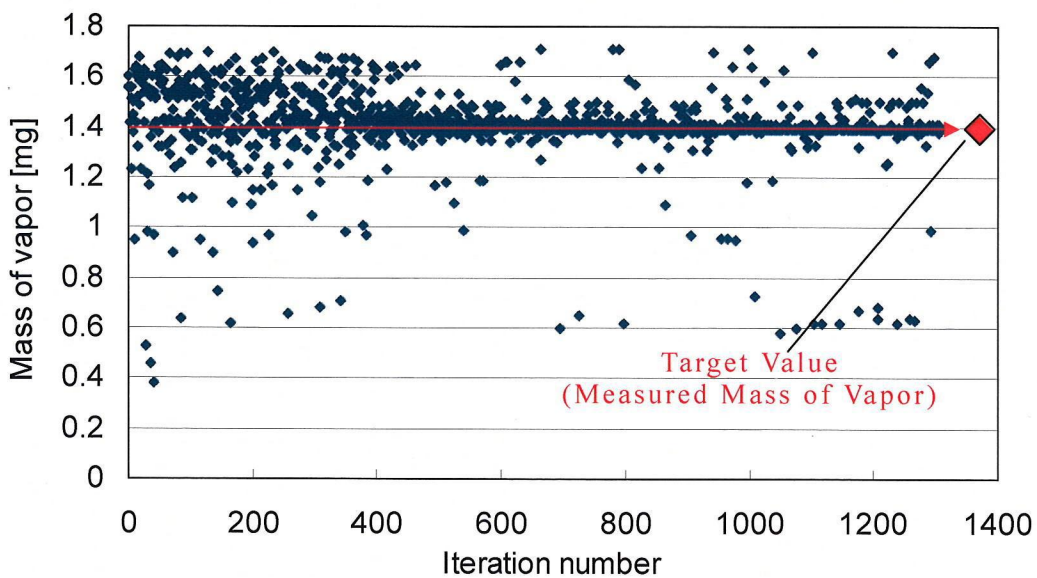


図 7.1 目的関数(蒸気相質量)の評価方法例

図 7.2 に蒸気相質量と蒸気相到達距離の最適化結果を示す. 図 7.2(a)に多目的遺伝的アルゴリズム (MOGA) によって得られたパレート最適個体を示す. このように多目的最適化におけるパレート解を遺伝的アルゴリズムで検索する場合には, 同時にいくつもの解候補が得られるため解析者が選択する必要がある.



(a) パレート最適個体



(b) 目的関数 (蒸気相質量) の計算履歴

図 7.2 目的関数 (蒸気相質量と蒸気相到達距離) の最適化結果

図 7.2(b)に最適化過程における蒸気相質量(目的関数)のイタレーション履歴を示す. 計算数の増加に伴い目的関数(蒸気相質量 1.4mg)に近づいているのが確認できる.

表 7.1 に図 7.2(a)のパレート解の中から解析者が任意に選択した(図 7.2(a)の丸印)噴射初期条件および噴霧サブモデルパラメータの最適解を示す. ただし, 表 7.2 の計算条件で最適化計算を行った場合の結果である. ①の最大噴射速度に理論値を超えた値を上限値に設定している理由は, 理論値では蒸気相到達距離が合わなかったからである. 後述するメッシュの依存性, 噴射初期の燃料液体の液柱のモデル化, 壁面衝突後の液膜のモデル化が考慮できていないことが理由である. これらについては今後の課題である.

表 7.1 計算初期条件および噴霧サブモデルパラメータの最適解

	Input Variables	Max. Value	Min. Value	Default or Theoretical Value	→	Optimal Solution
①	Maximum Injection Velocity [m/s]	350	180	180	→	350
②	SMD in the Initial Injection Duration [mm]	150	50	-	→	90
③	SMD in the Middle Injection Duration [mm]	135	35	-	→	73
④	SMD in the Final Injection Duration [mm]	150	50	-	→	58
⑤	Cone Angle [θ]	20	30	-	→	23
⑥	Multiplier of Time Scale of Break up Model	4	1	1	→	1.75
⑦	Multiplier of Stable Droplet Diameter of Break up Model	8	4	5	→	7.4
⑧	Critical We Number of Break up Model	8	4	6	→	5.4
⑨	Multiplier of Evaporation Rate	0.1	8	1	→	7.4
⑩	Multiplier of Heat Transfer Coefficient	0.1	8	1	→	1.3
*⑪	Surface Roughness	1.0×10^{-5}	1.0×10^{-7}	1.0×10^{-6}	→	1.0×10^{-5}
*⑫	Friction Coefficient	1	0.7	0.8	→	0.85
*⑬	Spread Critical We Coefficient	2000	1000	1320	→	1480
⑭	Frequency Function Coefficient	0.99	0.1	-	→	0.04

表 7.2 計算条件

Ambient Gas	Nitrogen
Temperature: T_a [K]	500
Pressure: P_a [MPa]	1
Fuel	P-xylene
Injection Duration [ms]	1.16
Injection Pressure [MPa]	15
Injection Quantity [mg]	1.6
Coordinate System	Cartesian
Numerical Space [mm]	75x75x100
Number of Cell	75000
Cell Size [mm]	1.5
Turbulence Model	Standard k- ϵ
Liquid Breakup Model	Hsiang-Faeth

7.3 計算格子の依存性

一般的に数値解析には計算格子依存性などの数値計算上の不安定性が確認されている⁽¹⁾⁽²⁾。したがって本研究の噴霧計算における計算格子依存性の有無を調べた。図 7.3 に計算格子幅の違いが噴霧先端到達距離に与える影響を示す。7.1 項で述べた噴霧初期条件や噴霧サブモデルパラメータにも依存するが、計算格子幅が小さいほど噴霧先端到達距離は長くなる傾向がある。計算格子幅が小さくなるほど精度が上がるが膨大な計算時間がかかってしまう問題があり、計算精度を落とさず、効率よく計算するためには適切な計算格子幅の決定が重要である。本計算は定容容器モデルにて噴霧の初期条件と噴霧サブモデルパラメータを決定した後、筒内モデルにて噴霧計算を実施することを目的としている。そのため、双方の計算格子幅をなるべく一致させる必要がある。筒内モデルの計算格子幅は形状の複雑さと計算時間から決定し、1.0mm から 2.0mm (ピストンや吸排気バルブを動かすため、計算格子幅が変化する) としているため、本定容容器モデルの計算格子幅は 1.5mm とする。

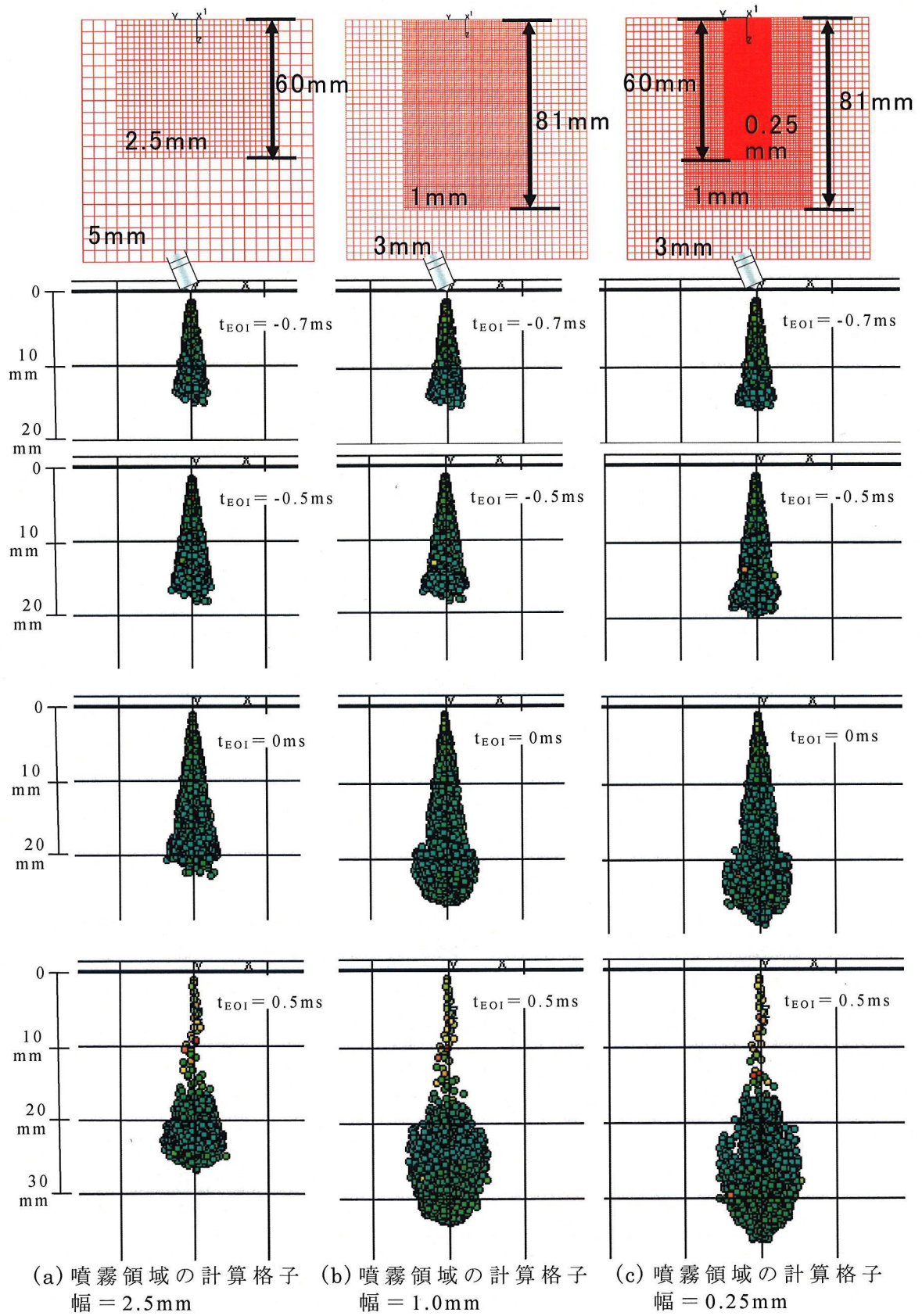


図 7.3 計算格子幅の違いが噴霧先端到達距離に与える影響

7.4 数値解析結果と計測結果の比較

7.4.1 単噴孔インジェクタから噴射した自由噴霧

表 7.2 に計算条件を示す．高温高压容器内を温度 500K-圧力 1MPa とし，実際の直噴ガソリン機関の圧縮行程噴射を想定した条件を設定した．噴孔径が 0.15mm の単噴孔ホールインジェクタを用い，噴射圧を 15MPa，噴射量を 1.6mg とし，実噴射終了時期は 0ms とした．

(1) 噴霧モデルパラメータに一定値を与えた計算

図 7.4 に入力変数である噴射初期条件および噴霧モデルパラメータの中で，噴射速度およびザウタ平均粒径に時間的変動を与えずに一定値を与えて最適化計算した場合の， $t=0\text{ms}$ ， 0.5ms (AEOI) における液相および蒸気相当量比分布の数値解析結果を示す．

液相当量比分布をみるとインジェクタ近傍および噴霧先端で多くの液相が存在している．一方，蒸気相当量比では，蒸気の発生位置が噴霧の先端領域のみとなっている．図 7.5 の計測結果と比較すると液相および蒸気相当量比分布が大きく異なっていることがわかる．

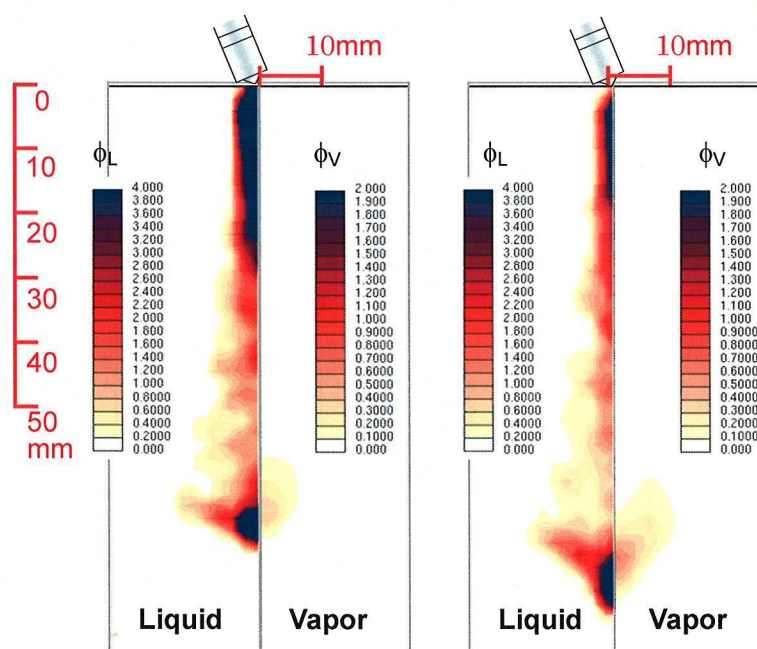


図 7.4 数値解析による液相と蒸気相当量比分布

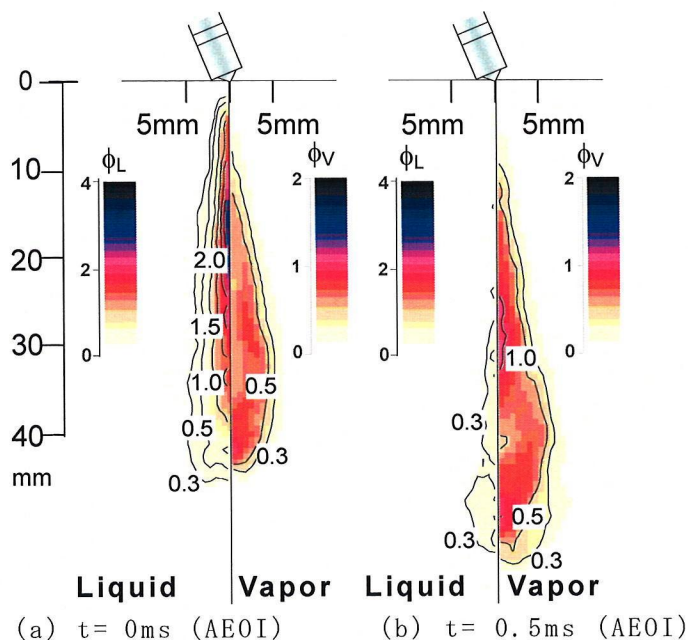


図 7.5 二波長吸収散乱法による液相と蒸気相当量比分布

図 7.6(a)の蒸気相到達距離の時間変化と図 7.6(b)の液相および蒸気相質量の時間変化から明らかなように、目的関数の一つである蒸気相到達距離の時間変化を合わせようとする、一方の目的関数である液相および蒸気相質量の時間変化が大きく外れる。つまり、二つの目的関数（蒸気相到達距離、液相および蒸気相質量）を同時に満たす結果は得られることが出来なかった。

そこで、これらの結果から二つの目的関数、液相と蒸気相当量比分布の関係を検証した。インジェクタ先端の噴霧挙動や蒸気相到達距離と蒸気質量の時間変化のバランスには入力変数である噴射速度およびザウタ平均粒径の時間的変動に関係することがわかった。

(2) 噴霧モデルパラメータに時間変化を与えた計算

図 7.7 に入力変数の噴射速度およびザウタ平均粒径に時間的変動を与え、最適化した時の計測結果(目的関数)と数値解析結果の比較を示す。図 7.7(a)の蒸気相到達距離の時間変化と図 7.7 (b)の液相および蒸気相質量の時間変化はともに計測結果にほぼ合っていることがわかる。

図 7.8 に $t=0\text{ms}$, 0.5ms (AEOI)における液相および蒸気相当量比分布を示す。液相当量比分布を見ると、 $t=0.5\text{ms}$ ではインジェクタ近傍には液相はほとんど

存在していない。一方，蒸気相当量比分布を見るとインジェクタ近傍から噴霧全体で蒸気相が存在し，図 7.5 の実測当量比分布に近いものとなっている。

これらの結果から噴射速度およびザウタ平均粒径に時間的変動を与えて計算することで最適解を見つけることが可能であることがわかった。したがって，液相および蒸気相の当量比分布の数値解析結果を計測結果と一致させるためには噴射初期条件である噴射速度やザウタ平均粒径に時間的変動を与える必要がある。

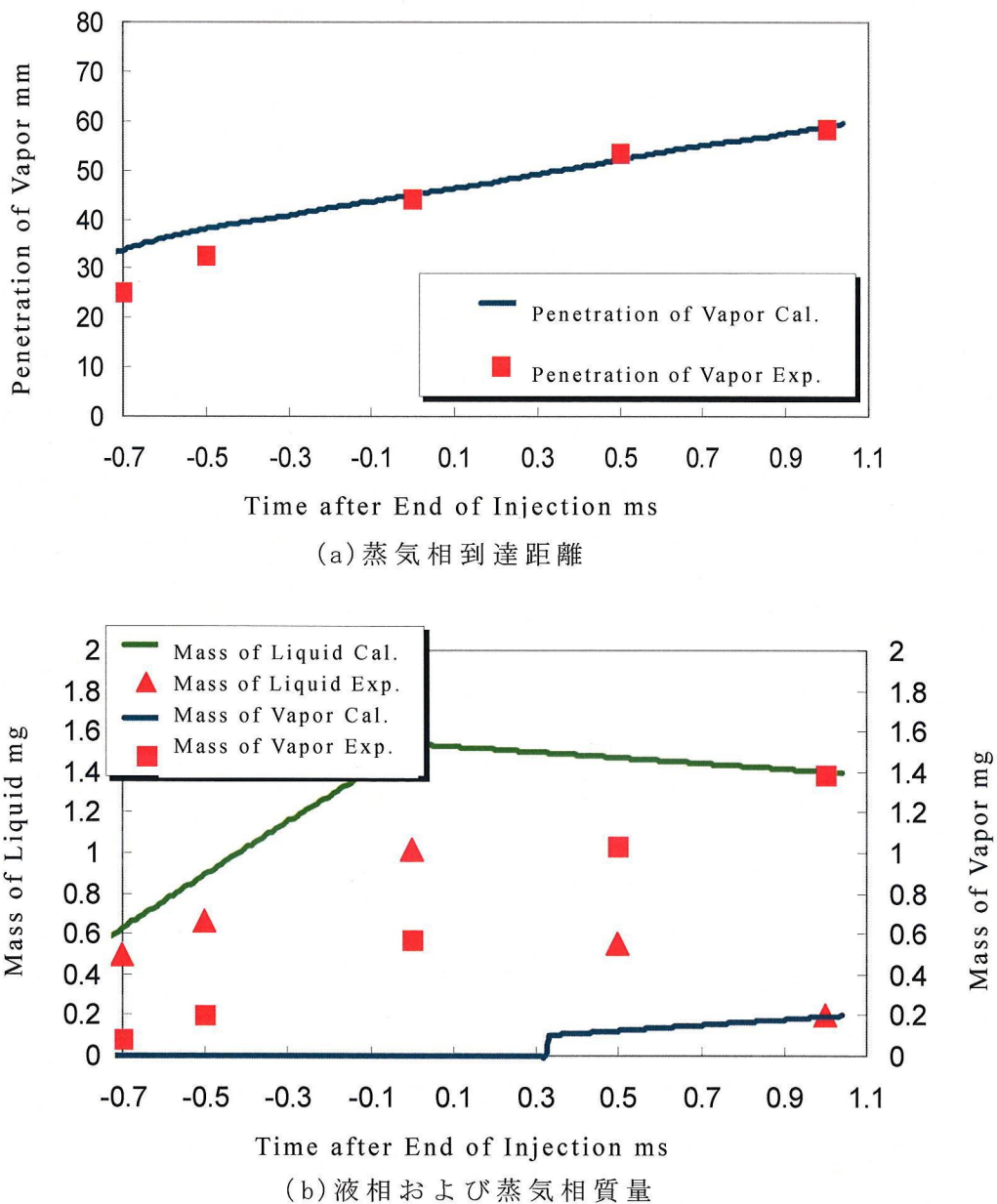
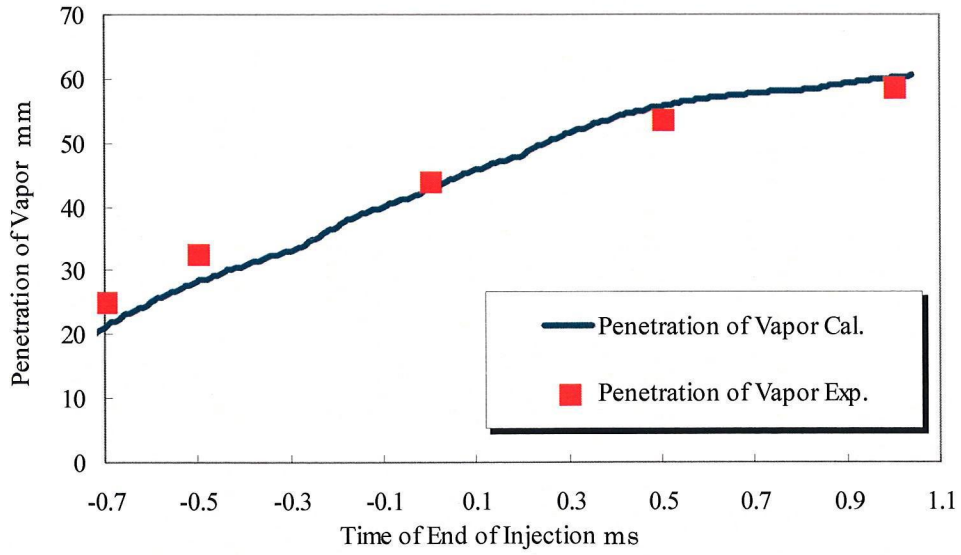
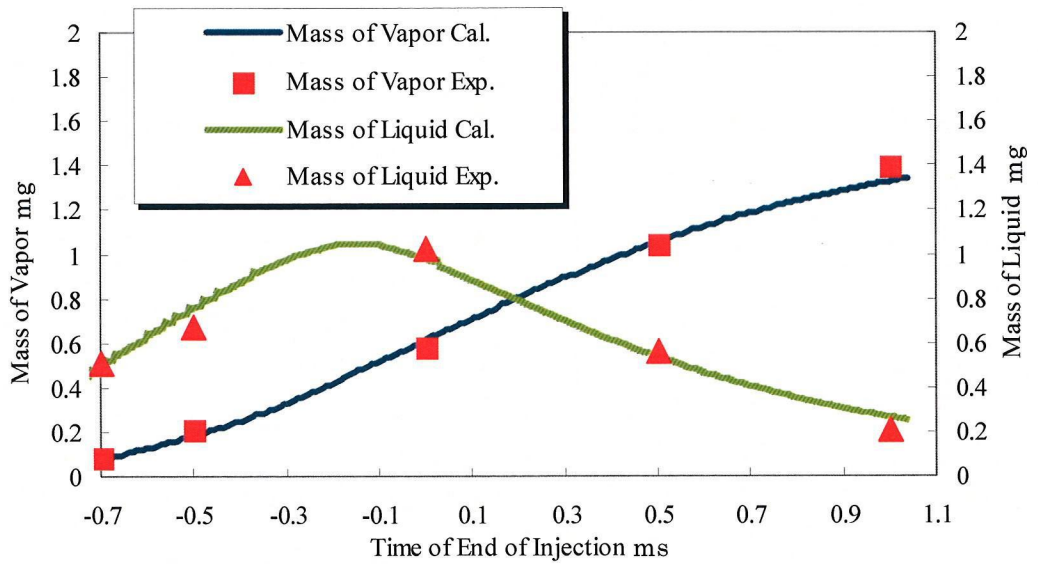


図 7.6 計測結果と数値解析結果の比較



(a) 蒸気相到達距離



(b) 液相および蒸気相質量

図 7.7 計測結果と数値解析結果の比較

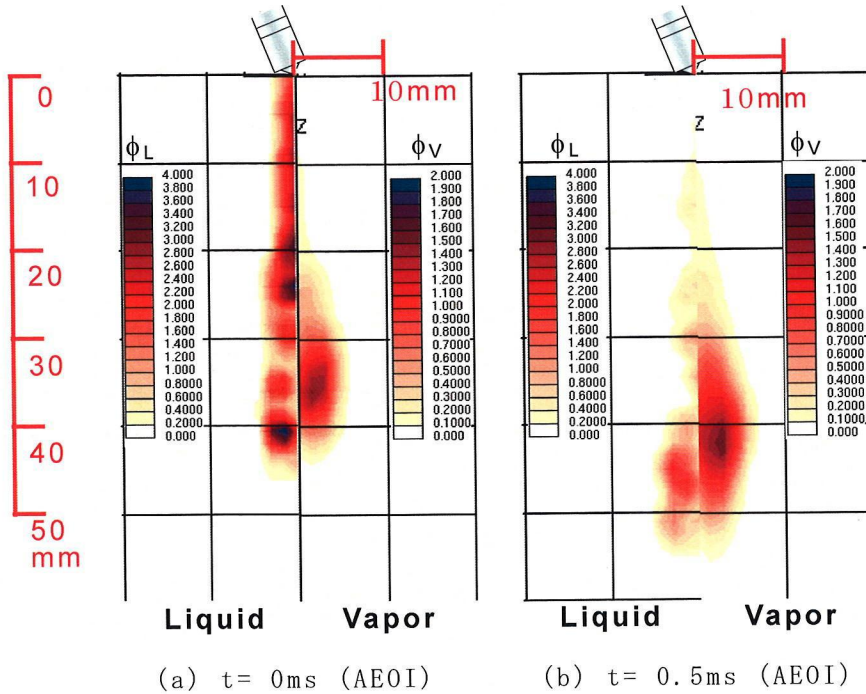


図 7.8 数値解析による液相と蒸気相当量比分布

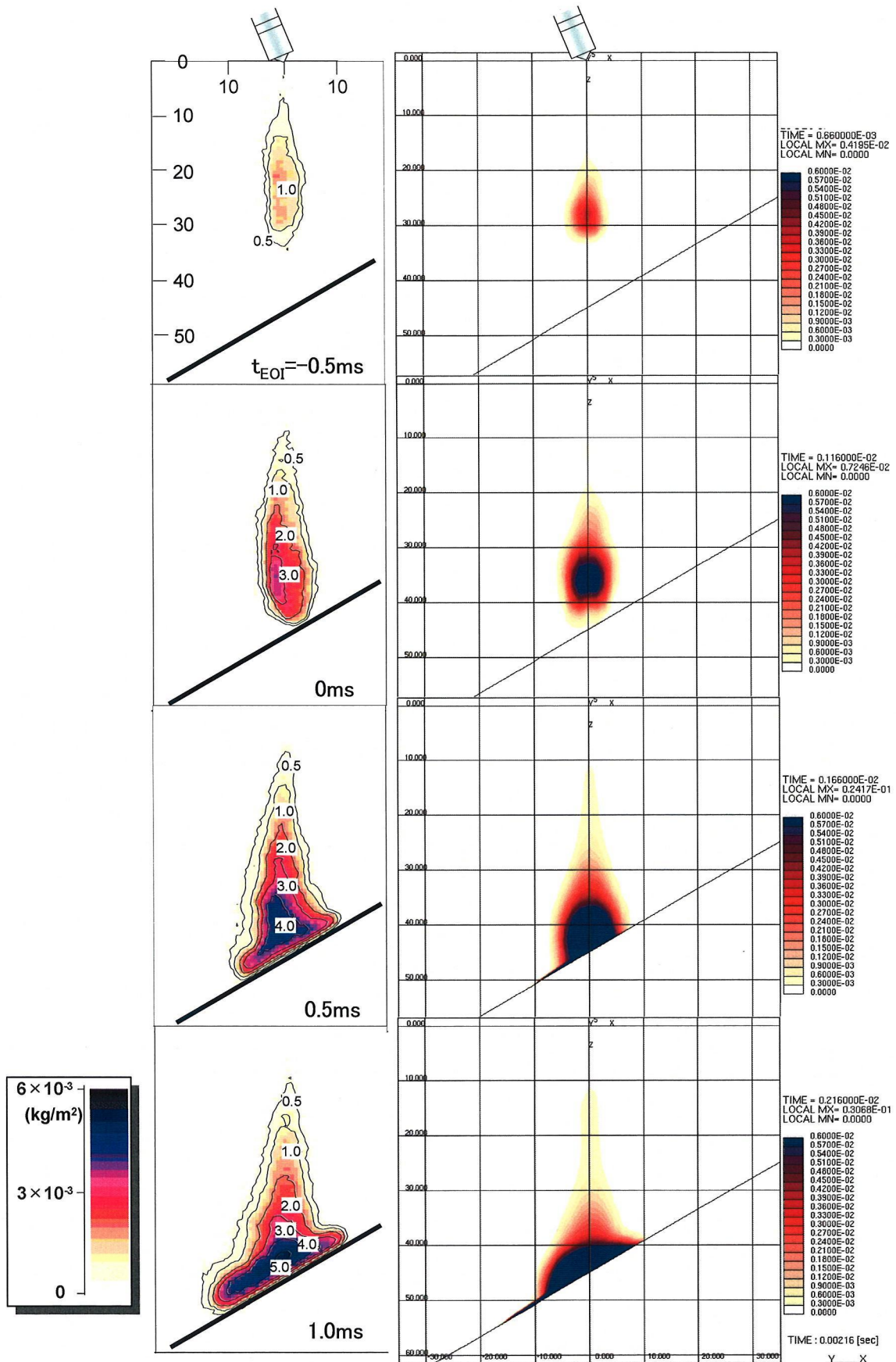
7.4.2 単噴孔インジェクタから噴射した平板壁面衝突噴霧

7.3.1 の自由噴霧の合わせ込みで決定した噴射初期条件と噴霧サブモデルパラメータの最適値を固定．表 7.1 の衝突モデルの三つのパラメータ (⑪～⑬) のみを入力変数とし，これらのパラメータの最適化計算を行った．計算条件は 4.3.1 節，表 4.2 の実験条件に合わせた．

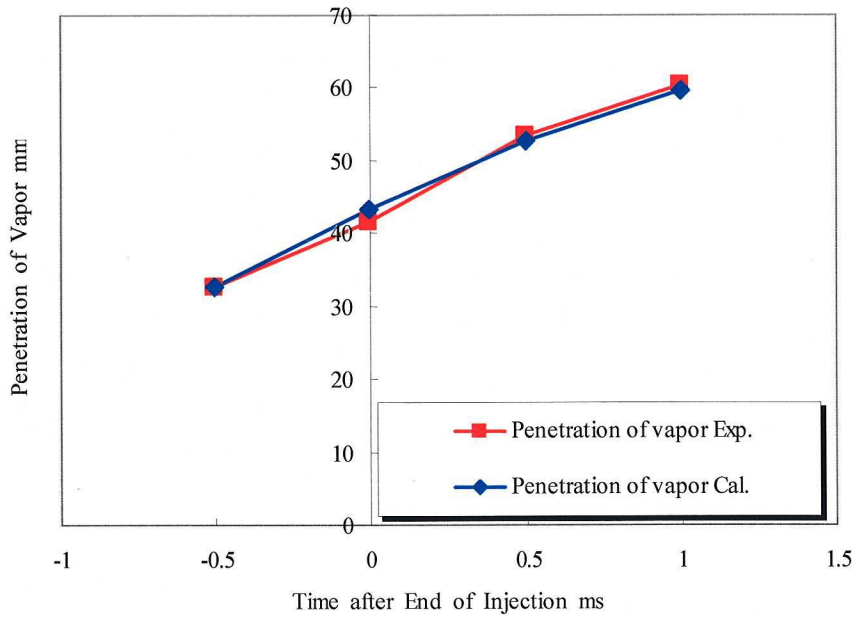
各衝突モデルパラメータの最適解は表面粗さ (⑨) $=1.5 \times 10^{-3}$ ，壁面摩擦係数 (⑩) $=0.85$ ，WET 壁面での Spread の閾値 We_s の係数 (⑪) $=1480$ となった．

図 7.9 (a)，(b) にインジェクタ先端から衝突平板までの距離 45mm，衝突角度 60 度に設置した衝突平板に噴射した計測結果と数値解析結果の蒸気相質量分布を示す．壁面衝突後の $t_{EOI}=0$ ms 以降， $4.0 \times 10^{-3} \text{kg/m}^2$ 以上の蒸気相質量が大きい領域の分布が多少異なっているが，噴霧全体的としては実験と数値解析結果の蒸気相質量分布は合っている．図 7.10(a) に噴霧先端到達距離の時間変化，図 7.10(b) に蒸気相質量の時間変化の計測結果と数値解析結果を示す．図 7.10(a) に示すように，噴霧先端到達距離の実験と数値解析結果はほぼ一致しているが，図 7.10(b) の蒸気相質量は $t_{EOI}=0$ ms 以降，数値解析の蒸気量が多くなっている．

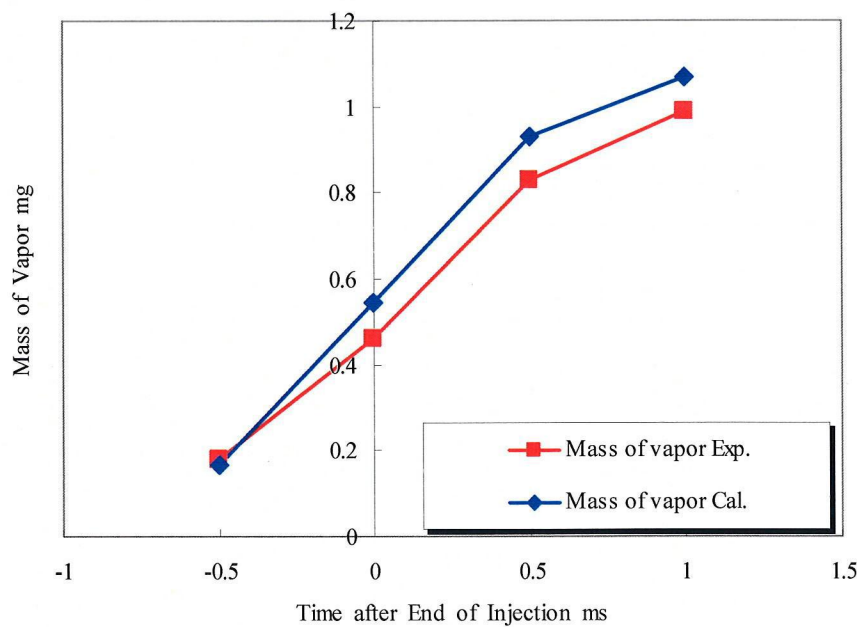
図 7.11 (a)，(b) にインジェクタ先端から衝突平板までの距離 30mm，衝突角度



(a) 計測結果 (b) 数値解析結果
 図 7.9 蒸気相質量分布 (衝突距離=45mm, 衝突角度=60deg.)



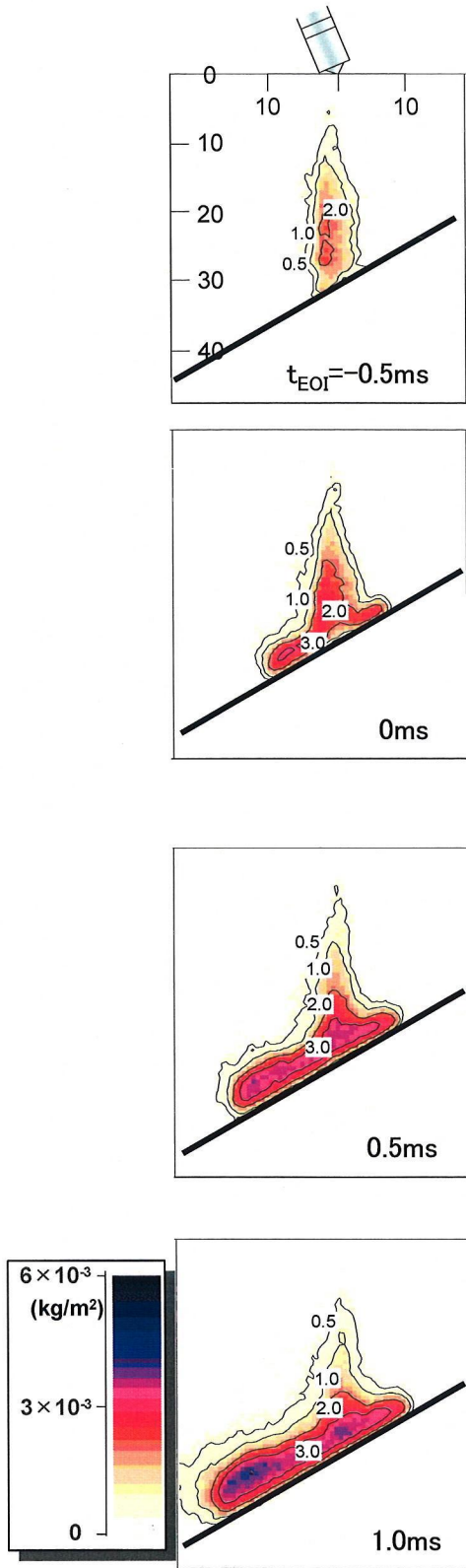
(a) 噴霧先端到達距離



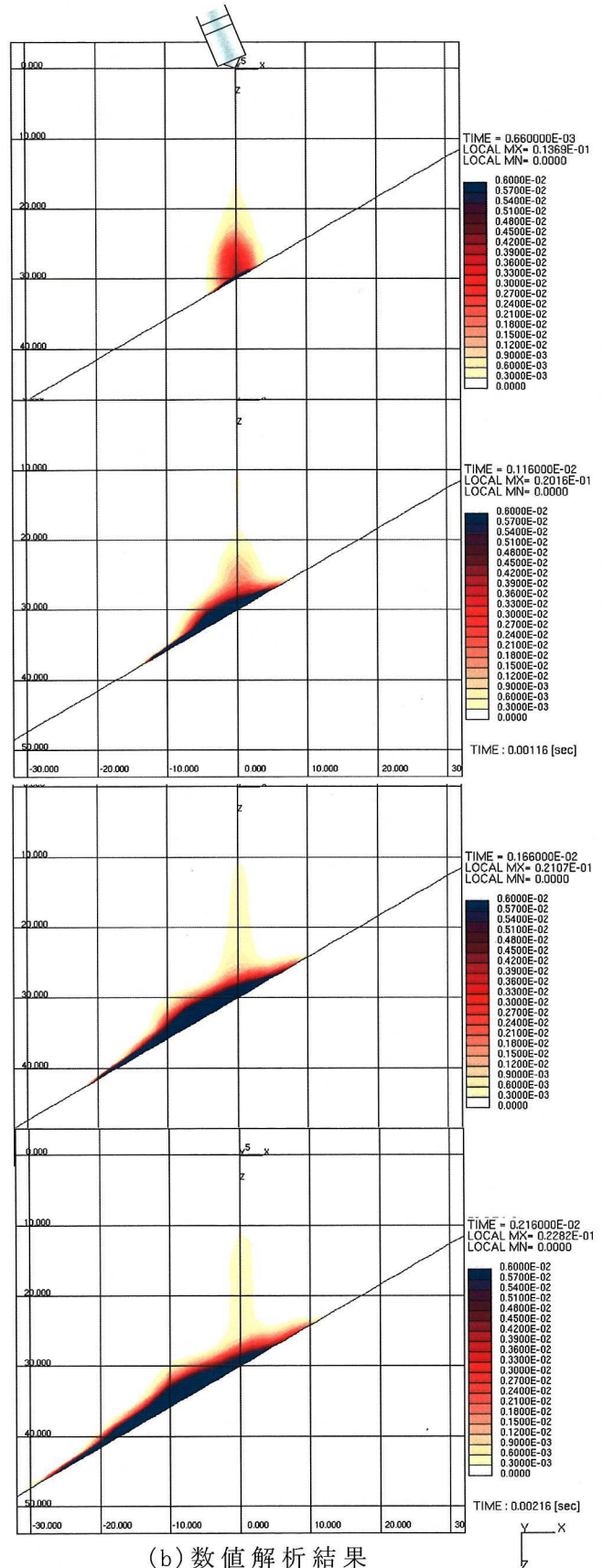
(b) 蒸気相質量

図 7.10 計測結果と数値解析結果の比較

60 度に設置した衝突平板に噴射した計測結果と数値解析結果の蒸気相質量分布を示す。計測結果では噴霧が壁面に衝突後、左右に広がりながら蒸発し、時間の経過とともに幅の厚い蒸気塊を形成している様子が確認できるが、数値解析結果では壁面に沿って幅の薄い蒸気塊となって壁面を進んでいる様子がわかる。



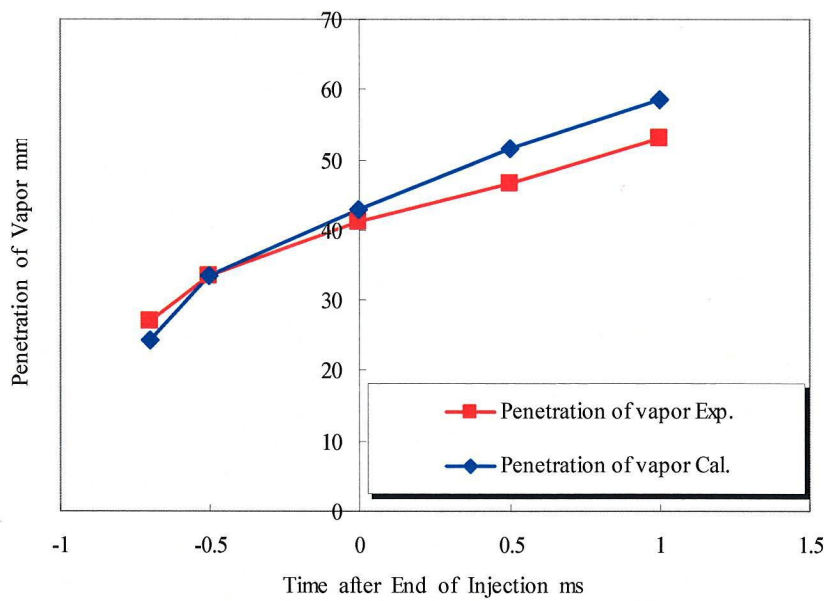
(a) 計測結果



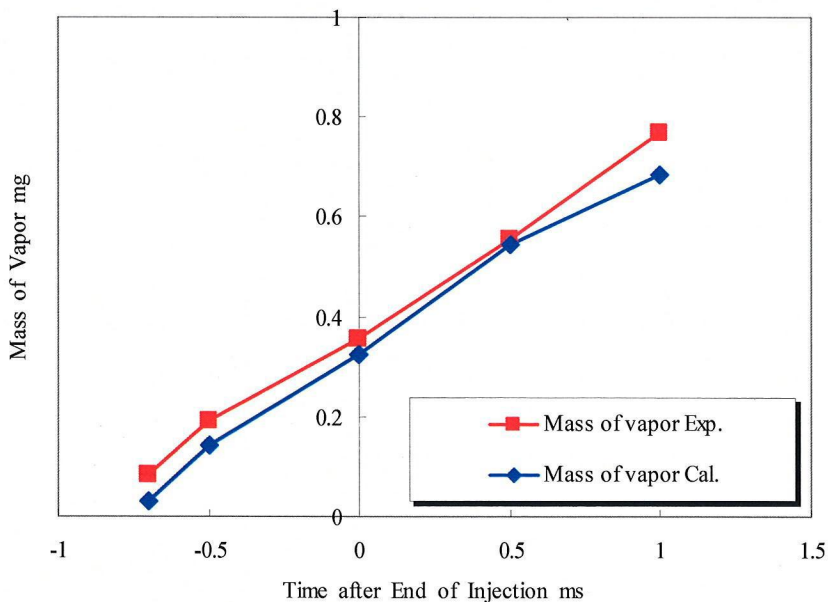
(b) 数值解析結果

図 7.11 蒸気相質量分布 (衝突距離=30mm, 衝突角度=60deg.)

図 7.12(a)に蒸気相先端到達距離の時間変化を示す．実験に比べ数値解析結果の噴霧先端到達距離が約 8mm も長くなっている．図 7.12 (b)に蒸気相質量の時間変化の計測結果と数値解析結果を示す．計算の蒸気量が実験より多いことがわかる．これは噴霧先端到達距離が長く，多くの空気を取り込んだため蒸発が進んでいると考えられる．今後は実験の壁面衝突噴霧の現象解明とともに数値解析では燃料液体の壁面衝突後の液膜モデルの考慮，壁面蒸発モデルの改良も進める必要がある．



(a) 噴霧先端到達距離



(b) 蒸気相質量

図 7.12 計測結果と数値解析結果の比較

7.4.3 二噴孔インジェクタから噴射した自由噴霧

7.4.1 の単噴孔インジェクタ噴霧の合わせ込みで決定した噴射初期条件と噴霧サブモデルパラメータの最適解を用いて二噴孔インジェクタ噴霧の確認計算を実施した。計算条件は5章，表 5.1 の実験条件に合わせた。

図 7.13 に噴孔間角度が 10° ， 15° ， 25° の二噴孔インジェクタ（以下，それぞれ 10° ， 15° ， 25° とする）から噴射された自由噴霧の燃料蒸気相質量の分布を示す。図 5.1 の計測結果と比較するとすべてのインジェクタからの二つの噴霧の幅が実験よりも広いことがわかる。また VCO インジェクタの特徴でもある噴霧の非軸対称性は計算で再現できていない。5.2.1(4)で二噴孔インジェクタから噴射された噴霧の噴霧角が単噴孔インジェクタから噴射された噴霧から予想される値よりも小さくなっていると述べた。これは噴射された噴霧角が噴霧間の相互作用により小さくなっていると考えているが，計算ではその噴霧間相互作用が再現出来ていないことがわかる。特に 15° の場合は噴霧間相互作用が大きいと考え，二つの噴霧が合体して一つの噴霧を形成しているが，数値解析結果からはその作用が見られず独立した噴霧になっている。

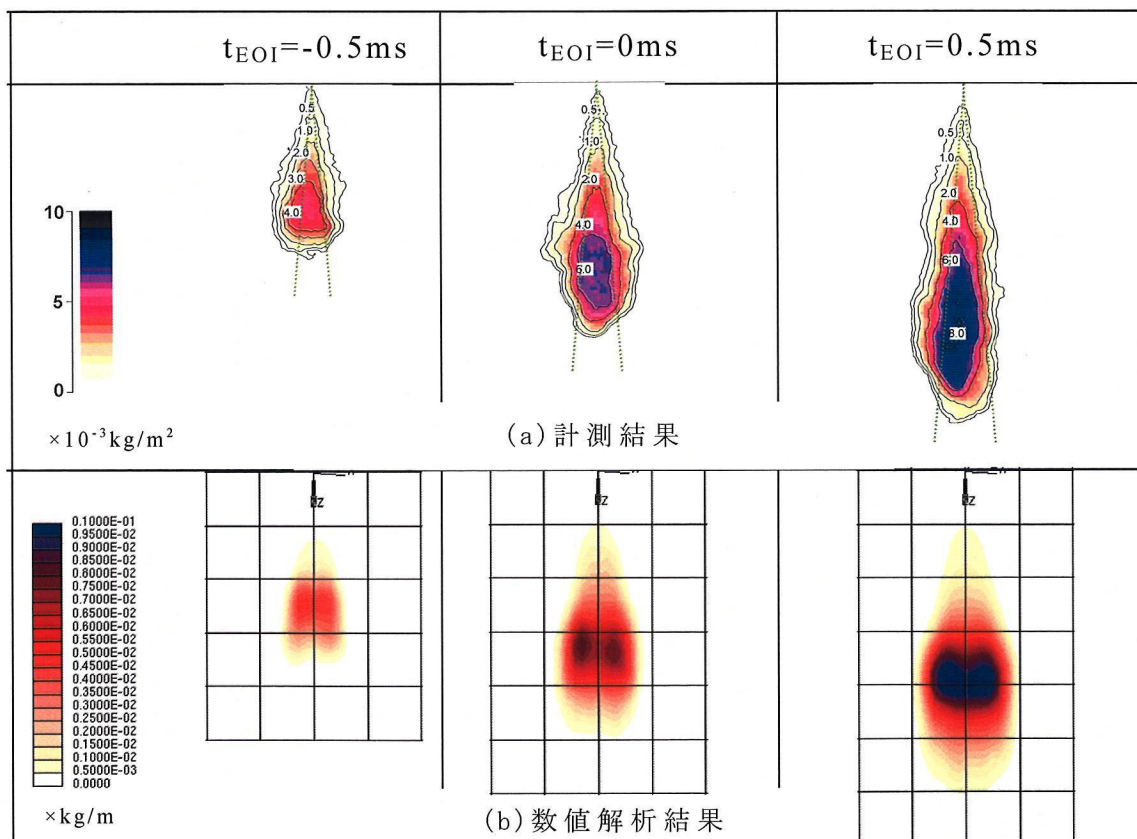


図 7.13 蒸気相当量比分布 噴孔間角度 10deg .

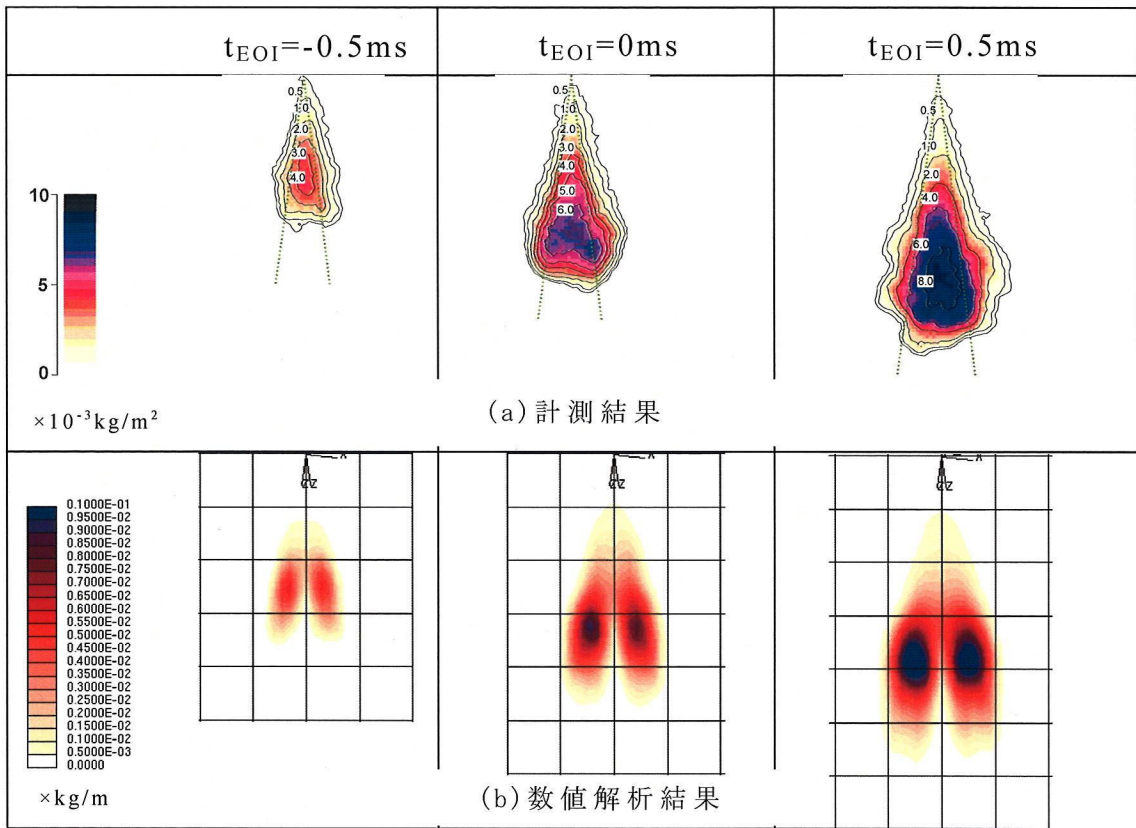


図 7.13 蒸気相当量比分布(続き) 噴孔間角度 15deg.

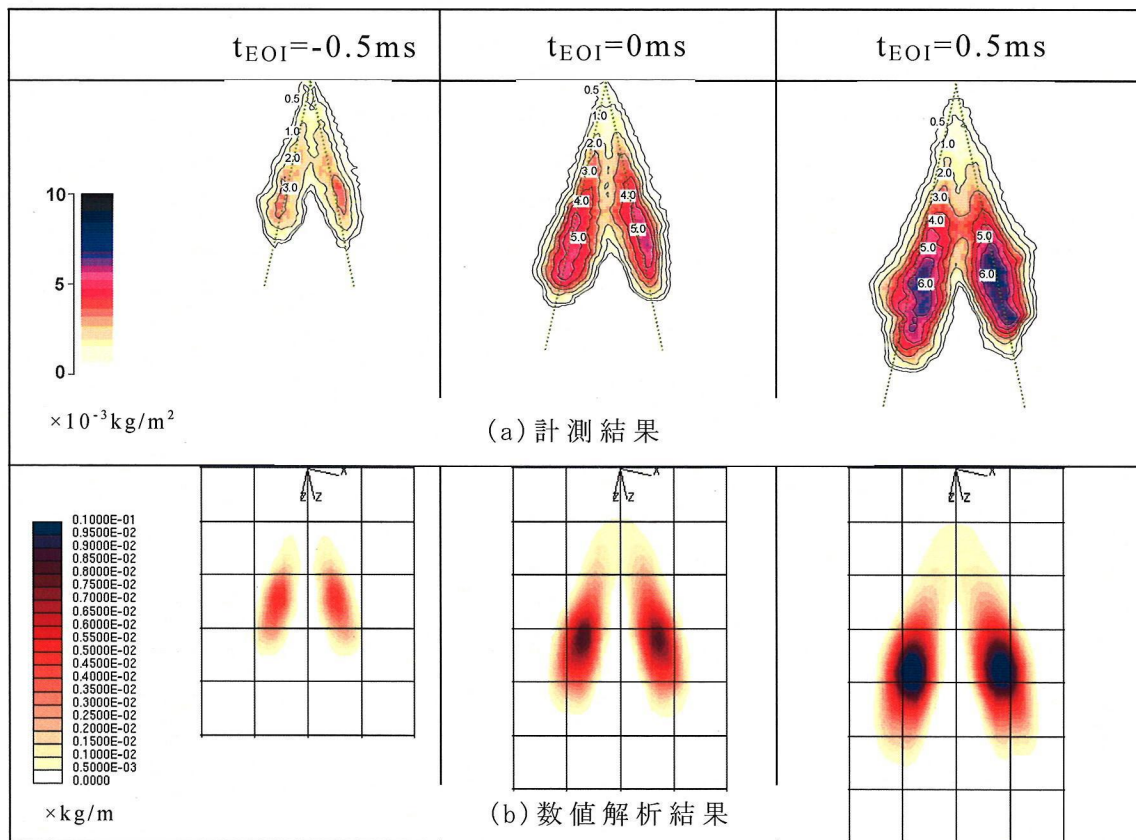


図 7.13 蒸気相当量比分布(続き) 噴孔間角度 25deg.

図 7.14 から図 7.16 に 5.2.1(3) で定義した噴霧先端到達距離と蒸気相質量の時間変化を示す. 図 7.14 (a) で示すように 10° の場合は噴射終了後, 実験の噴霧先端到達距離が長い. 図 7.15 (a) で示されるように 15° の場合は計算の方が長く, 図 7.16 (a) で示されるように 25° の場合は噴射終了後, 実験の噴霧先端到達距離が長くなっていることがわかる. これは上で述べたように, 噴霧間の相互作用ならびに噴霧のバラツキが計算では再現できていないと考えられる. この噴霧間の相互作用ならびに噴霧のバラツキを再現するため, 噴霧の乱数発生方法の検討, 噴霧角の最適化, 空間内の液滴の衝突・合体モデルの改良を今後の課題とする.

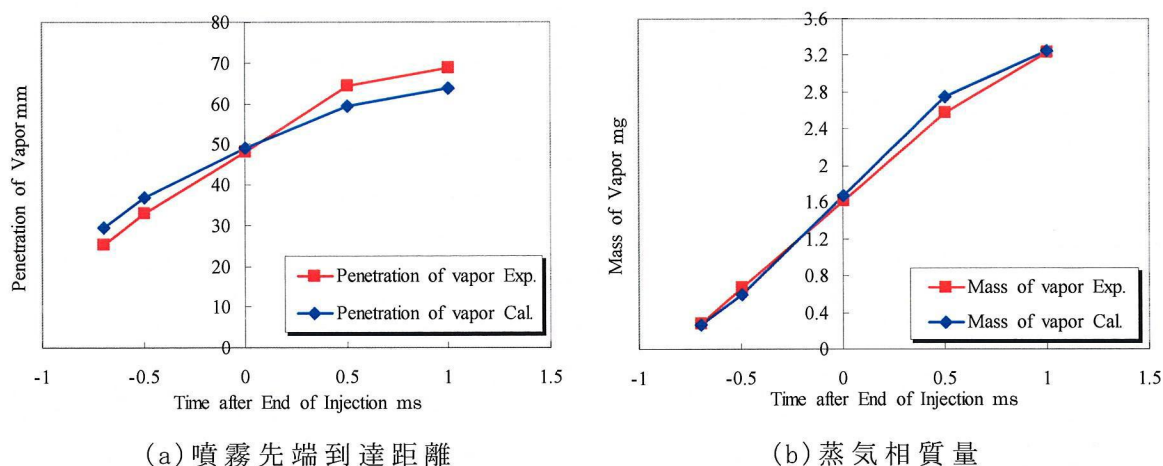


図 7.14 互いの噴孔間角度 10deg .

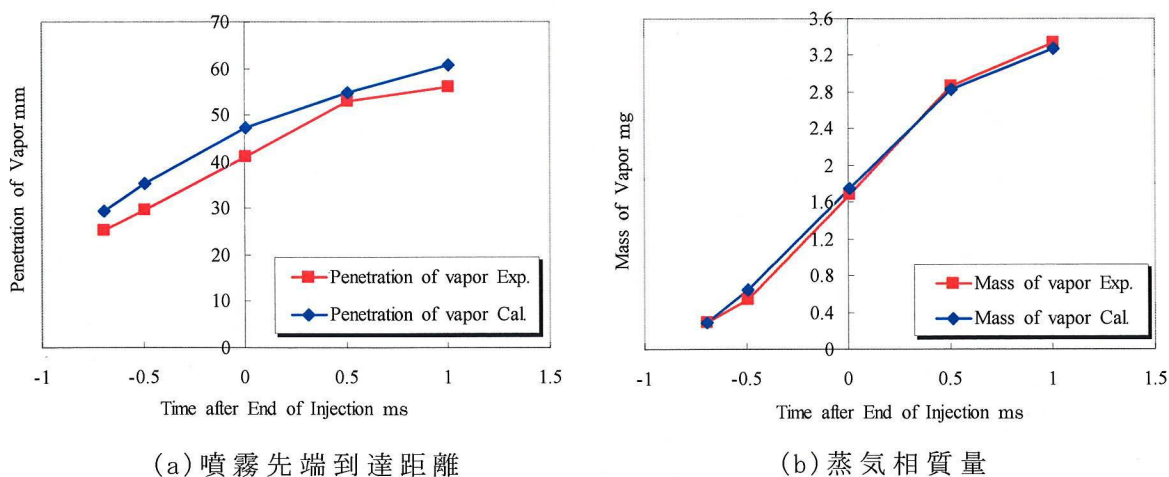
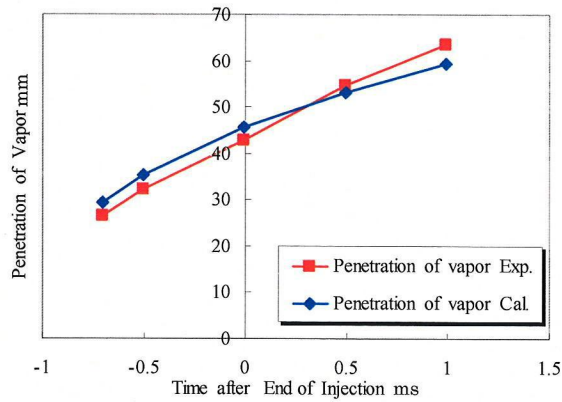
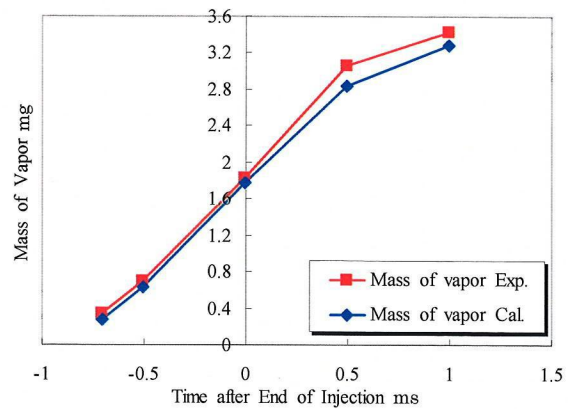


図 7.15 互いの噴孔間角度 15deg .



(a) 噴霧先端到達距離



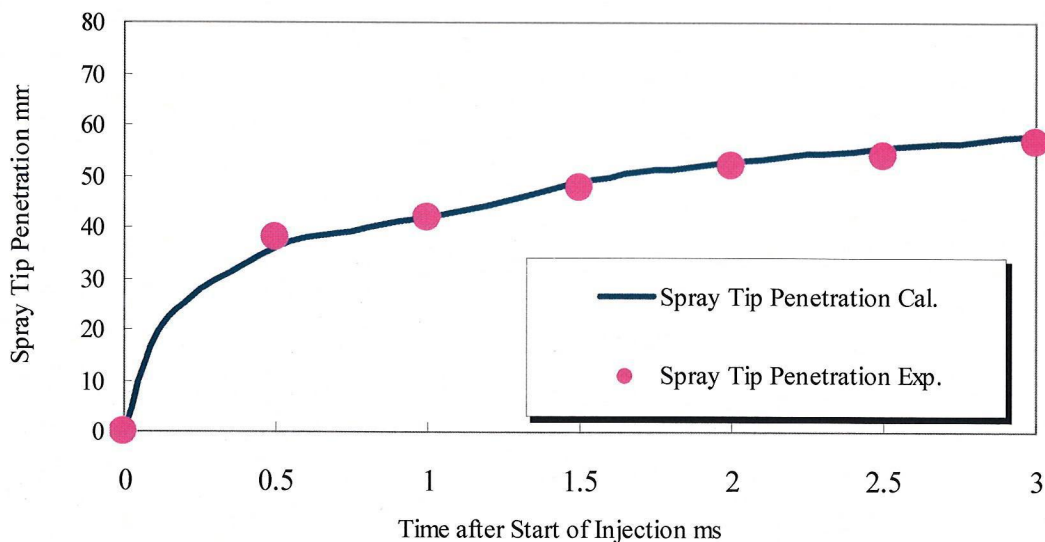
(b) 蒸気相質量

図 7.16 互いの噴孔間角度 25deg.

7.5 パラメトリック数値解析結果

7.5.1 多噴孔インジェクタから噴射した自由噴霧

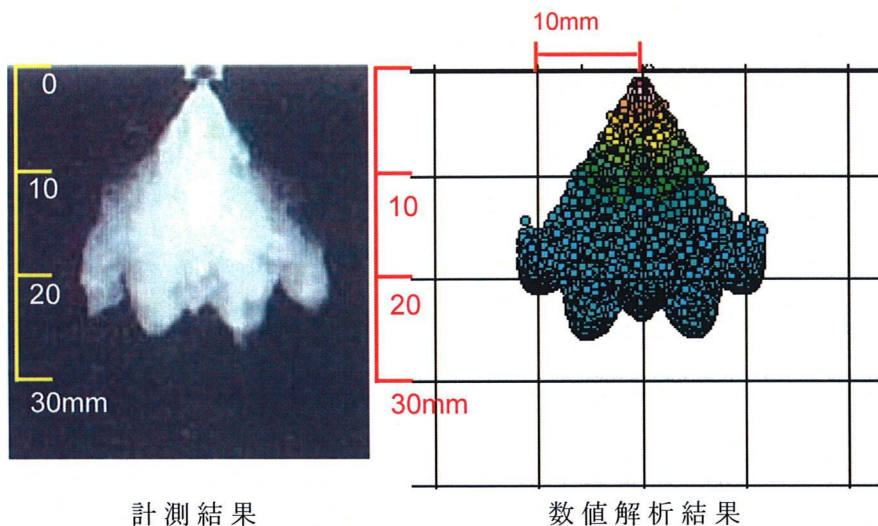
これまで行ってきた単噴孔および二噴孔ホールインジェクタを多噴孔インジェクタに適用した．高温高圧下にて最適化を行った値を参考に，入力変数を最適化した．この時の実機多噴孔インジェクタの噴霧先端到達距離の実験と数値解析結果の比較を図 7.17 に示す．図 7.17(a) に多噴孔インジェクタ A の液相噴霧先端到達距離，図 7.17 (b) に噴射開始後 (ASOI) $t=1.5\text{ms}$ における実機計測結果と数値解析結果の噴霧形状を示す．実機計測結果は直接撮影写真であり，数値解析結果は液滴を示している．



(a) 多噴孔インジェクタ A の液相噴霧先端到達距離

図 7.17 多噴孔インジェクタ A の実験と数値解析結果の比較
 $t=1.5\text{ms}$ (ASOI), $P_a=0.6\text{MPa}$, $T_a=300\text{K}$

次に、噴霧レイアウトおよび噴孔数を変更したインジェクタ B の結果を図 7.18 に示す。このインジェクタ B でも良い一致を示すことが確認できた。今回の実機結果は常温高圧下であるため実機条件と厳密な比較はできないが、多噴孔インジェクタでも最適化計算が適用可能であることが確認できた。実機多噴孔インジェクタの高温高圧下での検証は今後の課題とする。



(b) 噴霧形状の比較 $t=1.5\text{ms}$ (ASOI)

図 7.17 多噴孔インジェクタ A の実験と数値解析結果の比較 (続き)
 $t=1.5\text{ms}$ (ASOI), $P_a=0.6\text{MPa}$, $T_a=300\text{K}$

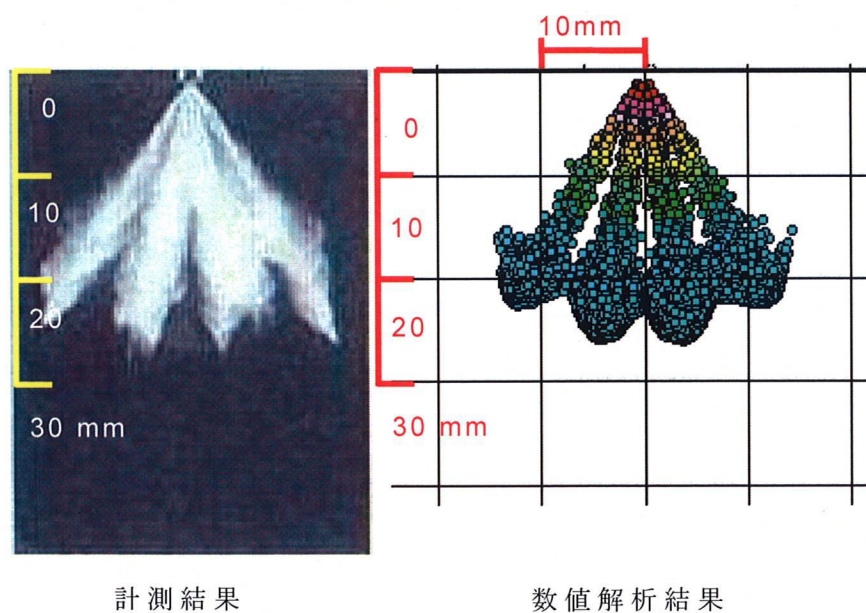


図 7.18 多噴孔インジェクタ B の実験と数値解析結果の比較
 $t=1.5\text{ms}$ (ASOI), $P_a=0.6\text{MPa}$, $T_a=300\text{K}$

7.5.2 多噴孔インジェクタから燃焼室内に噴射した噴霧

図7.19に噴射初期条件および噴霧サブモデルパラメータに7.4.2で最適化した最適値を設定して、燃焼室内へ噴射したときの噴霧挙動を示す。噴射開始から噴霧がピストン壁面やシリンダライナ衝突するまでの自由噴霧、噴霧が衝突してからの壁面衝突噴霧ともに別に実施した可視化計測結果との比較でほぼ一致していることを確認している。

7.6 結言

数値解析ではモデルを通して物理現象を模擬するものであり、通常、物理現象のモデル化や計算の過程において現実の現象との差が含まれてくる。そのため精度良いモデルを構築するためには定量的な計測結果が必要である。

そこで直噴ガソリン機関の圧縮行程噴射を想定した高温高圧条件の雰囲気中に噴射した燃料噴霧を二波長レーザー吸収散乱(LAS; Laser Absorption Scattering)法によって測定した。その計測結果に基づき数値解析による噴射初期および噴霧サブモデルパラメータを多目的遺伝的アルゴリズムによって最適化を行う手法を開発した。得られた結果を以下にまとめる。

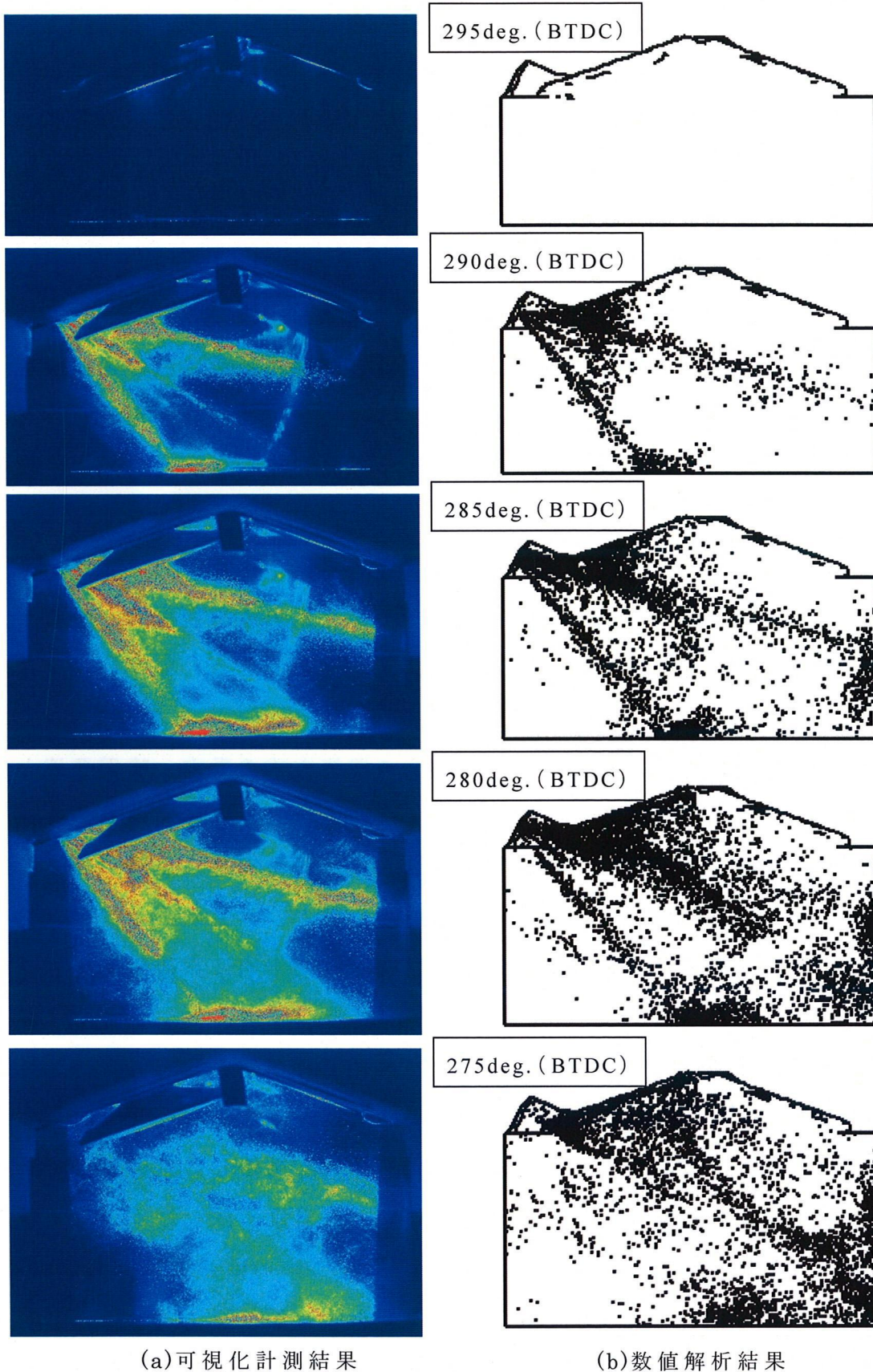
(1)入力変数として噴射速度、ザウタ平均粒径、液滴分裂モデル係数(臨界We数、安定直径定数の乗数、特性分裂時定数の乗数)を用いた。さらに噴射速度とザウタ平均粒径に時間変化を加えることで、液相および蒸気相の当量比分布の計測結果と数値解析結果が良く一致することが確認された。

(2)最適化技術を適用することで一週間から一ヶ月かかっていた合わせ込みを短縮することが可能となった。また、計測結果に近づけることで噴霧モデルの精度を改善することが出来た。

(3)多噴孔インジェクタへ適用することで、実機モデルでの精度の良い筒内噴霧計算が可能となった。

<今後の課題>

(4)インジェクタ先端から噴射された液柱や液膜のモデル化、壁面衝突噴霧では、実験の壁面衝突噴霧の現象解明とともに、数値解析では液膜形成や液膜からの蒸発のモデル化を検討する。



(a)可視化計測結果

(b)数値解析結果

図 7.19 燃焼室内での噴霧挙動の検証
 $P_f=5.1\text{MPa}$, $SOI=295\text{deg. (BTDC)}$, $EOI=280\text{deg. (BTDC)}$

第 8 章 結論

さらなるエネルギー消費削減と低有害排出物化のため、ガソリン機関においては従来の吸気ポート噴射に代わって筒内直接噴射(直噴)による燃焼の改善が試みられている。しかし、直噴ガソリン機関の燃焼に大きな影響を及ぼす噴霧の混合気形成過程には未解明な部分が多く、現象の理解が十分にはできていない。

一方、噴霧の混合気形成過程の現象は大変複雑かつ高速な現象であるため、現状では精度の高い数値解析は難しい。噴霧と混合気形成過程の数値解析の高精度化には、噴霧サブモデルパラメータと噴射初期条件の適切な設定が必要であるが、これらは試行錯誤的に行われ長大な時間が費やされているのが現状である。

本論文では新たに開発した二波長レーザー吸収散乱法を用い、直噴ガソリン機関用ホールインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程を明らかにし、さらに噴霧の混合気形成過程の数値解析を高精度化するための効率的な手法についても検討した。

第 1 章「序論」では、直噴ガソリン機関の燃焼方式の動向、噴霧発達と混合気形成過程の現象解明と数値解析の現状について述べ、本論文の目的を述べている。本論文の目的は、噴霧への雰囲気導入、燃料の蒸発、混合に関する計測結果を蓄積し混合気形成機構を解明すること、および数値解析の高精度化のために噴霧サブモデルパラメータと噴射初期条件を効率的に最適化設定する手法を開発することである。

第 2 章「二波長レーザー吸収散乱法による非軸対称噴霧の解析」では、燃料噴霧の液相と蒸気相の濃度分布の定量的計測が可能な二波長レーザー吸収散乱法の原理について述べている。本計測法用のガソリンを模擬した試験燃料であるパラキシレンの吸光度特性やモル吸光係数の圧力と温度の依存性について検証した結果、パラキシレンの蒸気相における波長 266nm の吸光度は Lambert-Beer の法則に従うこと、そしてパラキシレンのモル吸光係数は圧力の依存性があるものの、温度依存性が非常に低く、二波長レーザー吸収散乱法用の燃料として優れていることがわかった。

またインジェクタ構造の違い、平板壁面衝突および噴霧間干渉などの影響に

よって生ずる非軸対称噴霧を対象に液相と蒸気相の燃料のレーザ光路方向積算質量分布を解析可能とする新たな解析手法の原理について述べている。

第3章「二波長レーザ吸収散乱法の直噴ガソリン噴霧への適用」では、直噴ガソリン機関用ホールインジェクタから噴射したパラキシレンの噴霧画像を二波長レーザ吸収散乱法により撮影した場合に、解析可能な透過光減衰率分布が得られていることを示した。さらに軸対称噴霧および非軸対称噴霧用二波長レーザ吸収散乱法の計測精度を確認するため、液滴の存在しない完全蒸発噴霧の蒸気相質量を本手法で計測し、これと別に計測した噴射量を比較し、その誤差が10～15%以内であることを示した。

第4章「単噴孔ホールインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程」では、二波長レーザ吸収散乱法を用い、単噴孔ホールインジェクタから噴射した自由噴霧および衝突噴霧の混合気形成過程の解明を行った。自由噴霧ではインジェクタ構造の違いが、平板衝突噴霧では衝突距離および衝突角度の違いが混合気形成過程に及ぼす影響についてパラメトリックに解析を行い、以下のことが明らかになった。

- ・噴孔径および噴孔 L/D が両者ともに小さいインジェクタは蒸気相到達距離が短く、蒸気相の半径方向の広がり大きい。また噴霧内において量論比 $\phi_v=1.0$ 以上の燃料質量が多く存在することがわかった。この理由が噴孔内部流動の影響と考え、噴孔内部流動の数値解析を行った結果、噴孔径および噴孔 L/D がともに小さいインジェクタは噴孔出口付近で乱れエネルギーが大きいことがわかった。この状態で燃料が噴射されるため、噴霧半径方向への噴霧の広がりが大きく微粒化が促進される。

- ・壁面衝突噴霧の噴霧先端到達距離は自由噴霧に比べて短くなり、燃料の蒸発が抑制されることがわかった。これは、壁面衝突により噴霧の運動量が減少し噴霧先端到達距離が短くなる結果、導入雰囲気質量が減少して燃料の蒸発が抑制されるためである。

- ・衝突角度が大きくなるほど噴霧半径方向の噴霧先端到達距離が長くなり、燃料の蒸発は促進される。また衝突距離が長くなるほど噴霧先端到達距離が長くなり、燃料の蒸発は促進される。これは噴霧先端到達距離が長くなるほど導入雰囲気質量が増えるためである。

・スワールインジェクタとミニサックインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程を調べた結果、噴射量が同一になるように噴孔数を仮想した多噴孔インジェクタの蒸気相質量がスワールインジェクタよりも多くなる。これは多噴孔インジェクタから噴射した噴霧はそれぞれ独立した噴霧となり、導入雰囲気質量が多くなるためである。

・VCO インジェクタ、ミニサックインジェクタから噴射した噴霧を噴射終了時刻からの時間で評価すると、噴射終了後 $t=0.4\text{ms}$ において VCO インジェクタはミニサックインジェクタより導入雰囲気質量が多く、蒸発が進んでいることがわかった。

第5章「二噴孔ホールインジェクタから噴射した噴霧の混合気形成過程」では、二噴孔ホールインジェクタの噴孔間角度が自由噴霧および衝突噴霧の混合気形成過程に及ぼす影響について、以下のことが明らかになった。

・噴霧先端到達距離は噴孔間角度が 10° の場合が最も長く、噴孔間角度が 25° の場合は単噴孔と同等となることがわかった。これは噴孔間角度 10° の場合、互いの噴霧が合体し運動量が合成され噴霧先端到達距離が長く、また噴孔間角度が 25° の場合は互いの噴霧が独立しているため、単噴孔と同等になっていると考えられる。

・噴孔間角度が 15° の場合は単噴孔よりも短く、いずれのインジェクタよりも短くなることがわかった。これは噴孔間角度が 15° 付近の場合、噴霧間に発生する負圧により互いの噴霧が引き寄せられ、噴霧先端到達距離が短くなると考えられる。

・噴孔間角度により噴霧先端到達距離や混合気形成過程の制御が可能と考えられる。

第6章「最適化技術を活用した噴霧の三次元数値解析」では、噴霧の混合気形成過程の数値解析精度を向上させるため、多目的遺伝的アルゴリズムを適用した手法を提案している。これは噴霧サブモデルパラメータと噴射初期条件の最適化により数値解析結果と計測結果の合わせ込みを効率的に行うものである。計測結果から得られた蒸気相到達距離、蒸気相質量の時間変化を目的関数とし、数値解析結果との合わせ込みに必要な噴射の初期条件や噴霧サブモデルパラメータを入力変数とした。入力変数は噴射速度とザウタ平均粒径に時間変化を与

えるための4変数，噴霧角，液滴分裂モデルの3変数，壁面衝突モデルの3変数，蒸発モデルの2変数，液滴発生乱数の確率関数の係数の14個とした．これらの入力変数は，第7章で述べる計測結果値と数値解析結果の合わせ込み過程で，蒸気相到達距離，蒸気相質量，インジェクタ先端近傍の噴霧挙動および当量比分布の比較結果を検討し，選択した．

第7章「噴霧発達と混合気形成過程の数値解析結果」では，第6章で述べた多目的遺伝的アルゴリズムを適用した最適化手法により，噴霧の混合気形成過程の数値解析を高精度化した結果，以下のことが明らかになった．

- ・噴霧の数値解析において噴霧先端到達距離は計算格子幅が小さくなるほど長くなる．これについては現在のところ回避策が無いため，筒内解析モデルで使用する計算格子幅は解析時間を考慮した上で1.5mmに決定し，噴射速度を理論値ではなく入力変数とすることで対応した．

- ・第6章で述べた入力変数を使用し，さらに噴射初期条件として与える噴射速度とザウタ平均粒径に噴射率データをもとにした時間変化を加えることで，液相および蒸気相の当量比分布の計測結果と数値解析結果の一致が確認された．また最適化した数値解析プログラムを多噴孔インジェクタから噴射した噴霧に適用し，筒内へ噴射した場合も計測結果と数値解析結果が一致した．

第8章「結論」では，各章で得られた知見をもとに総合的な考察を行っている．

以上のように，本論文は直噴ガソリン機関用ホールインジェクタから噴射した軸対称噴霧および非軸対称噴霧の混合気形成過程を定量的に解析する二波長レーザ吸収散乱法の解析手法を確立，インジェクタの構造の違い，平板壁面衝突噴霧における衝突距離や衝突角度の違いが直噴ガソリン噴霧の混合気形成過程に与える影響について二波長レーザ吸収散乱法により明らかにし，それらの計測結果をもとに噴霧の混合気形成過程の数値解析の高精度化を効率的に行う手法を提案した．これらの知見は今後の直噴ガソリン機関の燃焼系の性能向上に大いに貢献するものである

A_f	: 液滴表面積密度	[m ²]
AF_{stoich}	: 理論空燃比	[-]
AF_v	: 燃料蒸気の空燃比	[-]
c_a	: 雰囲気空気の比熱	[kJ/(kg·K)]
C_a	: 単位体積あたりの雰囲気の質量濃度	[kg/m ³]
C_d	: 質量濃度	[kg/m ³]
c_{fl}	: 液体燃料の比熱	[kJ/(kg·K)]
c_{fv}	: 燃料蒸気の定圧比熱	[kJ/(kg·K)]
C_v	: 燃料蒸気の単位体積あたりの質量濃度	[kg/m ³]
$C_{v,mol}$: モル濃度	[mol/m ³]
\bar{C}_v	: 光路の単位断面積あたりの蒸気質量の積算値	[kg/m ²]
D	: 粒子径	[m]
D_{32}	: ザウタ平均粒径	[m]
$f(D)$: 粒度分布関数	[-]
I_0	: 入射光強度	[J/(m ² ·s)]
I_t	: 透過光強度	[J/(m ² ·s)]
K_a	: 雰囲気温度寄与率	[-]
l	: 光路長	[m]
L	: 液体燃料の蒸発潜熱	[kJ/kg]
$\log(I_0/I_t)$: 透過光減衰率	[-]
$\log(I_0/I_t)_{Labs}$: 燃料液滴の吸収による透過光減衰率	[-]
$\log(I_0/I_t)_{Lsca}$: 燃料液滴の散乱による透過光減衰率	[-]
$\log(I_0/I_t)_{Vabs}$: 燃料蒸気の吸収による透過光減衰率	[-]
m	: 粒子の屈折率	[-]
M_f	: 燃料質量	[kg]
M_v	: 蒸気相質量	[kg]
MW	: 分子量	[kg/kmol]
n	: 粒子数密度	[-]
P	: 筒内圧力	[MPa]
P_0	: 初期筒内圧力	[MPa]

P_a	: 雰囲気圧力	[MPa]
P_f	: 噴射圧	[MPa]
Q_{ext}	: 減衰係数	[-]
r	: 噴霧半径	[mm]
R	: 光学定数	[-]
ΔS	: 単位投影面積	[m ²]
T	: 筒内温度	[K]
T_0	: 初期筒内温度	[K]
T_a	: 雰囲気温度	[K]
T_{ent}	: 噴霧内流入雰囲気温度	[K]
t_{inj}	: 噴射パルス幅	[ms]
T_{I0}	: 液体燃料の初期温度	[K]
T_{mix}	: 混合気温度	[K]
t_{SOI}	: 噴射開始からの時間	[ms]
V	: 筒内体積	[m ³]
V_0	: 初期筒内体積	[m ³]
α_s	: 粒径パラメータ ($=\pi D/\lambda$)	[-]
ε	: モル吸光係数	[l/(mol·cm)]
Φ_v	: 蒸気相当量比	[-]
Φ_L	: 液相当量比	[-]
λ	: 入射光波長	[m]
λ_a	: 蒸気相, 液相ともに吸収を示す波長	[nm]
λ_t	: 蒸気相, 液相ともに吸収を示さない波長	[nm]
ρ_f	: 燃料密度	[kg/m ³]
κ	: 吸光係数	[m ² /kg]

数値解析分野 (6章)

t	: 時間	[s]
ρ	: 密度	[kg/m ³]
u_i, u_j	: x_i, x_j 方向の流体の絶対速度	[m/s]

s_m	: 単位体積, 時間あたりの質量の生成・消滅	[kg/m ³ /s]
μ	: 粘性係数	[Pa·s]
p	: 圧力	[Pa]
B_i	: 体積力	[N/m ³]
h	: エンタルピ	[J]
k	: 熱伝導率	[W/(m·K)]
T	: 温度	[K]
s_h	: 単位体積あたりのエンタルピ生成	[J/kg]
u	: 接線方向速度	[m/s]
u_w	: 壁面速度	[m/s]
τ_w	: 壁面せん断応力	[Pa]
y^+	: 壁面からの法線方向距離	[-]
k, E	: 実験係数 ($k=0.42, E=9.0$)	[-]
Oh	: オーネゾルゲ数	[-]
D_d	: 液滴の直径	[m]
\bar{u}	: 流体速度	[m/s]
\bar{u}_d	: 液滴速度	[m/s]
ρ	: 流体密度	[kg/m ³]
ρ_d	: 液滴密度	[kg/m ³]
c_f	: 壁面の摩擦係数	[-]
δV	: セル体積	[m ³]
K_g	: 質量伝達係数	[-]
p_t	: 気体の全圧	[Pa]
$P_{V,\infty}$: 液滴周囲の蒸気分圧	[Pa]
$p_{V,S}$: 液滴表面の蒸気分圧	[Pa]

参考文献

第 1 章

- (1) 竹谷 禎貴, 2015 年度目標の新燃費基準について, エンジンテクノロジー, Vol.9, No.52 (2007), 8-11.
- (2) Mackenzie Delta, 「自動車動力源の未来 (Drive-The future of automotive power)」, McKinsey & Company, 2006.
- (3) 大聖 泰弘, 最近の自動車の排気浄化と燃費改善に関する技術開発動向, デンソーテクニカルレビュー, Vol.11, No.1 (2006), 3-9.
- (4) 自動車燃費一覧 (2006).
- (5) 久米 建夫, 棚田 浩, 飯田 和正, 村上 信明, 安東 弘光, 筒内噴射ガソリンエンジンのための燃焼制御, 自動車技術会学術講演会前刷集 961, (1966), 17-20.
- (6) J., Harada, T., Tomita, H., Mizuno, Z., Mashiki, Y., Ito, Development of Direct Injection Gasoline Engine, SAE970540(1997).
- (7) Y., Iwamoto, K., Noma, O., Nakayama, T., Yamauchi, H., Ando, Development of Direct Injection Gasoline Engine, SAE970541(1997).
- (8) T., Tomoda, S., Sasaki, D., Sawada, Development of Direct Injection Gasoline Engine - Study of Stratified Mixture Formation, SAE970539(1997).
- (9) 伊東 輝行, ほか 3 名, 自動車技術会学術講演会前刷集, 971 (1997), 337.
- (10) W., Hentschel, B., Block, T., Hovestadt, H., Meyer, G., Ohmstede, V., Richter, B., Stiebels, A., Winkler, Optical diagnostics and CFD simulations to support the combustion process development of the Volkswagen FSI direct-injection gasoline engine. SAE Paper 2001-01-3648, 2001.
- (11) Herrenschmidt, T., Souhaite, P., “New PSA HPI 2 Litre Gasoline Direct Injection Engine”, 9 Aachner Kolloquium, 2000.
- (12) T., SAEKI, T., TSUCHIYA, K., IWAHASHI, S., ABE, Development of V6 3.5-Liter 2GR-FSE Engine, Toyota Tech Rev, VOL.55, NO.1, pp.

94-99(2006).

- (13) K., Nakama, E., Murase, J., Kusaka, H., daisho, Effects of High Temperature Fuel on Fuel Consumption and Emissions under the Cold Start Condition of Direct Injection Gasoline Engine, JSME, Vol.71, No.707(20050725) pp.1947-1954.
- (14) Schwarz C, Schunemann E, Durst B, Fischer J, Witt A. Potentials of the spray-guided DI combustion system. SAE Paper 2006-01-1265; 2006.
- (15) Khan, I.A., Emerging Technologies in Automobiles, Emerging Technologies, 2006. ICET '06. International Conference on, pp.368-377
- (16) De Corso, S. M., et al., Trans., ASME, (1957), 607.
- (17) K., Kawamura, A., Saito, M., Kanda, T., Kashiwagura, Y., Yamamoto, Spray Characteristics of Slit Nozzle for DI Gasoline Engines.
- (18) 河村清美, 勝見則和, 植田玲子, 直噴ガソリンエンジン用スリットノズルの噴霧特性, R&D Review of Toyota CRDL Vol. 36, No.4, 2001.
- (19) M., Hayakawa, S., Takada, K., Yonesige, M., Nagaoka, K., Takeda, Fuel Spray Simulation of Slit Nozzle Injector for Direct-Injection Gasoline Engine, SAE Paper 2002-01-1135, 2002.
- (20) Abo-Serie, E., M. Gavaises and C. Arcoumanis, Spray/Wall Interaction in Direct-Injection Spark Ignition Engines Equipped with Multi-Hole Injectors. ILASS Europe, 2003.
- (21) Skogsberg, M., P. Dahlander, R. Lindgren and I. Denbratt, Effects of Injector Parameters on Mixture Formation for Multi-Hole Nozzles in a Spray-Guided Gasoline DI Engine. SAE Paper 2005-01-0097, 2005.
- (22) S., Kim, J., Nouri, Y., Yan, C., Arcoumanis, Effects of intake swirl and coolant temperature on spray structure of a high pressure multi-hole injector in a direct-injection gasoline engine, Journal of Physics Conference Series 85, 0120032007, (2007)
- (23) M., Skogsberg, P., Dahlander, I., G., Denbratt, Spray Shape and Atomization Quality of an Outward-Opening Piezo Gasoline DI Injector, 2007-01-1409, 2007.

- (24) 小池 誠, 直噴ガソリンエンジンにおける混合気形成と燃焼, R&D Review of Toyota CRDL Vol. 33, No.4, 1998.
- (25) Preussner, C., Döring, C., S.Fehler and S.Kampmann, GDI: Interaction Between Mixture Preparation, Combustion System and Injector Performance, SAE Paper 980498, (1998), 1-17.
- (26) Ortmann, R., Arndt, S., Rainmann, J., Grzeszik, R. and W. rfel, G., Methods and Analysis of Fuel Injection, Mixture Preparation and Charge Stratification in Different Direct Injected SI Engines, SAE Paper 2001-01-0970, (2001), 1-7.
- (27) G., Suck, J., Jakobs, S., Nicklitzsch, T., Lee, W., G., Bessler, M., Hofmann, F., Zimmermann, C., Schulz, No Laser-Induced Fluorescence Imaging in the Combustion Chamber of a Spray-Guided Direct-Injection Gasoline Engine, SAE Paper 2004-01-1918.
- (28) P., Adomeitl, O., Lang, S., Pischinger, Spray propagation and mixture formation in an air guided direct injection gasoline engine, International Journal of Engine Research, Vol.1, No.2, pp163-170.
- (29) A., Moreira, M., Panao, Visualization and Analysis of Spray Impingement Under Cross-Flow Conditions, SAE Paper 2002-01-2664.
- (30) G., Suck, J., Jakobs, S., Nicklitzsch, T., Lee, W., G., Bessler, M., Hofmann, F., Zimmermann, C., Schulz, No Laser-Induced Fluorescence Imaging in the Combustion Chamber of a Spray-Guided Direct-Injection Gasoline Engine, SAE Paper 2004-01-1918.
- (31) M., YAMAKAWA, D., TAKAKI, Y., ZHANG, K., NISHIDA, Dual-Wavelength Laser-Absorption-Scattering (LAS) Technique for Mixture Concentration Distribution Measurement of Gasoline Spray, JSME annual meeting, Vol.2002, No.4(20020920) pp.131-132.
- (32) A., Miyajima, Y., Okamoto, Y., Kadomukai, S., Togashi, M., Kashiwaya, A Study on Fuel Spray Pattern Control of Fuel Injector of Gasoline Direct Injection Engines, SAE Paper 2000-01-1045, (2000), pp.283-291.
- (33) T., Tomoda, M., Kubota, R., Shimizu, Numerical Analysis of Mixture

Formation of a Direct Injection Gasoline Engine, Proceeding of 5th COMODIA 2001, 170-177.

- (34) 高木靖雄, ガソリン噴霧に何を望むか, 日本機械学会講習会教材, 96-49 (1996), 7-13.
- (35) Karl, G., Kemmler, R. and Bargende, M., Analysis of a Direct Injected Gasoline Engine, SAE Paper 970624, (1997), 1-13.
- (36) Nogi, T., Shiraishi, T., Nakayama, Y., Ohsuga, M. and Kurihara, N., Stability Improvement of Direct Fuel Injection Engine under Lean Combustion Operation, SAE Paper 982703, (1998), 163-169.
- (37) 松本修, 住田守, 筒内噴射用のガソリン噴射装置の現状, 微粒化, 8-22 (1999), 42-49.
- (38) 岩本裕彦, 野間一俊, 中山修, 山内孝樹, 筒内直噴ガソリンエンジンの開発, 自動車技術会講演前刷集 971, (1997), 297-300.
- (39) 益城善一郎, 松下宗一, 郷野武, D-4 エンジンの開発, Toyota Technical Review, .32-2 (1997), 32-37.
- (40) 伊東輝行, 高木靖雄, 飯山明裕, 村中重夫, 直噴成層ガソリン機関の燃焼特性, 自動車技術会講演前刷集 971, (1997), 337-340.
- (41) 棚田浩, 山本茂雄, 五十嵐京矢, 横江実, 安東弘光, ガソリン筒内噴射エンジンの噴霧挙動, 日本機械学会講習会教材, 96-49 (1996), 31-39.
- (42) 古谷雄三, 筒内ガソリン噴射用インジェクターの研究, ゼクセルテックレビュー, 11 (1995), 1-18.
- (43) Shiraishi, T., Nakayama, Y., Nogi, T. and Ohsuga, M., Effect of Spray Characteristics on Combustion in a Direct Injection Spark Ignition Engine, SAE Paper 980156, (1998), 1-9.
- (44) Zhao, F., Lai, M., Liu, Y., Yoo, J., Zhang, L. and Yoshida, Y., Spray Characteristics of Direction-Injection Gasoline Engines, The 9th ILASS-America, (1996), 1-5.
- (45) Parrish, S. E. and Farrell, P. V., Transient Spray Characteristics of a Direct-Injection Spark-Ignited Fuel Injector, SAE Paper 970629, (1997), 1-10.
- (46) 村瀬栄二, 中間健二郎, 豊田俊司, 草鹿仁, 大聖泰弘, 高温・高圧定容

- 容器を用いたガソリン噴霧の可視化・解析，年次大会講演論文集，Vol. II，
No. 01-1(20010822) pp. 475-476.
- (47) 黒沢亮，菱田公一，前田昌信，LIF・干渉画像法による噴霧内蒸気および液滴径・速度の同時計測，熱工学講演会講演論文集，Vol. 2002(20021106)
pp. 125-126.
- (48) 明光在，鈴木浩高，千田二郎，藤本元，多成分燃料の噴霧挙動に関する研究：第1報，多成分燃料における噴霧根元部構造の解明，日本機械学会論文集．B編，Vol. 72，No. 713(20060125) pp. 120-125.
- (49) 加納政雄，斎藤公孝，馬場政俊，松下宗一，郷野武，筒内噴射ガソリンエンジンの混合気形成解析，自動車技術会講演前刷集，976(1997)，9-12.
- (50) Kakuhou, A., Urushihara, T., Itoh, T. and Takagi, Y., Characteristics of Mixture Formation in a Direct Injection SI Engine with Optimized In-Cylinder Swirl Air Motion, SAE Paper 1999-01-0505, (1999), 1-9.
- (51) Tabata, M., Kataoka, M., Tanaka, T. and Yamakawa, M., Measurement of Fuel Distribution in the Piston Cavity of Direct Injection SI Engine by Using LIF, SAE Paper 2000-01-240, (2000), 1-16.
- (52) 秋浜一弘，LIFによる燃料中の異なる沸点成分の筒内挙動計測，自動車技術，55-3(2001)，33-37.
- (53) M., Kubo, A., Sakakida, A., Iiyama, Techniques for Analyzing Swirl Injectors of Direct-injection Gasoline Engines and Its Application, The international symposium on diagnostics and modeling of combustion in internal combustion engines, No. 01-204(20010701) p. 66.
- (54) B., A. Vanderwege, S., Hochgreb, Numerical Modeling of Fuel Sprays in DISI Engines Under Early-Injection Operating Conditions, SAE Paper 2000-01-0273.
- (55) 山内豊誠，脇坂知行，筒内ガソリン噴射用インジェクターの自由噴霧シミュレーション，自動車技術会学術講演会前刷集 961，(1996)，57-60.
- (56) Gold, M., Li, G., Sapdford, S. and Stokes, J., Application of Optical Techniques to the Study of Mixture Preparation in Direct Injection Gasoline Engines and Validation of a CFD Model, SAE Paper 2000-01-0538,

- (2000), 1-9.
- (57) Moriyoshi, Y., Takagi, M. and Hu, X., Analysis of Mixture Formation Process with a Swirl-Type Injector, SAE Paper 2000-01-2057, (2000), 1-12.
- (58) Kubo, M., Sakakida, A. and Iiyama, A., Technique for Analyzing Swirl Injectors of Direct-Injection Gasoline Engines, SAE Paper 2001-01-0964, (2001), 1-11.
- (59) Nagaoka, M. and Kawamura, K., A Deforming Droplet Model for Fuel Spray in Direct-Injection Gasoline Engines, SAE Paper 2001-02-1225, (2001), 1-12.
- (60) Wells, C. H. L., 有機光化学序論, (1997), 29-32, 東京化学同人
- (61) 案秉一, 大聖 泰弘, LIF 法による二成分燃料噴霧の蒸発過程可視化, 日本機械学会論文集. B編, Vol. 67, No. 653(20010125) pp. 203-209.
- (62) Zeng, Y. and Lee, C., Modeling of Spray Vaporization and Air-Fuel Mixing in Gasoline Direct-Injection Engines, SAE Paper 2000-01-0537, (2000), 1-15.
- (63) Schanzlin, K., Koch, T., Tzannis, A. and Boulouchos, K., Characterization of Mixture Formation in a Direct Injected Spark Ignition Engine, SAE Paper 2001-01-1909, (2001), 1-32.
- (64) 早川雅也, 高田重孝, 米重和裕, 永岡真, 武田啓壯, 直噴ガソリン用インジェクター噴霧の数値解析技術, 自動車技術会学術講演会前刷集, 76-01 (2001), 7-10.
- (65) 藤本元, 噴霧とすすの計測, 日本機械学会関西支部第195回講習会 燃焼診断を支援するレーザー応用計測, (1992), 33-46. Wells, C. H. L., 有機光化学序論, (1997), 29-32, 東京化学同人.
- (66) B., Leach, H., Zhao, Y. F., Li, T., Ma, Two-phase Fuel Distribution in an Air Assisted DI Gasoline Engine, The international symposium on diagnostics and modeling of combustion in internal combustion engines, Vol. 2004, No. 6(20040802) pp. 497-504.
- (67) Yamamoto, S., Kurosawa, R., Hishida, K. and Maeda, M., Measurement of Vapor Concentration Distribution, in Spray by Laser Induced

- Fluorescence, *Thermal Science & Engineering*, 9-4 (2001), 85-86.
- (68) Hentschel, W., Homburg, A., Ohmstede, G., Müller, T. and Grünefeld, G., Investigation of Spray Formation of DI Gasoline Hollow-Cone Injectors Inside a Pressure Chamber and a Glass Ring Engine by Multiple Optical Techniques, SAE Paper 1999-01-3660, (1999), 1-11.
- (69) 調尚孝, エンジン分野における計測技術, デンソーテクニカルレビュー, Vol. 8, No. 2 (2003), 6-12.
- (70) Melton, L. and Verdiek, J., Vapor/Liquid Visualization in Fuel Sprays, 20th Symposium on Combustion, (1984), 1283-1290.
- (71) 山下勇人, 鈴木隆, 松岡弘芝, 北野康司, 増田誠, 高温高圧雰囲気におけるディーゼル噴霧特性の解析, デンソーテクニカルレビュー, Vol. 11, No. 1 (2006), 46-51.
- (72) Froba, A., Rabenstein, F., Munch, K. and Leipertz, A., Mixture of Triethylamine and Benzene as a New Seeding Material for Quantitative Two-Dimensional Laser-Induced Exciplex Fluorescence Imaging of Vapor and Liquid Fuel Inside SI Engines, *Combust. Flame*, 112 (1998), 199-209.
- (73) Kramer, H., Munch, K. and Leipertz, A., Investigation of Fuel Evaporation Inside the Intake of a SI Engine Using Laser Induced Exciplex Fluorescence with a New Seed, SAE Paper 961930, (1996), 101-107.
- (74) Ipp, W., Wagner, V., Krämer, H., Wensing, M., Leipertz, A., Arndt, S. and Jain, A. K., Spray Formation of High Pressure Swirl Gasoline Injectors Investigated by Two-Dimensional Mie and LIEF Techniques, SAE Paper, 1999-01-0498, (1999), 1-13.
- (75) Le Coz, J. F. and Hermat, L., Quantification of Fuel Concentrations and Estimation of Liquid/Vapor Ratios in Direct Injection Gasoline Sprays by Laser-Induced Fluorescence, SAE Paper 2001-01-0916, (2001), 1-11.
- (76) 角田敏一, 濃度の計測, 日本機械学会関西支部第195回講習会 燃焼診断を支援するレーザー応用計測, (1992), 25-32.
- (77) Voges, H., Berg, T., Weide, D., Müller, T., Beushausen, V., Krüger, S.

and Grünefeld, G., Spray Imaging Systems for Quantitative Spray Analysis, 5th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, (2000), 139-146.

- (78) Egermann, J. and Leipertz, A., Influence of Fuel Properties in Mixture Formation: An Experimental Analysis for High Pressure Swirl Injectors, SAE Paper 2000-01-2863, (2000), 1-9.
- (79) 谷泰臣, 森幸雄, 望月孝一, 鈴木敦志, 多孔ノズルインジェクタの微粒化, デンソーテクニカルレビュー, Vol.5, No.2 (2000), 27-35.
- (80) Kuriyama, T., Strategic CAE to Shorten Development Time: power CAE and light CAE, JSAE. Journal, Vol.51, No.4 (1997), pp.1-27.
- (81) Stefan, T. et al., The Effect of Front-Loading Problem-Solving on Product Development Performance, Journal of Product Innovation Management, Vol.17, No.2 (2000), pp.128-142.
- (82) 岡本敦哉, 溝渕剛史, 佐藤孝明, 調尚孝, 姉崎幸信, 直噴ガソリンエンジン用ファン噴霧シミュレーション, デンソーテクニカルレビュー, Vol.7, No.1 (2002), 29-40.

第2章

- (1) Chaplyvy, A.R., Nonintrusive Measurement of Vapor Concentration Inside Sprays, Applied Optics, 20-15 (1981), 2620-2624.
- (2) 鈴木護, 西田恵哉, 廣安博之, 二波長レーザ光吸収・散乱光度法によるディーゼル噴霧内燃料蒸気・液滴濃度分布の分離計測(第一報 計測法の開発), 日本機械学会論文集, 59-558 (1993), 329-337.
- (3) Zhang, Y., Nishida, K. and Yoshizaki, T., Quantitative Measurement of Droplets and Vapor Concentration Distributions in Diesel Sprays by Processing UV and Visible Images, SAE Paper 2001-01-1294, (2001), 1-12.
- (4) 高橋浩, スペクトル有機化学, (1978), 5-13, 三共出版.
- (5) 水谷幸夫, 燃焼工学, (1972), 1-22, 森北出版.
- (6) 長尾不二夫, 内燃機関講義上巻, (1967), 165-167, 養賢堂.
- (7) Hinds, W.C., エアロゾルテクノロジー, (1985), 303-333, 井上書院.
- (8) Gumprecht, R.O. and Slipecerich, C.M., J.Phys.Chem., 57-1, (1953), 90.

- (9) レーザー計測ハンドブック編集委員, レーザー計測ハンドブック, (1993), 235-239, 丸善.
- (10) Van de Hulst, H. C., Light Scattering by Small Particles, (1957), 129, Jone Wiley & Sons, Inc.
- (11) 山川 正尚, 直接噴射式ガソリン機関における噴霧特性および混合気形成過程に関する実験的研究, 広島大学博士論文, (2001), 23-38
- (12) 佐藤一雄, 物性定数推算法, (1968), 27-49, 丸善.
- (13) Yamakawa, M., Takaki, D., Li, T., Zhang, Y., Nishida, K., Quantitative Measurement of Liquid and Vapor Phase Concentration Distribution in a D. I. Gasoline Spray by the Laser Absorption Scattering (LAS) Technique, SAE Paper, 2002-01-1644 (2002), pp.1-13.
- (14) Wells, C. H. J., 有機光学序論, (1977), 13-32, 東京化学同人.
- (15) 日本化学会, 新実験化学講座 13 有機構造[II], (1979), 647-782, 丸善.
- (16) 日本機械学会, 技術資料 流体の熱物性値, (1983), 8-29, 丸善.
- (17) 栗野誠一, 内燃機関工学, (1957), 439-441, 山海堂

第4章

- (1) Ortmann, R., Arndt, S., Raimann, J., Grzeszik, R. and Würfel, G., Methods and Analysis of Fuel Injection, Mixture Preparation and Charge Stratification in Different Direct Injected SI Engines, SAE Paper 2001-01-0970, (2001), 1-7.
- (2) Kawamoto, M., Honda, T., Katashiba, H., Sumida, M., Fukutomi, N. and Kawajiri, K., A Study of Center and Side Injection in Spray Guided DISI Concept, SAE Paper, 2005-01-0106, (2005), 1-10.
- (3) Thring, R. H., Homogeneous-Charge Compression-Ignition (HCCI) Engines, SAE Paper 892068, (1989)
- (4) Hiraya, K., Hasegawa, K., Urushihara, T., Iiyama, A., and Itoh, T., A Study on Gasoline Fueled Compression Ignition Engine -A Trial of Operation Region Expansion, SAE Paper, 2002-01-0416, (2002)
- (5) 平谷康治, 角方章彦, 漆原友則, 伊東輝行: ガソリン圧縮自己着火エンジンの研究 -負のオーバーラップ期間中の燃料噴射による自己着火促進-, 自動

車技術, Vol. 35, No. 2 (2004), 21-26.

(6) De Corso, S. M., et al., Trans., ASME, (1957), 607

(7) 小池誠：直噴ガソリンエンジンの現状と将来, ENGINE TECHNOLOGY, Vol. 4, No. 4, (2002), 14-20.

(8) M. Skogsberg, et al., Effects of Injector Parameters on Mixture Formation for Multi-Hole Nozzles in A Spray-Guided Gasoline DI Engine, SAE Paper, 2005-01-0097, (2005)

(9) Tani, Y., Mori, Y., and Mochizuki, K., Multiple-hole Nozzle Atomization for SI Engines, SAE Paper, 1999-01-0564, pp. 1-7, 1999.

(10) Tamaki, N., Shimizu, M., Nishida, K. and Hiroyasu, H., Effects of Cavitation and Internal Flow on Atomization of a Liquid Jet, Atomization and Sprays, vol. 8, pp. 179-197, 1998

(11) C. Arcoumanis and M. Gavaises, Pressure-Swirl Atomizers for DISC Engines: Further Modeling and Experiments, SAE Paper, 2000-01-1044, pp. 1-19, 2000

(12) Launder, B.E., and Spalding, D.B., The Numerical Computation of Turbulent Flows, Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., 3, pp. 269-289, 1974

(13) Hirt, C.W., Nichols, B.D., Volume of Fluid (VOF) Method for Dynamical Free Boundaries, J. Comput. Phys., 100, pp. 201-225, 1981.

第 6 章

(1) 斎藤昭則, 直噴ガソリンエンジンの開発経過, 豊田中央研究所 R&D レビュー, Vol. 36, No. 4 (2001. 12)

(2) 森吉泰生, エンジンシリンダ内 CFD 概論, エンジンテクノロジー, Vol. 7, No. 5 (2005), 12-18.

(3) 小川 修一, 熱流体解析ソフトウェア「STAR-CD」の概要と、最新の流体解析テーマについて, 日本機械学会年次大会資料集, Vol. 2000, No. 5 (20000731) pp. 385-386.

(4) (株)シーディー・アダプコ・ジャパン: STAR-CD V. 3.15 理論マニュアル

(5) A., D., Gosman, S., I., Ioannides, Aspects of computer simulation of

liquid-fuelled combustors, AIAA, J. Energy, 7, No. 6, pp. 482-490.

(6) 日本液体微粒化学会編, アトマイゼーションテクノロジー, (2001), 森北出版, pp.85-87

(7) F., V., Bracco, Modeling of engine sprays, SAE Paper 850394.

(8) L.-P., Hsiang, G.M., Faeth, Near-limit drop deformation and secondary breakup, Int. J. Multiphase Flow, 18(5), pp. 635-652(1992).

(9) C., Bai, A.D., Gosman, Development of methodology for spray impingement simulation, SAE Paper 950283(1995).

(10) P. J., O' Rourke, Collective Drop Effects on Vaporising Liquid Sprays, PhD Thesis, University of Princeton(1981).

(11) P.R., Brazier-Smith, S.G., Jennings, J., Lathan, The interaction of falling water drops: coalescence, Proc. R. Soc. Lond., A326, pp.393-408(1972).

(12) R.B., Bird, E.W., Stewart, E.N., Lightfoot, Transport Phenomena, John Wiley & Sons, New York(1966).

(13) M.M., El Wakil, O.A., Ueyhara, P.S., Myers, A theoretical investigation of the heating-up period of injected fuel droplets vaporizing in air, NACA Technical Note 3179(1954).

(14) W.E., Ranz, W.R., Marshall, Evaporation from drops-Parts I and II, Chem. Eng. Prog., 48, No. 3(1952).

(15) 金美和, 多目的最適化グループ研究概論, 第57回月例発表会(2003年4月)

(16) 渡邊真也, 近傍個体の交叉に基づく多目的遺伝的アルゴリズムとその応用に関する研究, 同志社大学大学院博士論文(2003)

(17) 坂和正敏, 田中雅博, 遺伝的アルゴリズム. 朝倉書店, (1997).

(18) 金崎雅博, 大林 茂, 中橋 和博, 自動車エンジンの排気系形状の多目的最適化, 第14回数値流体力学シンポジウム, D01-4(2000)

(19) 多賀一郎, 多目的遺伝的アルゴリズムの人工臓器設計・開発への応用, 日本機械学会流体工学部門「ニューズレター流れ」(2006)

(20) 日本液体微粒化学会編, アトマイゼーションテクノロジー, (2001), 森北出版, pp.39-43

謝辞

本研究は、平成 17 年 4 月から平成 20 年 3 月まで、広島大学大学院工学研究科 機械システム工学専攻 エネルギー工学講座 燃焼工学研究室において行われたものであり、本研究の遂行にあたり終始懇切丁寧な御教示、御指導を賜りました西田 恵哉 准教授に対し、謹んで深厚なる感謝の意を表します。

本論文のまとめに際し、有益な御助言ならびに御討論を賜りましたエネルギー工学講座 燃焼工学研究室 石塚 悟 教授、エネルギー工学講座 反応気体力学研究室 滝 史郎 教授、エネルギー工学講座 プラズマ基礎科学研究室 多幾山 憲 教授に対し、深く感謝いたします。

また、研究の遂行に際して有益な御教示、御指導をいただきました燃焼工学研究室 張 玉銀 助手（現在 東京電機大学講師）、下栗 大右 助教、弓削商船高専 秋葉 貞洋 助教、産学官連携研究員 高 劍 氏、文 石洙 氏に対し、心より御礼申し上げます。そして、実験の遂行に当たって、昼夜を問わず惜しみなく御助力いただいた燃焼工学研究室卒業生 神崎 淳 氏（現在 マツダ株式会社）、田所 正 氏（現在 マツダ株式会社）、大学院生 松本 有平 氏、洲本 康樹 氏、哈 強 氏、渡部 正基 氏、研究生 田 江平 氏の諸氏に対し、心より感謝申し上げます。さらに、研究室での時間を楽しく過ごさせていただいた燃焼工学研究室の卒業生ならびに現役学生の方々に感謝いたします。

なお、本研究は広島大学とマツダ株式会社の「次世代直噴エンジンのための燃焼システムの開発研究」の共同研究の中で実現できたものである。これに参画することを勧めていただき、また御教示、御指導をいただきました、マツダ株式会社 技術研究所 田端 道彦 主幹研究員、パワートレイン開発本部 パワートレイン技術開発部 山川 正尚 主幹に厚く感謝の意を表します。

マツダ株式会社におきましては、本課程の入学を御承認いただきましたパワートレイン開発本部 人見 光夫 副本部長、PT 解析グループ 原田 靖裕 マネージャー、横畑 英明 主幹、本郷 均 主任、植木 義治 主任に厚く御礼申し上げます。そして、多忙な開発業務の中、御協力いただいた PT 解析グループ山本 亮氏、和田 好隆 氏、PT 要素技術開発グループ 藤川 竜也 氏、(株)マツダ E&T 解析技術部 平岡 武宜 氏、胡木 裕子 様、北光 健太 氏に御礼申し上げます。

本研究において、直噴ガソリンインジェクターを御提供いただきましたボッシュ(株)の方々、数値解析のサポートをいただきました(株)シーディー・アダプコ・ジャパンの方々に御礼申し上げます。

最後に、終始応援してくれた両親、兄弟、マツダ株式会社の同期生、研究と仕事の両立に際して3年もの間、常に支え続けてくれた妻 今日ちに感謝する。