

学位請求論文

群噴孔ノズルから噴射した直噴ディーゼル噴霧の
混合気形成と燃焼の特性

Mixture Formation and Combustion Characteristics
of D.I. Diesel Spray Injected by Group-Hole Nozzle

2009年3月

松本 有平

群噴孔ノズルから噴射した直噴ディーゼル噴霧の 混合気形成と燃焼の特性

目次

| | |
|------------------------------|----|
| 第1章 序論 | 1 |
| 1.1 研究の背景 | 1 |
| 1.2 直噴ディーゼル機関における混合気形成 | 3 |
| 1.3 分割噴射による混合気形成制御 | 4 |
| 1.3.1 時間的分割による混合気形成制御 | 5 |
| 1.3.2 空間的分割による混合気形成制御 | 9 |
| 1.4 本研究の目的 | 16 |
| 1.5 本論文の構成 | 17 |
| 第2章 二波長レーザ吸収散乱法の非軸対称噴霧解析への適用 | 19 |
| 2.1 緒言 | 19 |
| 2.2 計測原理 | 20 |
| 2.2.1 液相・蒸気相の同時分離計測原理 | 20 |
| 2.2.2 光吸収理論による蒸気相濃度の算出 | 22 |
| 2.2.3 光散乱理論による液相濃度の算出 | 23 |
| 2.2.4 試験燃料 | 26 |
| 2.3 軸対称噴霧の濃度分布解析法 | 29 |
| 2.3.1 光路長の計算法 | 29 |
| 2.3.2 濃度分布の解析法 | 31 |
| 2.3.3 噴霧内混合気温度の計算法 | 32 |
| 2.3.4 解析の流れ | 33 |
| 2.3.5 解析精度 | 35 |
| 2.4 非軸対称噴霧の解析法 | 38 |

| | | |
|------------|---------------------|-----------|
| 2.4.1 | 噴霧内蒸気相・液相質量の計算法 | 39 |
| 2.4.2 | 解析の流れ | 41 |
| 2.4.3 | 解析精度 | 42 |
| 2.5 | 実験装置および方法 | 44 |
| 2.5.1 | 光学系 | 44 |
| 2.5.2 | 高温高压容器 | 46 |
| 2.5.3 | 燃料噴射系 | 47 |
| 2.5.4 | 噴射率計測装置 | 47 |
| 2.5.5 | 実験装置の同期 | 48 |
| 2.5.6 | 噴霧画像の撮影方法および平均化处理 | 48 |
| 2.6 | 結言 | 50 |
| | | |
| 第3章 | 噴霧発達と混合気形成過程 | 52 |
| 3.1 | 緒言 | 52 |
| 3.2 | 実験条件 | 52 |
| 3.2.1 | 供試ノズル | 52 |
| 3.2.2 | 雰囲気および燃料噴射条件 | 55 |
| 3.2.3 | 噴射率および針弁リフト | 55 |
| 3.3 | 自由噴霧 | 56 |
| 3.3.1 | 非蒸発噴霧による燃料液滴粒径の評価 | 56 |
| 3.3.2 | 噴霧先端到達距離 | 57 |
| 3.3.3 | 雰囲気導入と燃料蒸発 | 59 |
| 3.3.4 | 噴霧発達のメカニズム | 63 |
| 3.4 | 壁面衝突噴霧 | 64 |
| 3.4.1 | 噴霧先端到達距離 | 64 |
| 3.4.2 | 雰囲気導入と燃料蒸発 | 66 |
| 3.4.3 | 噴霧発達のメカニズム | 68 |
| 3.5 | 結言 | 70 |

| | |
|--------------------------------|------------|
| 第4章 噴霧への雰囲気導入に関する解析 | 72 |
| 4.1 緒言 | 72 |
| 4.2 解析原理 | 72 |
| 4.2.1 準定常運動量理論 | 72 |
| 4.2.2 噴霧特性量 | 74 |
| 4.3 解析条件 | 76 |
| 4.4 解析結果 | 77 |
| 4.4.1 準定常運動量理論 | 77 |
| 4.4.2 噴霧特性量 | 78 |
| 4.5 結言 | 86 |
| | |
| 第5章 LIF-PIV法による雰囲気流動の解析 | 87 |
| 5.1 緒言 | 87 |
| 5.2 計測原理 | 88 |
| 5.2.1 基本原理 | 88 |
| 5.2.2 特殊アルゴリズム | 90 |
| 5.2.3 LIF-PIV法による噴霧周囲雰囲気の流動計測法 | 91 |
| 5.3 実験装置および方法 | 92 |
| 5.4 解析精度 | 95 |
| 5.4.1 トレーサ粒子の分布と粒径 | 95 |
| 5.4.2 噴霧の測定例 | 100 |
| 5.5 結言 | 101 |
| | |
| 第6章 噴霧への雰囲気導入過程 | 102 |
| 6.1 緒言 | 102 |
| 6.2 実験条件 | 102 |
| 6.2.1 供試ノズル | 102 |
| 6.2.2 雰囲気および燃料噴射条件 | 104 |
| 6.3 自由噴霧 | 105 |

| | |
|----------------------------------|------------|
| 6.3.1 単噴孔ノズル | 105 |
| 6.3.2 群噴孔ノズル | 109 |
| 6.4 壁面衝突噴霧 | 113 |
| 6.5 群噴孔ノズルの特徴 | 116 |
| 6.6 結言 | 120 |
| 第7章 可視化機関による燃焼過程の解析 | 121 |
| 7.1 緒言 | 121 |
| 7.2 実験装置および方法 | 121 |
| 7.2.1 機関係 | 121 |
| 7.2.2 計測系 | 124 |
| 7.2.3 装置の同期 | 125 |
| 7.2.4 熱発生率および筒内温度の算出法 | 125 |
| 7.2.5 二色法による温度解析 | 127 |
| 7.3 実験条件 | 131 |
| 7.3.1 供試ノズル | 131 |
| 7.3.2 機関運転条件 | 131 |
| 7.3.3 撮影条件 | 131 |
| 7.4 実験結果および考察 | 132 |
| 7.4.1 筒内圧力，温度，熱発生率 | 132 |
| 7.4.2 火炎輝度 | 134 |
| 7.4.3 火炎中のすすおよび温度 | 137 |
| 7.5 結言 | 142 |
| 第8章 結論 | 144 |
| 参考文献 | 148 |
| 謝辞 | 153 |

第1章 序論

1.1 研究の背景

ルドルフ・ディーゼルによってディーゼル機関が発明されて1世紀以上が経過したが、現在でもその原理は根本的に変わっていない。その一方で、幾多もの技術的進歩を遂げて発展し、年々厳しさを増す排出ガス規制を次々とクリアしているのも事実である。

ディーゼル機関は実用的な内燃機関の中では最も熱効率に優れ、低燃費である。そのため、ガソリン機関等他の原動機に比べてCO₂の排出が少なく、地球温暖化抑制の点では有利だと言われている。また信頼性や耐久性も優れているため、都市の物流や交通の中核を担う大型自動車の多くが採用している。

このように利点の多いディーゼル機関ではあるが、それらを取り巻く環境は決してやさしいものではない。特に我が国では、規制の甘かった頃のディーゼル機関のイメージが先行しており、黒煙垂れ流しで臭く、うるさいといった社会的非難は大きい。また、1999年の東京都による「ディーゼルNO作戦」以降、ディーゼル機関に対する風当たりはさらに強まり、ディーゼル機関を搭載した乗用車は日本の市場から姿を消した。

このような逆境の中、最近のディーゼル機関はコモンレールやターボ過給、EGR、後処理などの新技術により、従来のネガティブなイメージは解消されているのはもちろん、ガソリン機関を遙かに凌ぐ出力性能を実現している。これらが認知されているヨーロッパでは、ディーゼル機関を搭載した乗用車が脚光を浴び、新車販売におけるシェアは50%を超えている。自動車大国アメリカでもディーゼル機関受け入れに関する議論が活発に行われており、日本でも最近になってようやくディーゼル機関を搭載したSUV (Sport Utility Vehicle) 車が市場投入された。しかし図 1.1[1]に示すように、いずれの国においても環境問題に対する認識は高く、次第に厳しくなる排出ガス規制をクリアしていかなければならないことには変わりはない。また、限りあるエネルギーの有効利用も切実な課題であり、自動車メーカー各社では、排出ガス低減に加え、機関高効率化に向けた技術開発が行われている。

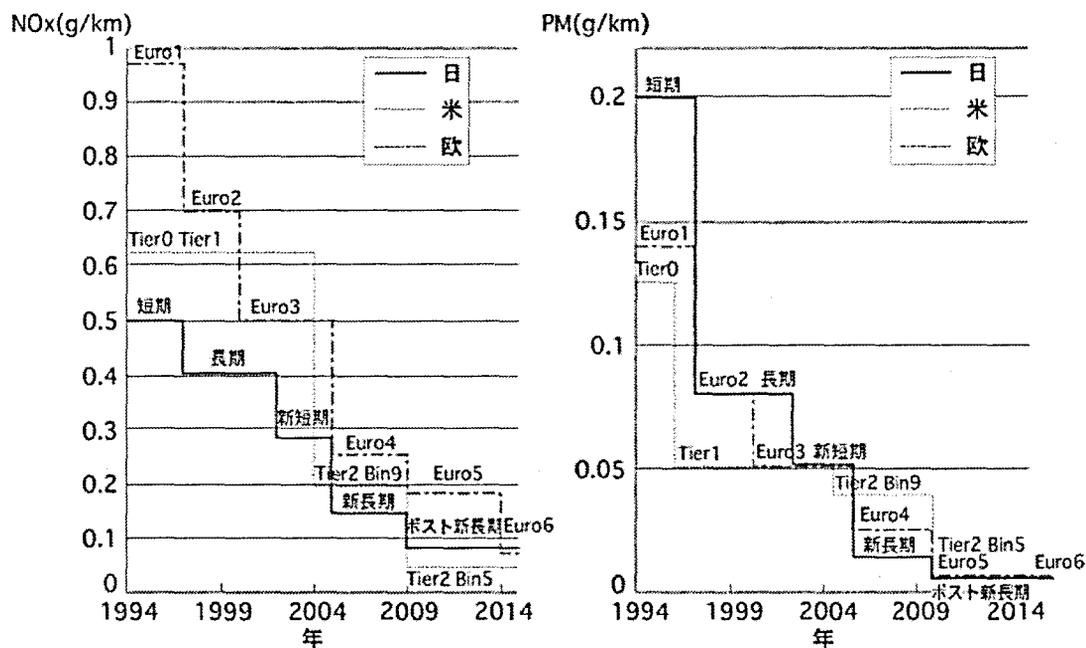
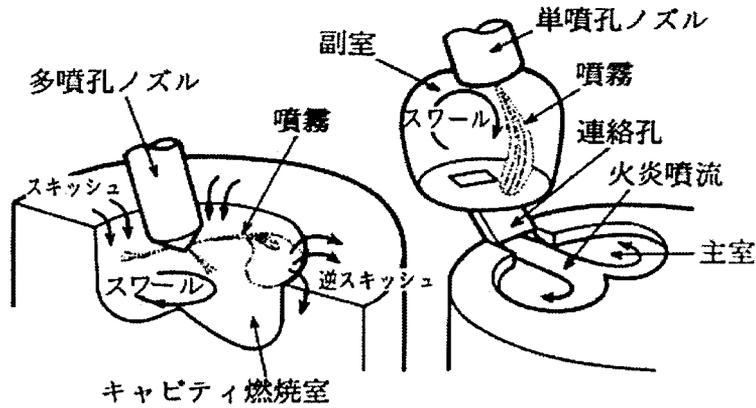


図 1.1 世界のディーゼル乗用車の排出ガス規制値 [1]

ディーゼル機関は空気のみを吸入し、高温高压にされた燃焼室内に燃料を噴射して自己着火させるため、ガソリン機関より圧縮比が高い。そのため、熱効率が高く燃料消費率が良い。また、軽油から重油まで使用可能であること、大きな出力が得られることなどもあり、最近では大型船舶から小型乗用車まで幅広く使用されている。

燃料噴射方式としては、図 1.2 に示すようにピストンのくぼみにノズルから燃料を直接噴射する直接噴射式（以下、直噴式と記す）と、シリンダヘッドに設けた副室に燃料を噴射してその一部を燃焼させ、これによって生じた半燃えの混合気を主燃焼室に噴出させて燃焼を完結させる副室式（渦室式、予燃焼室式、空気室式などがある、以下、副室式と記す）がある [2]。直噴式は、シリンダカバーとピストンヘッドの間に燃焼室を設け、燃料をそこに直接噴射する方式である。そのため副室式に比べて構造が簡単であり、予燃焼室と主燃焼室を結ぶ連絡孔による絞り損失がないため、燃料消費率が低いという特徴がある。近年では、高効率化や高出力化といった視点から小型化、軽量化が望まれており、燃焼方式も副室式から燃料経済性の高い直噴式が採用されるようになってきている。



(a) 直噴噴射式 (b) 渦室式 (副室式の一つ)

図 1.2 ディーゼル機関の燃料噴射方式[2]

1.2 直噴ディーゼル機関における混合気形成

直噴ディーゼル機関の高効率化と低公害化という社会的要求に応えるため、燃焼室内現象の解明が進められてきた。それらの研究により、燃焼室内における燃料-空気の混合状況が機関の性能や排気特性に大きく影響することがわかってきた[3-4]。

その一例として、図 1.3 に直噴ディーゼル機関の噴霧燃焼過程の概略を示す[5]。これはディーゼル噴霧燃焼に関する多くのパラメータと、そのパラメータが作用する現象を結びつけたものである。この図から、燃料噴霧に関するパラメータが、燃料-空気の混合気形成過程を経て着火、燃焼に影響を及ぼしていることがわかる。つまり、機関出力性能、排気特性を支配する第一要因は混合気形成であり、これはディーゼル機関燃焼室内の時間的、空間的分布に左右される。

ディーゼル機関においては拡散燃焼の原理上、窒素酸化物 (NO_x)、粒子状物質 (PM) などが発生しやすい。またディーゼル機関では高温の空気の中に燃料のみを噴射するため、その噴霧の燃焼は極めて複雑であり、それゆえに不明な点も多い。そのため、燃焼室内における燃料噴霧の挙動など、ディーゼル噴霧構造に関する研究が必要不可欠となってきた。

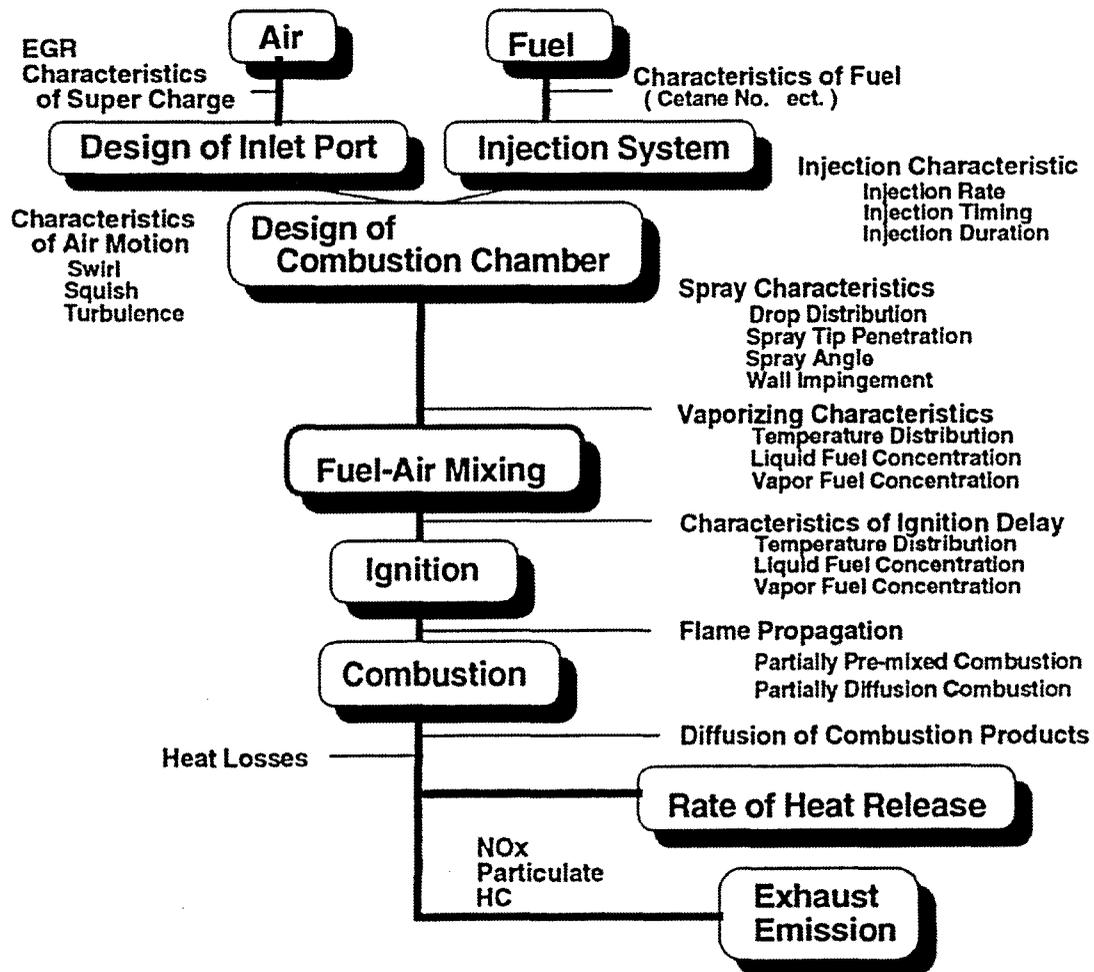


図 1.3 直噴ディーゼル機関の噴霧燃焼過程 [5]

1.3 分割噴射による混合気形成制御

これまで直噴ディーゼル機関における分割噴射については、様々な研究が行われてきた。ここで言う「分割噴射」は、1行程中で複数回噴射を行う「時間的分割」と、噴射ノズルの一方向あたりの噴孔数を増やす「空間的分割」の2つを指す。両者とも、1回あたり、または1噴孔あたりの噴射量が減少するので、単位燃料あたりに取り込まれる雰囲気の量が増えて燃料液滴の蒸発が促進される[6-7]。また、時間的分割の場合には先行と後続の噴霧、空間的分割の場合には近接する噴霧同士が干渉するということが特徴である。

本論文で主として扱うのは後者の「空間的分割」であるが、「時間的分割」の効果および従来の研究についても手短かに述べる。

1.3.1 時間的分割による混合気形成制御

近年、乗用車用直噴ディーゼル機関は目覚ましい進歩を続けているが、これはコモンレールシステムの登場によるものが大きい。図 1.4 にコモンレールシステムの概略を示す[8]。サプライポンプによって圧送された燃料は、畜圧室であるコモンレール内に貯められ、そこから各噴射ノズルへ送られる。燃料噴射量、噴射タイミング、噴射圧力などは機関回転数や負荷に応じて電子制御されるため、それらの自由度は非常に高い。

また、1行程中に2回以上燃料を噴射する多段噴射（時間的分割）を行うことが可能になったのも特筆すべき点で、張ら[9-10]は二波長レーザ吸収散乱法を用いて、そのような噴霧の混合気特性について調べている。その例として、図 1.5 に、噴射開始後 1.56ms（機関全負荷運転時の予混合燃焼終了時に相当）の平板衝突噴霧内液相・蒸気相当量比分布を示す。なお図中の凡例、例えば D10-1.0-90 の D は Double Pulse Injection、つまり2段噴射を指す。この場合、最初に総噴射量の 10%にあたる燃料を噴射し、1.0ms のインターバルの後、残

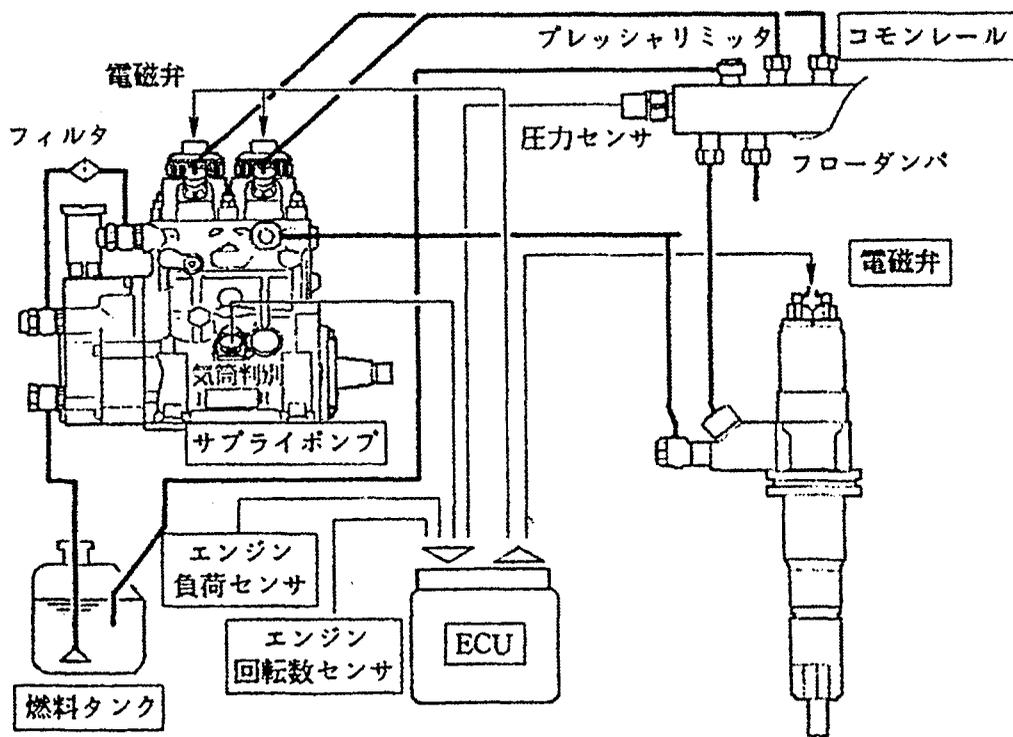


図 1.4 コモンレールシステムの概略[8]

りの燃料 90 % を噴射する， という意味である． 一方， S100 の S は Single Pulse Injection， つまり単段噴射を差し， 一度に全燃料（100 %）を噴射することになる． 図 1.5 の蒸気相当量比分布を見ると， 分割噴射を行うことで壁面未衝突部分の当量比が高く液相当量比は低くなっているのです， 燃料の蒸発が進んでい

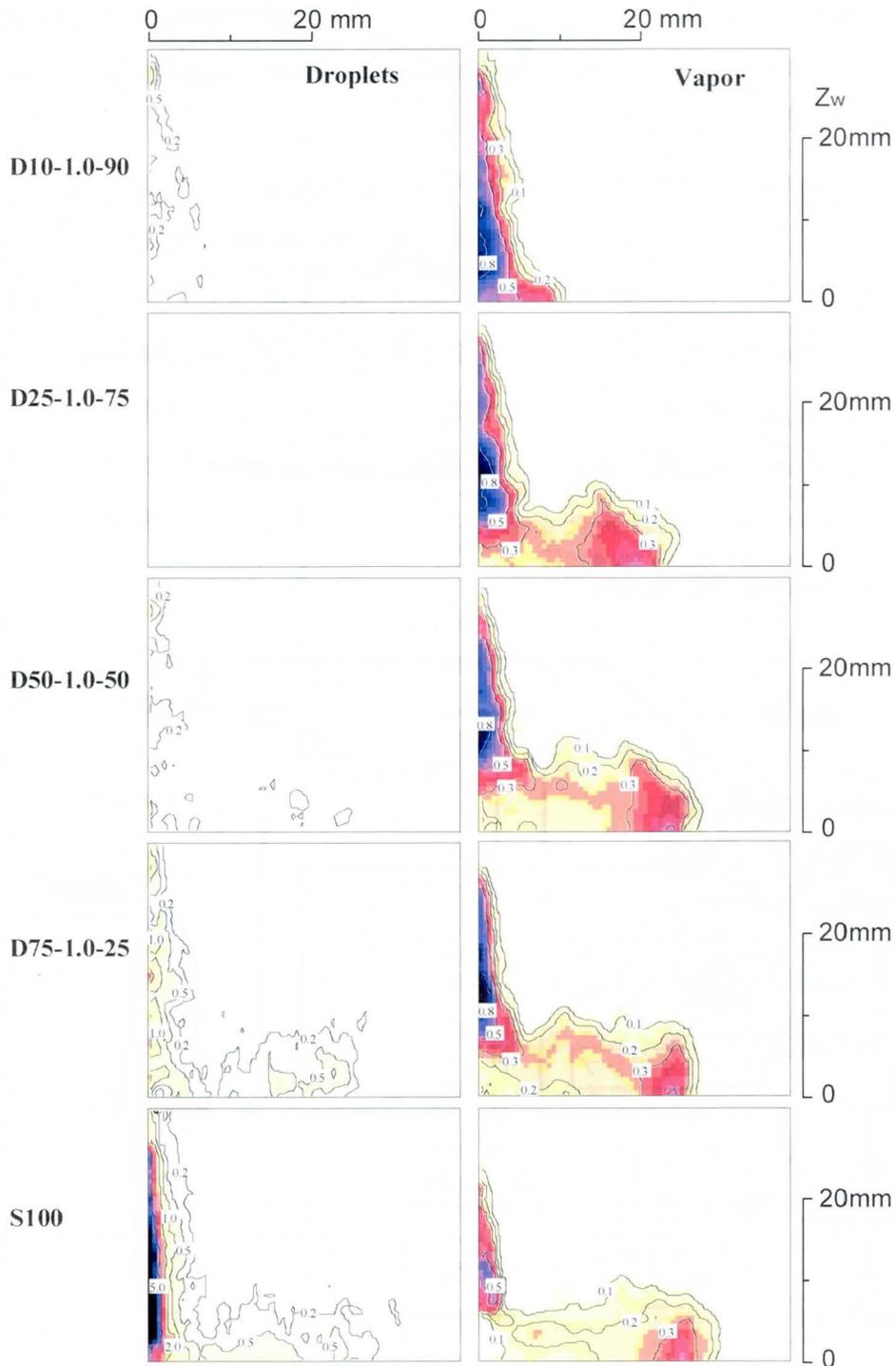


図 1.5 噴霧内液相・蒸気相当量比分布（1.56ms ASOI） [9]

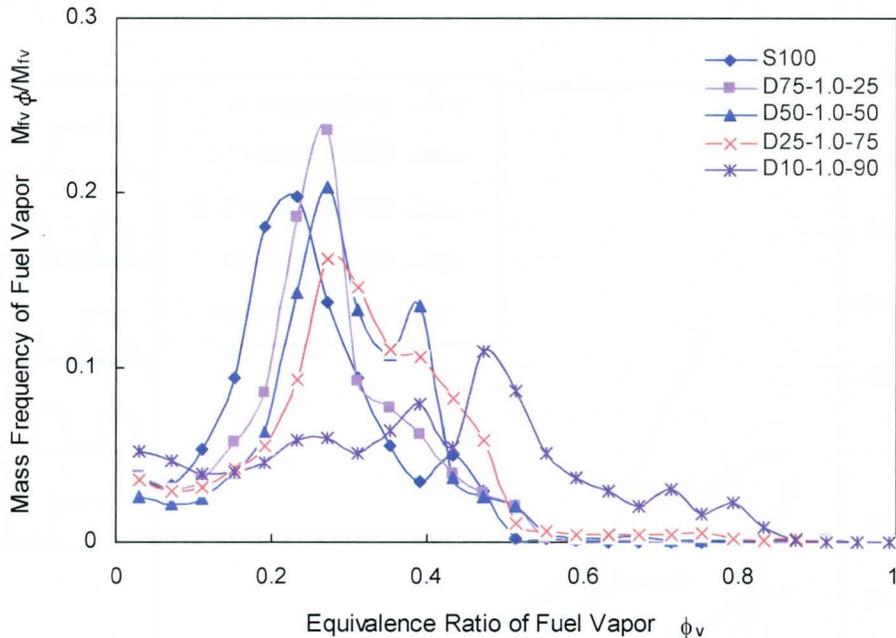


図 1.6 噴霧内蒸気相当量比別質量頻度分布 (1.56ms ASOI) [9]

ることがわかる．図 1.5 と同一タイミング（噴射開始後 1.56ms）における蒸気相当量比別質量頻度分布を見ても，分割噴射を行う方が頻度分布のピーク値が高当量比側にあり，より多くの燃料蒸気が発生していると言える（図 1.6）．また，1 段目と 2 段目の噴射割合を変化させても頻度分布に差が見られるので，これらを制御することで予混合的な燃焼を制御できる可能性がある，と報告されている．

Nehmer ら[11]，Tow ら[12]，Yokota ら[13]は分割噴射が燃焼，排気特性に及ぼす影響について調べている．その例として，Tow らの結果を示す．図 1.7 は 1 段噴射と 2 段噴射の比較であるが，多段噴射が窒素酸化物，粒子状物質の同時低減に有効であることがわかる．Han ら[14]は RNG $k-\epsilon$ モデルによる多次元流動シミュレーションに単一ステップ燃焼モデル，排気生成モデルを組み込んで計算を行い，特にすすの排出量の計算値と実験値との比較を行っている．図 1.8 は分割噴射によるすす低減のメカニズムである．単段噴射では，噴霧中心の燃料過濃領域が噴霧先端に到達することですすが生成される．分割噴射の場合，1 段目の噴霧の直後に高温の燃料希薄領域ができ，そこに 2 段目の噴霧が突入する．この時 2 段目の噴霧は，噴霧先端に燃料過濃な領域が形成される

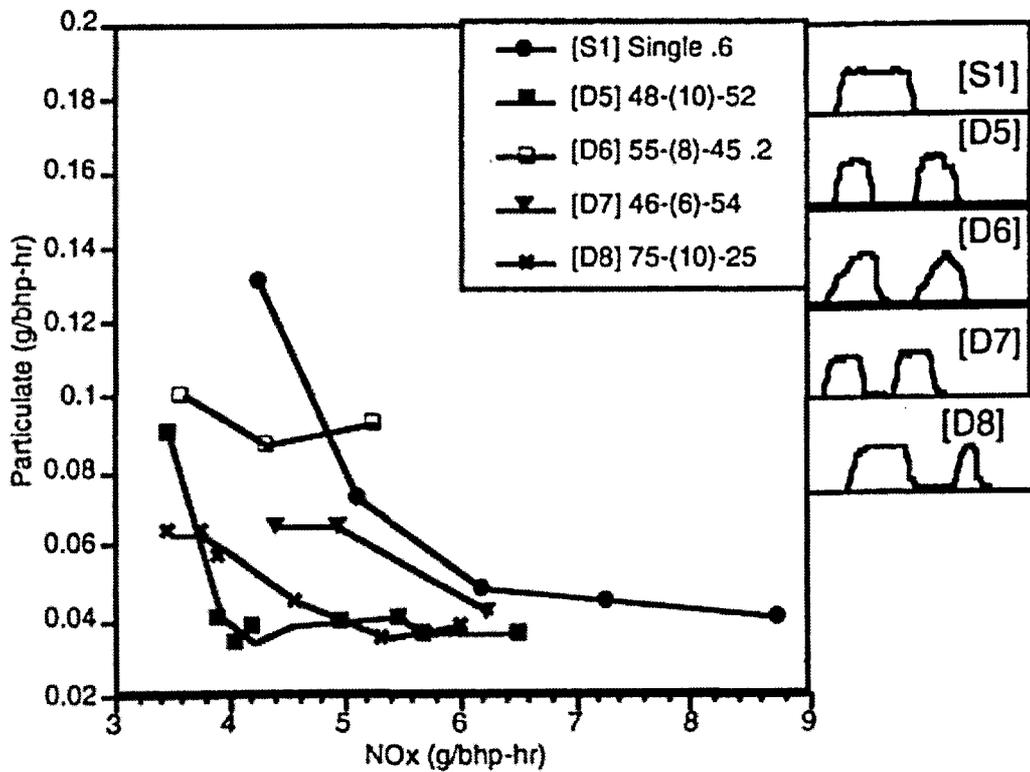


図 1.7 分割噴射時の NOx および PM の排出量 [12]

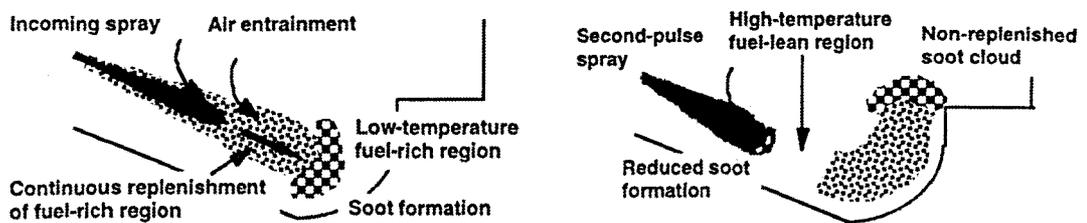


図 1.8 分割噴射時のすす低減メカニズム [14]

前に着火するので、すすの生成を低減させることができる、とされている。

一方で、主 (Main) 噴射の前後に噴射量の小さいパイロット (Pilot) 噴射やアフター (After) 噴射を付加することで騒音の低減や [15-18]、スモーク、燃料消費率の低減 [17-22] に有効であると報告されている。そして、多段噴射の燃焼機構および有害燃焼生成物の低減機構を解明するために、着火過程や噴霧成長過程の挙動 [23-25] や、噴霧先端到達距離の測定 [26]、噴霧内の混合気特性の測定 [27-31] が行われている。

1.3.2 空間的分割による混合気形成制御

ディーゼル機関の燃料噴射ノズルについては、いかにして迅速かつ均一な混合気形成を行うかが課題となっている[32]。すなわち噴射噴霧の微粒化による迅速な混合気形成、燃料噴霧先端到達距離の増大による燃焼室内の空気利用率向上などが求められている。

噴霧の微粒化には噴孔の小径化が有効である[33]。しかし噴射圧力の制限から、噴孔を小さくしすぎると噴霧先端到達距離が短くなり、燃焼室内の空気利用率が低下してしまう[34-37]。窒素酸化物や粒子状物質の排出を低減するためには、小噴孔径としながらも、噴霧先端到達距離を確保できる噴霧を形成する必要がある、その改善策として、図 1.9 のような群噴孔ノズルが提案された[38]。

群噴孔ノズルは、微小径の複数個の噴孔を近接させたノズル（空間的分割）である。噴孔あたりの噴孔径が小さいので、燃料液滴の微粒化が進み、蒸発が促進される。また、微小径噴孔が近接しているので噴霧同士が干渉し合っ噴霧中心部への雰囲気導入が抑えられ、噴霧先端到達距離は微小噴孔 1 噴孔だけと比べると長くなる[39-40]。一方で、噴霧同士が干渉するものの液滴同士の合体は見られず、小径化による噴霧の微粒化の効果を損なうことはないとされている[42]。

Tokuda ら[38]は、高温高圧雰囲気下に噴射された噴霧の LIEF (Laser-Induced Exciplex Fluorescence) 計測を行っている。図 1.10 に、噴射開始後 0.7ms における、群噴孔ノズルと単噴孔ノズルの計測結果を示す。噴孔径は両者とも同じ

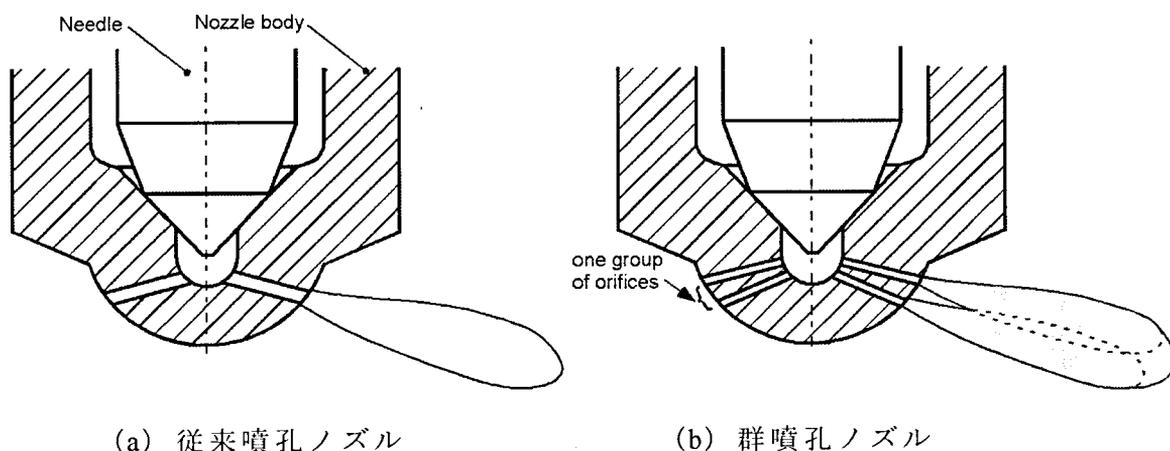


図 1.9 従来噴孔ノズルおよび群噴孔ノズルの概略

であるが、群噴孔ノズルを用いることで液相の到達距離が長く、蒸気相の領域も広がっており、噴霧が発達している。群噴孔ノズルの噴孔数が燃料液滴の粒径に与える影響についても報告がある[38]。表 1.1 に噴孔配列の概要、図 1.11 に LDSA (Laser Droplet Size Analyzer) 計測により求めた結果を示す。図 1.10 に関して、群噴孔ノズルから噴射された噴霧の中心部には液相密度が高い領域が多く存在しているが、液滴径は大きくなる。また、群噴孔ノズルの噴孔数を増やすほど粒径は小さくなる。使用した 3 つのノズルは流量が等しくなるようにしているため、噴孔数を増やすと噴孔径が小さくなるためである。液滴径の小さな噴霧を形成するためには、噴孔の小径化が有効であると言える。

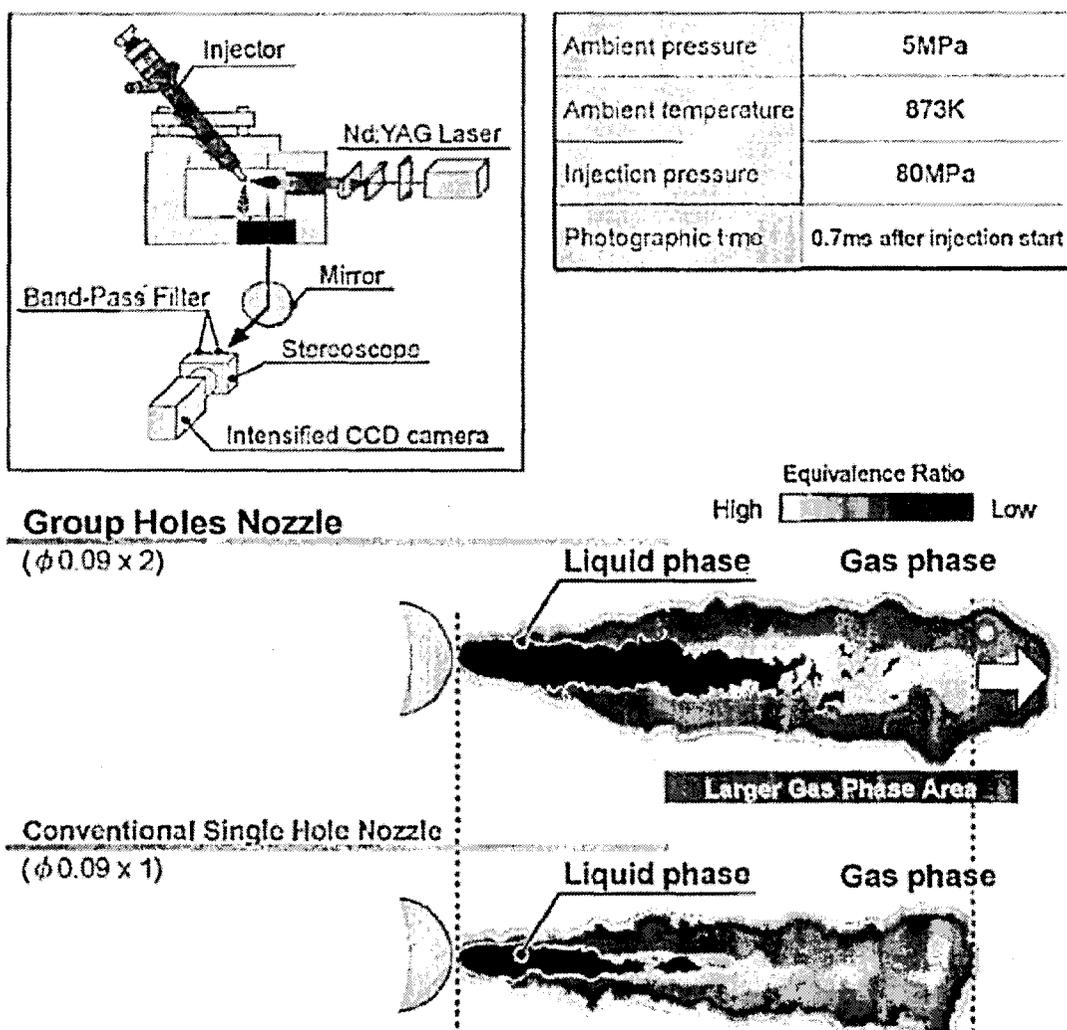
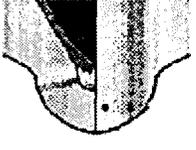


図 1.10 LIEF 法による噴霧内当量比分布計測結果[38]

表 1.1 噴孔配列の概要

| | Single Hole | 2 row group | 3 row group |
|---------------------------------------|---|--|---|
| Hole configuration |  |  |  |
| Hole Dia. x Number | $\phi 0.127 \times 8$ | $\phi 0.090 \times 2 \times 8$ | $\phi 0.078 \times 3 \times 8$ |
| Hole layout | | Parallel |  |
| Hydraulic flow (cm ³ /min) | 810 |  |  |

Measurement Condition

Fuel Pressure: 80MPa
 Ambient Temperature: 293K
 0.5msec after injection start

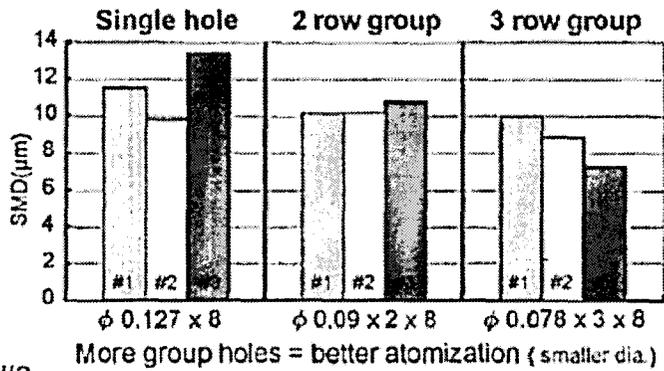
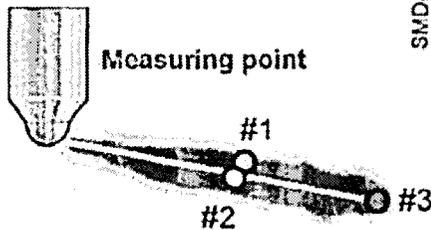


図 1.11 LDSA 法による噴霧内燃料液滴の粒径計測結果 [38]

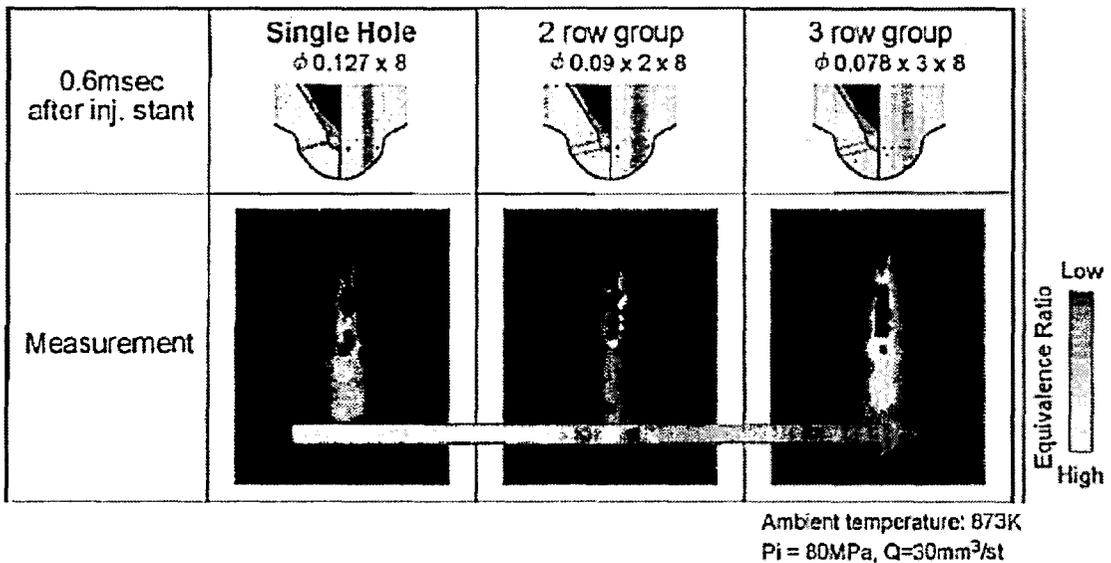


図 1.12 噴孔数が噴霧先端到達距離に及ぼす影響 [38]

図 1.12 に，図 1.11 の噴霧を LIEF 計測した結果を示す[38]．粒径が小さくなると液滴の運動量が低下して十分な噴霧先端到達距離が得られない，という懸念があるが，この結果を見ると，群噴孔ノズルを用いても単噴孔ノズル並みの液相および蒸気相到達距離が得られていることがわかる．群噴孔ノズルを用いると，微細な液滴群を形成し，かつ十分な噴霧先端到達距離を得られる．

群噴孔ノズル噴霧の発達挙動については，Pawlowski ら[43]や張ら[44]の報告がある．Pawlowski らは，自由噴霧の噴霧特性を，張らは壁面衝突噴霧の噴霧特性について調べている．Pawlowski らは，噴孔配列を図 1.13 のように変化させ，定容容器内に噴射した噴霧の散乱光およびシュリーレン撮影を行っている．撮影画像の一例を図 1.14 に示すが，互いの噴孔から噴出した噴霧が干渉して噴霧が成長しているのがわかる．しかし噴霧先端到達距離は，従来噴孔ノズルに比べて短くなる．

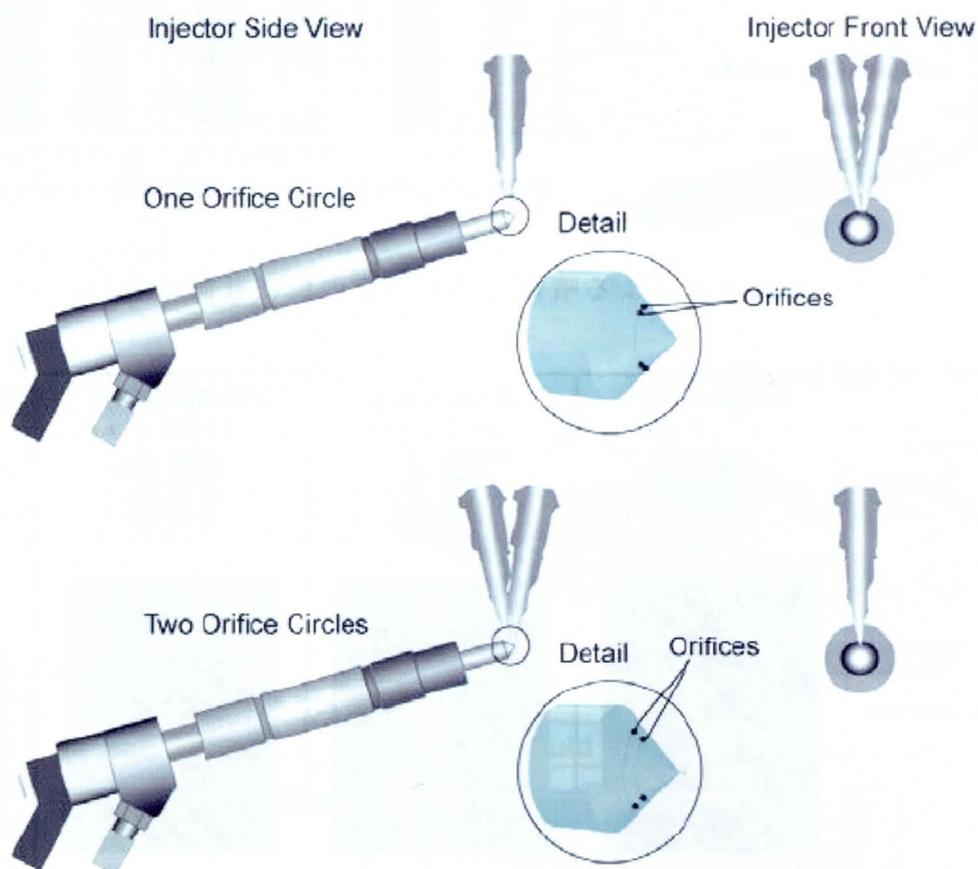
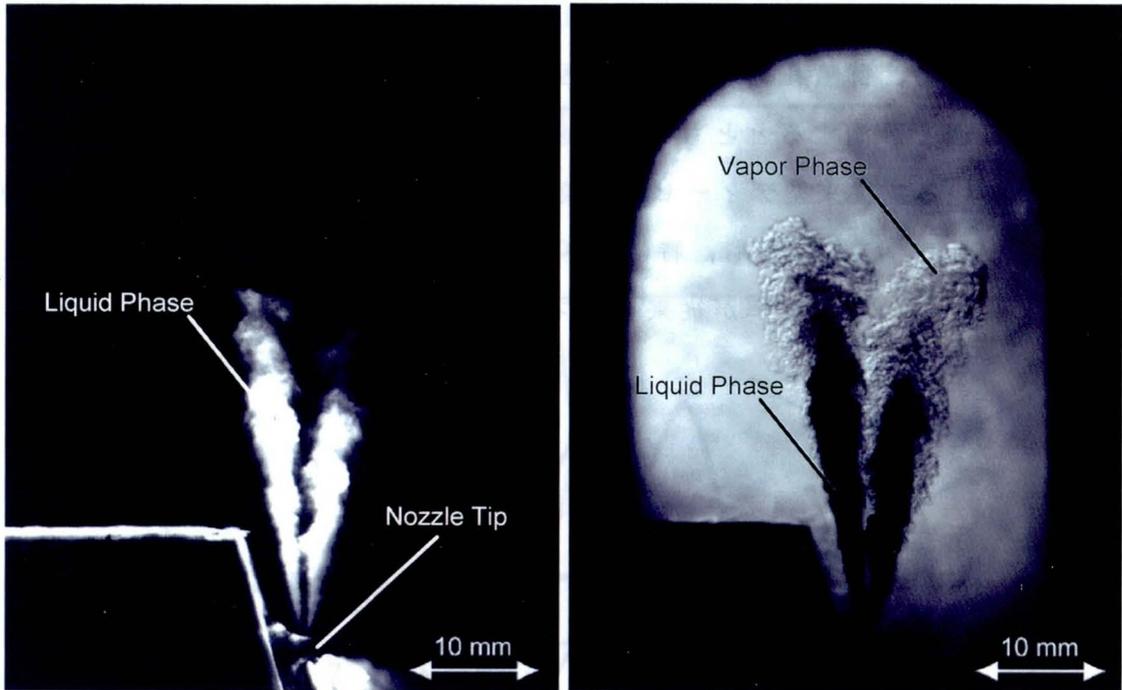


図 1.13 供試ノズルの噴孔配列概略[43]



(a) 散乱光画像

(b) シュリーレン画像

図 1.14 噴霧画像 [43]

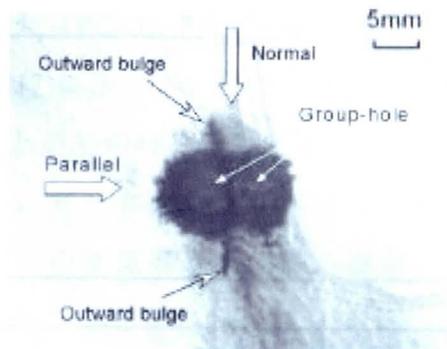


図 1.15 壁面上の噴霧衝突痕 [44]

ところが壁面に衝突する噴霧の先端到達距離は、群噴孔ノズルを用いることで長くなる。図 1.15 [44] は壁面上の噴霧衝突痕であるが、噴孔配列と垂直方向に角状の噴霧が伸びていることがわかる。これは互いの噴孔から噴出した 2 つの噴霧が互いに干渉、噴霧貫徹力が維持されるためである。噴霧先端到達距離が長くなるとより多くの雰囲気気噴霧内に取り込まれ、燃料液滴の蒸発が促進される可能性がある。

矢田ら[45-46]は高温高压容器内に噴射した燃料噴霧の着火，燃焼過程について調べている．群噴孔ノズルの噴孔配列を変化させた時，着火遅れならびに熱発生率経過を計測するとともに，高速度撮影による混合気および火炎の可視化を行っている．従来型ディーゼル燃焼を模擬した結果を図 1.16 に示す．群噴孔ノズル A, B, C の中でも，特にノズル B では噴霧内への空気導入が促進されるため，初期の熱発生率が従来型ノズル（ノズル S）に比べて高くなってい

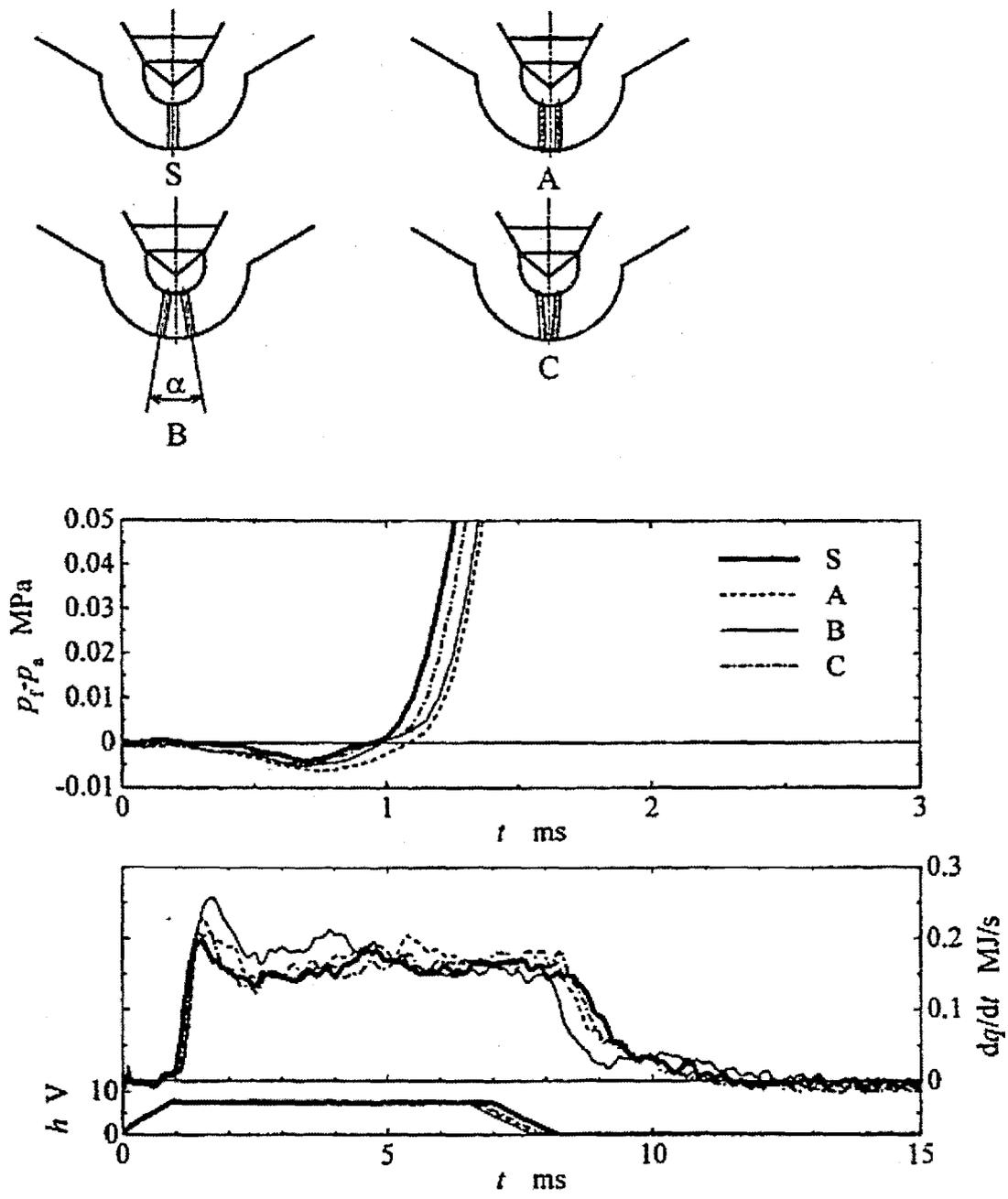


図 1.16 圧力履歴および熱発生率（従来型ディーゼル燃焼）[45]

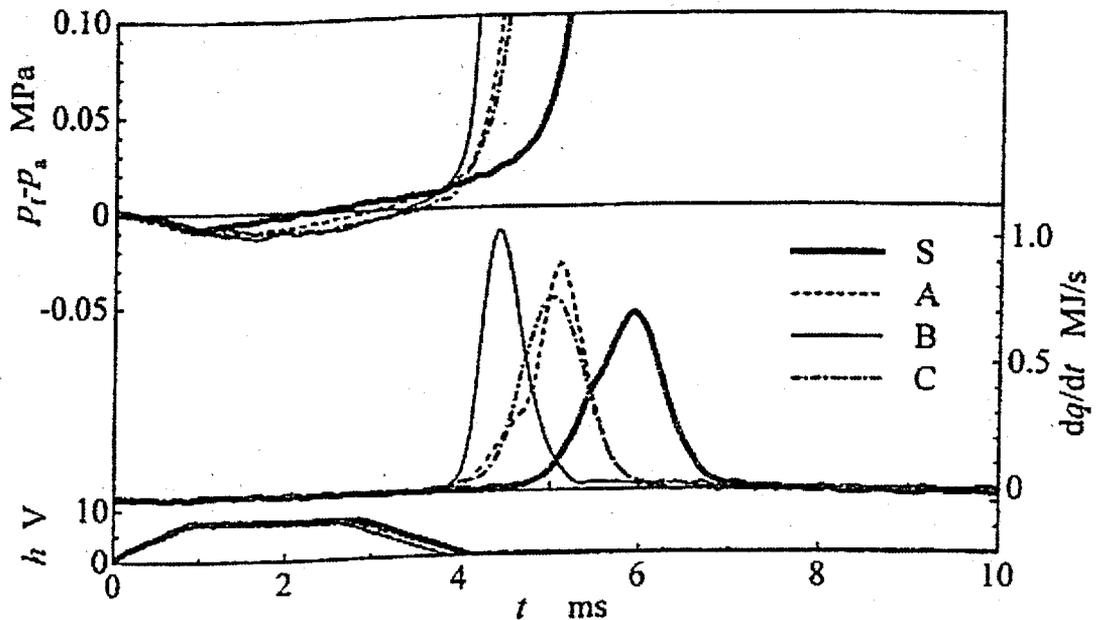


図 1.17 圧力履歴および熱発生率 (PCCI 燃焼) [45]

る。また予混合圧縮自着火 (PCCI: Premixed Charge Compression Ignition) 燃焼を模擬した結果を図 1.17 に示すが、こちらでも群噴孔ノズルの熱炎発生時期 (熱発生率の急激な立ち上がりの時期) がノズル S に比べて早く、特にノズル B では上昇速度が最も早く、ピーク値も高くなっている。このように、群噴孔ノズルは噴射初期に噴霧内への空気導入を促進、混合気の均一化を従来噴孔ノズル以上に進めることができる、と報告されている。

一方、シリンダ内での燃焼状態や排気特性にどのような影響を及ぼすかについても報告がある。吉富ら [47] が行った実機排気特性の実験結果を図 1.18 に示すが、群噴孔ノズル (図中凡例 B) を用いることで窒素酸化物と粒子状物質を同時に低減させることができる、と報告されている。

このように群噴孔ノズルは従来噴孔ノズルに比べ非常に優れている。しかし、実機性能では今ひとつ成果が上がらなかったという声もあり、群噴孔ノズルに関する研究はまだ不十分であると言える。群噴孔ノズルには従来噴孔ノズルより多くのパラメータが存在し、それらの変化が噴霧、混合気特性や機関性能にどの様に影響を及ぼすのか、さらなる研究が必要とされている。

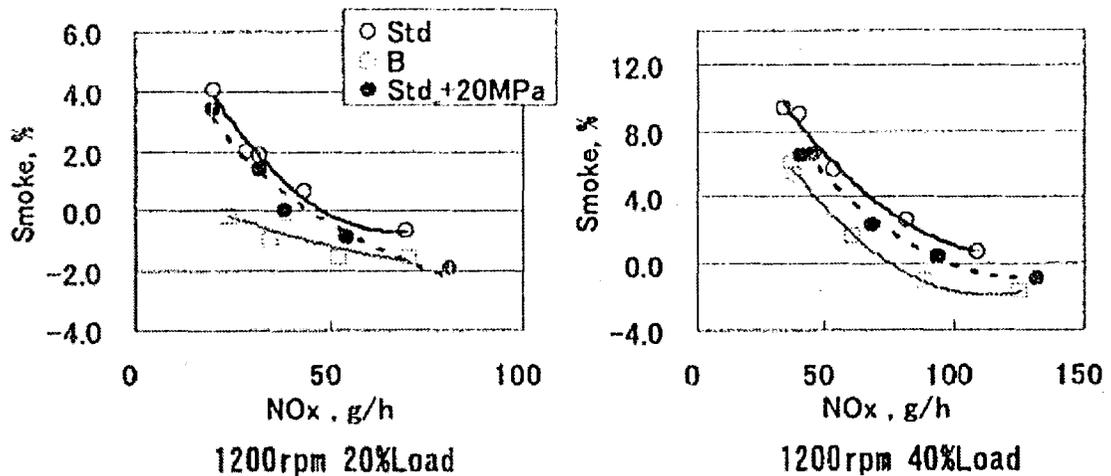


図 1.18 群噴孔ノズルを用いた時の NOx および PM の排出量 [47]

1.4 本研究の目的

これまで述べたように、直噴ディーゼル機関の排気性能は、燃焼室内での燃料と空気の混合状況に大きく依存する。そのため、燃焼室内に噴射された燃料をできるだけ小さな液滴に微粒化し、噴霧内に多くの空気を取り込んで蒸発を促進させることが重要である。燃料噴射を一行程中に複数回に分けて行う時間的分割や、小径噴孔が微小間隔で配置された群噴孔ノズルを用いる空間的分割は、これを達成するための一手法である。燃焼室内の空気利用率向上のためには、噴霧の混合気特性を調べ、その最適な仕様を見つける必要がある。また混合気形成過程の解明にあたり、噴霧内への雰囲気導入過程を知ることも必要不可欠である。さらに、噴霧の燃焼過程を観察することも有用であると考えられる。そこで本研究では噴霧を空間的に分割する群噴孔ノズルに着目し、以下の3つの項目について研究を行うことにした。

- (1) 二波長レーザー吸収散乱 (LAS: Laser Absorption Scattering) 法を、群噴孔ノズルから噴射された噴霧のような非軸対称噴霧にも適用できるように改良し、その計測精度を確認する。高温高压容器内に燃料を噴射し、撮影された画像を LAS 解析することで噴霧先端到達距離や、噴霧中に存在する燃

料蒸気の質量を求める。これにより、群噴孔ノズルが噴霧の蒸発特性に与える影響を明らかにする。

- (2) LIF-PIV (Laser Induced Fluorescence - Particle Image Velocimetry) 法を用いて噴霧へ導入される雰囲気速度分布を測定し、群噴孔ノズルから噴射された燃料噴霧への雰囲気導入過程を明らかにする。本方法では、レーザを容器内に浮遊させたトレーサ（ローダミン B 水溶液）に照射し、カメラ前に設置された光学フィルタによってトレーサ粒子の蛍光のみを撮影するため、計測結果に大きな影響を及ぼすトレーサ粒子の特性についても調べ、その計測精度を検討する。
- (3) ボトムビュー方式の可視化機関を用い、群噴孔ノズルが直噴ディーゼル機関の着火、燃焼過程に及ぼす影響を調べる。そのために、高速度撮影した画像を輝度解析することで火炎の発達状況を、二色法温度解析することですすの発生状況などの燃焼特性を調べる。

1.5 本論文の構成

1.4 節で述べた研究項目に関して、本論文は以下のように構成される。

第 1 章では、直噴ディーゼル機関の燃焼方式の動向、時間的分割噴射や空間的分割噴射（群噴孔ノズル）噴霧の発達と混合気形成過程の現象解明の現状について述べ、本論文の目的と構成について述べている。

第 2 章では、燃料噴霧の液相と蒸気相の同時定量計測が可能な二波長レーザ吸収散乱法の原理について述べ、本計測の試験燃料であるジメチルナフタレンの吸光特性やモル吸光係数について述べている。また非軸対称噴霧にも適用可能な解析方法を新たに開発し、その解析方法や精度についても述べている。その中で、完全蒸発噴霧の蒸気質量測定結果と既知の燃料噴射質量が誤差約 11% で一致していることを示している。

第 3 章では、二波長レーザ吸収散乱法を用い、群噴孔ノズルから噴射され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っている。噴霧の蒸

発割合と先端到達距離を同時に評価できる E-P (Evaporation-Penetration) マップを考案し、群噴孔ノズルの噴孔間開き角度がこれらに及ぼす影響について考察している。またその時の噴霧発達のメカニズムについても考察している。

第4章では、燃料噴射条件や雰囲気条件が噴霧内への雰囲気導入に及ぼす影響を調べている。準定常運動量理論や無次元噴射パラメータを用いることでノズル噴孔径、燃料噴射圧力、雰囲気密度、群噴孔ノズル化が噴霧内へ導入される雰囲気質量に及ぼす影響について考察している。

第5章では、LIF-PIV法を用いて噴霧周囲雰囲気の流動を調べるため、その計測原理について述べている。計測に大きな影響を及ぼすトレーサ粒子の特性について述べ、トレーサ粒子の噴霧への追従遅れについて考察している。またLIF-PIV法を典型的な噴霧に適用し、妥当な結果が得られていることを示している。

第6章では、LIF-PIV法を用いて噴霧周囲雰囲気の流動を解析した結果について述べている。群噴孔ノズルから噴射された噴霧に取り込まれる周囲雰囲気の流動と噴霧干渉の関係を明らかにするため、レーザシートの配置を噴孔配列と観察方向が垂直になる Vertical 方向と、噴孔配列と観察方向が平行になる Parallel 方向の2方向に設定して測定を行い、群噴孔ノズルの雰囲気導入のメカニズムについて考察している。

第7章では、ボトムビュー方式の可視化機関を用い、群噴孔ノズル化が直噴ディーゼル機関の着火、燃焼、排気生成過程に及ぼす影響について述べている。高速度撮影した画像を輝度解析することで火炎の発達状況を、二色法温度解析することですすの発生状況を調べ、また、同時に測定した筒内圧力から熱発生率や筒内温度の解析を行うことで、群噴孔ノズルを用いた場合のすす低減メカニズムについて考察している。

第8章では、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の非軸対称噴霧解析への適用

2.1 緒言

直噴ディーゼル機関からの有害排出物質を低減させるためには、噴射された燃料噴霧内に多くの空気を取り込んで燃料液滴の蒸発を促進した上で、均一な混合気を形成することが重要である[1-2]。現在、様々な方面で高温高圧雰囲気中に噴射された蒸発噴霧の混合気形成に関する研究が進められているが、蒸気と液滴が同時に存在している噴霧の定量的な測定は複雑であり、これらの分離同時計測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。

混合気濃度の計測では、測定対象に非接触で計測できるレーザーを応用した計測が主体であり[3]、表 2.1 に示すように LIF (Laser Induced Fluorescence) 法[4-6]、LIEF (Laser Induced Exciplex Fluorescence) 法[7-8]、ラマン散乱法[9]、レーリ散乱法[10]、ホログラフィー法[11]、二波長レーザー吸収散乱 (LAS : Laser Absorption Scattering) 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（以降、LAS 法と記す）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[12]。本研究では本方法を用いて噴霧内の液相と蒸気相質量の定量的な解析を行った。

これまで、LAS 法で解析できるのは、噴霧が噴霧軸から同心円状に広がる、軸対称な噴霧に限られていた[13-14]。しかし、実際の機関においては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ーへの衝突は避けられず、衝突後は非軸対称な噴霧になると考えられる。また群噴孔ノズルは、噴孔配置が幾何学的に非軸対称であるため、そこから噴射される噴霧は非軸対称になる[15]。そこで本研究では、このような噴霧に LAS 法を適用するために、新たに、非軸対称噴霧用 LAS 法を開発した。

本章では、まず従来の軸対称噴霧用 LAS 法の計測原理について解説し、その後、本方法を非軸対称噴霧へ適応するための改良点について述べる。また完

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

全蒸発噴霧の蒸気相質量を算出することで、本方法の蒸気相計測精度について検討した。

2.2 計測原理

2.2.1 液相・蒸気相の同時分離計測原理

図 2.1 に示すように、強度 I_0 で燃料によって吸収される波長 λ_i と吸収されない波長 λ_r のレーザー光が燃料噴霧を通過して強度 I_i になったとする。この時、燃料に吸収される波長 λ_i の透過光減衰率 $\log(I_0/I_i)$ は液滴の散乱、液相の吸収、

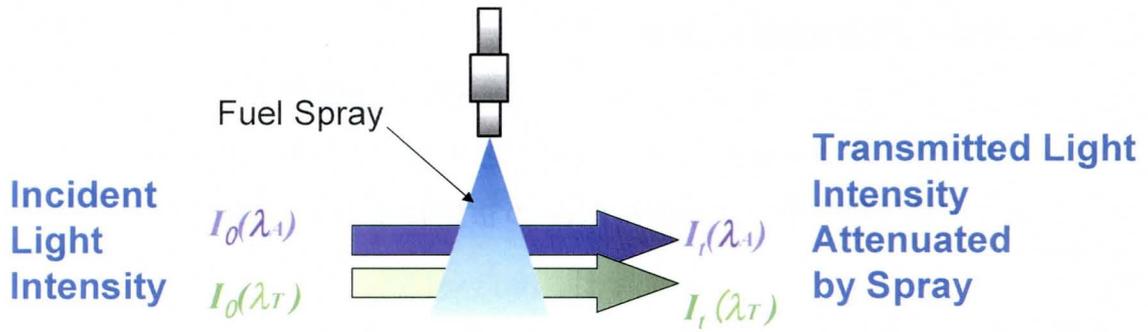


図 2.1 噴霧内での散乱と吸収による入射光（吸収波長と非吸収波長）の減衰

蒸気相の吸収によって式(2.1)のように、また燃料に吸収されない波長 λ_T の透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{\lambda_T}$ は液滴の散乱のみによって式(2.2)のように表すことができる。

$$\log(I_0/I)_{\lambda_A} = \log(I_0/I)_{Lsca} + \log(I_0/I)_{Labs} + \log(I_0/I)_{Vabs} \quad (2.1)$$

$$\log(I_0/I)_{\lambda_T} = \log(I_0/I)_{Lsca} \quad (2.2)$$

- ここで、 λ_A : 燃料に吸収される波長 [nm]
 λ_T : 燃料に吸収されない波長 [nm]
 $\log(I_0/I)_{Lsca}$: 液滴の散乱による透過光減衰率
 $\log(I_0/I)_{Labs}$: 液相の吸収による透過光減衰率
 $\log(I_0/I)_{Vabs}$: 蒸気相の吸収による透過光減衰率

後から述べるように、燃料に吸収される波長 λ_A のレーザ光は、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項にある液相の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Labs}$ は無視できる。蒸気相の吸収による透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Vabs}$ と、液滴の散乱による透過光減衰率 $\log(I_0/I)_{Lsca}$ は、それぞれ式(2.3)と式(2.4)のように表せる。

$$\log(I_0/I)_{Vabs} = \log(I_0/I)_{\lambda_A} - \log(I_0/I)_{\lambda_T} \quad (2.3)$$

$$\log(I_0/I)_{Lsca} = \log(I_0/I)_{\lambda_T} \quad (2.4)$$

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

2.2.2 光吸収理論による蒸気相濃度の算出

図 2.2 に示すように、入射光強度 I_0 のレーザ光が、光路長 L 、蒸気相濃度 C_v の領域を通過して、透過光強度が I_t になったとする。この時の燃料蒸気による透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)_{vabs}$ は、Lambert-Beer の法則により式 (2.5) で与えられる [16].

$$\begin{aligned} \log(I_0/I_t)_{vabs} &= k \cdot C_v \cdot L \\ &= \frac{\varepsilon}{MW} \cdot C_v \cdot L \times 10^2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

ここで、 k : 吸光係数 [m^2/kg]
 L : 光路長 [m]
 ε : モル吸光係数 [$l/(\text{mol} \cdot \text{cm})$]
 MW : 分子量 [kg/kmol]

よって、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、蒸気相濃度 C_v は式 (2.6) のように求めることができる。

$$C_v = \frac{MW \cdot \log(I_0/I_t)_{vabs}}{\varepsilon \cdot L \times 10^2} \quad (2.6)$$

当量比は、実際に費やされた空気と燃料の比（空燃比 AF_v ）に対する理論空燃比 AF_{storch} の比で定義されている [17] ので、蒸気相の当量比は、蒸気相濃度 C_v と、空気濃度 C_a を用いて次式より求められる。

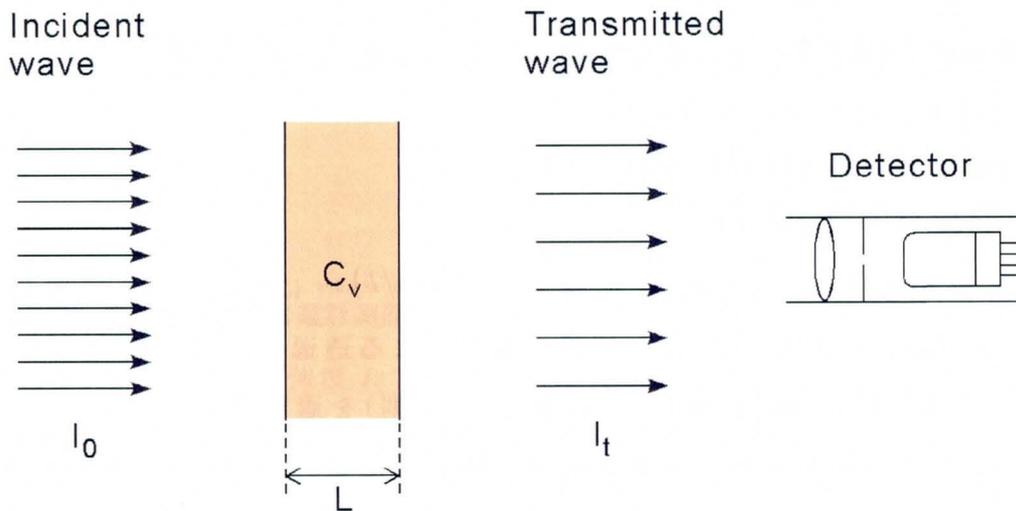


図 2.2 Lambert-Beer の法則

$$\Phi_v = \frac{AF_{stoich}}{AF_v} = \frac{AF_{stoich}}{\left(\frac{C_a}{C_v}\right)} \quad (2.7)$$

また、 C_nH_m で表される炭化水素系燃料の理論空燃比 AF_{stoich} は、次式のようになる [18].

$$AF_{stoich} = \frac{4.76 \cdot (n + \frac{m}{4})}{12n + m} \cdot 28.9 \quad (2.8)$$

本研究では、試験燃料としてジメチルナフタレン ($C_{10}H_6(CH_3)_2$) を用いているので、 $n=12$, $m=12$ となり、式 (2.8) より AF_{stoich} は 13.2 となる.

2.2.3 光散乱理論による液相濃度の算出

図 2.3 に示すように、燃料に吸収されない波長の光が燃料噴霧のような液滴粒子群中を通過する時、入射光強度 I_0 と (液滴の散乱によって) 減衰された光の強度 I_t は Bouguer-Lambert-Beer の法則により、次式のようになる [19].

$$\frac{I_t}{I_0} = \exp\left(-\int_0^L K_{ext} \cdot dl\right) \quad (2.9)$$

ここで K_{ext} は液滴の減衰係数で、次式によって表される.

$$K_{ext} = \int_0^\infty R(m, D, \lambda, \theta) \cdot Q_{ext}(m, D, \lambda) \cdot \frac{\pi}{4} D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \quad (2.10)$$

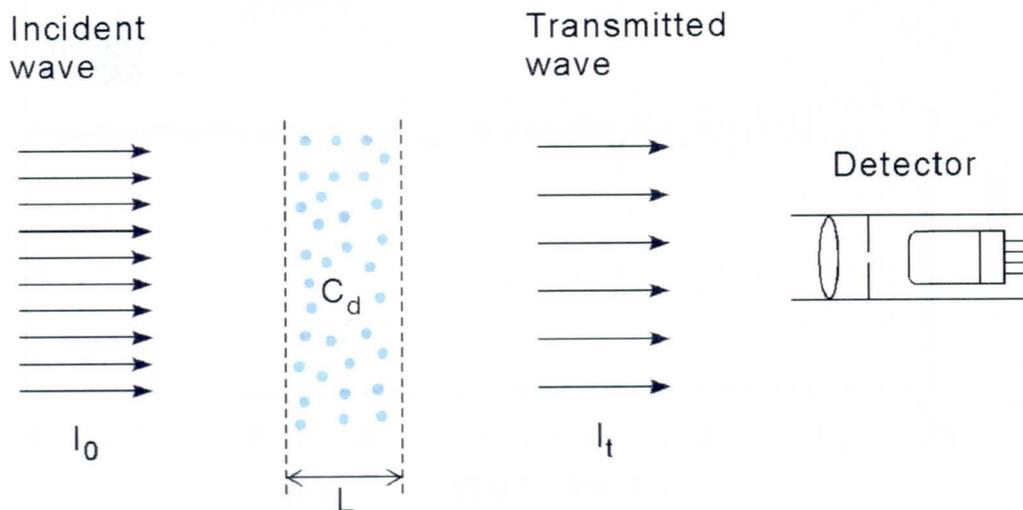


図 2.3 Bouguer-Lambert-Beer の法則

蒸気相濃度に与える影響は小さいと考えられる[23]。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(2.9)と式(2.10)は次式のように簡略化できる。

$$\frac{I_l}{I_0} = \exp\left[-R \cdot Q_{ext} \int_0^l \int_0^\infty \frac{\pi}{4} D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \cdot dl\right] \quad (2.11)$$

そこで噴霧の液滴表面積密度 A_f を式(2.12)のように定義する。この時液滴表面積密度は、噴霧内局所の液滴による透過光減衰率 $\log(I_0/I_l)_{l_{sca}}$ と式(2.11)を用いて式(2.13)のように表せる[21]。

$$A_f = \int_0^\infty \frac{\pi}{4} D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \quad (2.12)$$

$$A_f = \frac{2.303 \cdot \log(I_0/I_l)_{l_{sca}}}{R \cdot Q_{ext} \cdot l} \quad (2.13)$$

一方、液相濃度 C_d は式(2.14)で与えられる。式(2.12)、式(2.14)および式(2.15)で定義されるザウタ平均粒径 D_{32} を用いることで、液相濃度 C_d は式(2.16)のようになる。

$$C_d = \int_0^\infty \rho_f \cdot \frac{\pi}{6} \cdot D^3 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD \quad (2.14)$$

$$D_{32} = \frac{\int_0^\infty D^3 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD}{\int_0^\infty D^2 \cdot n \cdot f(D) \cdot dD} \quad (2.15)$$

$$C_d = \frac{2}{3} \cdot \rho_f \cdot D_{32} \cdot A_f \quad (2.16)$$

ここで、 ρ_f : 燃料密度 [kg/m^3]

最終的に、液相濃度 C_d は式(2.13)と式(2.16)より次式で求められる。

$$C_d = \frac{2}{3} \cdot \rho_f \cdot D_{32} \cdot \frac{2.303 \cdot \log(I_0/I_l)_{l_{sca}}}{R \cdot Q_{ext} \cdot l} \quad (2.17)$$

噴霧全体のザウタ平均粒径 D_{32} は、透過光減衰法により、次式のようになる。

$$D_{32} = \frac{0.63 \cdot R \cdot Q_{ext} \cdot M_d}{\rho_f \cdot \sum \{\log(I_0/I_l)_{l_{sca}} \cdot \Delta S\}} \quad (2.18)$$

ここで、 M_d : 噴霧中に含まれる燃料液滴の質量 [kg]
 ΔS : 単位投影面積 [m²]
 $\sum \log(I_0/I)_{I_{sca}}$: 液滴の散乱のみによる透過光減衰率の噴霧投影面積全体にわたっての合計 [-]

また燃料の液相当量比 ϕ_d は、次式のように表すことができる。

$$\Phi_d = \frac{AF_{stoich}}{AF_d} = \frac{AF_{stoich}}{\left(1 - \frac{C_d}{\rho_f}\right) \cdot \frac{\rho_a}{C_d}} \quad (2.19)$$

ここで、 ϕ_d : 液相の当量比 [-]
 AF_{stoich} : 理論空燃比 [-]
 AF_d : 液相の空燃比 [-]
 ρ_a : 雰囲気密度 [kg/m³]

2.2.4 試験燃料

噴霧内の濃度分布の解析を行うためには、LAS 法に適した試料を用いる必要がある。ディーゼル燃料である軽油は多種の成分から構成されており、各成分によって吸収波長が異なるため、正確な濃度測定が困難である。そのため試料選定基準を設け、それらを満たす物質を試料燃料として用いた。その主な基準は以下の3つである。

- (1) 試料の沸点、粘度、蒸発特性等の物性値がディーゼル燃料である軽油に近い。
- (2) ある特定範囲の波長の光を強く吸収し、それ以外の波長の光を吸収しない。
- (3) 紫外光で Lambert-Beer の法則が成り立ち、吸光係数の温度依存性が小さい。

実際の燃焼室内の状態を模擬するためには、沸点や蒸発特性が軽油に近くなければならない。また、噴射試料の粘度等が噴霧に影響すると考えられるため、1つ目の基準を満たしていなければならない。

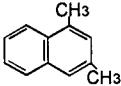
LAS 法では、試料に吸収される波長 λ_a と、試料に吸収されない波長 λ_r の 2

つの波長の光を用いることで、液相と蒸気相濃度の同時計測を行う。そのため2つ目の選定基準のように、特定の波長の光 λ_i を強く吸収し、それ以外の領域の光 λ_r をほとんど吸収しない試料が必要である。

式(2.6)に示すように、燃料蒸気濃度は吸光係数によって決定される。吸光係数は温度によって変化するが、非軸対称解析においては、噴霧内の混合気温度を求めることは困難である。吸光係数の温度依存性が小さければ濃度解析の誤差を小さくすることができるため、3つ目の基準を満たしている試料燃料が望ましい。

本研究では、燃料に吸収される波長 λ_i 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_r として第二高調波(532nm)を用いた。波長 λ_i の光で強い吸収される芳香族の中から、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、比較的軽油に物性が近い試料を候補とした。表 2.2 にそれらの物性値を示す[24]。

表 2.2 候補試料の物性値[24]

| Substance | Diesel JIS #2 | n-Tridecane $C_{13}H_{28}$ | n-Tetradecane $C_{14}H_{30}$ | n-Penta-decane $C_{15}H_{32}$ | n-Cetane $C_{16}H_{32}$ | 1,3-Dimethyl-naphthalene $C_{10}H_6(CH_3)_2$ | α -Methyl-naphthalene $C_{10}H_7(CH_3)$ |
|--|------------------|-------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|----------------------------|---|---|
| Boiling point °C (1 atm.) | ~273 | 235 | 253.7 | 270.6 | 287.0 | 265.2 | 244.7 |
| Density kg/m^3 (20°C, 1 atm.) | ~830 | 756 | 760 | 770 | 780 | 1018 | 1016 |
| Kinetic viscosity (10^{-6}) m^2/s (20°C, 1 atm.) | ~3.86 | 2.47 | 3.04 | 3.73 | 4.52 | 3.95 | 2.58 |
| Refractive index in visible light (20°C, 1 atm.) | | | | | | 1.6102 | 1.6419 |
| Molecular structure | | MMMM | MMMM | MMMM | MMMMM |  |  |

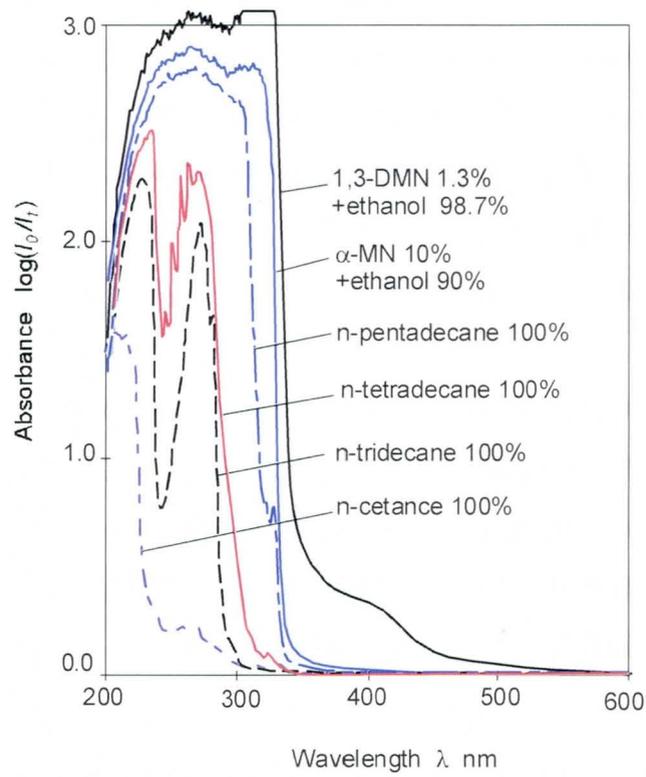


図 2.5 候補試料の液相における吸収スペクトル [24]

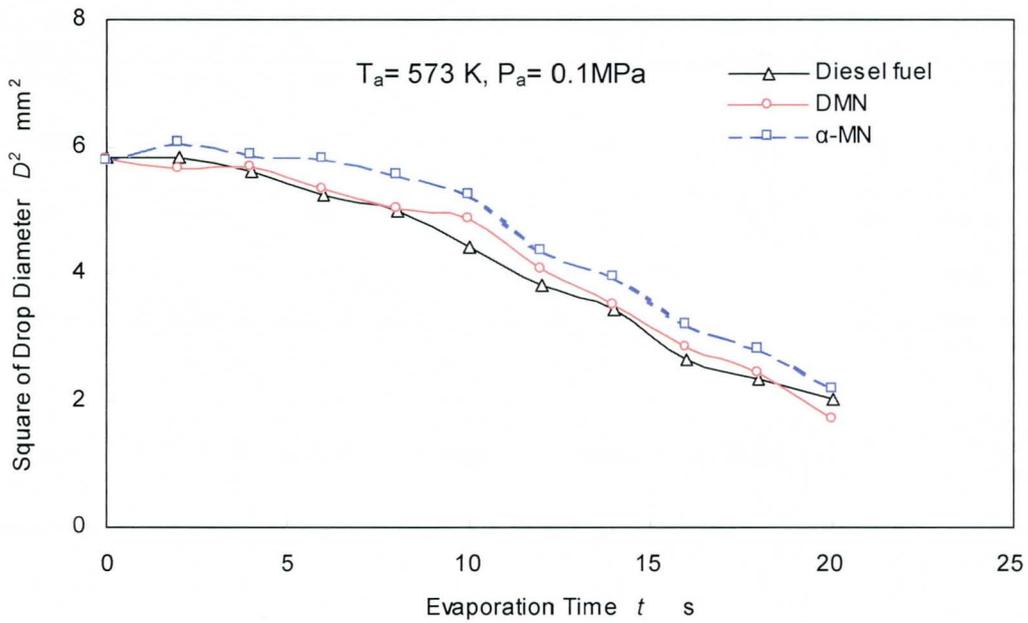


図 2.6 候補試料の蒸発特性 [24]

候補試料の液相における吸収スペクトルを図 2.5 に示す[24]. ジメチルナフタレンは本研究で用いる波長 $\lambda_i=266\text{nm}$ を含む紫外域において最も強く光を吸収する. この吸光は, 紫外光が入ってくると二重結合部の電子遷移が起こり, これにより発生した電子が光を吸収するためである[25]. 一方, 波長 $\lambda_r=532\text{nm}$ の光をほとんど光を吸収しない.

また, ジメチルナフタレンと α -メチルナフタレンの液滴の蒸発特性を図 2.6 に示す[24]. これを見てもジメチルナフタレンの蒸発速度は軽油に近いことがわかる.

以上より, 本研究において噴射試料としてジメチルナフタレンを用いることにした.

2.3 軸対称噴霧の濃度分布解析法

2.3.1 光路長の計算法

本研究では燃料蒸気および液滴の透過光減衰率を実験により求め, 式(2.6)および式(2.17)より噴霧内の局所的な蒸気および液滴の濃度を求める. 蒸気濃度は式(2.6)で求められるが, ここで試料燃料の分子量 MW は既知であり, モル吸光係数 ε は吸収スペクトル測定装置を用いて実験することにより得られる. また前述したように R の値もわかっており, 今回実験を行うことによって波長 λ_i および λ_r の光の減衰率 $\log(I_0/I)$ がそれぞれ求まる. よって光路長 L がわかれば蒸気濃度が算出できる. 同様に液滴濃度は式(2.17)より求められ, 実験により波長 λ_r の透過光減衰率がわかるので, 未知数は蒸気の時同様, 光路長 L のみとなる.

そこで, 玉ねぎの皮むきモデル[12]と呼ばれる手法を用いて光路長を求め, 蒸気と液滴の濃度を算出する. 玉ねぎの皮むきモデルでは, 噴霧は軸対称であると仮定する. また噴霧断面を区間幅が一定で微小な同心円状の要素に分けることにより, 各要素内の燃料蒸気および液滴は一様な分布をしていると考えることができ, その仮定のもとで解析を行っていく.

図 2.7 に光が噴霧を通過した時の噴霧断面の様子を示す. 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

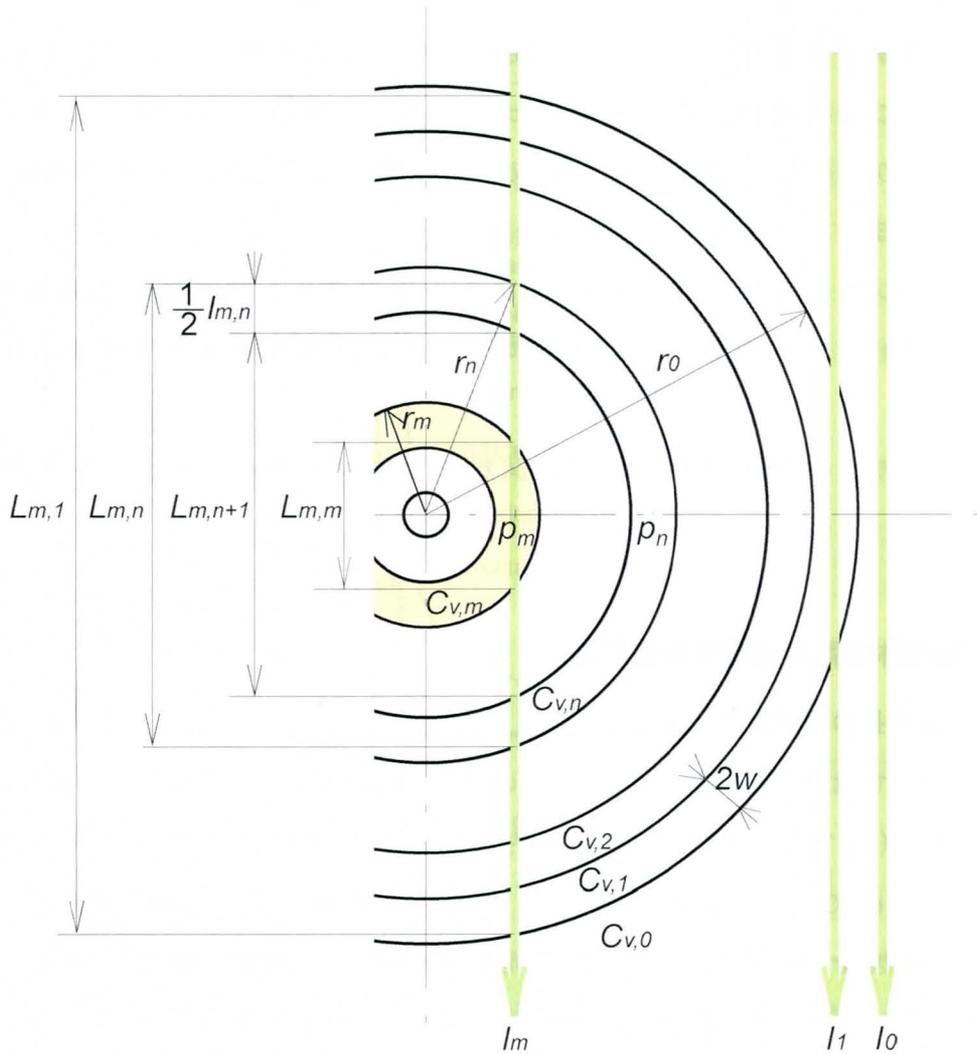


図 2.7 玉ねぎの皮むきモデル

過して減衰された光を I_1 , 2 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. ここで, 外側から m 番目の要素を通過する光 I_m について考える. この時光 I_m は外側から順に 1 番目, 2 番目, ..., $m-1$ 番目と通過していき m 番目を通り, $m-1$ 番目, $m-2$ 番目, ..., 1 番目を通って噴霧を抜けていく. その間の n 番目の要素を通過する時の光路長を考える. 図 2.7 に示すように, この時の光路長を $l_{m,n}$ と表す. ここで, 図 2.7 に示す記号を用いると,

$$l_{m,n} = L_{m,n} - L_{m,n+1} \quad (2.20)$$

となる. ここで, 幾何学的関係より, 次のようになる.

$$r_n^2 = p_m^2 + \left(\frac{1}{2} L_{m,n} \right)^2 \quad (2.21)$$

$$L_{m,n} = 2\sqrt{r_n^2 - p_m^2} \quad (2.22)$$

ここで、 r_n は n 番目の要素の外径、 p_m は m 番目の要素の外径と内径の中間点（光が通過する点）までの距離である。 r_n と p_m はそれぞれ次式で与えられる。

$$r_n = r_0 - (n-1) \cdot 2w \quad (2.23)$$

$$p_m = r_0 - (m-1) \cdot 2w - w \quad (2.24)$$

ここで、 r_0 は 1 番外側の要素の外径 (= r_1) であり、 $2w$ は各要素の間隔である。噴霧を分割する要素の数を x とすると、図 2.7 より r_0 は次式で与えられる。

$$r_0 = x \cdot 2w - w \quad (2.25)$$

以上より、式 (2.20) に式 (2.22) ~ 式 (2.24) を代入すると、光路長 $l_{m,n}$ が算出される。式 (2.37) は一般的に成り立つが、 m と n が等しい時には適用されず、その時の光路長 $l_{m,m}$ は次式で与えられる。

$$l_{m,m} = L_{m,m} (= L_{m,n}), \quad m = n \quad (2.26)$$

2.3.2 濃度分布の解析法

ここでも、図 2.7 に示すような噴霧断面を考える。まず、一番外側の要素のみを光が通過する場合、式 (2.5) より蒸気相による透過光減衰率は次式で表せる。

$$\log(I_0 / I_t)_{Vabs} = \frac{\varepsilon \cdot 10^2}{MW} \cdot C_v(1) \cdot l_{1,1} \quad (2.27)$$

次に外側から 2 番目と i 番目の要素を通過する時を考えると、透過光減衰率は式 (2.28) と式 (2.29) のようになる。

$$\log(I_0 / I_t)_{Vabs} = \frac{\varepsilon \cdot 10^2}{MW} \cdot (C_v(1) \cdot l_{2,1} + C_v(2) \cdot l_{2,2}) \quad (2.28)$$

$$\log(I_0 / I_t)_{Vabs} = \frac{\varepsilon \cdot 10^2}{MW} \cdot \sum_{k=1}^i (C_v(k) \cdot l_{i,k}) \quad (2.29)$$

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。

$$C_v(i) = \frac{1}{l_{i,i}} \cdot \left[\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{MW}{10^2} \cdot \log(I_0 / I_t)_{\text{obs}} - \sum_{k=1}^{i-1} (C_v(k) \cdot l_{i,k}) \right] \quad (2.30)$$

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。

$$C_l(i) = \frac{1}{l_{i,i}} \cdot \left[\frac{2}{3} \cdot \rho_f \cdot D_{32} \cdot \frac{2.303 \cdot \log(I_0 / I_t)_{\text{sca}}}{R \cdot Q_{\text{ext}}} - \sum_{k=1}^{i-1} (C_l(k) \cdot l_{i,k}) \right] \quad (2.31)$$

式(2.30)、式(2.31)に光路長(式(2.20)、式(2.26))を代入することで、各要素における蒸気、液滴濃度を算出することができる。

2.3.3 噴霧内混合気温度の計算法

燃料蒸気濃度は式(2.6)に示すように、モル吸光係数によって決定され、このモル吸光係数は温度に依存する。また式(2.7)および式(2.19)に示した噴霧内の燃料蒸気および液滴の当量比は、霧囲気気体密度によって変化し、これも温度に依存する。そのため、噴霧内の濃度分布を正確に求めるためには、噴霧内の混合気温度を求める必要がある。しかしディーゼル噴霧のような高密度噴霧では、噴霧内の各所の混合気温度を測定するのは困難である。そのため本実験では、ある霧囲気温度モデルを用いて、噴霧内の混合気温度を決定している。

噴霧が高温霧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霧囲気温度より低下する。この時、式(2.32)のように、燃料液滴が蒸発するのに必要な熱量は霧囲気空気から供給される、という熱量バランス式を与えることで噴霧内の混合気温度 T_{mix} を求めることができる(式(2.33)) [13]。

$$C_v \cdot L + C_v \cdot (c_{fv} \cdot T_{\text{mix}} - c_{fl} \cdot T_{l0}) = C_a \cdot (c_a \cdot T_a - c_a \cdot T_{\text{mix}}) \quad (2.32)$$

$$T_{\text{mix}} = \frac{C_v \cdot (c_{fl} \cdot T_{l0} - L) + C_a \cdot c_a \cdot T_a}{C_v \cdot c_{fv} + C_a \cdot c_a} \quad (2.33)$$

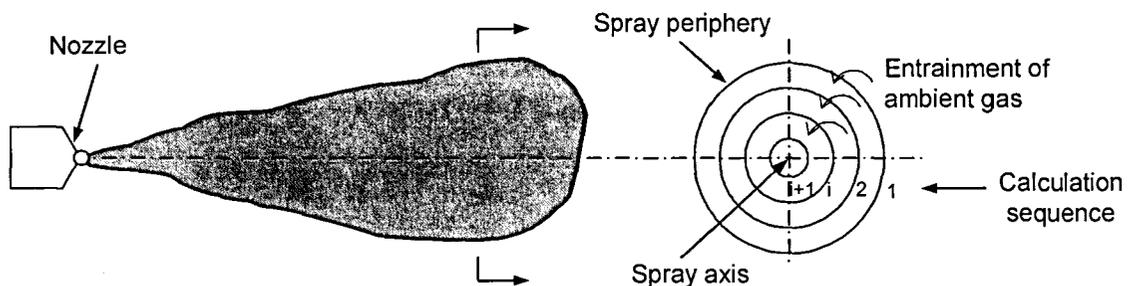


図 2.8 噴霧内混合気温度の算出モデル

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玉ねぎの皮むきモデルに対応して、図 2.8 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(2.33)は噴霧内の混合気温度 $T_{mix}(i)$ として次式のようなになる。

$$T_{mix}(i) = \frac{C_v(i) \cdot (c_{fl} \cdot T_{l0} - L) + C_a(i) \cdot c_a \cdot T_a(i)}{C_v(i) \cdot c_{fv} + C_a(i) \cdot c_a} \quad (2.34)$$

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[26]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(2.34)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(2.34)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。

2.3.4 解析の流れ

図 2.9 に、軸対称噴霧中の燃料蒸気および液滴濃度分布解析のフローチャー

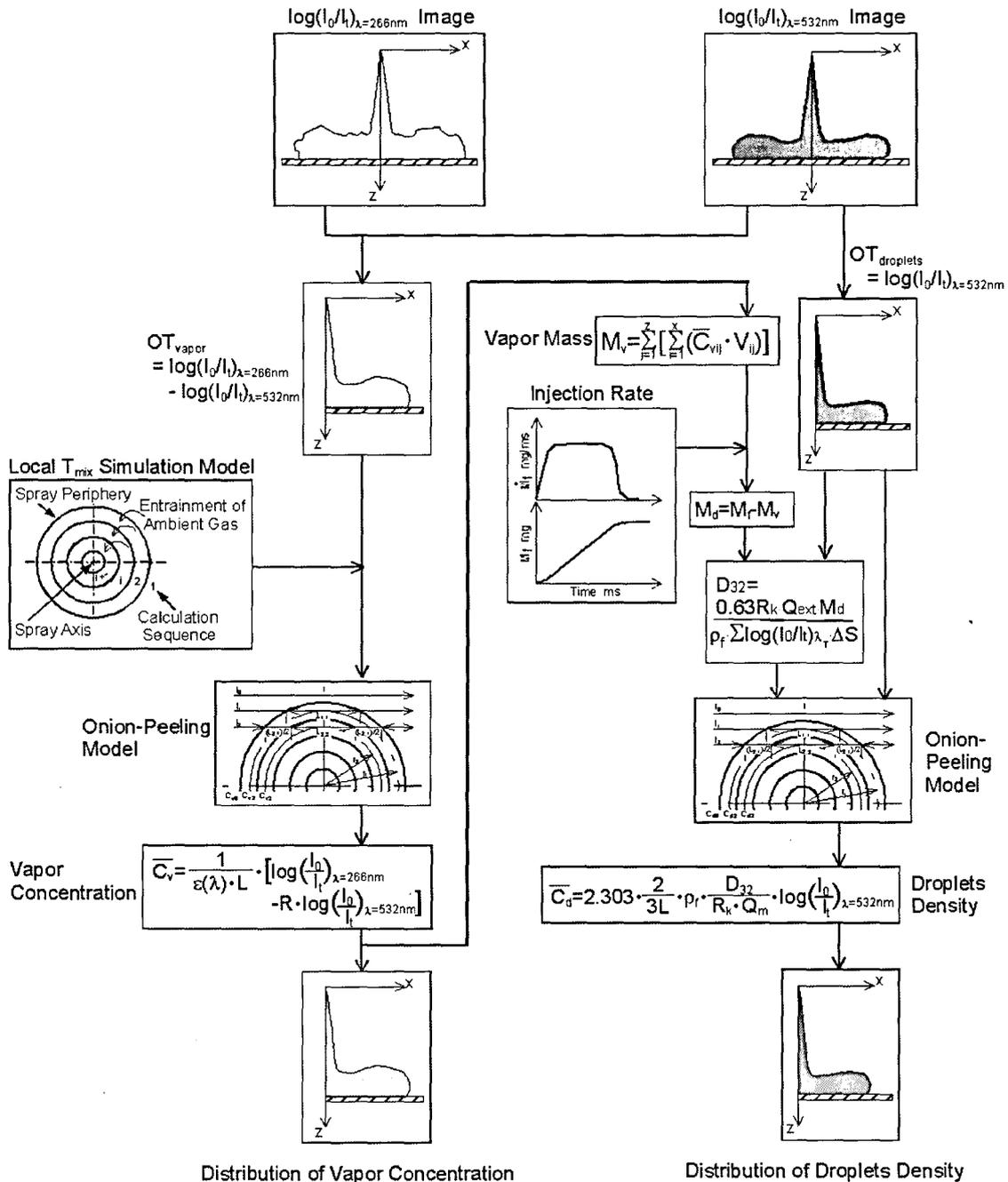


図 2.9 軸対称噴霧の濃度分布解析フローチャート

トを示す。

まず、実験により可視および紫外の透過光減衰画像が得られる。紫外と可視の透過光減衰画像の差分により得られる画像は、燃料蒸気による透過光減衰率画像であり、それを噴霧軸対称と仮定して玉ねぎの皮むきモデルを用いて噴霧の外側の要素から蒸気濃度が順次求められていく (式(2.30))。この時の混合

気温度の計算は、先に述べた温度モデルを導入して行う（式(2.34)）。噴霧軸断面の燃料蒸気濃度が求められたら、各要素の濃度と、その要素を噴霧軸の回りを回転させた時の体積より、噴霧全体に存在する蒸気相質量が求められる。

次に液滴濃度の解析に移る。噴霧中に存在する液相質量は、撮影時刻までに噴射された燃料噴射量から、先に求めた蒸気相質量との差をとることで得られる。液相質量が求められたら噴霧全体のザウタ平均粒径 D_{32} を計算（式(2.18)）、蒸気の時と同様玉ねぎの皮むきモデルで液滴濃度を算出する（式(2.31)）。このようにして、噴霧軸断面の燃料蒸気と燃料液滴の濃度分布の解析を行う。

2.3.5 解析精度

(1) 非蒸発噴霧による液相吸収

2.2.1 項で述べたように、試料燃料を吸収する波長（本研究では $\lambda_i=266\text{nm}$ ）の光では、燃料液滴の吸収による光の減衰を無視できると仮定している。それを確認するため、2波長において非蒸発噴霧の撮影を行い、紫外光（ $\lambda_i=266\text{nm}$ ）および可視光（ $\lambda_r=532\text{nm}$ ）の減衰率を比較した。

常温高圧雰囲気中にジメチルナフタレンを噴射すると、非蒸発噴霧であるため燃料蒸気は存在しない。そのため、紫外光は燃料液滴の吸収と散乱によって減衰され、可視光は燃料液滴の散乱によって減衰される。この時、紫外光と可視光の透過光減衰率が等しいならば、紫外光における燃料液滴の吸収による光の減衰はなく、紫外光および可視光はともに燃料液滴の散乱のみによって減衰されたと考えてよい[27]。

図 2.10 に示す紫外光および可視光画像は、撮影された画像を処理し、透過光減衰率 $\log(I_0/I_t)$ の画像にした一例である[27]。この画像において、ノズル先端から 50mm の位置における紫外光と可視光の噴霧半径方向の透過光減衰率を比較した。その結果を図 2.11 に示す[27]。これを見ると、紫外光と可視光の減衰率はよく一致している。このことより、波長 $\lambda_i=266\text{nm}$ の紫外光においては、ジメチルナフタレン液滴の吸収による光の減衰はほとんどないと考えてよい[27]。また、非蒸発噴霧において紫外光と可視光の透過光減衰率が一致してい

るので、2つの波長における液滴（の散乱）による透過光減衰率は等しいとしてもよい。つまり、紫外光と可視光の透過光減衰率の差分によって燃料蒸気による透過光減衰率を求めることができる。

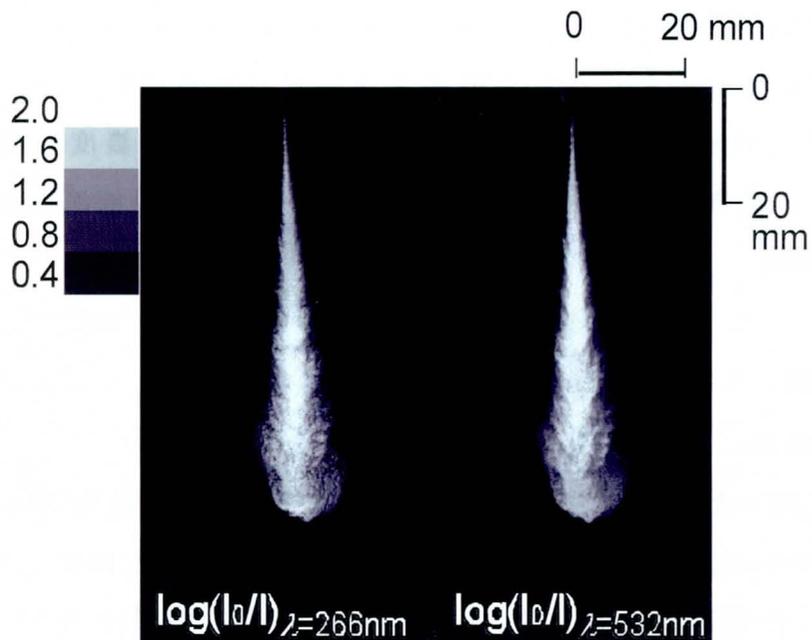


図 2.10 可視光および紫外光における非蒸発噴霧の透過光減衰率画像 [27]

($T_a=300\text{K}$, $P_a=1.4\text{MPa}$, $P_{inj}=90\text{MPa}$, $M_f=1.78\text{mg}$, $t_s=1.56\text{ms}$, $d_0=0.21\text{mm}$)

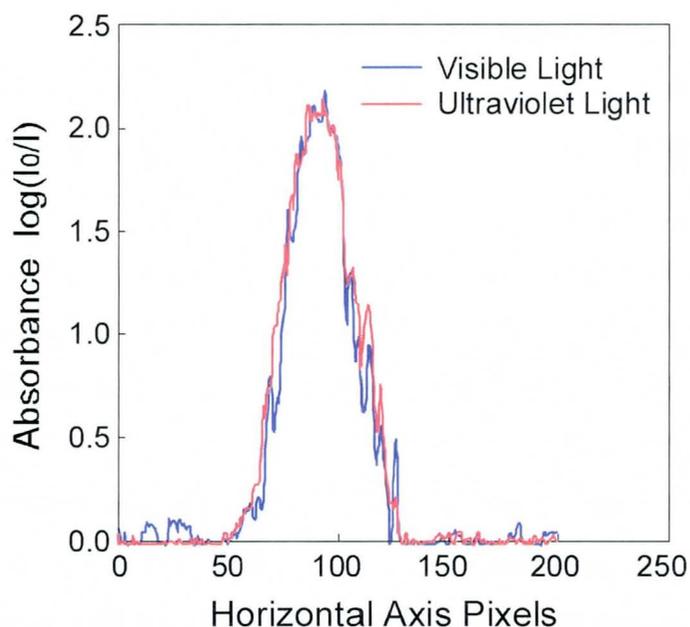


図 2.11 可視光および紫外光における透過光減衰率の分布 [27]

(2) 完全蒸発噴霧による蒸気相計測精度の検討

LAS 法では、図 2.9 のフローチャートで示したように、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を算出し、次に、既知である噴射量から蒸気相質量を差し引くことで蒸発せずに残存している液相質量を求める。そのため、本計測法の精度は、蒸気相質量について検討すれば十分である。そこで、完全に液滴が蒸発している完全蒸発噴霧の撮影を行った。図 2.12 に、撮影された透過光減衰画像（影画像）の一例を示す。液相と蒸気相の影響を受ける紫外光画像には噴霧が映っており、液相のみに影響を受ける可視光画像には何も映っていない。これらの画像を LAS 解析することで蒸気相質量を求めた。予めその時の燃料噴射量を測定しておき、両者の質量を比較することで本計測法および解析法の精度を評価した。もちろん、算出された蒸気相質量と噴射量が近づけば近づくほど計測精度がよいと言える。

図 2.13 に、解析によって得られた蒸気相質量と、実際に測定した燃料噴射量との関係を示す。○プロットが自由噴霧、△プロットが壁面衝突噴霧の解析結果を示しており、解析結果と噴射量が一致する場合を直線で示している。蒸気相質量はほぼ実線付近に分布しており、計測精度としても直線で示した± 10% の計測精度となる範囲にほぼ収まっている。これより本計測法および解析法は本研究を進めるにあたって十分であると判断した。

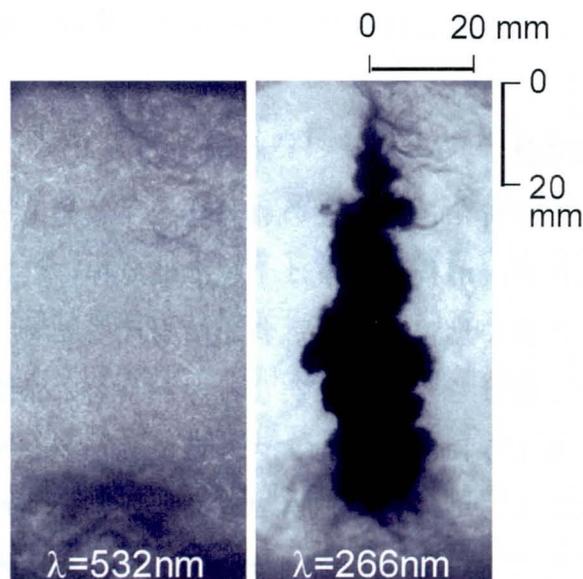


図 2.12 完全蒸発噴霧の透過光減衰画像（軸対称噴霧）

($T_a=760\text{K}$, $P_a=3.9\text{MPa}$, $P_{inj}=120\text{MPa}$, $M_f=3.4\text{mg}$, $t_s=2.0\text{ms}$, $d_0=0.135\text{mm}$)

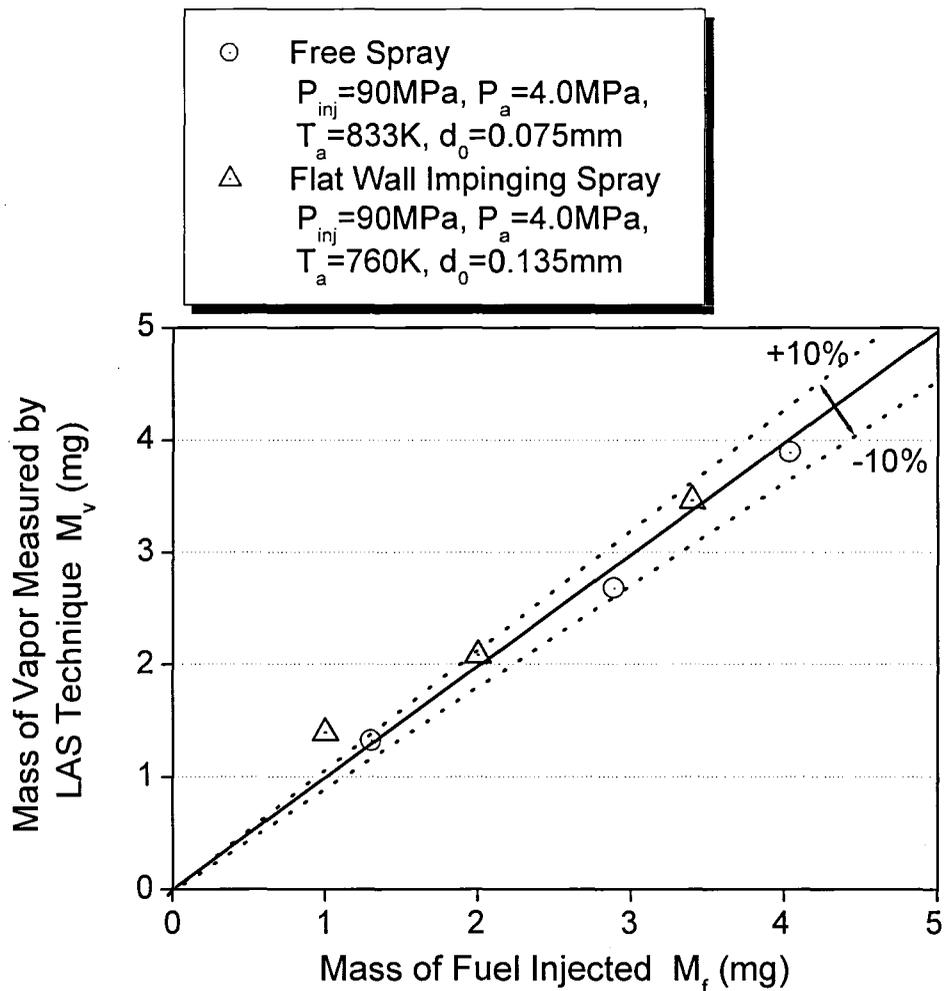


図 2.13 解析による蒸気相質量と噴射量との関係（軸対称解析）

2.4 非軸対称噴霧の解析法

これまで述べてきた解析法は、噴霧の軸対称性を仮定した玉ねぎの皮むきモデルを適用していたため、解析の対象はすべて軸対称の噴霧であった。しかし、実際の機関においては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ーへの衝突は避けられず、衝突後は非軸対称な噴霧になると考えられる。また次章で述べるように、群噴孔ノズルは噴孔配置が幾何学的に非軸対称であるため観察方向によって噴霧の形が異なり、そこから噴射される噴霧は非軸対称になる[15]。こうした非軸対称性の噴霧に LAS 法を適用するために、以下に述べる非軸対称噴霧用 LAS 法を開発した[28]。

2.4.1 噴霧内蒸気相・液相質量の計算法

蒸気相の吸収による透過光減衰率の式 (2.6) 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 に示したように、入射強度 I_0 のレーザ光が蒸気相濃度 C_v の光路長 L の領域を通過して強度 I_l になるとする。この時、光路中の長さ L の領域の蒸気相による透過光減衰率は以下の式で表すことができる。

$$\log(I_0/I_l)_{vabs} = \frac{\varepsilon \cdot 10^2}{MW} \cdot C_v \cdot L \quad (2.35)$$

式 (2.35) を光路方向に積分することにより、光路の単位断面面積あたりの蒸気相質量の積算値 $\overline{C_v}$ を求めることができる。

$$\begin{aligned} \overline{C_v} &= \int_l C_v dl = \frac{MW}{\varepsilon} \int_l \log\left(\frac{I}{I+dI}\right)_{vabs} dl \\ &= \frac{MW \cdot \log(I_0/I_l)_{vabs}}{\varepsilon} \end{aligned} \quad (2.36)$$

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

式 (2.36) を噴霧領域全体 S にわたって積分することで、燃料噴霧中の蒸気相質量 M_v を求めることができる (式 (2.37))。

$$M_v = \int_S \overline{C_v} dS = \int_S \frac{MW \cdot \log(I_0/I_l)}{\varepsilon} \times 10^{-2} dS \quad (2.37)$$

ただし、非軸対称解析では玉ねぎの皮むきモデルが使えないため、光路長 (噴霧の奥行き長さ) を求めることができない。噴霧の体積が未知なので燃料濃度を求めることができず、2.3.3 項で述べた噴霧内の温度計算モデルが使えない。そこで、式 (2.36) 中のモル吸光係数は光路中で一定と仮定している。しかし実際には、噴霧内の光路中で燃料蒸発により温度が低下していると考えられ、温度によって変化するモル吸光係数を一定とすることは誤差要因となる。

図 2.14 に、温度がモル吸光係数に及ぼす影響を示す。温度が低下するとモル吸光係数は増加する [28] が、雰囲気圧力が高くなるほどその増加割合は小さくなる。例えば雰囲気圧力 3.0MPa において、温度が 773K から 723K に低下した

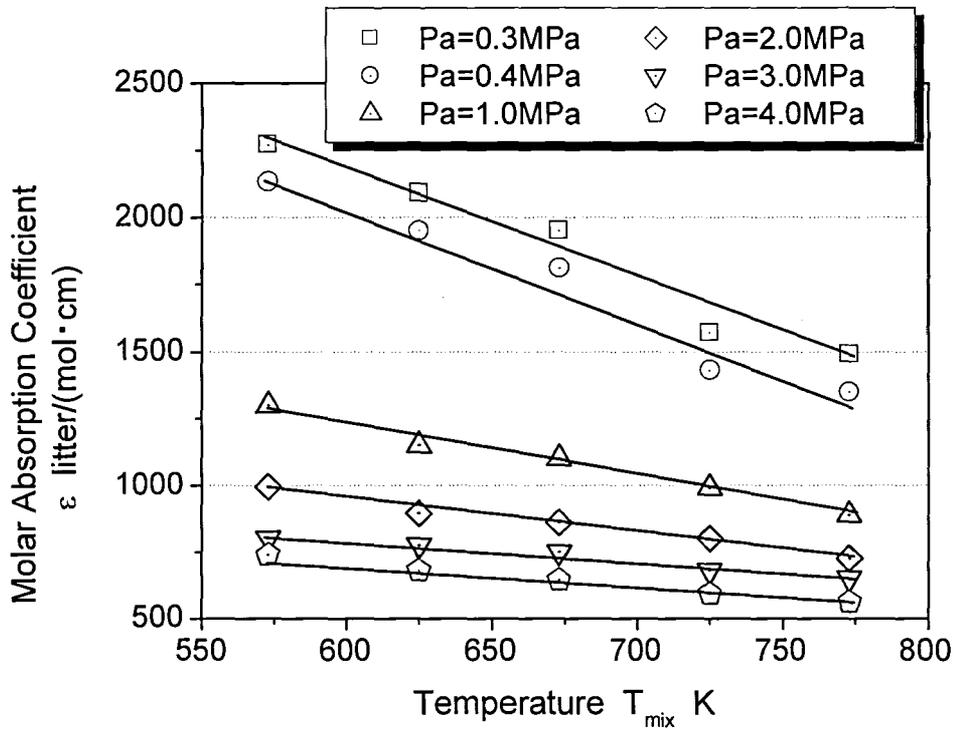


図 2.14 雰囲気温度がモル吸光係数に及ぼす影響 [28]

時，モル吸光係数の増加割合は約 5 % である [28]。燃料蒸発による噴霧内の温度低下は最大で約 50 °C である [15] ことや，実際の実験条件（雰囲気温度 760K，雰囲気圧力 3.9MPa）を考えると，モル吸光係数の変化が解析結果に与える影響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。

また液相の分布は，式 (2.17) と式 (2.18) より，

$$C_d = \frac{1}{l} \cdot M_d \cdot \frac{\log(I_0 / I_t)_{L_{sca}}}{\sum_S \log(I_0 / I_t)_{L_{sca}} \cdot \Delta S} \quad (2.38)$$

$$\bar{C}_d = \int C_d dl = M_d \cdot \frac{\log(I_0 / I_t)_{L_{sca}}}{\sum_S \log(I_0 / I_t)_{L_{sca}} \cdot \Delta S} \quad (2.39)$$

M_d は燃料噴霧中に存在する液相質量であり，噴射量から蒸気相質量 M_v を引いて求める。

2.4.2 解析の流れ

図 2.15 に、軸対称噴霧中の燃料蒸気および液滴濃度分布解析のフローチャートを示す。非軸対称噴霧では、噴霧の軸対称性を仮定した玉ねぎの皮むきモデル

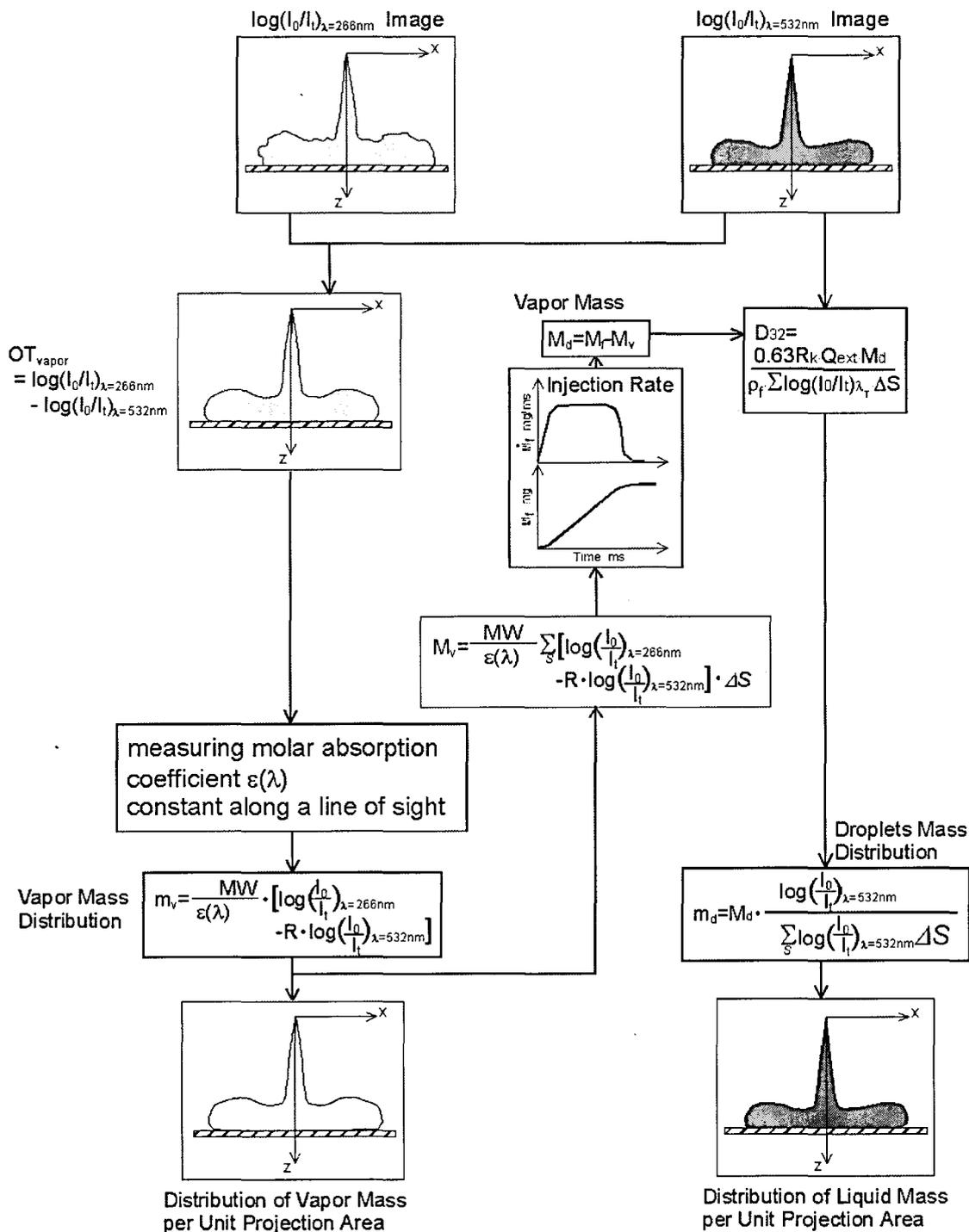


図 2.15 非軸対称噴霧の質量分布解析フローチャート

ルが使用できない。したがって、噴霧内の局所濃度を求めることはできないが、噴霧単位投影面積あたりに存在する液相・蒸気相質量を算出することができる。さらにこれを噴霧全体にわたって積分することで、噴霧内に存在する液相・蒸気相質量を求めることができる。ただしこの時、混合気の温度は雰囲気温度と等しい、と仮定している。

2.4.3 解析精度

蒸発噴霧（軸対称）を、軸対称噴霧解析法と非軸対称噴霧解析法を用いて解析した。図 2.16 に透過光減衰画像の一例を示す。また、解析結果を図 2.17 に示す[29]。全撮影タイミングを通して非軸対称噴霧の方が蒸気相質量が多い。前述したように、非軸対称解析では温度算出モデルが使えず、噴霧内局所の温度を雰囲気温度としている。つまり噴霧内のモル吸光係数は噴霧全域にわたって一定であるが、実際は燃料液滴の蒸発により温度が低下している。その結果、実際よりもモル吸光係数が小さく見積もられ、蒸気相質量が多くなったと考えられる[29]。

完全蒸発噴霧の撮影を行い、それを非軸対称噴霧解析法を用いて解析した。

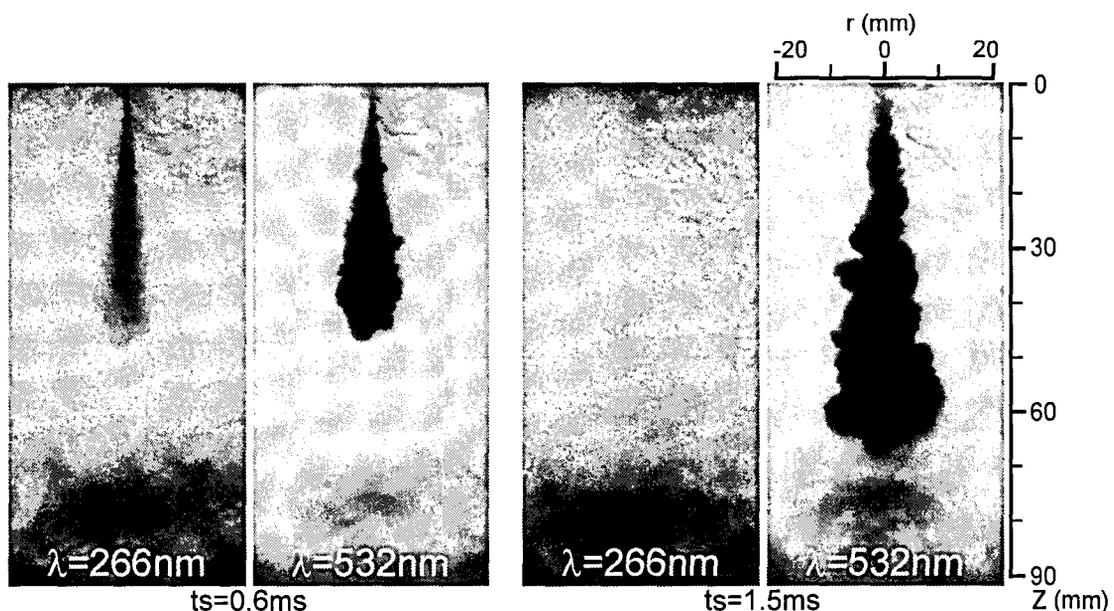


図 2.16 軸対称噴霧の透過光減衰画像

($T_a=760\text{K}$, $P_a=3.9\text{MPa}$, $d_0=0.135\text{mm}$, $P_{inj}=120\text{MPa}$, $M_f=3.4\text{mg}$, $t_s=2.0\text{ms}$)

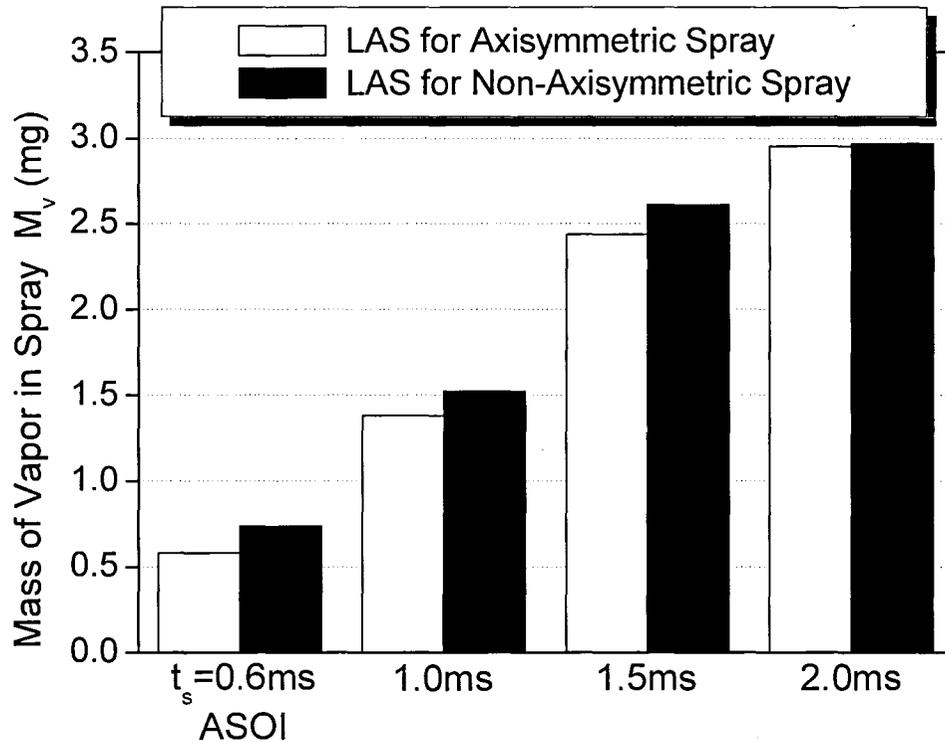


図 2.17 解析方法による蒸気相質量の違い [29]

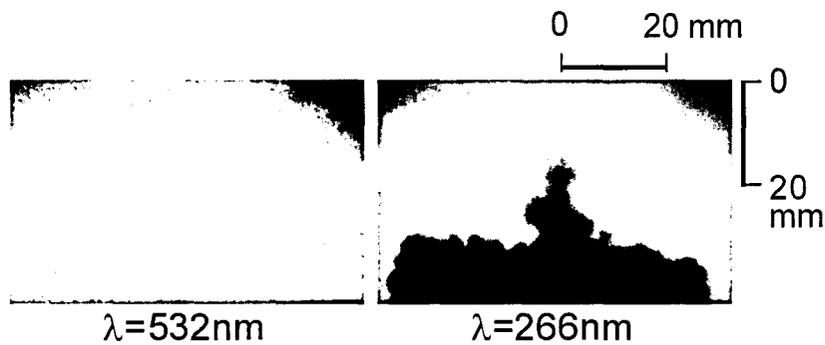


図 2.18 完全蒸発噴霧の透過光減衰画像（非軸対称噴霧）

($T_a=760K$, $P_a=3.9MPa$, $P_{inj}=120MPa$, $M_f=3.4mg$, $t_s=4.0ms$, $d_0=0.135mm$)

撮影された透過光減衰画像の一例を図 2.18 に示すが、図 2.12 同様、可視光画像には何も映っていない。図 2.19 に、解析によって得られた蒸気相質量と、実際に測定した燃料噴射量との関係を示す。○プロットが自由噴霧、△プロットが壁面衝突噴霧の解析結果を示しており、解析結果と噴射量が一致する場合を直線で示している。全てのプロットが実線より上に分布、つまり LAS 解析によって得られた蒸気相質量は実際の噴射量よりも多くなっている。しかし、そ

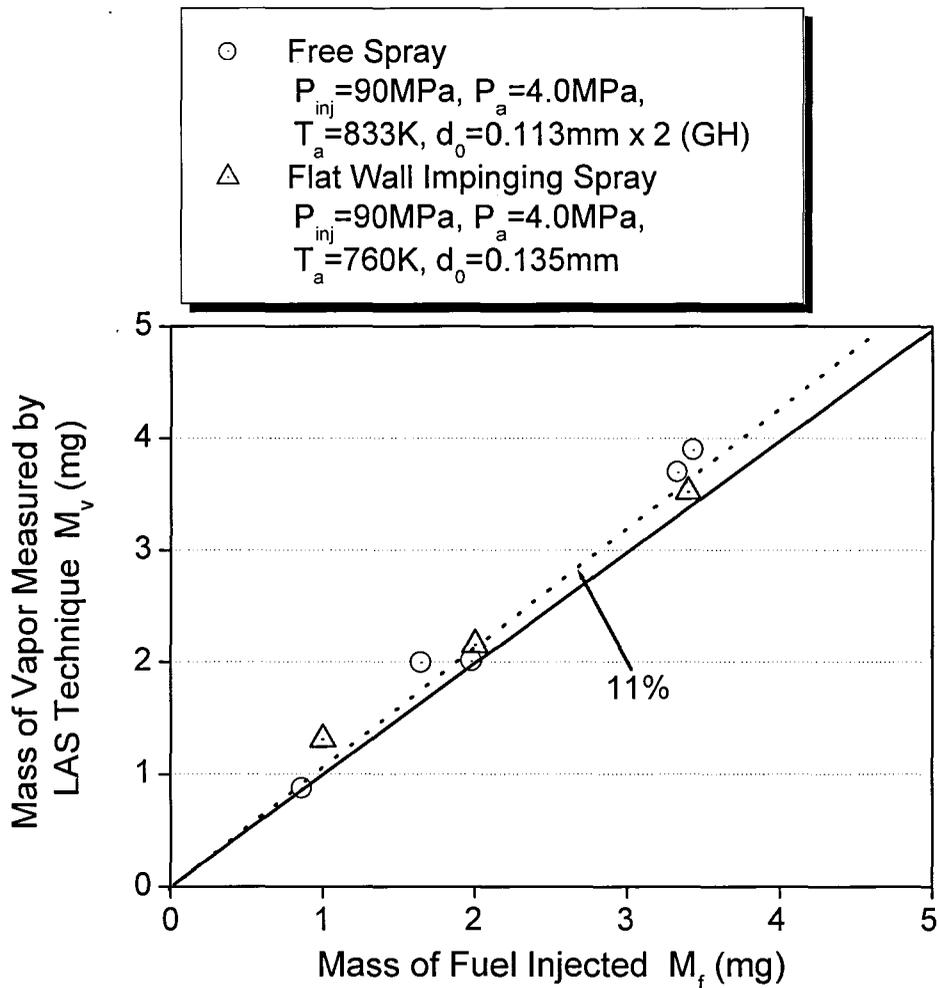


図 2.19 解析による蒸気相質量と噴射量との関係（非軸対称解析）

の平均誤差は 11 % であるため、本方法で噴霧の蒸発特性を評価するには十分な精度があると判断した [29].

2.5 実験装置および方法

LAS 法の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。

2.5.1 光学系

図 2.20 に示すように、光源である Nd:YAG レーザ（Continuum 社製、

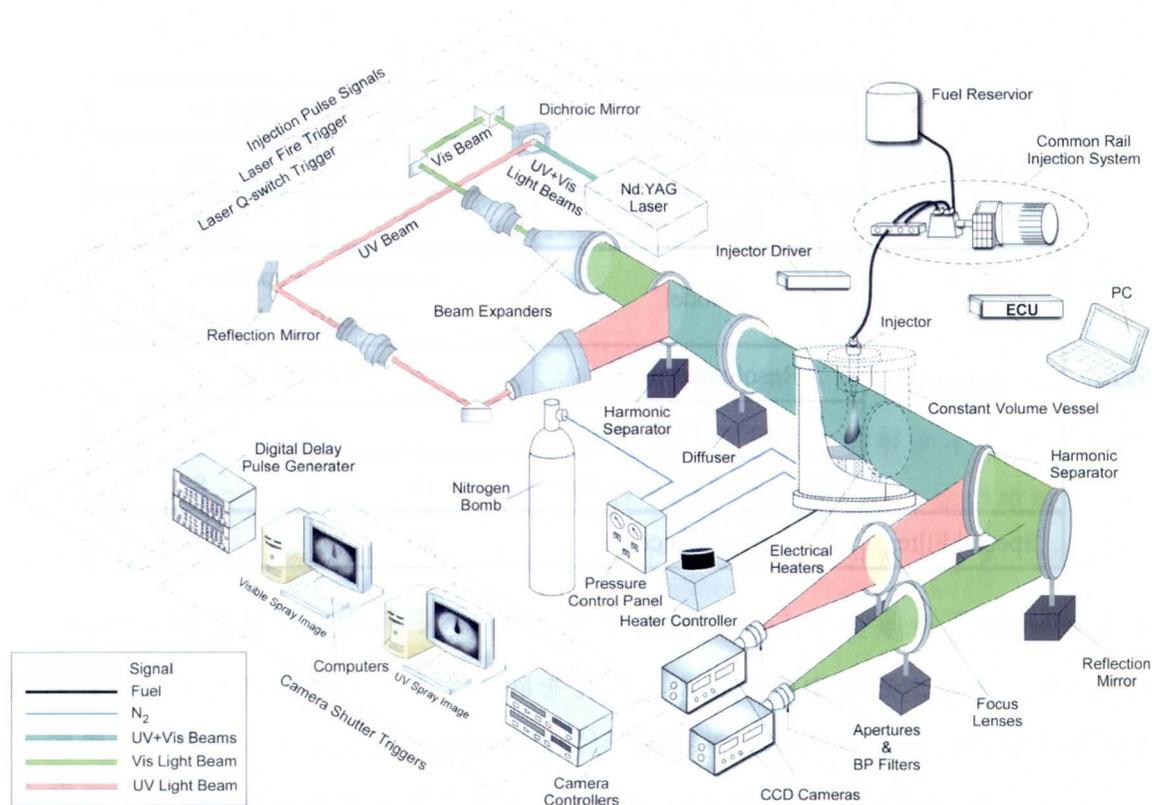


図 2.20 LAS 実験装置の概略

NY61-10) からは、紫外光（第四高調波；266nm）および可視光（第二高調波；532nm）の2つの波長のレーザ光が同時に発振される。2つの波長の光は、紫外領域の光を反射させ可視領域の光を通過させるハーモニックセパレータによって、紫外光と可視光に分離される。分離された2つの光はそれぞれのビームエキスパンダによって、ビーム径が拡大され平行光とされる。その後、2つの光はハーモニックセパレータによって再び合成され、高温高压容器内に噴射された噴霧に照射される。なお、高温高压容器内の雰囲気の詳細な密度むらによって、取り込み画像上に生じる光学的ゆらぎを除去するため、紫外および可視光の入射側の容器観測窓直前に散乱膜(三菱レイヨン社製、ミレファンSX-ポリプロピレンフィルム)を設置した。

光が噴霧を通過すると、紫外光は燃料蒸気による吸収と燃料液滴の吸収および散乱によって減衰され、また可視光は燃料液滴の散乱によって減衰される。減衰された2つの光は再びハーモニックセパレータによって紫外光と可視光に分離され、CCDカメラ(Hamamatsu Photonics社製、C4880-21-24A)に集光される。それぞれの焦点の直前にはヒータからの赤熱光や他波長の入射光を除去

表 2.3 LAS 法光学系の仕様

| | | | |
|-----------------|-------------------------|---------------------------------------|-----|
| Nd:YAG Laser | Model | Continuum, NY61-10 | |
| | Wavelength, nm | 532 | 266 |
| | Energy, mJ | 300 | 50 |
| Camera | Model | Hamamatsu Photonics, CA4880-21-24A | |
| | Resolution, pixels | 512 X 512 | |
| | Expose Time, ms | 20 | |
| | Diameter of Pinhole, mm | 16 | 8 |
| Spectral Filter | Transmittance, % | 80 | 15 |

するために、干渉フィルタ（紫外光用：透過率 15%，可視光用：透過率 80%）を、また、迷光や他波長の入射光を除去するために、紫外光および可視光の焦点位置にはそれぞれ穴径 8mm および 16mm のピンホールを設置した。

その後、紫外光および可視光は CCD カメラによって取り込まれる。取り込まれた画像を画像処理することで、紫外光および可視光の透過光減衰率画像が得られる。これらを解析し、噴霧内の燃料蒸気と燃料液滴の濃度分布を求める。

表 2.3 に、光学系の仕様を示す。

2.5.2 高温高压容器

高温高压容器の両端には、紫外レーザー光と可視レーザー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ている。燃料噴射ノズルは容器上部に取り付けられ、燃料は容器の中に下向きに噴射される。容器下部には円筒型のカンタル線ヒータ（3kW）を設置し、ボルトスライダによって電源電圧を調整しながら窒素ガス充填後に目標温度に達するように昇温した。容器内の雰囲気温度はノズル先端付近に取り付けられた熱電対温度計で測定し、容器内の温度が目標温度前後になったら、雰囲気ガス（窒素）を充填した。この時、吸気管はヒータの方向に向けておき、窒素を吸入することでヒータの熱が容器全体に均一に広がるようにした。容器内壁には熱の損失を防ぐため全面に断熱材を敷き詰めた。

また本研究では群噴孔ノズルという特殊なノズルを用いたため、観察方向によって噴霧特性が異なる。そこで容器上部のノズルアダプタの取り付け方向を90度回転させ、ノズルの2つの噴孔に対してレーザ光が垂直に入射する場合と、平行に入射する場合の2つの方向について噴霧の撮影実験を行った。

2.5.3 燃料噴射系

本研究では、電子制御式コモンレール噴射装置を用いた。本装置では170MPaまでの高圧噴射が可能であり、電子制御により噴射量や噴射タイミング等を任意に設定することもできる。また燃料噴射を数回に分けて行う多段噴射も5段まで可能であり、各噴射の噴射期間を任意に設定することができる。噴射圧力は1MPa、噴射期間や噴射間隔（多段噴射の場合）は1 μ s刻みでの設定が可能である。

噴射ノズルには、噴孔径0.135mmの単噴孔ノズル、これと同一噴孔断面積を持つ群噴孔ノズル、そして群噴孔ノズルの1噴孔あたりの噴孔を持つノズルを用いた。これらのノズルについては後で詳しく述べる。

2.5.4 噴射率計測装置

噴射率の測定にあたっては、Zeuchの方法[30]による噴射率計（小野測器社製、FJ-7000）を用いた。これは、燃料を満たした密閉容器内に燃料を噴射した時に、その噴射量に比例して容器内圧力が上昇することを利用して噴射率を測定する（図2.21）。密閉容器 V_0 の容器内に燃料を V だけ噴射した時の容器内

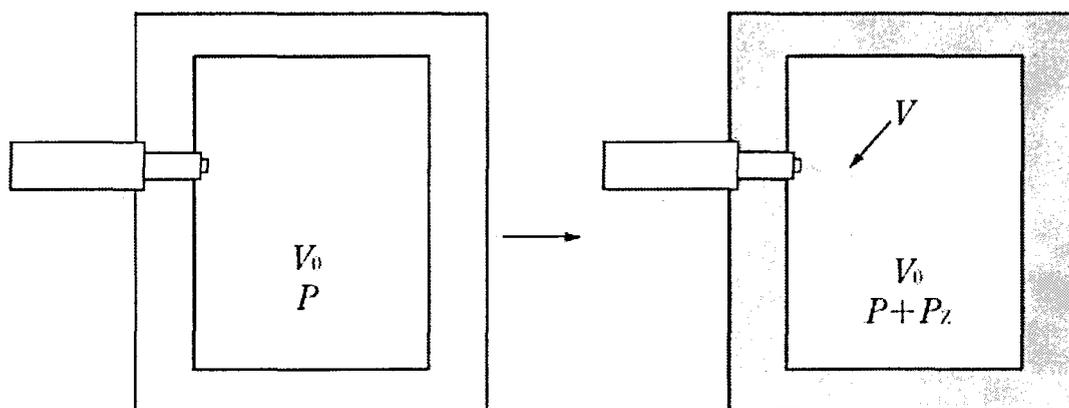


図 2.21 Zeuch の方法による噴射率測定 の原理 [30]

の圧力上昇 ΔP は，燃料の体積弾性係数を k とした時，式(2.40)で表せる．

$$\Delta P = k \frac{V}{V_0} \quad (2.40)$$

噴射率 dV/dt は，上式を時間微分することで求めることができ，式(2.41)で表せる．

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_0}{k} \cdot \frac{dP}{dt} \quad (2.41)$$

さらに得られた噴射率を時間積分することで，噴射量を求めることができる．本研究では，噴射率計を用いて噴射量と噴射期間を決定している．

2.5.5 実験装置の同期

実験装置の同期はデジタル・ディレイ・パルス・ジェネレータ (Stanford Research Systems 製, DG535) を用いて行った．図 2.22 に，噴射装置および撮影装置のタイミングチャートを示す．DG535 の外部トリガ信号 (噴射信号) が入ってから，設定された時間だけ遅延をかけて Nd: YAG レーザのファイアおよび Q スイッチ，また CCD カメラへトリガ信号が送られる．噴射パルスに対して，その他の装置に遅延をかけることで，噴射開始後の任意の時間における噴霧の撮影を行った．

2.5.6 噴霧画像の撮影方法および平均化処理

本研究で撮影された噴霧画像は，噴霧の領域では光は減衰されているため強度は弱くなり，画像では噴霧領域が暗く映し出される．噴霧以外の領域は光が減衰されていないため強度は強く，明るく映し出される．実験時には噴霧画像と，その直前に噴霧なし画像を撮り，それらの差を対数表示することで透過光減衰率画像が得られる．この時画像の明暗は逆転され，噴霧の濃い領域が明るくなり，噴霧以外の領域は暗くなる．

図 2.23 に，紫外光の透過光減衰率画像を示す．図の一番左側は，平均化処理をしていない透過光減衰率画像であり，その隣には，これと同条件で撮影した

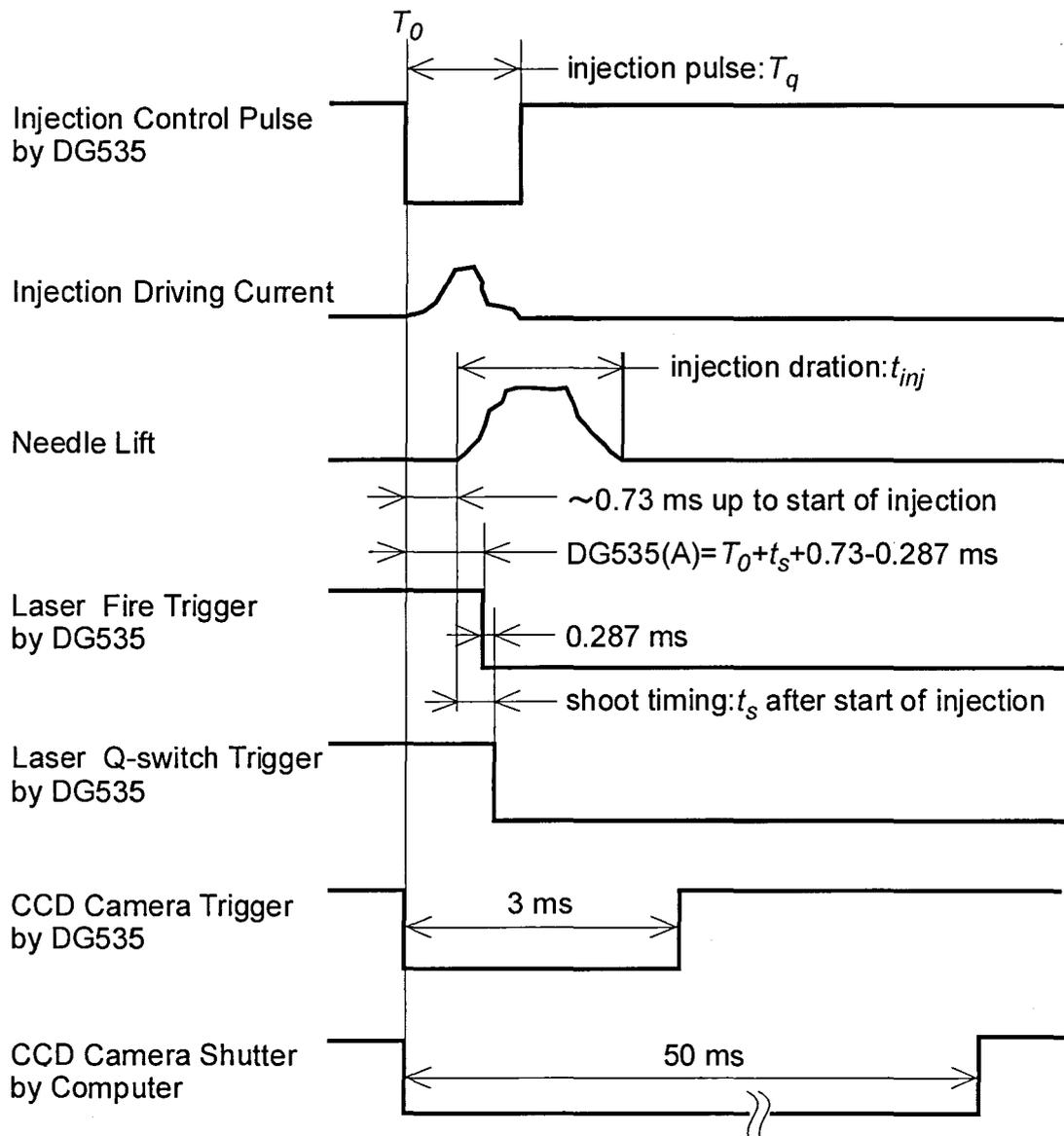


図 2.22 実験装置のタイミングチャート

透過光減衰率画像を 2 枚，4 枚，8 枚平均したものを示している．平均する画像の枚数を増やすほど噴霧の輪郭が滑らかになり，4 枚以上平均すると噴霧形状に違いが見られなくなる．図 2.24 に，平均化処理をしなかった画像と，4 枚平均した場合の透過光減衰率の分布を示す．これは，ノズル先端から任意の距離における透過光減衰率の半径方向分布を示したものである．画像を 4 枚平均すると噴霧が噴孔軸に対してほぼ左右対称となるので，噴霧構造を軸対称として扱えると考えられる．

本研究では同一条件で 4 枚の噴霧を撮影し，それらの平均画像を解析した．

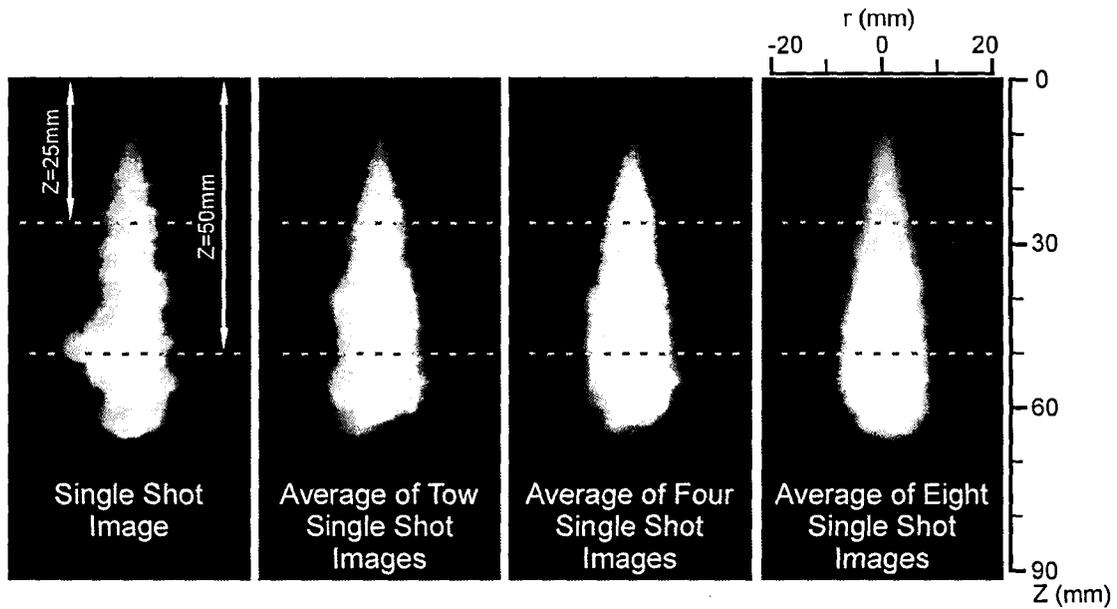


図 2.23 平均化回数による透過光減衰率画像の比較（紫外光）
 ($T_a=760\text{K}$, $P_a=3.9\text{MPa}$, $d_o=0.135\text{mm}$, $P_{inj}=90\text{MPa}$, $M_f=3.4\text{mg}$, $t_s=1.0\text{ms}$)

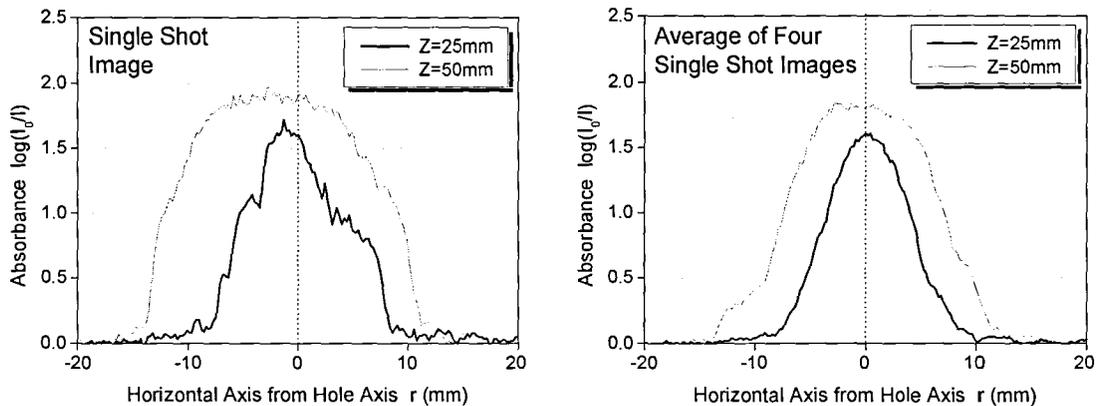


図 2.24 平均化回数が透過光減衰率の分布に及ぼす影響

2.6 結言

直噴ディーゼル噴霧中に存在する液相と蒸気相質量を同時に分離定量計測できる LAS 法の原理について述べた。従来の LAS 解析は軸対称噴霧に限られていたが、本研究では、群噴孔ノズルから噴射された噴霧のような非軸対称噴霧にも本方法を適用できるように改良し、その計測精度を確認した。得られた結

果をまとめると以下のものである。

- (1) 完全蒸発噴霧の蒸気相質量による測定結果と、既知の燃料噴射量を比較することで、軸対称噴霧用 LAS 解析の精度を確認した。LAS 解析によって求まる蒸気相質量は、既知の噴射量に対して± 10 %の誤差があるが、噴霧内の混合気特性を評価する上では十分である。
- (2) 完全蒸発噴霧の蒸気相質量による測定結果と、既知の燃料噴射量を比較することで、非軸対称噴霧用 LAS 解析の精度を確認した。LAS 解析によって求まる蒸気の質量は、既知の噴射量より多くなるが、これは噴霧内の温度を雰囲気温度としているためである。しかしその平均誤差は約 11 %であり、噴霧の蒸発特性を評価する上では十分である。
- (3) 同一条件で撮影した軸対称噴孔ノズルの噴霧画像を 4 枚平均すると、透過光減衰率の分布がノズル噴孔軸に対してほぼ左右対称となり、噴霧構造を軸対称として扱える。

第3章 噴霧発達と混合気形成過程

3.1 緒言

直噴ディーゼル機関においては、すすの排出低減の観点から燃料の高圧噴射と小径噴孔ノズルの組み合わせが注目され、機関性能や噴霧特性の解明が進められている[1-3]。しかし燃料の高圧噴射は機関の負の仕事を増やすことになるため、できるだけ噴射圧力を上げずに燃焼に適した噴霧を形成できることが望まれる。このような背景のもと、群噴孔ノズルがデンソーによって提案された[4-5]。ところが群噴孔ノズルには多くのパラメータ（噴孔間開き角、噴孔間距離など）が存在し、そのパラメータを系統的に変化させて噴霧の発達メカニズムを考察した例はない。

本章では、第2章で開発した非軸対称噴霧用二波長レーザ吸収散乱（LAS: Laser Absorption Scattering）法を直噴ディーゼル噴霧に適用し、自由噴霧と壁面衝突噴霧の計測を行った。群噴孔ノズルの噴孔間開き角が噴霧先端到達距離や蒸発特性に及ぼす影響を調べ、噴霧の発達メカニズムについて考察した。

3.2 実験条件

3.2.1 供試ノズル

図3.1に供試ノズルの概略、表3.1にその仕様を示す。ベースとなるSH/0.135ノズルは、乗用車用4気筒直噴ディーゼル機関に搭載されている6噴孔ノズルの1噴孔と同仕様の、噴孔径0.135mmの単噴孔ノズルである。群噴孔ノズルの効果を調べるため、本研究では、総噴孔断面積と流量がベースノズルと等しく、噴孔間角度の異なる3つの群噴孔ノズル（GH）を用いた。これらのノズルは図3.1に示すように、Vertical方向から見ると（観察方向の定義については次で述べる）左右方向に、Parallel方向から見ると手前～奥行方向に向かって5～15°の開き角がついている。また、SH/0.096ノズルは、群噴孔ノズルの1噴孔に相当する単噴孔ノズルである。

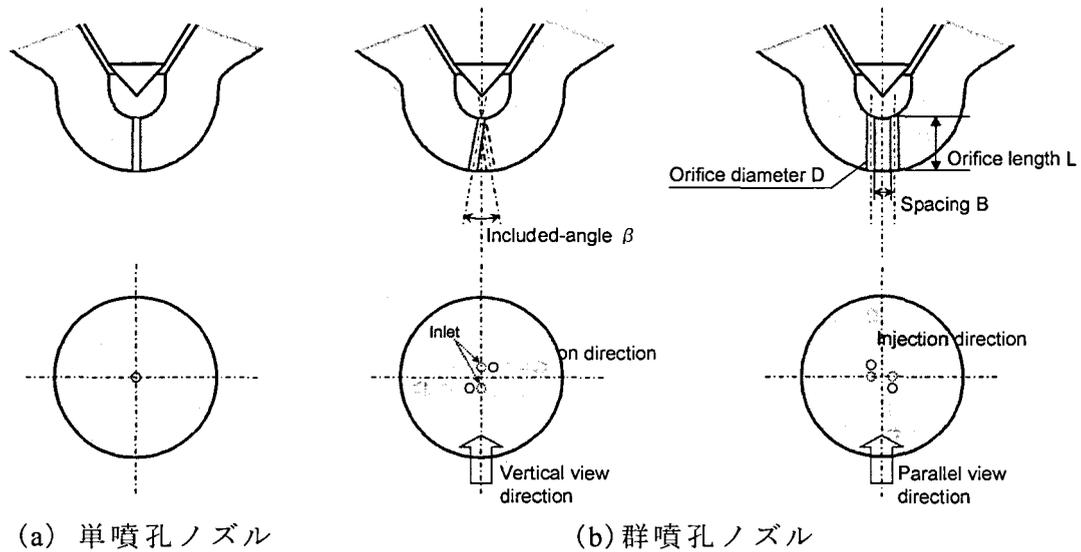


図 3.1 供試ノズルの概略

表 3.1 供試ノズルの仕様

| Nozzle | D, mm | L, mm | β , deg. | B, mm |
|----------------------|-------|-------|----------------|-------|
| SH/0.135 | 0.135 | 0.8 | - | - |
| SH/0.096 | 0.096 | ↑ | - | - |
| GH/0.096/ β 5 | ↑ | ↑ | 5 | 0.254 |
| GH/0.096/ β 10 | ↑ | ↑ | 10 | 0.254 |
| GH/0.096/ β 15 | ↑ | ↑ | 15 | 0.254 |

図 3.1 で示したように、群噴孔ノズルの噴孔配列は幾何学的に非軸対称であるため、そこから噴射した噴霧の軸対称性が失われている可能性がある[6-7]。そこで、レーザ入射方向に対して群噴孔ノズルの 2 つの噴孔が垂直に配列している Vertical と、平行に配列している Parallel の 2 方向から噴霧を撮影した。図 3.2 に撮影方向の定義、図 3.3 に撮影した LAS 画像から得られた透過光減衰率画像の例を示す。

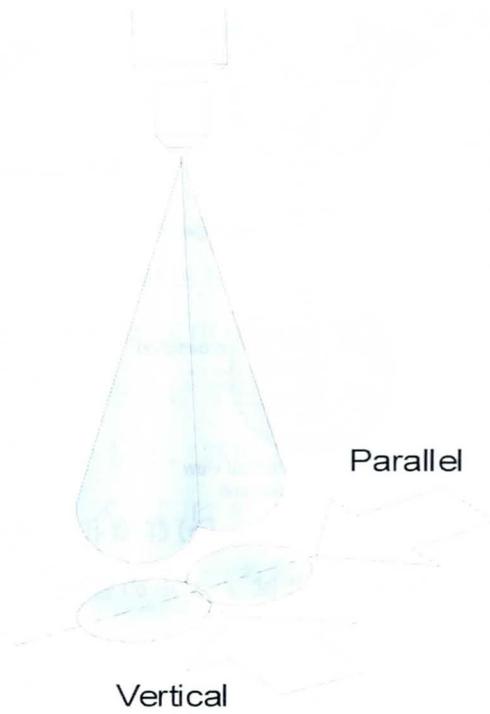


図 3.2 撮影方向の定義

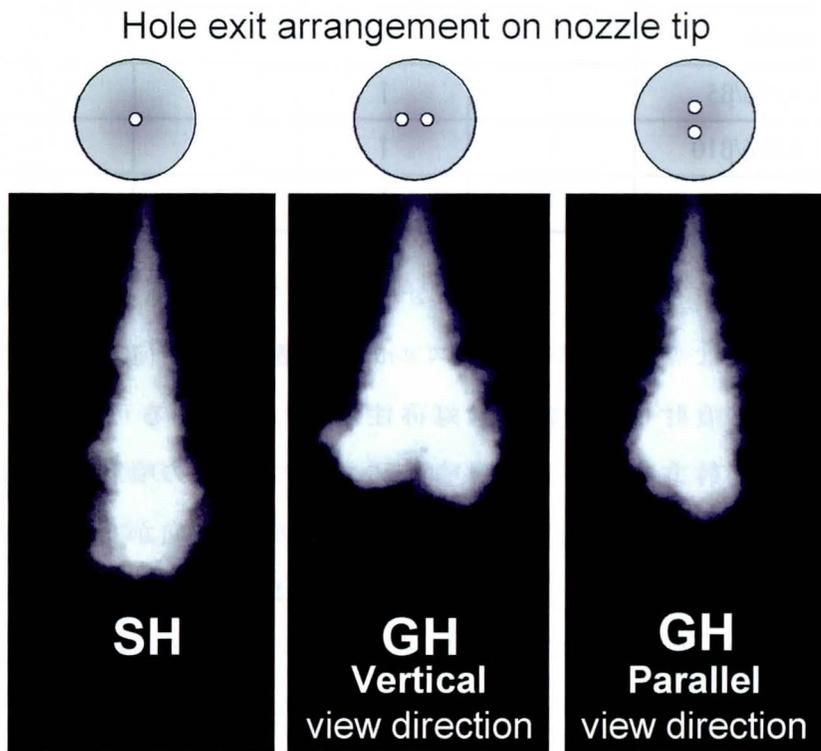


図 3.3 噴霧の透過光減衰率画像（紫外）

$T_a=760\text{K}$, $P_a=3.9\text{MPa}$, $d_0=0.135\text{mm}$, $P_{inj}=120\text{MPa}$, $M_I=3.4\text{mg}$, $t_s=1.0\text{ms}$

3.2.2 雰囲気および燃料噴射条件

表 3.2 に雰囲気および燃料噴射条件を示す。機関の中負荷運転領域における上死点付近での燃料噴射を想定し、これらを決定した。雰囲気気体には窒素、燃料にはジメチルナフタレンを用いた。また壁面衝突噴霧撮影時は、ノズル先端から 30mm 離れた位置に、噴霧軸に対して垂直に壁面を設置した。

表 3.2 雰囲気および燃料噴射条件

| Ambient Gas | Nitrogen |
|------------------------------|-------------------------|
| Ambient Pressure, MPa | 4.0 |
| Ambient Temperature, K | 760 |
| Injection Quantity, mg | 3.4 |
| Injection Pressure, MPa | 120 |
| Injection Duration, ms | 0.6 |
| Laser Shot Timing, ms (ASOI) | 0.6, 1.0, 1.5, 2.0 |
| Impinging wall Distance, mm | 30 |
| Test Fuel | 1,3-Dimethylnaphthalene |

3.2.3 噴射率および針弁リフト

図 3.4 に噴射率および針弁リフト波形を示す。ベースノズル (SH/0.135 ノズル) と 3 つの群噴孔ノズルの噴射率はほぼ同じである。群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する SH/0.096 ノズルの噴射率は他と比べて緩やかに上昇し、針弁リフトの急激な立ち上がりの始まりも 0.05ms くらい遅い。噴孔径が小さくなると、燃料流量が少なくなるのはもちろん、容器内の背圧によって針弁が押し上げられにくくなることが影響していると考えられる。

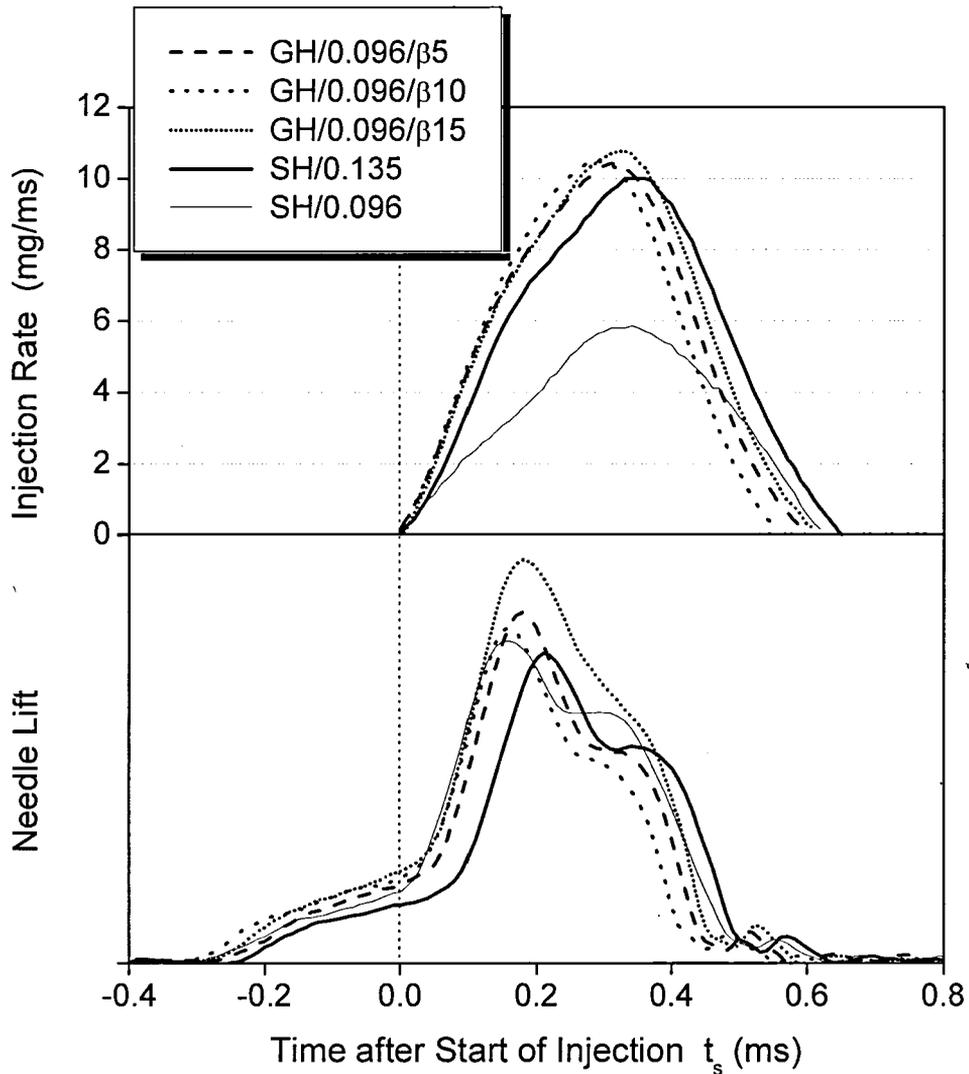


図 3.4 噴射率および針弁リフト波形

3.3 自由噴霧

3.3.1 非蒸発噴霧による燃料液滴粒径の評価

群噴孔ノズルは、小径の複数個の噴孔を近接させたノズル（空間的分割）である。噴孔あたりの噴孔径が小さいので、燃料液滴の微粒化が進み、蒸発が促進される。また、小径噴孔が近接しているので噴霧同士が干渉し合っ噴霧中心部への雰囲気導入が抑えられ、噴霧先端到達距離は小径噴孔 1 噴孔だけと比べると長くなる [6]。

ここでは、非蒸発噴霧を LAS 解析し、噴霧内のザウタ平均粒径を調べた。

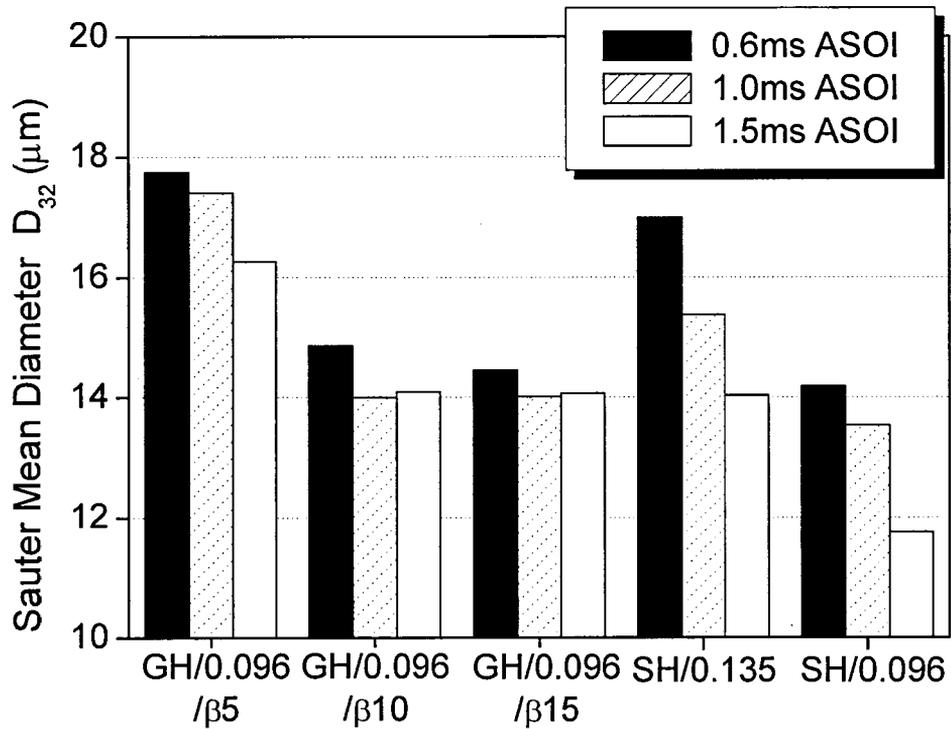


図 3.5 ザウタ平均粒径の時間変化

図 3.5 にその結果を示す。噴孔間開き角の大きな群噴孔ノズルを用いることで、ザウタ平均粒径は小さくなり、 10° と 15° の噴射開始後 0.6ms 後における粒径は、群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する SH/0.096 ノズルと同等である。また群噴孔ノズルは時間が経過しても粒径が大きくなることはないため、衝突による液滴の合体はないものと考えられる。一方ベースノズル (SH/0.135 ノズル) では、時間の経過に伴ってザウタ平均粒径は減少している。これは噴霧が高密度の雰囲気下を進む時に、雰囲気から抵抗を受けて液滴の表面が削り取られるためだと考える。また群噴孔ノズルから噴射された噴霧は、互いが重なることで雰囲気からの抵抗を受けにくくなり、時間が経過してもザウタ平均粒径は SH/0.135 ノズルほど小さくならないと思われる。

3.3.2 噴霧先端到達距離

図 3.6 に、噴射開始後 1.5ms の蒸気相による透過光減衰率画像を示す。Vertical 方向から観察した噴霧では、群噴孔ノズルの噴孔間開き角が大きくなるほど噴

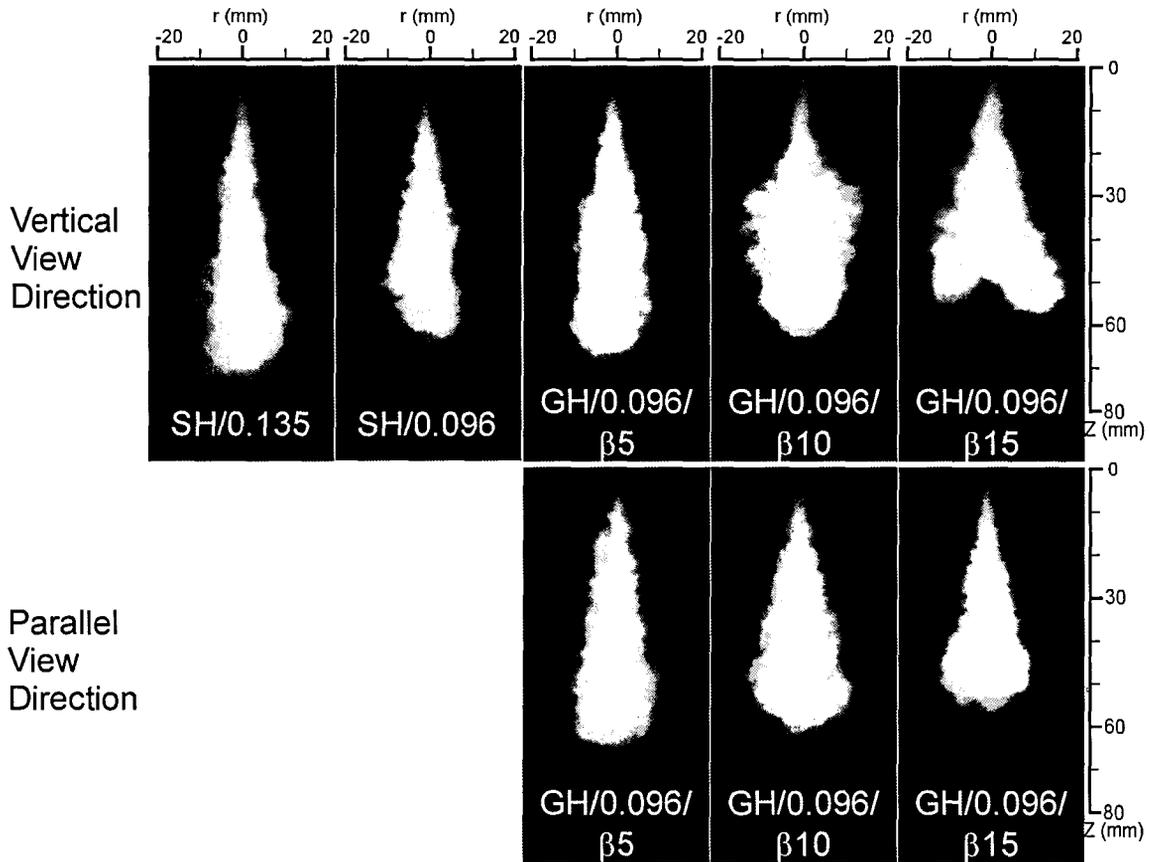


図 3.6 蒸気相による透過光減衰率画像 (1.5ms ASOI)

霧が独立していることがわかる。また、群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する SH/0.096 ノズルと群噴孔ノズルの噴霧先端到達距離を比べると、噴孔間開き角の小さい 5° のノズルでは長い、 10° ではほぼ同等、 15° になると短くなっている。噴孔間開き角が小さいと、2 つの噴霧の重なる部分が多くなって噴霧中心部への雰囲気導入が抑えられ、噴霧中心部では燃料濃度の高い部分が保たれる。その状態で噴霧が発達するので、噴霧先端到達距離が伸びると考えられる。一方、ベースの SH/0.135 ノズルと群噴孔ノズルを比べると、いずれのノズルでも噴霧先端到達距離は短い、噴孔間開き角が小さくなるとその差は僅かになる。Parallel 方向からの画像では、噴霧の形の違いは見られないものの、噴霧先端到達距離は Vertical 方向と同じ傾向である。

全撮影タイミングの撮影画像から噴霧先端到達距離を測った。図 3.7 にその時間変化を示す。群噴孔ノズルの噴孔間開き角を大きくすると噴霧先端到達距離は短くなる。噴射開始後 1ms 後までを見ると、 10° と 15° の噴孔間開き角

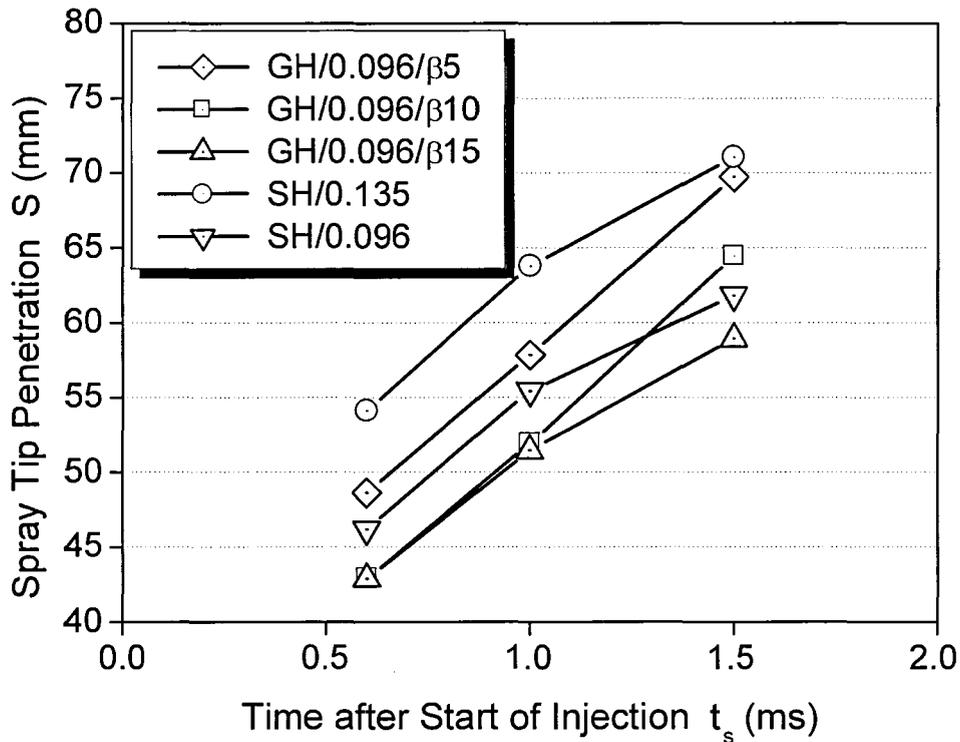


図 3.7 噴霧先端到達距離の時間変化

を持つ GH/0.096/ $\beta 10$ ノズルと GH/0.096/ $\beta 15$ ノズルは、群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する SH/0.096 ノズルと比べても短い。このように、大きな噴孔間開き角は、それぞれの噴孔から噴出した噴霧を独立させ、貫徹力を弱くする働きがあると思われる。一方で、GH/0.096/ $\beta 5$ ノズルと GH/0.096/ $\beta 10$ ノズルは、噴射開始後 1.0ms から 1.5ms にかけても成長を続けている。他のノズルの噴霧先端到達距離が緩やかに増加していることを考えると、これら 2 つの群噴孔ノズル (GH/0.096/ $\beta 5$ ノズルと GH/0.096/ $\beta 10$ ノズル) から噴射された噴霧は完全に独立せず、噴霧間の干渉が噴霧の発達段階まで保持されていたと考えられる。

3.3.3 霧団気導入と燃料蒸発

噴霧の解析には、噴霧の形が確認でき、光路長が短く、解析誤差が少ないと考えられる Vertical 方向から撮影した画像を用いた。

図 3.8 に、噴射開始後 1.0ms 後における、噴霧単位投影面積あたりに存在する液相・蒸気相の質量分布を示す。まず蒸気相の質量分布を見ると、 10° と

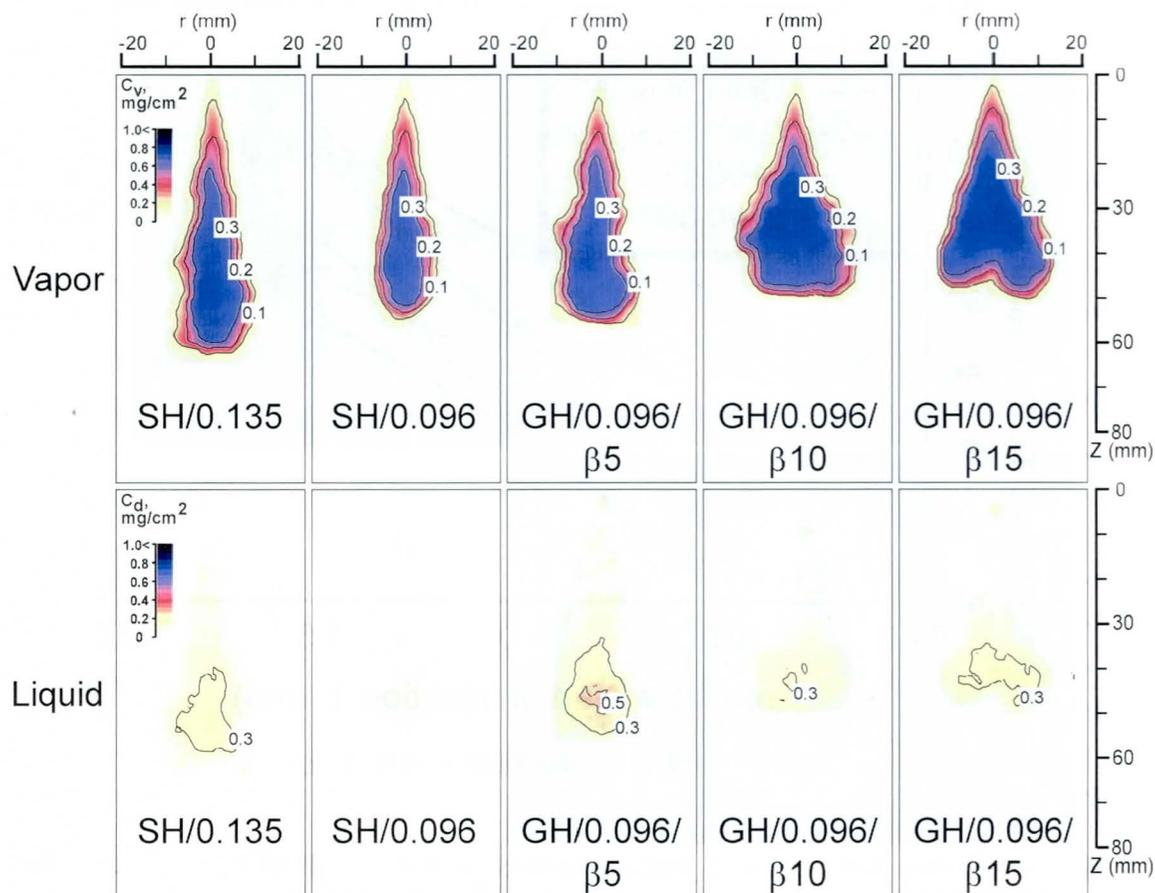


図 3.8 液相・蒸気相の質量分布 (1.0ms ASOI)

15° の噴孔間開き角を持った群噴孔ノズル (GH/0.096/β10, GH/0.096/β15) の高分布領域が広く、燃料蒸気が多く発生していると思われる。一方液相の質量分布では、10° の噴孔間開き角を持った群噴孔ノズルの分布領域が狭く、液滴がほとんど残っていないことがわかる。

これらを噴霧全体にわたって積分することで、噴霧内に存在する蒸気相質量を求めることができる。これらを噴射量で除することで、噴霧の蒸発割合を求めた。図 3.9 にその時間変化を示す。ベースの SH/0.135 ノズルと 5° の噴孔間開き角を持つ群噴孔ノズル (GH/0.096/β5) は、同じ蒸発割合で推移している。図 3.7 の蒸気相質量分布を見ても両者の分布構成に違いが見られないため、GH/0.096/β5 ノズルから噴出した噴霧は互いに近づき、一つの噴霧になろうとしていると考えられる。噴射開始後 1.0ms までは、10° と 15° の噴孔間開き角を持つ群噴孔ノズル (GH/0.096/β10, GH/0.096/β15) の蒸発割合は同程度だ

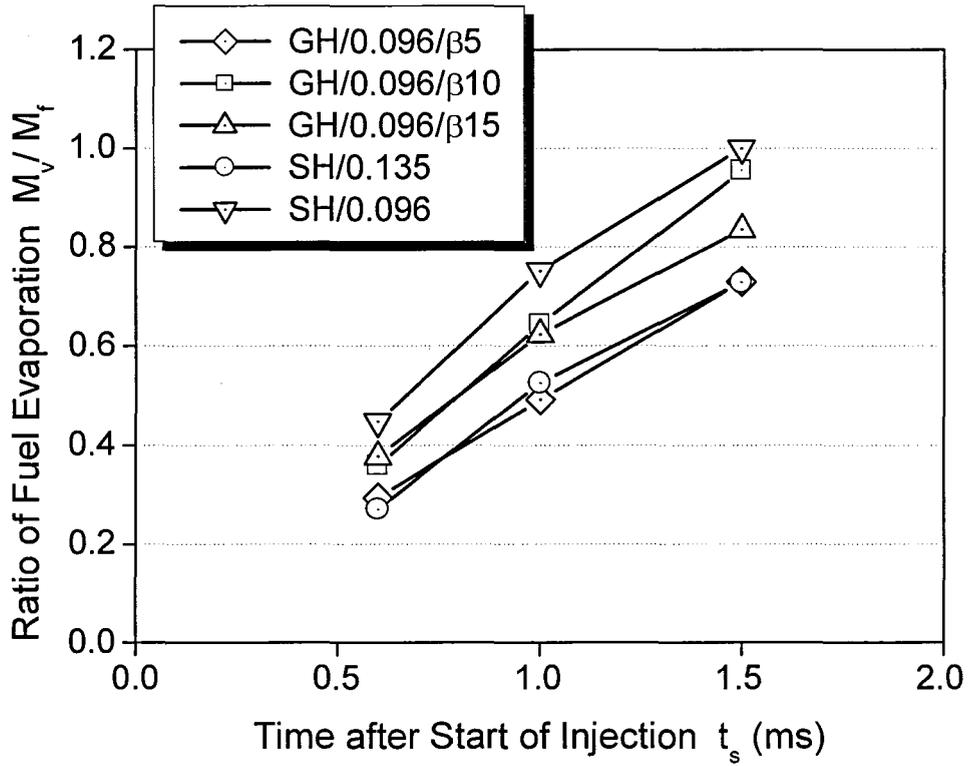


図 3.9 蒸発割合の時間変化

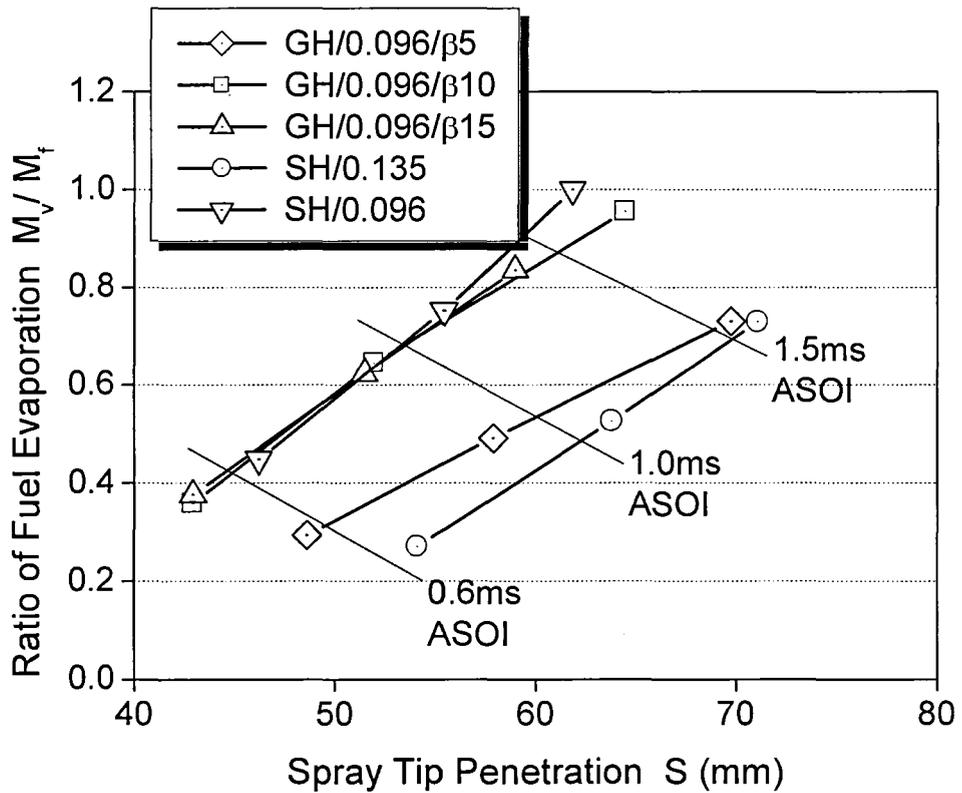


図 3.10 E-P マップ

が、そこから噴射開始後 1.5ms にかけて、GH/0.096/ β 10 ノズルの蒸発割合は急激に上昇し、群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する SH/0.096 ノズルに近づいている。

噴霧にとって大切なものを考えた時、噴霧先端到達距離と蒸発割合が挙げられる。実際の機関においては燃焼室の隅々にまで燃料噴霧を行き渡らせる必要があり、噴霧先端到達距離は噴霧の発達挙動を知る指標になる。また蒸発割合は、混合気の形成状況を把握するための指標になると考えられる。このような考えのもと、縦軸に蒸発割合 (Ratio of Evaporation)、横軸に噴霧先端到達距離 (Penetration) をとった E-P マップを考案した。プロットが右上に行くほど噴霧先端到達距離は長く、蒸発割合は高くなるので、実際の機関においては、すすの低減に有効であると考えられる。

図 3.10 にその結果を示す。ベースの SH/0.135 ノズルと群噴孔ノズルを比べると、同一撮影タイミングにおける噴霧先端到達距離はいずれのノズルでも短い。噴孔間開き角が大きくなるほど蒸発割合は高くなる。15° の噴孔間開き角を持つ群噴孔ノズル (GH/0.096/ β 15) では、噴霧の発達に伴って噴霧先端到達距離と蒸発割合の増加が鈍化してくる (1.5ms ASOI) が、10° の噴孔間開き角を持つ群噴孔ノズル (GH/0.096/ β 10) はあまり減衰せず、群噴孔ノズルの中で最も蒸発割合が高くなっている。一方 1.5ms ASOI において、群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する SH/0.096 ノズルと群噴孔ノズルを比べると、5° と 10° の噴孔間開き角を持った群噴孔ノズルの噴霧先端到達距離は長い。蒸発割合は低くなる。しかし GH/0.096/ β 10 ノズルと SH/0.096 ノズルの蒸発割合の差は GH/0.096/ β 5 ノズルと比べたそれより小さく、蒸発は十分に進んでいると考えられる。

群噴孔ノズルの開き角度が小さい (GH/0.096/ β 5) と、噴孔から噴出した噴霧はすぐに引き寄せられ、その噴霧・混合気特性はベースノズル (SH/0.135 ノズル) に近づく。また、開き角度が大きい (GH/0.096/ β 10, GH/0.096/ β 15) と、噴霧が独立してしまい、その特性は SH/0.096 ノズルに近づくと考えられる。これらの観点から、10° の開き角を持つ GH/0.096/ β 10 ノズルが、群噴孔ノズルの中では最適化されたノズルといえる。

3.3.4 噴霧発達メカニズム

図 3.11 に群噴孔ノズルの噴霧干渉による影響を示す。ベースノズルと比べると、噴霧中心部では噴霧同士の干渉によって液滴密度が高くなり、噴霧中心部への雰囲気導入が抑えられることで噴霧先端到達距離が維持される。一方、噴霧の外側では噴孔径が小さいため液滴粒径が小さく、液滴燃料の蒸発が促進される。以上のようなメカニズムで群噴孔ノズルは、従来噴孔ノズルに比べて蒸発割合を、小径噴孔ノズルに比べて噴霧先端到達距離を促進させることができ

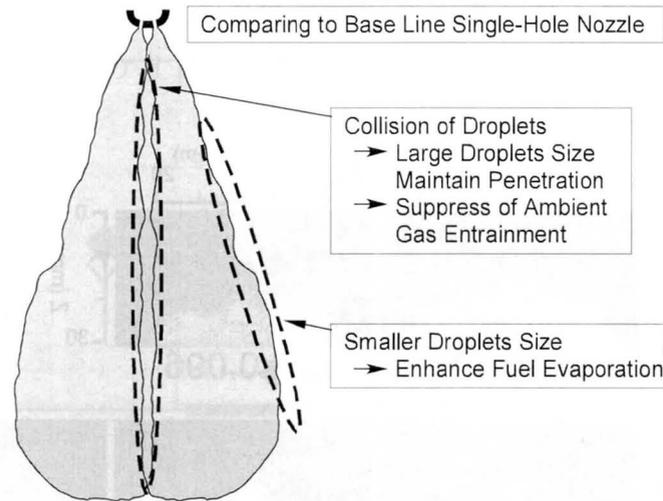


図 3.11 群噴孔ノズルにおける噴霧干渉の影響

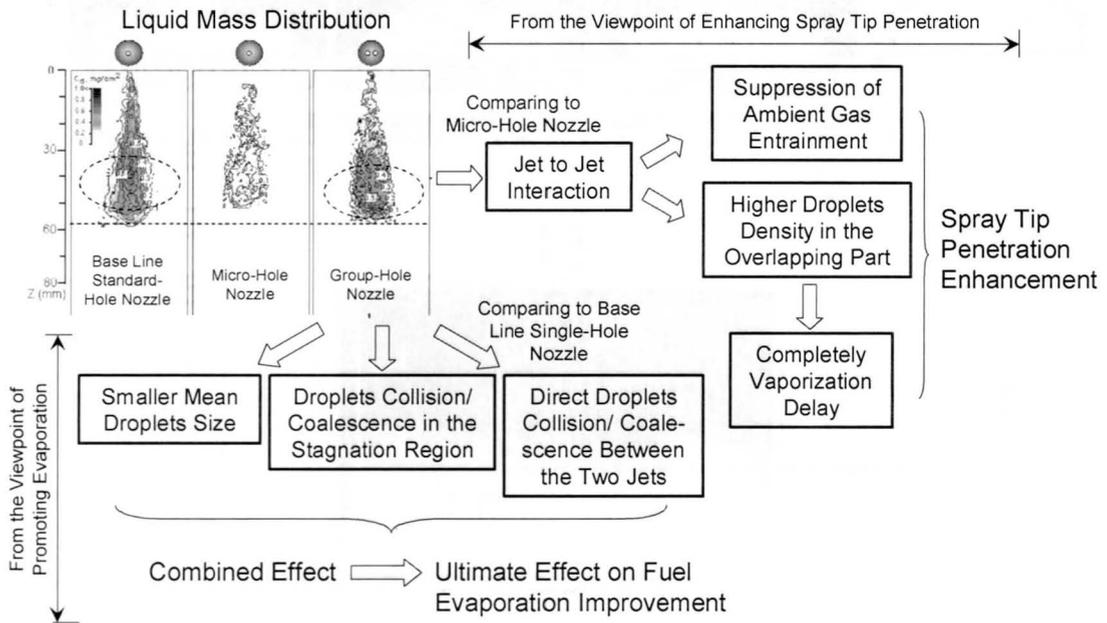


図 3.12 群噴孔ノズルにおける混合気形成の特徴

る (図 3.12). そのため, 開き角が小さすぎると 2 つの噴霧の重なる部分が多くなって噴霧先端到達距離は長くなるが, 噴霧外側の燃料液滴の蒸発が抑制される. また開き角が大きすぎるとその逆で, 燃料液滴の蒸発は促進されるが噴霧先端到達距離は低下してしまうと考えられる.

3.4 壁面衝突噴霧

3.4.1 噴霧先端到達距離

図 3.13 に, 噴射終了後 1.0ms 後の蒸気相による透過光減衰率画像を示す. Parallel 方向から撮影した群噴孔ノズル噴霧の壁面上での広がり, Vertical 方

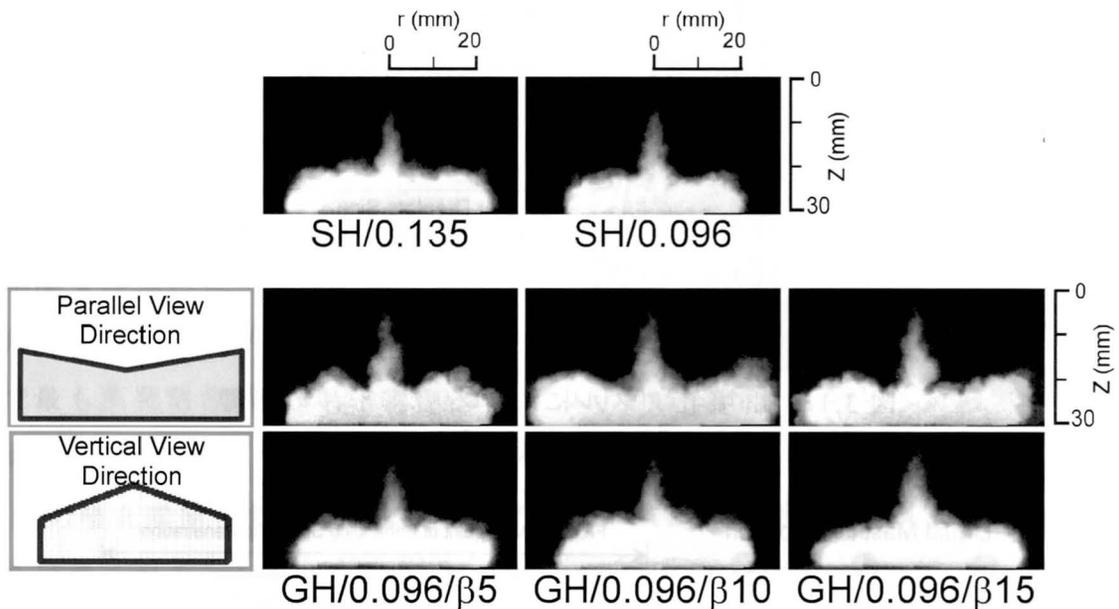


図 3.13 蒸気相による透過光減衰率画像 (1.0ms AEOI)

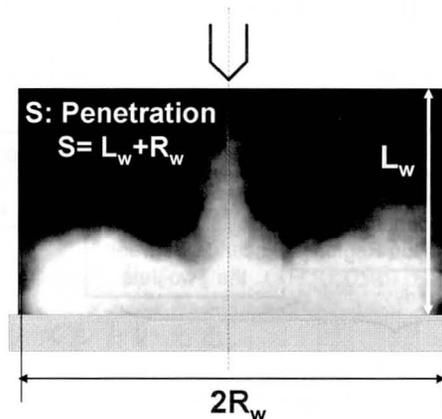


図 3.14 噴霧先端到達距離の定義

向から観察したそれよりも大きく、特に噴孔間開き角の大きいノズル (GH/0.096/ β 10, GH/0.096/ β 15) で顕著である。また壁面上での噴霧の形を見た時、Parallel 方向から撮影した噴霧は噴霧の両側が盛り上がり、中心に向かってつれて噴霧の高さが低くなっている。一方 Vertical 方向から撮影した噴霧は噴霧の中心が盛り上がり、噴霧外周に向かって高さが低くなっている。これについては後で述べるが、壁面上での噴霧挙動が影響していると考えられる。

図 3.15 に各群噴孔ノズルの噴霧先端到達距離の時間変化を示す。なお、噴霧先端到達距離は、ノズルから壁面までの距離と、壁面に沿って円盤状に広がる

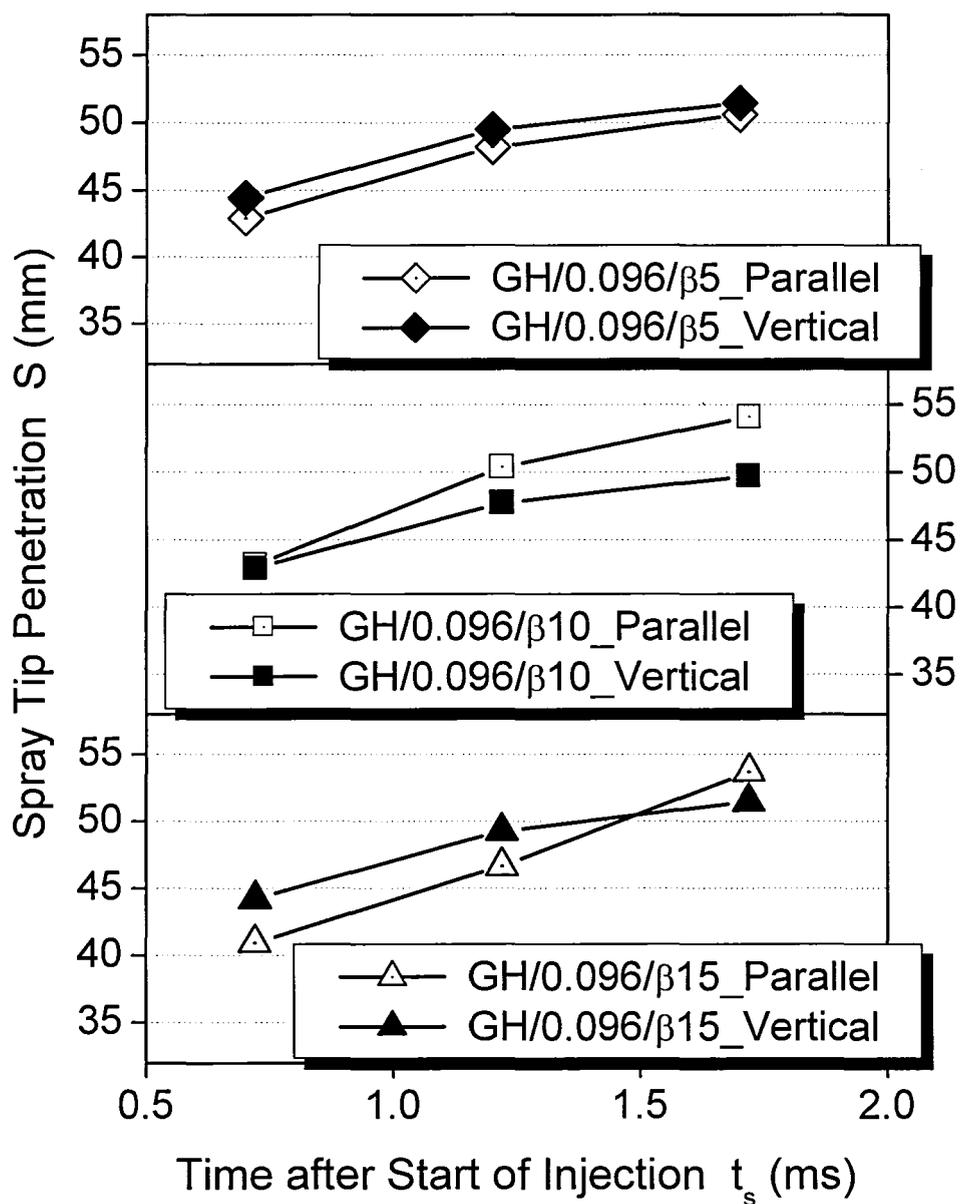


図 3.15 噴霧先端到達距離の時間変化

蒸気相部分の直径の半分との和とした。その定義を図 3.14 に示す。いずれのノズルにおいても、観察方向によって噴霧先端到達距離に違いがある。はじめは Vertical 方向から観察した噴霧先端到達距離が Parallel 方向よりも長い。時間が経過するとその関係が逆転する (GH/0.096/ β 10 ノズル, GH/0.096/ β 15 ノズル)。最終的に、観察方向の違いによる噴霧先端到達距離の差は 10° の噴孔間開き角を持つ GH/0.096/ β 10 ノズルが最も大きくなり、衝突した噴霧が扁平な楕円状に広がっていると考えられる。

3.4.2 雰囲気導入と燃料蒸発

噴霧の解析には、噴霧がより広がり、光路長が短く解析誤差が少ないと考えられる Parallel 方向から撮影した画像を用いた。

図 3.16 に、噴射終了後 1.5ms 後における、噴霧単位投影面積あたりに存在する蒸気相の質量分布を示す。まず単噴孔ノズル同士を比べると、群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する SH/0.096 ノズルの方が高質量分布領域 ($0.4\text{mg}/\text{cm}^2$) が広く、燃料蒸気が多く発生していることがわかる。3 種類の群噴孔ノズルの中では、 5° 、 15° の噴孔間開き角を持った GH/0.096/ β 5 ノズル, GH/0.096/ β 15 ノズルの $0.3\text{mg}/\text{cm}^2$ の領域が噴霧上部のみに分布しているのに対し、 10° の噴孔

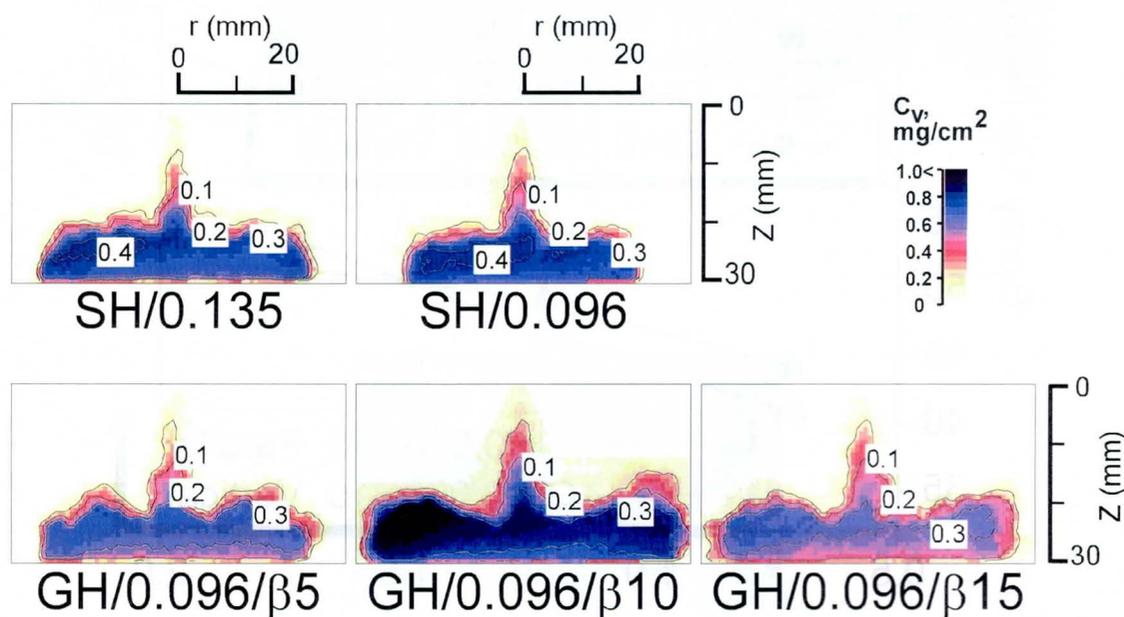


図 3.16 蒸気相の質量分布

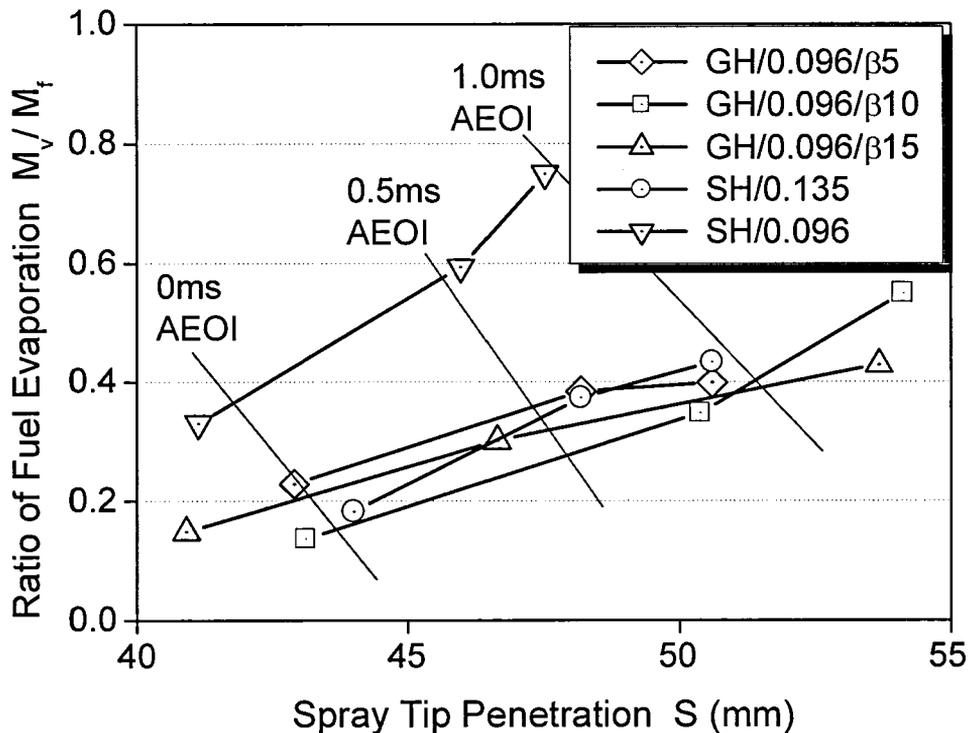


図 3.17 E-P マップ

間開き角を持った GH/0.096/ β 10 ノズルでは壁面上の噴霧中に広く分布しており、2つの単噴孔ノズル (SH/0.135 ノズル, SH0.096 ノズル) の質量分布に近いといえる。GH/0.096/ β 10 ノズルには $0.4\text{mg}/\text{cm}^2$ の領域こそないものの、単噴孔ノズルと比べて噴霧が大きく横に広がっているため、これを積分して得られる噴霧内の蒸気相質量はより多くなると思われる。

図 3.17 に E-P マップを示す。同一撮影タイミングにおいて、群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する SH/0.096 ノズルと 3 種類の群噴孔ノズルを比べると、群噴孔ノズルの方が噴霧先端到達距離は長い、蒸発割合は低くなっていることがわかる。一方 1.5ms ASOI において、ベースの SH/0.135 ノズルと 10° と 15° の噴孔間開き角を持つ群噴孔ノズル (GH/0.096/ β 10 ノズル, GH/0.096/ β 15 ノズル) を比べると、噴霧先端到達距離は促進、蒸発割合も高くなっている。特に、GH/0.096/ β 10 ノズルは噴霧先端到達距離、蒸発割合ともに大幅に上昇しており、この点から 10° の噴孔間開き角を持つ GH/0.096/ β 10 ノズルが、最適化されたノズルといえる。実機における噴霧を考えた時、このタイミングではすでに着火していると考えられる。しかし噴霧が伸びるといことは、燃焼室内の未燃

焼部の新鮮な雰囲気（新鮮な雰囲気）を燃焼に使用することができるので、すす低減のメリットがあると考えられる。また最近では、窒素酸化物（NO_x）と粒子状物質（PM）の同時低減の観点から、EGR（Exhaust Gas Recirculation：排ガス再循環）率を増加させて低温かつ予混合的な燃焼割合を増加させる傾向にある（例えばMK（Modulated Kinetics）燃焼など[8]）。このような燃焼方式を採用することで、噴霧が着火に至るまでの燃料-空気の混合時間が長くなる。ここで、さらに群噴孔ノズルを組み合わせることで、噴霧内に取り込まれる雰囲気が増加して燃料-空気の混合が促進、予混合的な燃焼割合が増加する可能性がある。

3.4.3 項の E-P マップ（図 3.10）で述べたように、ベースの SH/0.135 ノズルと比べ、自由噴霧では群噴孔ノズルを用いることで蒸発割合は向上するが、噴霧先端到達距離は短くなる。しかし壁面衝突噴霧の場合（図 3.17）は、群噴孔ノズルを用いることで噴霧先端到達距離と蒸発割合を同時に促進可能である（GH/0.096/β10 ノズル）ことがわかった。

3.4.3 噴霧発達メカニズム

壁面上での噴霧の挙動を明らかにするため、噴霧の衝突痕跡を採取した。燃料によって色が変化する感油試験紙（スプレーイングシステムズ社製、20302-1）を壁面上に置き、常温高圧下（LAS 実験時と同一雰囲気密度； $T_a=300\text{K}$ 、 $P_a=1.6\text{MPa}$ ）に 10° の噴孔間開き角を持つ GH/0.096/β10 ノズルを用いて燃料を

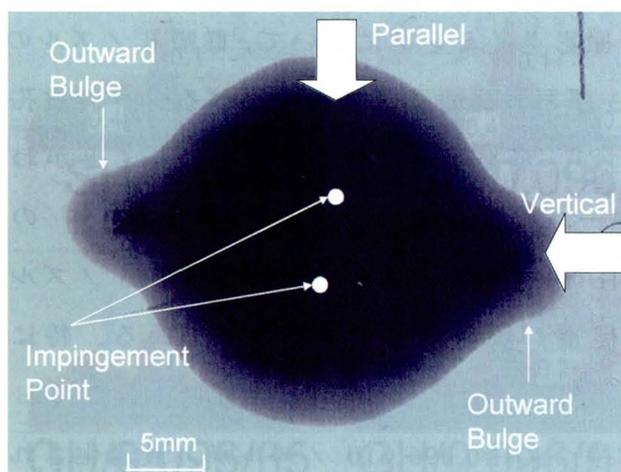


図 3.18 噴霧の衝突痕跡

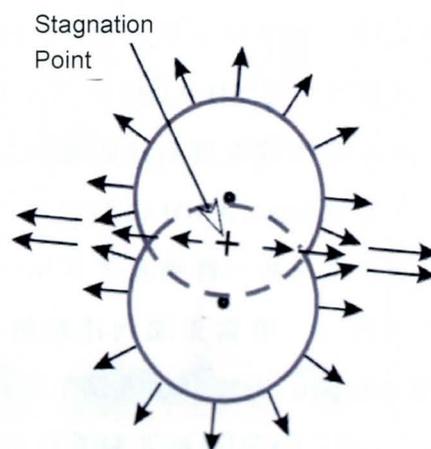


図 3.19 壁面上における噴霧流れの概要

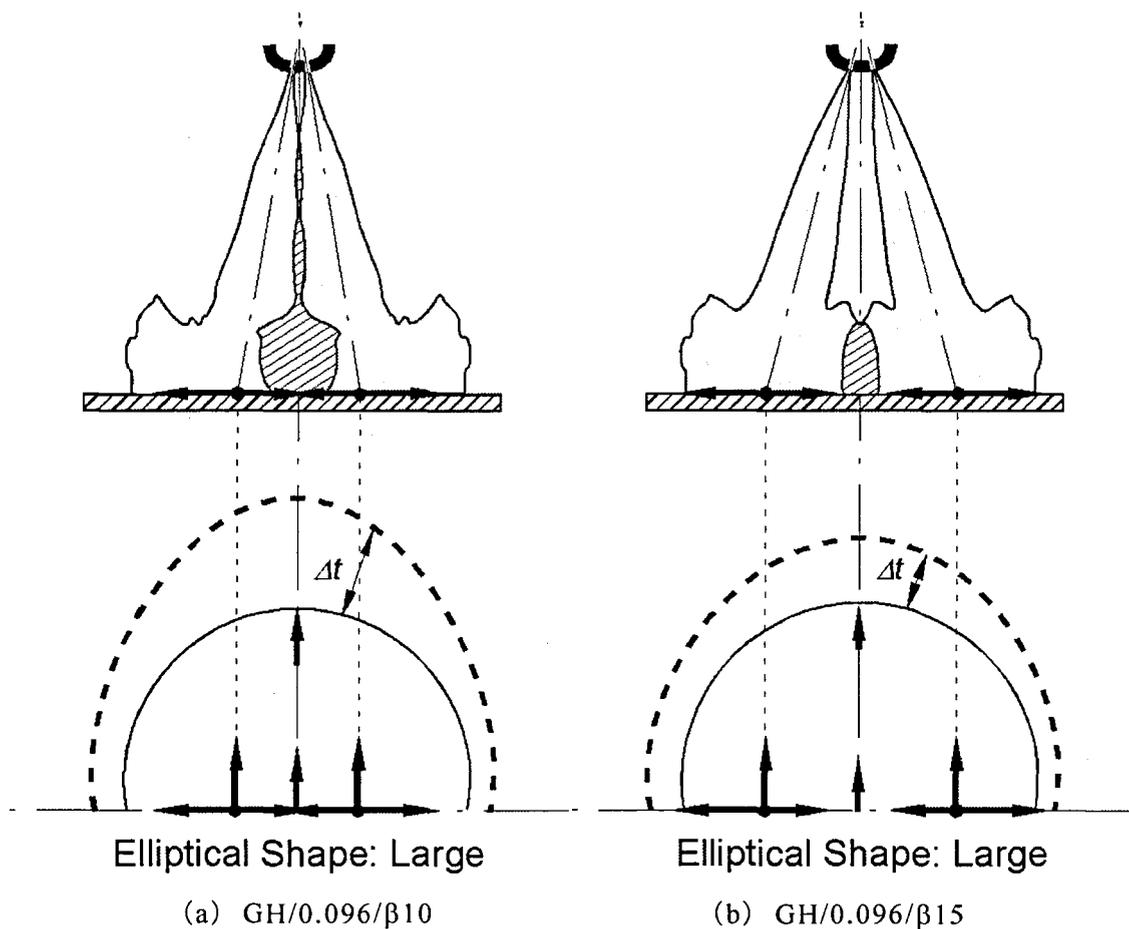


図 3.20 群噴孔ノズルの壁面上での運動量流束

噴射した。その衝突痕跡を図 3.18 に示す。2つの噴霧が干渉して楕円状に広がっている。また、2つの衝突点の中間から噴霧の外側に向かって、噴孔配列と垂直方向に噴霧がコブのように突き出している。壁面上衝突点近傍での噴霧流れの概略を図 3.19 に示す。2つの噴孔が近いため、噴霧の重なる領域では互いの噴霧が干渉して噴孔配列と垂直方向への貫徹力が発生、このため Parallel 方向から噴霧を観察すると噴霧先端到達距離が長くなったと考えられる[9]。

群噴孔ノズルの噴孔間開き角度が小さい (GH/0.096/β5 ノズル) と、2つの噴霧の重なる部分が多くなり、一つの噴霧、つまりベースの SH/0.135 ノズルに近い噴霧になろうとする。また噴孔間開き角が大きい (GH/0.096/β15 ノズル) と、衝突した噴霧の持つ貫徹力の多くが外側へ広がろうとする力になり、内側 (噴霧が重なっている側) へ向かおうとする力は少なくなる。ゆえに、噴霧の重なる領域での噴霧干渉が減少し、Parallel 方向へ噴霧先端到達距離が伸

びなくなる（図 3.20）。以上の点から、 10° の噴孔間開き角を持った GH/0.096/ β 10 ノズルは、噴孔出口での噴霧干渉が適度にあり、壁面衝突後も噴霧内側へ広がろうとする貫徹力が GH/0.096/ β 15 ノズルよりもあるため、Parallel 方向へ噴霧先端到達距離が伸びたと考えられる。

3.5 結言

噴霧中の液相と蒸気相の質量を同時に分離計測できる二波長レーザ吸収散乱（LAS）法により、群噴孔ノズルから噴射された燃料噴霧の蒸発特性を調べた。得られた結果をまとめると以下のようである。

- (1) 非蒸発噴霧を LAS 解析して、噴霧内燃料液滴のザウタ平均粒径を求めた。噴孔間開き角の大きな群噴孔ノズル（GH/0.096/ β 10 ノズル，GH/0.096/ β 15 ノズル）を用いることで、ザウタ平均粒径は群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する SH/0.096 ノズル並みに小さくなる。
- (2) 群噴孔ノズルから噴射された自由噴霧の場合、互いの噴霧が重なる領域では液滴密度が高くなり、噴霧中心部への雰囲気導入が抑えられることで噴霧先端到達距離が維持される。一方、互いの噴霧が重ならない噴霧の外側の領域では液滴粒径が小さく、液滴燃料の蒸発が促進される。そのため、噴孔間開き角が小さい（GH/0.096/ β 5 ノズル）と 2 つの噴霧の重なる部分が多くなって噴霧先端到達距離は長くなるが、噴霧外側の燃料液滴の蒸発が抑制される。逆に噴孔間開き角が大きい（GH/0.096/ β 15 ノズル）と、噴霧の重なる部分が少なくなって噴霧先端到達距離は短くなるが、噴霧外側の燃料液滴の蒸発が促進される。
- (3) 壁面に衝突する群噴孔ノズル噴霧先端到達距離は観察方向によって異なるため、噴霧は楕円状に広がっていると考えられる。噴霧先端到達距離は、 10° の噴孔間開き角を持った群噴孔ノズル（GH/0.096/ β 10 ノズル）を Parallel 方向から観察したものが最も長い。これは、壁面上衝突点近傍

の噴霧が重なる領域では互いの噴霧が干渉して噴孔配列と垂直方向への貫徹力が発生するためである。噴孔間開き角が大きい（GH/0.096/β15 ノズル）と、噴霧が外側へ広がろうとする運動量流束が大きく、噴霧が重なっている側へ向かおうとする力が小さくなって、噴霧が楕円状に広がりにくくなる。一方、噴孔間開き角を小さくする（GH/0.096/β5 ノズル）と、噴霧が壁面に衝突する前に互いの噴霧が引き寄せられ、群噴孔ノズルの効果が小さくなる。

- (4) 壁面衝突噴霧の場合、 10° の噴孔間開き角を持った群噴孔ノズル（GH/0.096/β10 ノズル）はベースノズル（SH/0.135 ノズル）に比べて、噴霧先端到達距離と蒸発割合を同時に促進させることができる。

第4章 噴霧への雰囲気導入に関する解析

4.1 緒言

第3章では、群噴孔ノズルから噴射された燃料噴霧の混合気特性について調べてきたが、その結果、群噴孔ノズルを用いることで噴霧先端到達距離と燃料蒸発を同時に促進可能であることがわかった。群噴孔ノズルは、噴孔径を小さくすることで噴孔あたりの噴射量を少なくしているため、これによって単位燃料あたりに導入される雰囲気が増加して蒸発割合が向上すると考えられる[1-2]。

本章では、準定常運動量理論や無次元噴射パラメータを用いることで、ノズル噴孔径、群噴孔ノズル化が噴霧内へ導入される雰囲気質量におよぼす影響について考察した。また実際の機関における様々な運転状況を想定し、燃料噴射圧力、雰囲気密度がそれらにおよぼす影響についても考察した。

4.2 解析原理

4.2.1 準定常運動量理論[3]

ディーゼル噴霧では、噴孔から下流に行くほど燃料液滴と空気との相対速度が低下し、一様化する。図4.1のような一次元噴流モデルを仮定した時、噴孔出口とそこから x 下流の地点における運動量保存の関係は次のようになる。

$$\rho_f \pi r_0^2 u_0^2 = \left\{ \rho_a (\pi r^2 u - \pi r_0^2 u_0) + \rho_f \pi r_0^2 u_0 \right\} u \quad (4.1)$$

ここで、 ρ_f : 燃料密度 [kg/m³] $2r_0$: ノズル噴孔径 (= d_0) [m]
 u_0 : 噴孔出口速度 [m/s] ρ_a : 雰囲気密度 [kg/m³]
 r : 噴霧の半径 [m] u : 噴霧の流速 [m/s]
 x : 噴孔からの距離 [m]

両辺を $\rho_f \pi r_0^2 u_0^2$ で除し、 $\rho_f / \rho_a = \sigma$ 、 $r / r_0 = \xi$ 、 $u / u_0 = \eta$ として無次元化すると、

$$\frac{1}{\sigma} \xi^2 \eta^2 + \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) \eta - 1 = 0 \quad (4.2)$$

軽油の密度 ρ_f は 835 [kg/m³]、例えば圧縮比 17 のエンジンの圧縮上死点にお

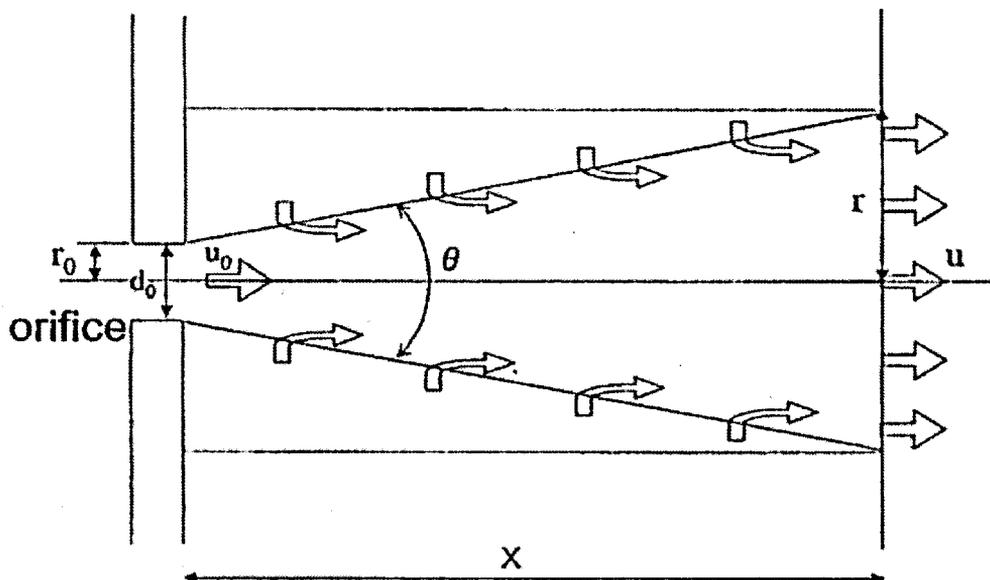


図 4.1 一次元準定常噴流モデル

ける空気の密度 ρ_0 は $20.6[\text{kg/m}^3]$ であるので, $\sigma=40$ となり, $1 \gg 1/\sigma$ となる. つまり式(4.2)は次のようになる.

$$\eta = \frac{\sigma}{2\xi^2} \left(\sqrt{1 + \frac{4\xi^2}{\sigma}} - 1 \right) \quad (4.3)$$

噴孔から十分に離れた地点では ξ は十分に大きく,

$$\sqrt{1 + \frac{4\xi^2}{\sigma}} \approx \frac{2\xi}{\sqrt{\sigma}} \gg 1 \quad (4.4)$$

となり, 式(4.3)は次のようになる.

$$\eta = \frac{\sqrt{\sigma}}{\xi} \quad (4.5)$$

一方, $r - r_0 = x \tan(\theta/2)$ だから,

$$\xi = 1 + \frac{x}{r_0} \tan(\theta/2) \approx \frac{x}{r_0} \tan(\theta/2) \quad (4.6)$$

となり, 式(4.5)は次のようになる.

$$\eta = \frac{u}{u_0} = \sqrt{\sigma} \frac{r_0}{x \tan(\theta/2)} \quad (4.7)$$

$u = dx/dt$ なので, これを式(4.7)に代入すると噴霧先端到達距離 x が求まる.

$$\frac{x}{d_0} = \sqrt{\frac{\sqrt{\sigma} u_0 t}{d_0 \tan(\theta/2)}} \quad (4.8)$$

また燃料の濃度 C_f は次のように表さる.

$$C_f = \frac{\rho_f \pi r_0^2 u_0}{\pi x^2 u} \quad (4.9)$$

ここで, C_f : 燃料の濃度 [kg/m³]

式(4.5), 式(4.6)を使って式(4.9)を変形すると式(4.10)となる.

$$C_f = \rho_a \sqrt{\sigma} \frac{r_0}{x \tan(\theta/2)} \quad (4.10)$$

噴霧の体積 V は, 幾何学的関係より次のようになる.

$$V = \frac{1}{3} \pi x \tan^2(\theta/2) x^2 \quad (4.11)$$

ここで, V : 噴霧の体積 [m³]

式(4.8)を使って式(4.11)を変形すると式(4.12)となる.

$$V = \frac{1}{3} \sigma^{3/4} \sqrt{\tan(\theta/2)} \cdot (u_0 d_0 t)^{3/2} \quad (4.12)$$

4.2.2 噴霧特性量[4-5]

ここでは, 4.2.1 項で述べた準定常運動量理論[3]とそれを応用したモデル[6-8]を使った噴霧の基本諸特性評価法について述べる.

図 4.2 のような噴霧を考える. ここで噴孔径 d_0 の噴孔の前後に燃焼室内空気との圧力差 ΔP があって, 密度 ρ_f の燃料が密度 ρ_a の空気中に出口速度 u_0 で噴射されているとする. 噴射は時刻 $t=0$ で始まり, 体積 Q_f の燃料を噴射して時刻 $t=t_0$ で終わるとする. この間, ΔP およびその他の状態は一定で, 噴霧は準定常的に発達すると仮定し, 噴霧と壁面の衝突や気流の影響は考えないものとする. 噴孔出口速度と噴射期間は, 流量係数を 1 とするとそれぞれ次のようになる.

$$u_0 = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_f}} \quad (4.13)$$

$$t_e = \frac{4Q_f}{N\pi d_0^2 u_0} \quad (4.14)$$

ここで、 ΔP : 噴射差圧 [kg/m³] Q_f : 燃料の体積 [m³]
 N : 噴孔数 [-]

式(4.14)より燃料流量 J_f は、

$$J_f = \frac{Q_f}{t_e} = \frac{\pi}{4} N d_0^2 \rho_f u_0 \quad (4.15)$$

ここで、 J_f : 燃料流量 [m³/s]

ところで、噴霧中の燃料質量は雰囲気質量に比べて十分に小さい。そこで、 σ 、 θ を一定とすると、任意の時刻 t における導入雰囲気質量は式(4.12)を用いて次のように無次元化できる[5].

$$M_a / M_{a_0} = (u / u_0)^{3/2} (d / d_0)^{3/2} \quad (4.16)$$

また、希薄化速度は、単位燃料噴射量あたりに取り込まれる雰囲気の質量であり、噴霧の希薄化度合いを示す。燃料噴射量(流量)は、 d_0^2 と u_0 の関数で表されるので、式(4.15)、式(4.16)より、希薄化速度は次のように無次元化できる[5].

$$\left(\frac{M_a}{M_f} \right) / \left(\frac{M_a}{M_f} \right)_0 = (u / u_0)^{1/2} (d / d_0)^{-1/2} \quad (4.17)$$

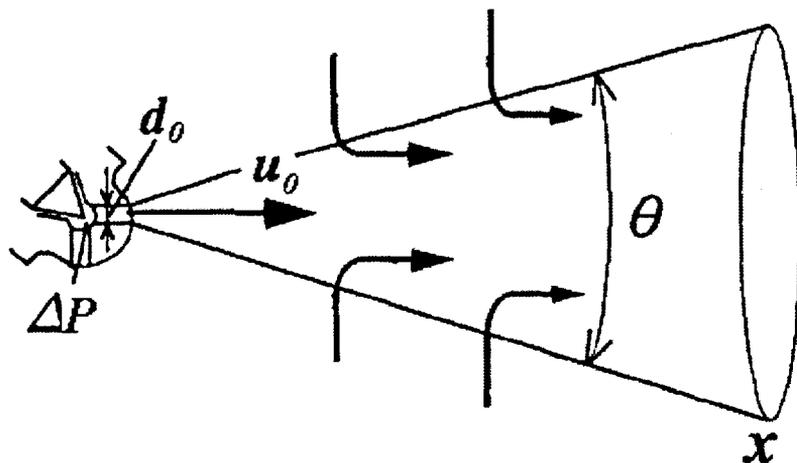


図 4.2 成長する噴霧の様子

ここで、 M_f : 燃料噴射量 [m³]

また、式(4.16)、式(4.17)中の左辺の添字 0 は基準条件における値を示す。

式(4.16)の導入雰囲気質量は噴射開始後ある時刻までに噴霧内に導入された空気質量であり、 u および d が大きいほど大きくなる。一方、式(4.17)の希薄化速度は、 u が大きく、 d が小さいほど大きな値をとる。

4.3 解析条件

噴出した噴霧が軸対称になる単噴孔ノズルを用い、様々なパラメータが噴霧内への雰囲気導入におよぼす影響を調べた。パラメータとしては、例えば、小径噴孔化や燃料の高圧噴射、群噴孔ノズル化、雰囲気の高密度化が挙げられる。ノズル噴孔径を小さくすることで燃料液滴を微細にして蒸発速度を向上させることができる。しかし、噴霧先端到達距離が低下するため噴霧中に取り込まれる雰囲気が減少して燃料蒸気と空気の混合気形成速度が低下してしまう。そのようなトレードオフを改善するために群噴孔ノズル[9]や、高圧噴射による混合気形成速度向上が提案され[10-11]、今までに様々な研究が進められてきた。また過給は、ディーゼル機関の高出力化のために盛んに用いられている技術であり、最近ではその圧力は増加する傾向にある[12]。もちろん今後もこのような要求は今後も続くと考えられるので、高雰囲気圧力（高雰囲気密度）下に噴射された燃料噴霧の混合気特性評価は必要不可欠である。

表 4.1 に解析条件を示す。なお次節以降では、実際の機関の中負荷に相当する、噴孔径 0.135mm、噴射圧力 90MPa、雰囲気密度 17.25kg/m³ の蒸発噴霧を基準条件として扱う（表 4.1 中に太字で表記）。また図 4.1 から明らかなように、燃料の噴出速度は噴射期間中に変化する。しかし、ここでは噴射期間中の平均的な混合特性を評価するという意味で、実測された噴射量と噴射期間を用いて噴射期間中の平均値を計算し、この値を用いた。

表 4.2 解析条件

| | |
|--|----------------------------|
| Ambient Gas Density, kg/m ³ | 17.25, 27.5 |
| Ambient Temperature, K | 760 |
| Ambient Pressure | 4.0MPa |
| Injection Quantity, mg | 3.4~0.87 |
| Nozzle Hole Diameter, mm | 0.065, 0.096, 0.135 |
| Injection Pressure, MPa | 50, 90 , 120, 150 |
| Injection Duration, ms | 0.6 |
| Test Fuel | 1,3-Dimethylnaphthalene |
| Laser Shot Timing, ms (ASOI) | 0.6 , 1.0, 1.5, 2.0 |

4.4 解析結果

4.4.1 準定常運動量理論

LAS 解析することで、ノズル先端から任意距離 Z に存在する噴霧断面内平均燃料濃度（液相＋蒸気相）を求めた。一例として図 4.3 に、基準条件の結果を示す。また、非蒸発噴霧の液滴運動量理論（準定常運動量理論：式(4.10)）から求めた燃料濃度分布を太線で示している。この理論は、非蒸発噴霧中の液滴濃度分布を扱ったものであるが、蒸発噴霧中の液相＋蒸気相総燃料の濃度分布は実験値とほぼ一致している。しかし定常噴霧を仮定しているため、噴霧先端や噴射終了後（噴射開始後 1.0ms 以降）は濃度が低くなっている。準定常運動量理論は液滴粒子の均一分散を仮定した上で成立するが、（噴射期間中の）蒸発噴霧中の燃料分布がそのような考え方の理論と一致する、ということが今回の解析で明らかになった。

そこで、準定常運動量理論[3]と無次元噴射パラメータ[6-8]に基づく噴霧特性量の評価では、（噴射期間中で噴霧がある程度成長し、かつ準定常運動量理論と一致している）噴射開始後 0.6ms の結果を用いた。

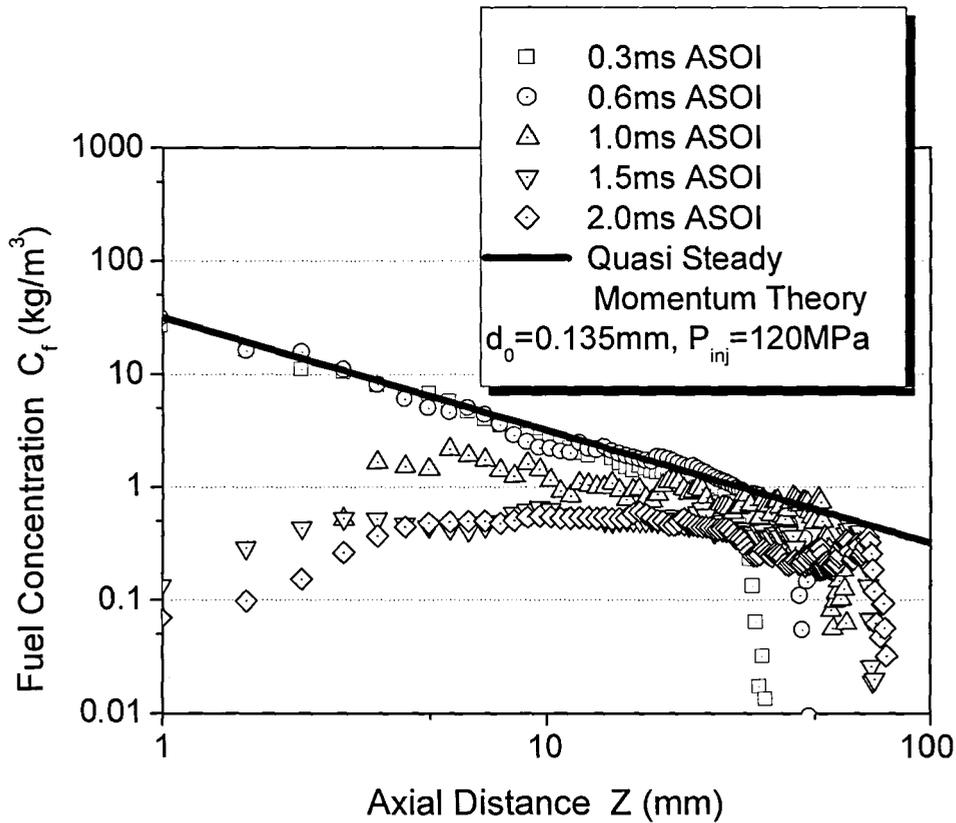


図 4.3 噴霧軸に沿う噴霧内平均濃度

4.4.2 噴霧特性量

噴射開始後 0.6ms の軸対称噴霧を対象に，噴孔径や噴射圧力，雰囲気密度が導入雰囲気質量，均質化速度におよぼす影響を調べた。

(1) 導入雰囲気質量

図 4.4 に，導入雰囲気質量の噴霧特性量を示す．横軸は式 (4.16) で求めた噴霧特性量，縦軸は LAS 解析により求めた導入雰囲気質量であり，両者が一致する場合を直線で記入している．プロットは比較的直線上に一致している．この中でも，雰囲気圧力を変化させた場合（□，■プロット）は直線から下方に外れる傾向にある．噴霧特性量は噴孔出口速度と噴孔径のみによって支配されるが，実際は雰囲気密度によって噴霧の発達状況が変わってくるのが考えられる．本実験では，雰囲気密度を基準条件より高くしたため，噴霧先端到達距

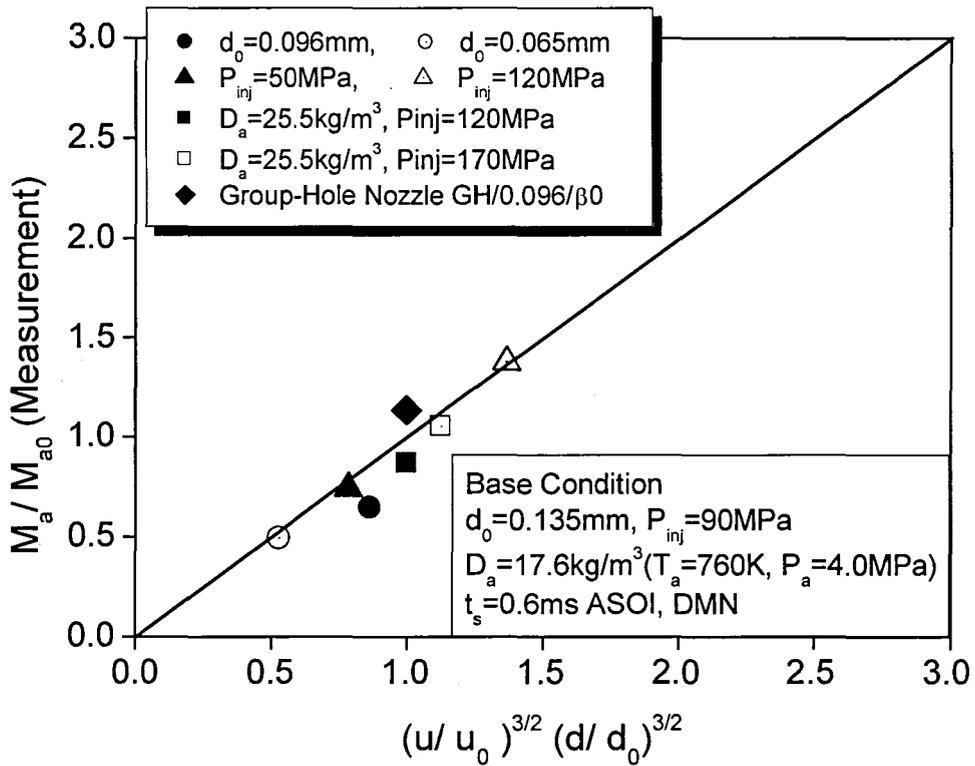


図 4.4 実験値と理論値の比較（導入雰囲気質量）

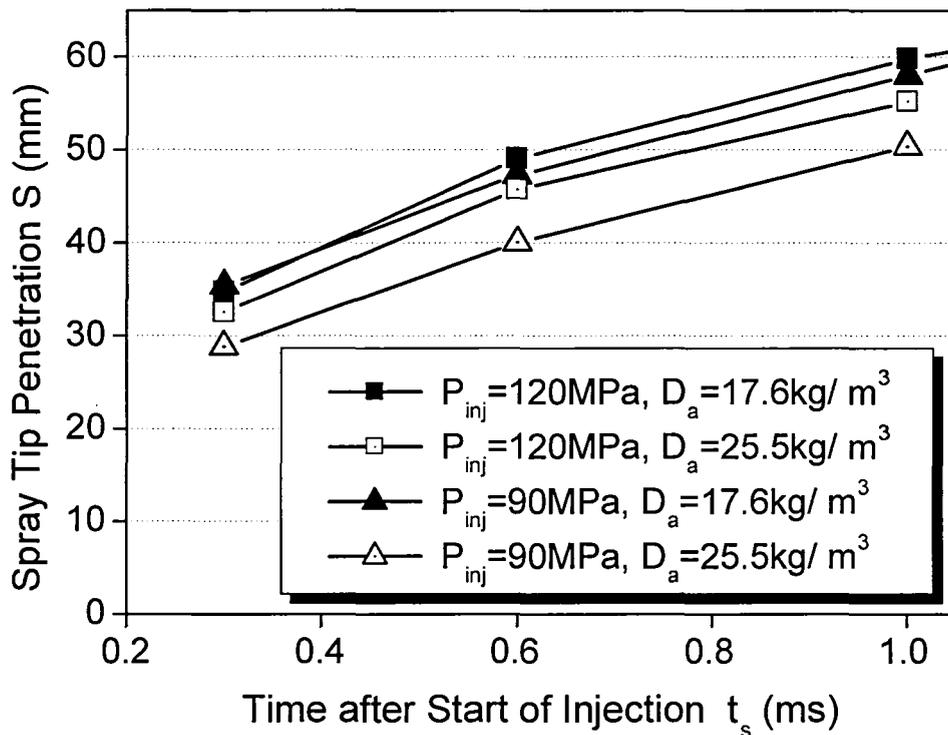


図 4.5 噴霧先端到達距離の時間変化

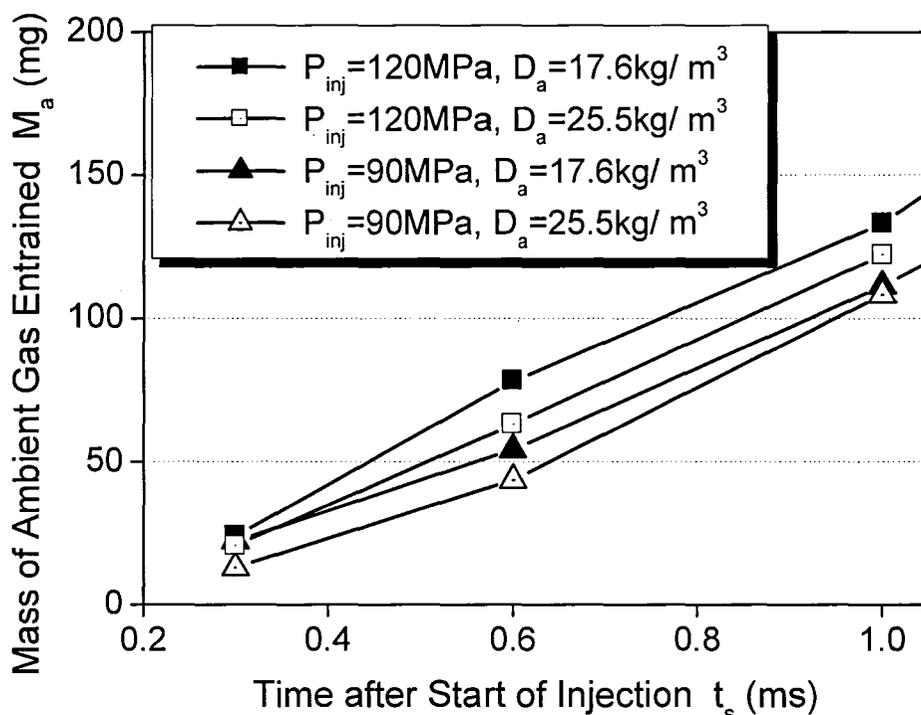


図 4.6 導入雰囲気質量の時間変化

離が伸びにくく (図 4.5), 噴霧内への雰囲気導入が少なくなった (図 4.6) と言える [13]. ところで, 図 4.4 中の ◆ で示した群噴孔ノズルは, 2 つの噴孔が微小間隔で並行に配置されているため, そこから噴出した噴霧は軸対称噴霧になっていると考えられる. そこで, 玉ねぎの皮むきモデルを用いる軸対称解析を行い, 噴霧内への導入雰囲気質量を求めた. プロットは直線から上方に外れているため, 導入雰囲気質量が多くなっている.

次に, 第 3 章で使用した群噴孔ノズルから噴射された噴霧への雰囲気導入特性について調べた. しかし, 群噴孔ノズルから噴射された噴霧は非軸対称であり, 導入雰囲気質量を求めることができない [14]. ここで, 燃料の蒸発は噴霧内に高温の雰囲気を取り込まれることで進む [14] ので, 導入雰囲気質量と噴霧内の蒸気相質量には密接な関係がある. そこで今回は, 蒸気相質量 (M_v) を導入雰囲気質量として扱い, 式 (4.16) を用いて噴霧特性量を整理した. その結果を図 4.7 に示す.

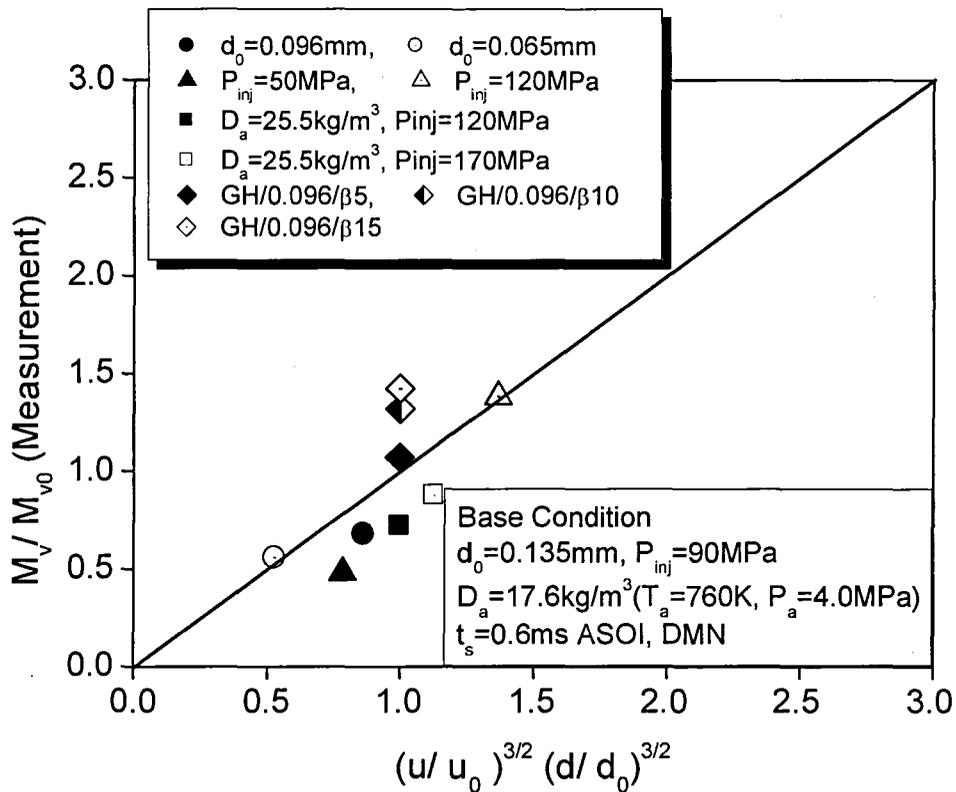


図 4.7 実験値と理論値の比較 (蒸気相質量)

群噴孔ノズルを除く他のプロットは、図 4.4 と同様の傾向を示していることから、導入雰囲気質量と噴霧内の蒸気相質量には同じ関係（噴霧内に多くの雰囲気を取り込まれると燃料の蒸発が促進される）があると確認できた。群噴孔ノズル（◇や◆プロットなど）は、直線から上方に外れており、噴孔間開き角を大きくするほどその差は大きくなる。これは第 3 章でも述べたように、噴孔間開き角を大きくすると噴霧が横方向に広がって液滴粒径の小さい領域が増えて燃料の蒸発が進むためである。また、噴霧内に多くの雰囲気を取り込まれていると考えられる。ただし、互いの噴霧が重なる領域が少なくなるので噴霧先端到達距離は短くなる。

(2) 希薄化速度

図 4.8 に、希薄化速度の解析結果を示す。希薄化速度は単位燃料噴射量あたりに取り込まれる雰囲気質量であり、噴霧内部の不均一性を度外視した時の平均的な希薄化の度合いを示す[4]。横軸は式(4.17)で求めた特性量、縦軸は

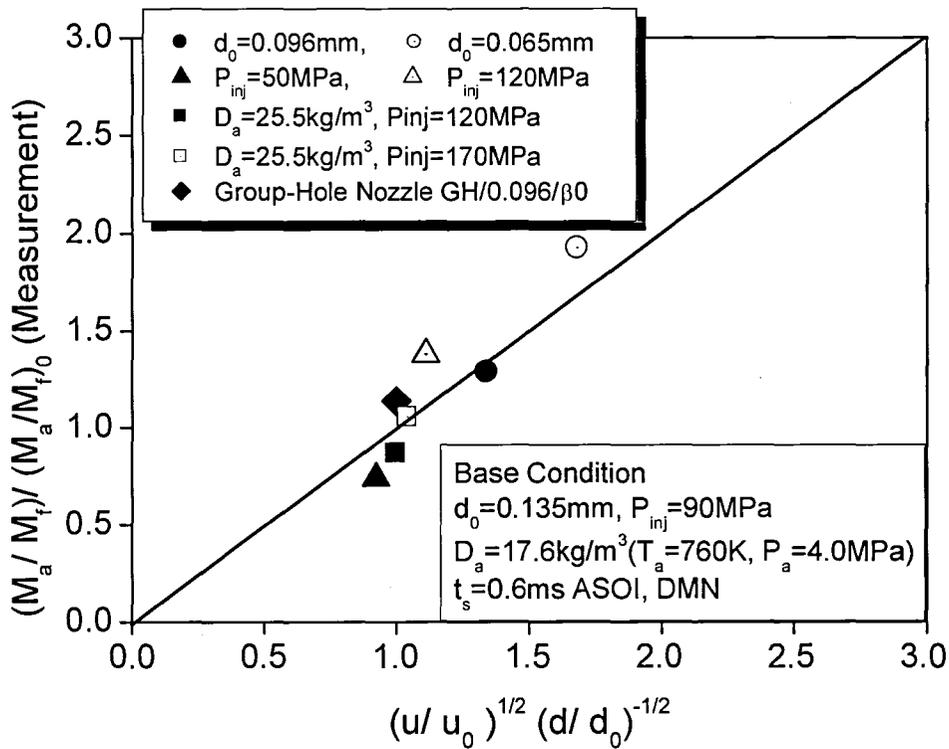


図 4.8 実験値と理論値の比較（希薄化速度）

LAS 解析により求めた導入雰囲気質量を噴霧総質量（燃料質量＋導入雰囲気質量）で除した値である．また図 4.4 同様に，両者が一致する場合を直線で示している．噴射圧力を変化させると（△，▲プロット）直線から外れることがわかる．直線より下にある▲は基準条件に比べて噴射圧力が低い場合，上にある△は噴射圧力が高い場合である．噴射圧力を低くすると噴孔出口速度が減少するので，雰囲気から抵抗を受けて噴霧貫徹力が弱くなりやすい．その結果，噴霧先端到達距離が短く，雰囲気の取り込み能力も低下する．しかし噴射圧力を高くすると噴孔出口速度が増加するので，基準条件よりも雰囲気の抵抗による噴霧貫徹力の減衰が少なくなり，雰囲気導入が増えると考えられる．この点から，希薄混合気の形成には高圧噴射が有利であると言える．実際の噴霧の燃料濃度を LAS 解析し，噴霧内総合当量比別質量頻度分布を求めた．図 4.9 にその結果を示す．これは，ある当量比領域に存在する燃料質量を噴霧内の総燃料質量で除したもので，頻度分布のピーク値が高いほどその領域に存在している燃料が多いことを意味する．この結果を見ると，噴射圧力を高くするほど頻度分布のピーク値が高く，かつそのピーク値が希薄側に移動するので，均一で希薄

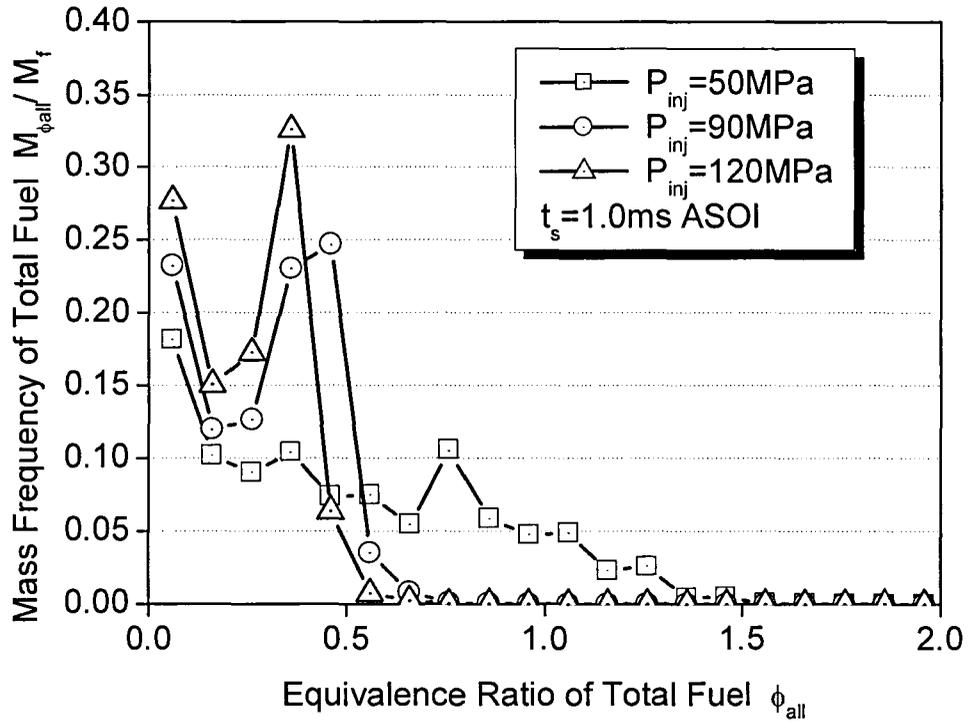


图 4.9 総合（液相+蒸気相）当量比別質量頻度分布

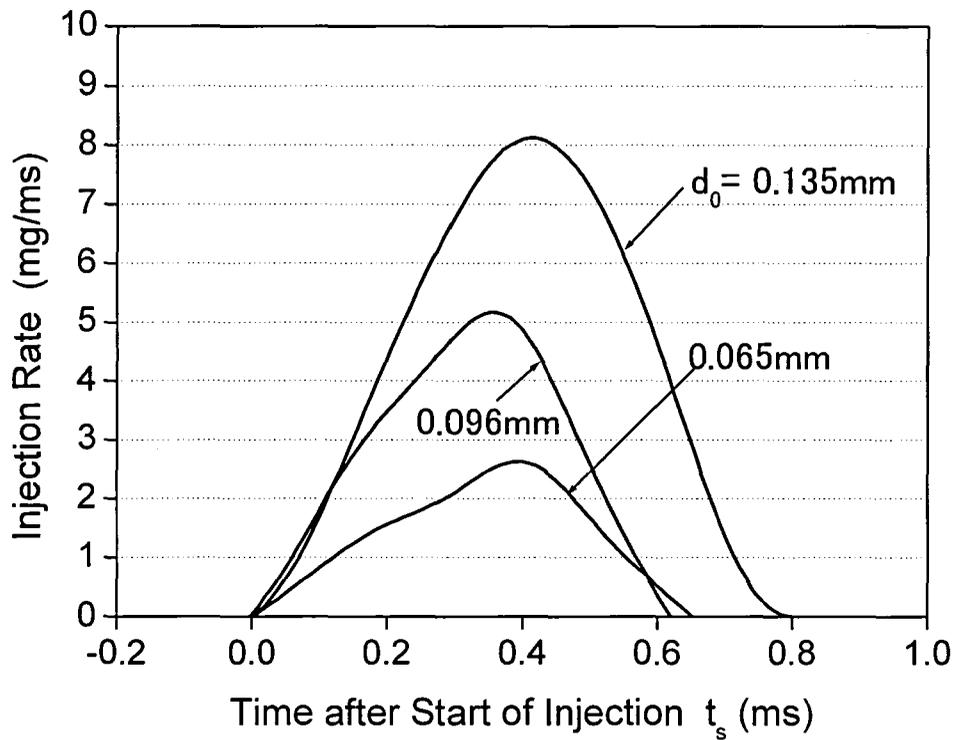


图 4.10 噴射率波形

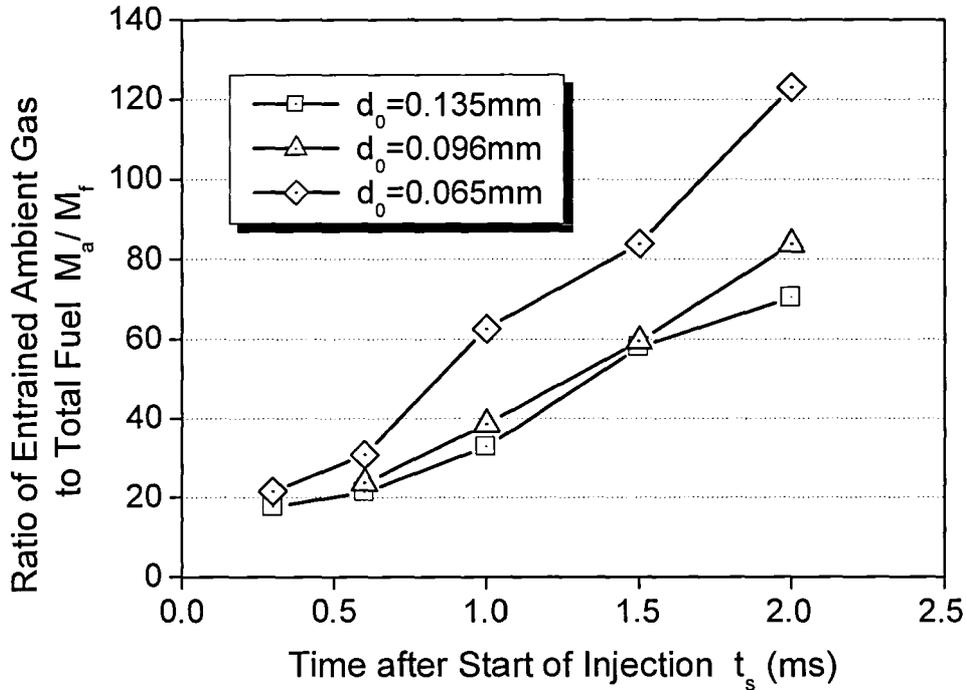


図 4.11 導入雰囲気質量の時間変化

な混合気を形成していることになる。

次に、ノズル噴孔径を変化させた時の影響（図 4.8, ○, ●プロット）について見てみると、直線より上方に外れたプロットが見られる。○は供試ノズル中で最も噴孔径が小さい（0.065mm）。図 4.10 に、噴孔径を変化させた時の噴射率波形を示す。これから求めた噴孔径 0.135mm, 0.096mm, 0.065mm のノズルの平均噴孔出口はそれぞれ、292m/s, 372m/s, 396m/s であり、速度噴孔径を小さくするほど燃料の噴出速度が速くなっている。また噴霧自体が長細く、噴霧比表面積（噴霧比表面積を噴霧体積で除したもの）が増加する。つまり、単位体積あたりの噴霧が雰囲気と接する割合が多くなる[2]ので、これも雰囲気導入の促進に寄与している（図 4.11）ものと考えられる。図 4.12 に、噴射開始後 0.6ms における液相および蒸気相の当量比分布を示す。これは噴霧断面の当量比分布であり、噴霧左側が液相、右側が蒸気相となっている。なお今回は噴射期間を統一して実験を行ったため、噴孔径の大きいノズルの噴射量が多く、噴孔径を小さくするほど噴射量は少なくなっている。噴孔径を小さくした場合の蒸気相当量比分布を見ると 0.2 の領域が噴霧全体にわたって広く分布していることがわかり、また液相当量比分布からは液滴の蒸発が進んでいることがわか

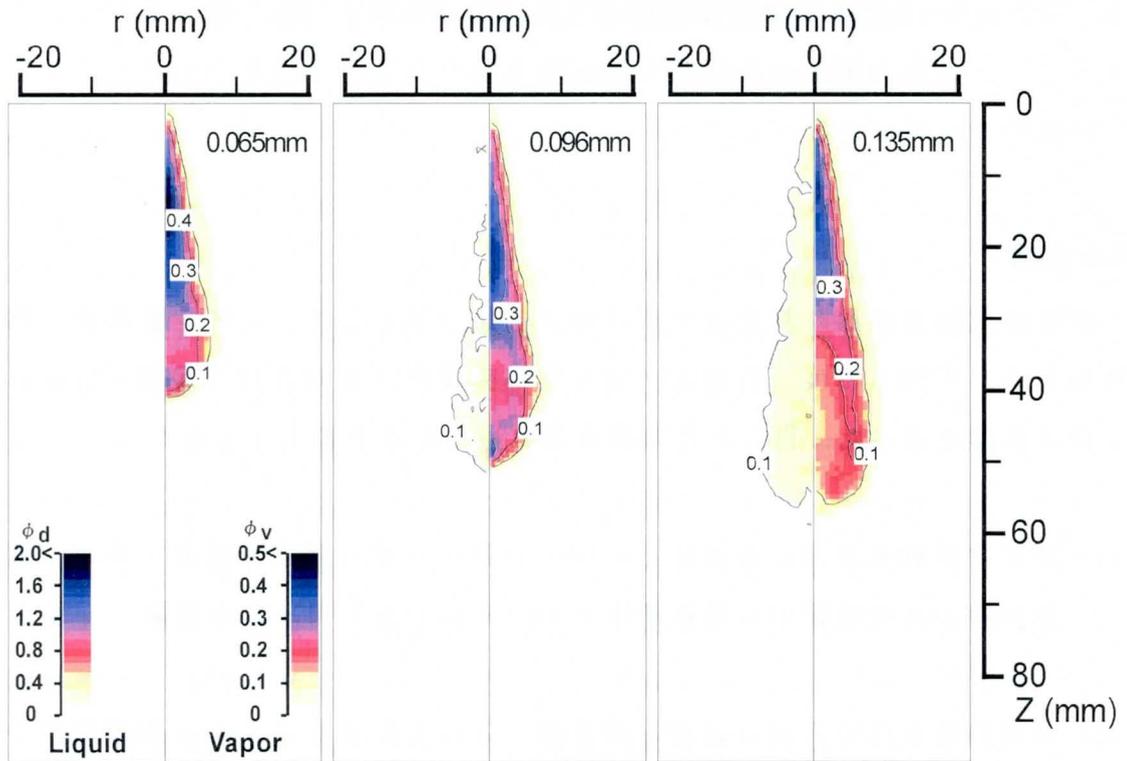


図 4.12 液相・蒸気相の当量比分布 (0.6ms ASOI)

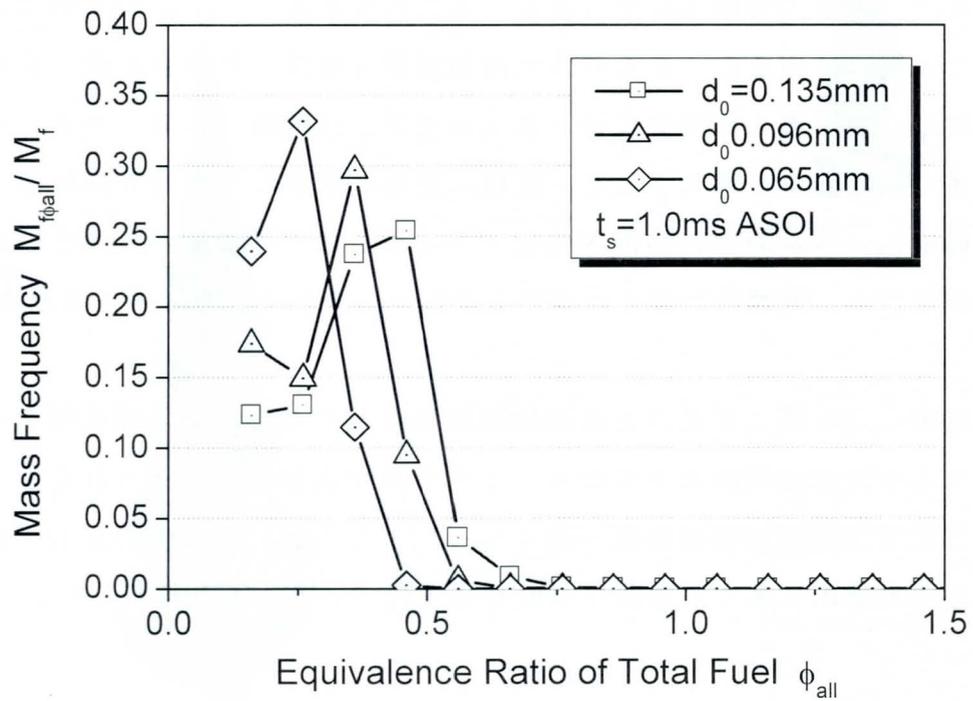


図 4.13 総合 (液相+蒸気相) 当量比別質量頻度分布

る。また図 4.13 に示した噴霧内総合当量比別質量頻度分布を見ても、噴孔径を小さくした方が当量比の希薄側で値が最大値となり、かつその山が高くなるので同様のことが言える。

4.5 結言

準定常運動量理論や無次元パラメータを用いることで、ノズル噴孔径、燃料噴射圧力、雰囲気密度、群噴孔ノズル化が噴霧内へ導入される雰囲気質量におよぼす影響を調べた。得られた結果をまとめると以下のようなものである。

- (1) 準定常運動量理論は液滴粒子の均一分散を仮定した上で成立するが、噴射期間中の蒸発噴霧中の燃料濃度分布（液相＋蒸気相）も本理論と一致する。
- (2) 噴霧特性量は噴孔出口速度と噴孔径のみに支配されるため、基準条件から雰囲気密度を変化させると導入雰囲気質量の実験値は理論値から外れる。これは、雰囲気密度によって噴霧先端到達距離が変わり、それによって噴霧内への導入雰囲気質量も変化するためである。また、蒸気相質量を用いて同様の評価を行っても導入雰囲気質量を使用した場合と同じ結果が得られるので、導入雰囲気質量と蒸気相質量には同様の傾向、つまり噴霧内に多くの雰囲気が入ると燃料の蒸発が促進される効果があると言える。群噴孔ノズルの噴孔間開き角を大きくするほど理論値から大きい方向に外れるため、噴霧内に多くの雰囲気を取り込まれていると考えられる。
- (3) 噴射圧力を高くするほど希薄化速度が大きくなる。また噴孔径を小さくしても希薄化速度は大きくなり、より希薄な混合気が形成される。この理由としては燃料の噴出速度が速くなっていること、また噴霧比表面積が増加して噴霧内に多くの雰囲気を取り込まれていることが考えられる。

第5章 LIF-PIV 法による霧囲気流動の解析

5.1 緒言

第4章までは、二波長レーザー吸収散乱法を用いて直噴ディーゼル噴霧の混合気特性を調べてきた。しかし直噴ディーゼル噴霧の場合、噴射によって引き起こされる噴霧周囲霧囲気の流動が噴霧特性や混合気特性に影響を及ぼすため、噴霧周囲霧囲気の流動についても把握しておく必要がある。

図5.1は、常温高圧場の定容容器内に噴射したディーゼル噴霧の断面構造をモデリングした図である[1]。ノズルから高速で噴射された液体燃料は、ノズル内部で生じた乱れや周囲霧囲気との速度差や密度差により分裂し、液滴が生成される。さらに分裂した液滴は、噴霧下流に進行する途中で周囲霧囲気から抵抗を受け、速度が低下する。その一方、燃料液滴は周囲気体に運動量を伝達し、周囲霧囲気に乱流渦を発生させ、噴霧内に霧囲気を取り込まれる。このよ

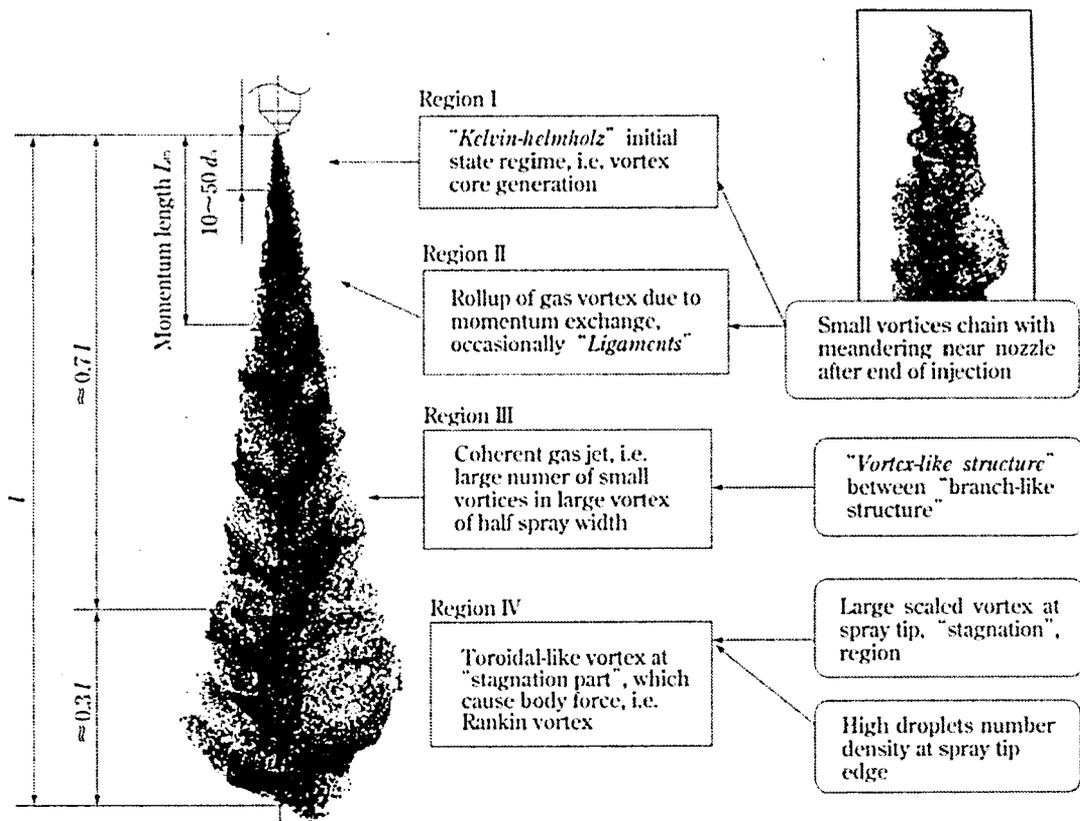


図 5.1 ディーゼル噴霧内部構造の模式図 [1]

うに、噴霧構造には噴霧周囲雰囲気の流れが大きく影響を及ぼすことが知られているが、噴霧自体の計測例は少ない[2-3].

本研究では、噴霧周囲雰囲気の流れを計測するために LIF-PIV (Laser Induced Fluorescence - Particle Image Velocimetry) 法を用いた。これは、噴霧周囲雰囲気に蛍光物質を浮遊させ、レーザ光の吸収によるトレーサの蛍光が入射光と同波長の散乱光より長波長側にシフトすることを利用して、噴霧周囲雰囲気の流れを計測する方法である。

本章では、まず、LIF-PIV 法の計測原理について述べる。次に、計測に大きな影響を及ぼすトレーサ粒子の特性について述べ、トレーサ粒子の噴霧への追従遅れについて考察を行う。

5.2 計測原理

5.2.1 基本原理[4]

図 5.2 に、PIV 法の典型的なシステム構成を示す。パルスレーザを光源とするシート光を微小なトレーサ粒子を混入させた流れ場に 2 回 (時刻 t_0 と t_1) 照射する。この時のトレーサ粒子からの散乱光を CCD カメラで捉え、連続する 2 時刻の画像からトレーサの移動距離 ΔX を計測する。計測された移動距離を発光間隔 Δt で除することによって、粒子周辺の流体の局所速度 u が得られる。

$$u = \alpha \frac{\Delta X}{\Delta t} \quad (5.1)$$

ここで、画像の変換係数 $\alpha = (\alpha'/M)$ で与えられる。 M は撮像系の横倍率 (Magnification) で、 α' は単位換算係数である。この時、流れ空間のトレーサ粒子は局所の流速で流れと共に移動すると仮定する。粒子が画面に多数存在していれば、多点の局所速度が同時に得られるので、多点同時計測が可能になり、流れ構造の把握に威力を発揮する。ところで、流速が大きくなるとフレーミング速度の不足が懸念されるが、図 5.3 に示すように、連続フレームを挟むように短い時間間隔で発光するフレームストラッドリングという方法によって解決され、発光時間間隔 Δt を数 μs にまで縮めることが可能である。

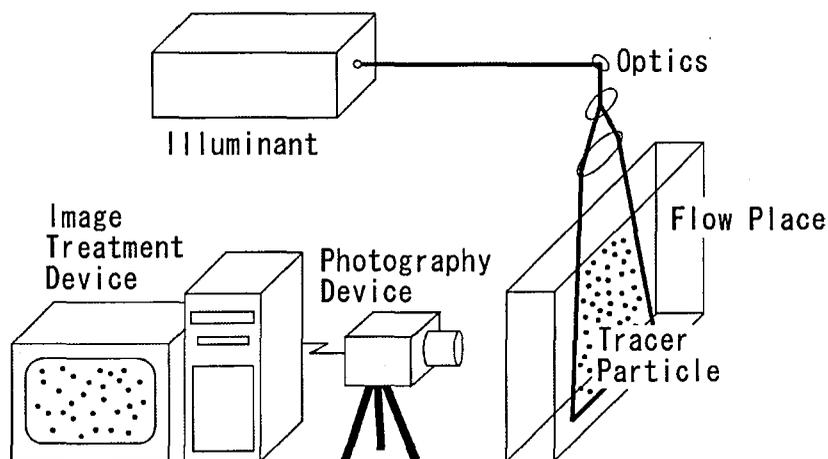


図 5.2 PIV システムの一般的な構成

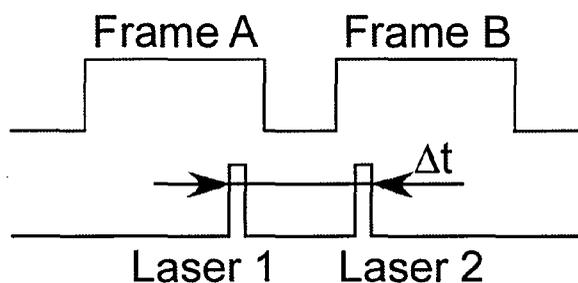


図 5.3 フレームストラッドリング (Frame Straddling)

撮影した画像から速度ベクトルを求めるため、図 5.4 に示すように、PIV システムは長方形あるいは円形の検査窓の中の粒子群を追跡する。粒子群の移動が平行移動のみであると仮定し、 X 、 Y 方向にシフトさせた探索窓に重ね合わせると両者の輝度分布は高い相関を示すはずである。すなわち、時刻 t_0 と $t_0 + \Delta t$ の粒子画像の輝度分布をそれぞれ $f(i, j)$ 、 $g(i, j)$ とすると、粒子群の追跡は式 (5.1) で定義される相関係数分布 $C(x, y; \Delta x, \Delta y)$ のピーク位置を見出すことによつて行われる。

$$C(x, y; \Delta x, \Delta y) = \frac{\sum_i \sum_j [f(i+x, j+y) - \bar{f}] \cdot [g(i+x+\Delta x, j+y+\Delta y) - \bar{g}]}{\sqrt{\sum_i \sum_j [f(i+x, j+y) - \bar{f}]^2} \sqrt{\sum_i \sum_j [g(i+x+\Delta x, j+y+\Delta y) - \bar{g}]^2}} \quad (5.2)$$

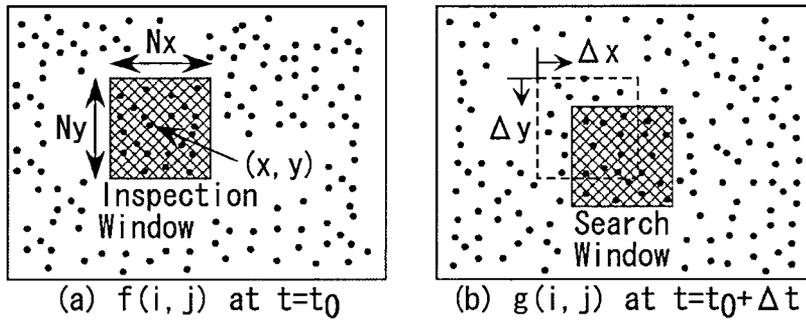


図 5.4 PIV の画像相関の処理

ここで、 $\sum_i \sum_j$: 検査窓 $(N_x \times N_y)$ にわたる総和
 (x, y) : 検査窓の中心座標
 $(\Delta x, \Delta y)$: 検査窓 f に対する検査窓 g のシフト量

また、 \bar{f} , \bar{g} は式 (5.3) で定義される平均輝度である.

$$\bar{f} = \frac{\sum_i \sum_j f(i+x, j+y)}{N_x N_y}$$

$$\bar{g} = \frac{\sum_i \sum_j g(i+x+\Delta x, j+y+\Delta y)}{N_x N_y} \quad (5.3)$$

このように計算された相関係数分布 $C(x, y; \Delta x, \Delta y)$ から、ピーク位置を与える $(\Delta x, \Delta y)$ を求める。実際の測定ではピークは存在するものの、相関係数が小さい場合や、相関係数の大きなピークが複数存在する場合がある。前者については、相関が高くないものは信頼性が低いと考え、単純に棄却することが行われる。後者についても、やはり単純に棄却する方法と周囲の速度ベクトル分布との整合性を調べて、最良のピーク位置を採用する方法とがある。いずれの方法でも多かれ少なかれ誤った追跡によるエラーベクトルが発生し、その修正あるいは除去が必要になる。

5.2.2 特殊アルゴリズム [5]

本研究で PIV 解析を行う際、エラーベクトル除去するために、以下のようなアルゴリズムを用いた。

(1) 再帰相関解析法 (Multiple Pass Interrogation)

設定された回数相関を繰り返す方法。はじめに通常の相互相関法で指定された Grid で相関を算出し、それ以降は直前に算出された移動量だけ 2 枚目の画像の Grid を移動して再度相関を算出する。この操作を何度か繰り返すことにより、解析精度が向上する。

(2) 階層相関解析法 (Multi Grid Interrogation)

再帰相関で解析を繰り返す毎にスポットサイズを小さくする方法。はじめに設定された Window サイズから相関の算出を始め、最終的には Grid で設定された Window サイズまで段階的に Window サイズを小さくしていく。粒子の移動量が大きな場合、より細かい解析を行うことが可能で、空間分解能が向上する。

(3) ディフォーメーションコリレーション (Deformation Correlation)

再帰相関で解析を繰り返す毎に、通常の解析で得られた相関ピーク位置を元に流れに合わせて変形し、より精度の高い解析を行うことができる。変形によって移動量が限りなく 0 に近づくので、ピークロッキング（データが整数値に偏る現象）を大幅に低減することができる。変形させる際の関数は、バイリニア関数、ガウシアンによる重み付け、B-スプライン関数から選択可能であるが、通常は B-スプライン関数を使用する。

5.2.3 LIF-PIV 法による噴霧周囲雰囲気の流れ計測法

LIF-PIV 法による噴霧周囲雰囲気の流れ計測の仕組みを図 5.5 に示す。噴霧と、雰囲気のトレーサであるローダミン B 水溶液が混在して浮遊する空間に Nd:YAG レーザを照射すると、噴霧の液滴からは入射されたレーザと同じ波長の散乱光が、また、トレーサ粒子からは散乱光とレーザより長波長側にシフトした蛍光が發せられる。そこで、CCD カメラの前に図 5.6 に示す透過率特性を持つハイパスフィルタ (HOYA オプティクス社製, O-56) を装着することで、噴霧およびトレーサ粒子からの散乱光はカットされ、トレーサ粒子からの蛍光のみを撮影することができる。

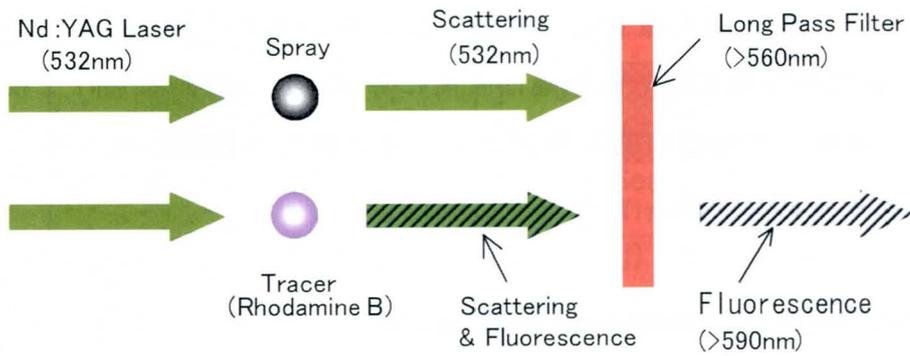


図 5.5 LIF-PIV 法による噴霧周囲雰囲気流動の計測法

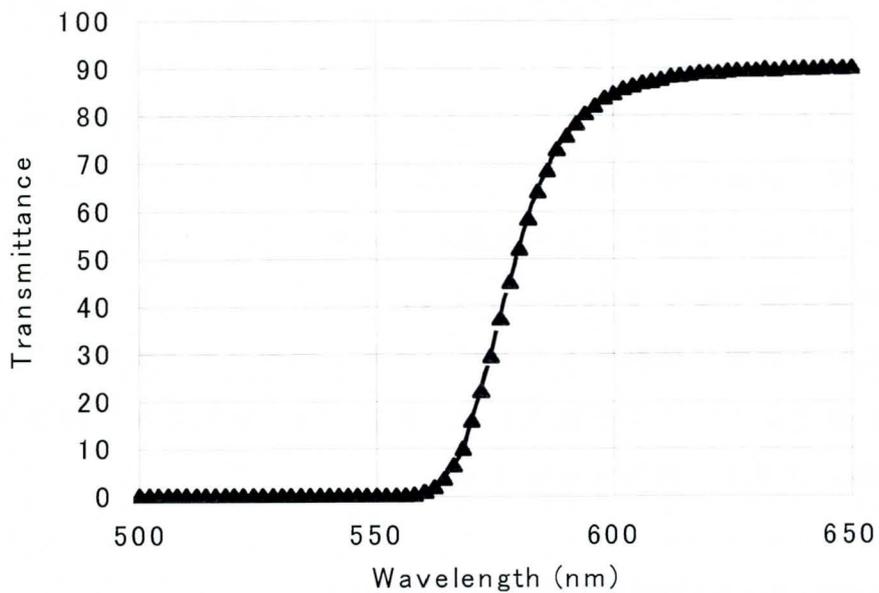


図 5.6 ロングパスフィルタの透過率特性

5.3 実験方法および装置

図 5.7 に実験装置の概略を示す．圧力容器のレーザ側とカメラ側には石英ガラスの観察窓が取り付けられている．燃料噴射装置は，二波長レーザ吸収散乱法計測（第 2 章）で用いたものと同じコモンレール式で，噴射ノズルを容器上部に取り付けた．容器内は常温高圧とし，二波長レーザ吸収散乱法の雰囲気気密

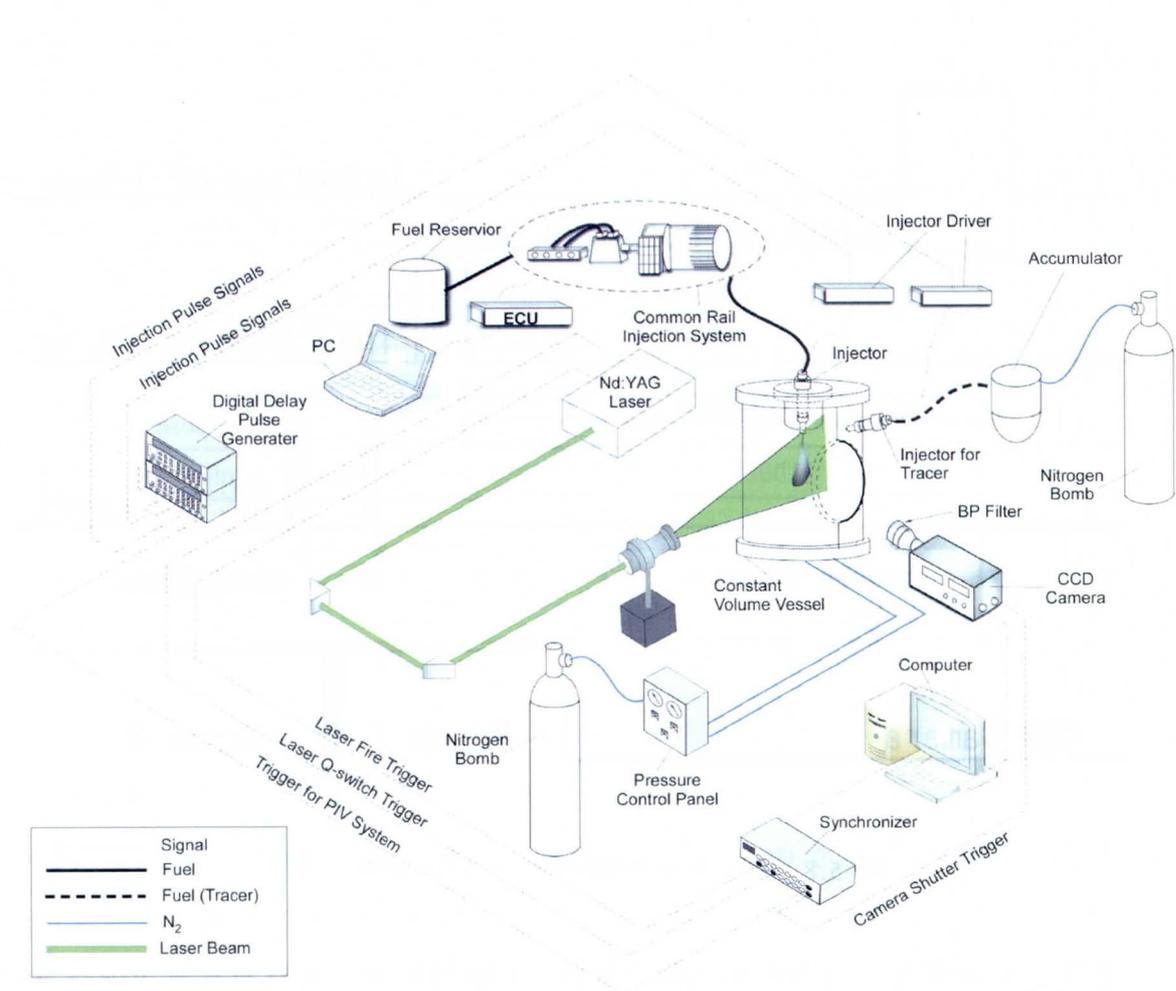


図 5.7 LIF-PIV 実験装置の概略

度と同一となるように窒素で加圧した。

PIV システムの制御は、総合型 PIV ソフトウェア（西華産業社製，Koncerto）を用いて行った。Nd:YAG レーザ（NEW WAVE RESEARCH 社製，DPIV-N50）から発振されたビーム（第二高調波，532nm）は厚さ約 1mm のシート光となり，容器上部に取り付けられた燃料ノズルの噴霧軸と平行に照射される。この時の散乱光や蛍光を，入射光と直角に配置された CCD カメラ（デルフトハイテック社製，PCO-1600PIV）を用いて撮影した。レーザ，カメラのタイミングの制御には，プログラマブル・ロジック&タイミングコントローラ（西華産業株式会社製，LabSmith LC880）を用い，Nd:YAG レーザの発振がフレーム 1 と 2 を挟むように制御した（図 5.8）。なお，カメラ，レーザの仕様を表 5.1 に示す。

また本研究では，Nd:YAG レーザの波長とは異なる波長の蛍光を発するトレ

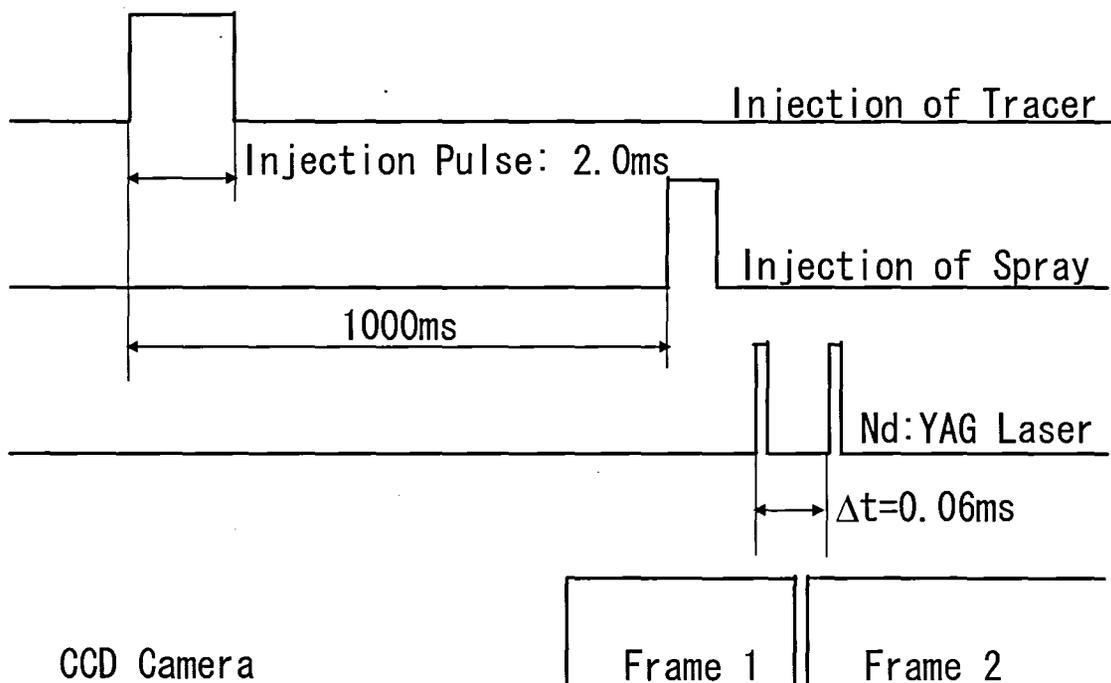


図 5.8 LIF-PIV 計測のタイミングチャート

一サ粒子を対象とした雰囲気流動の計測（LIF-PIV 法）を行った。トレーサにはローダミン B 水溶液を用い、直噴ガソリン機関用スワールインジェクタを用いて圧力容器内に直接噴射することでトレーサ粒子を形成した。トレーサ粒子用インジェクタは、窒素ボンベによって加圧されたアキュムレータによって噴射圧力を 9MPa に設定した。なお、トレーサ粒子を噴射し、1000ms 経過後に容器上部の燃料噴射ノズルから燃料を噴射した（燃料噴射時期については、5.4.1 項で考察する）。この時、カメラの前方にロングパスフィルタを設置し、燃料噴霧およびトレーサ粒子からの散乱光とトレーサ粒子からの蛍光を分離した。このフィルタは図 5.6 に示したように、波長 532nm の散乱光を遮断し、波長 570 ~ 629nm のトレーサ粒子からの蛍光のみを通過させることができる。撮影された特定の時間間隔 Δt （本実験では、燃料の噴射期間の 1/10 に相当する 0.06ms）を持った 2 つの画像をコンピュータに取り込み、画像輝度の相互相関によって速度ベクトルを算出した。

表 5.1 レーザとカメラの仕様

| Laser | |
|---------------------------|-----------------------------------|
| Model | Standard Type 120mJ |
| Wave Length, nm | 532 |
| Energy, mJ | 120 |
| Laser Sheet Thickness, mm | 1 |
| Camera | |
| Model | PCO1600-PIV |
| Resolution, pixels | 1600 X 1200 |
| Dynamic Range, bit | 14 |
| Lens | Nikon Micro-Nikkor 60mm f/2.8D |

5.4 解析精度

PIV 法はトレーサ粒子像を直接の解析対象とするので、粒子の特性を把握しておくことは重要である。本項ではトレーサ粒子の選択にあたって考慮すべき点について述べる。

5.4.1 トレーサ粒子の分布と粒径[6]

LIF-PIV 法は、容器内に噴射されたトレーサ粒子が均一に分布し、粒子の沈降速度が一定になった時、燃料を噴射する。そこでまず、トレーサを噴射してから燃料を噴射するまでの時間を決定するため、トレーサ粒子の速度を求める必要がある。トレーサのみを容器内に噴射、任意のタイミングでレーザを発光させてトレーサ粒子による蛍光のみを撮影した。ノズル先端から鉛直方向に 5mm, 30mm, 60mm の領域（図 5.9 中の A 点, B 点, C 点）における垂直方向速度を求めた。その時間変化を図 5.9 に示す。時間の経過に伴ってトレーサの速度は小さくなり、トレーサ噴射後 1000ms 以降では、同一領域における速度に大きな変化が見られなくなる。またノズル先端から離れるほど沈降速度が大きくなる。

図 5.10 に各撮影タイミングのトレーサ粒子の分布を示す。この図を見ると、

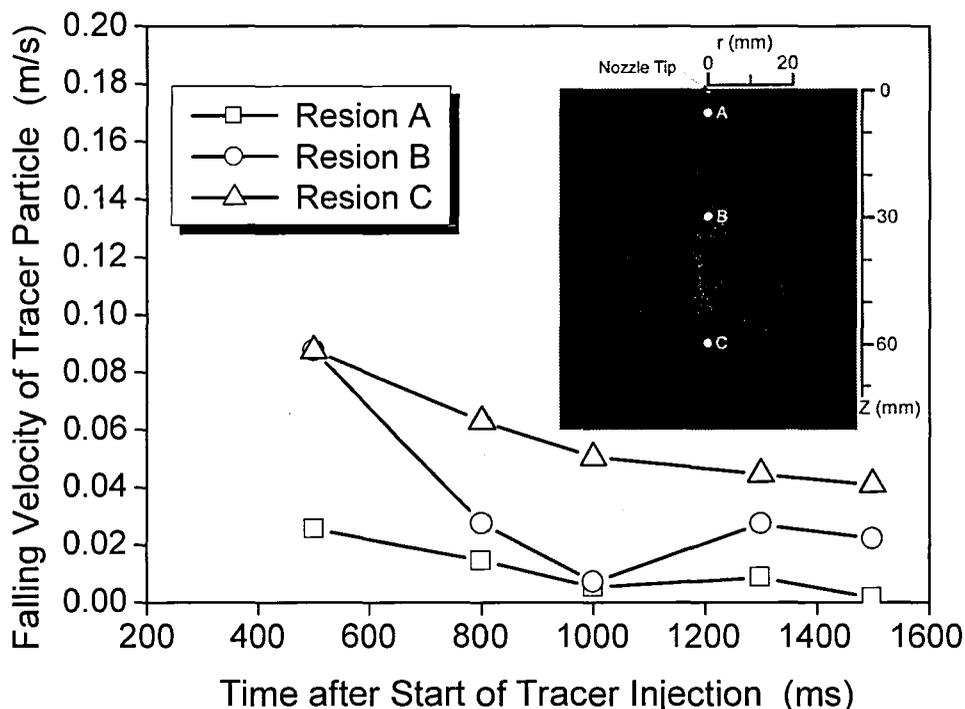


図 5.9 トレーサ粒子沈降速度の時間変化

トレーサ噴射後 500ms, 1000ms についてはトレーサ粒子が観察視野全体にわたって広く分布している。しかし噴射開始後 1500ms ではトレーサ粒子が沈降してしまい、ノズル近傍のトレーサ粒子が少ない。これを PIV 解析した結果を図 5.11 に示す。トレーサ噴射後 1500ms においてはノズル近傍の領域で値の大きなベクトル、つまりエラーベクトルが現れるため、正確な計測ができないと思われる。

ところで、流れの中に投入されたトレーサ粒子は粒子による慣性力のため流体に追従できず、流体よりも遅れた挙動を示す。このトレーサ粒子の流れへの追従性は PIV 計測の測定原理に関わる重要な問題であり、その中でもトレーサ粒子の大きさは流れへの追従に関係する重要なパラメータである。そこで、トレーサ粒子の粒径を LDSA (Laser Droplet Size Analyzer) 計測した。本計測ではレーザー光が粒子を通過する際の回折を利用して粒径を求める粒度分布測定器 (東日コンピュータアプリケーションズ社製, LDSA-1400A) を用いた。図 5.12 に示すように、レーザーと受光部の間に圧力容器を設置し、容器内に噴射されたトレーサ粒子の粒径を計測した。測定点はノズル先端から鉛直方向に 5mm,

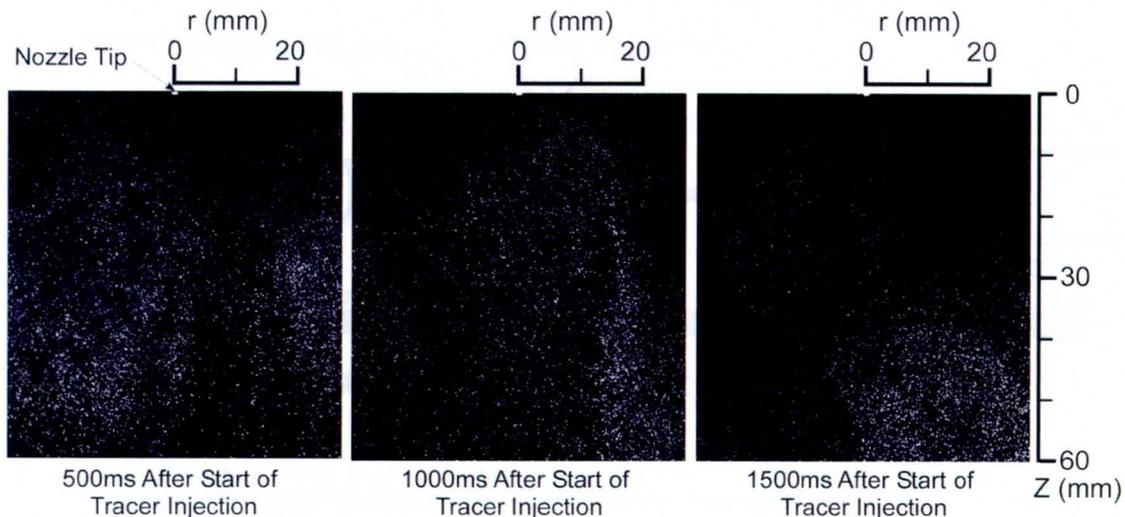


図 5.10 トレーサ粒子画像

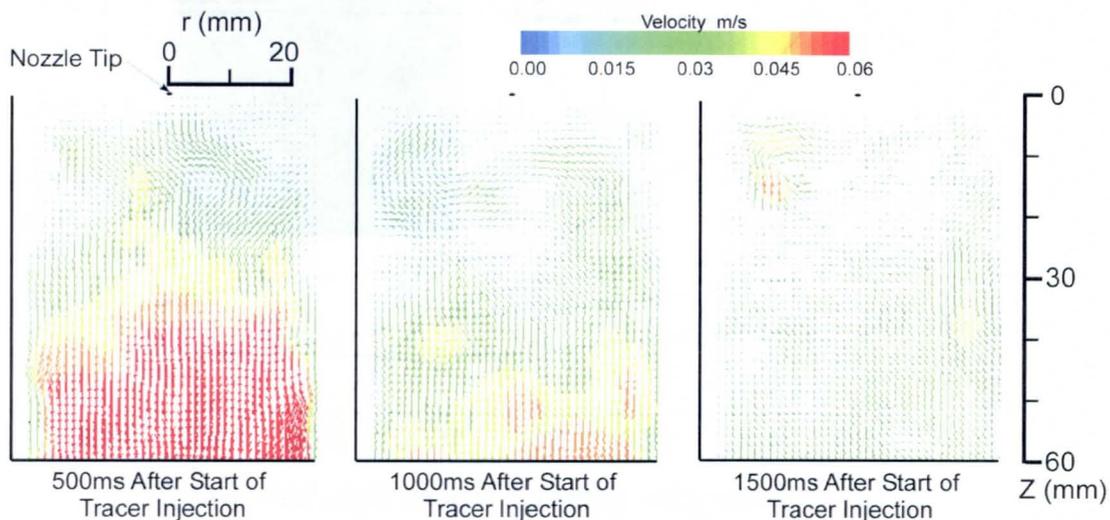


図 5.11 トレーサ粒子の速度分布

30mm, 60mm の領域 (図 5.13 中の A 点, B 点, C 点) とした. 算術平均粒径の時間変化を図 5.13 に示す. ノズル先端から 5mm と 30mm の領域では全タイミングにおいて粒径は $15\mu\text{m}$ 以下である. またノズル先端から 60mm の領域では, トレーサ噴射後 300 ~ 700ms では粒径が $20 \sim 40\mu\text{m}$ と比較的大きく, 追従性への懸念がある. なお, トレーサ噴射後 1000ms のトレーサ粒子の平均粒径は $10.45\mu\text{m}$ であった.

以上より, トレーサ噴射後 1000ms においてはトレーサ粒子が観察視野全体に分布し, かつその粒径が小さくなることがわかった. そこで本実験では, ト

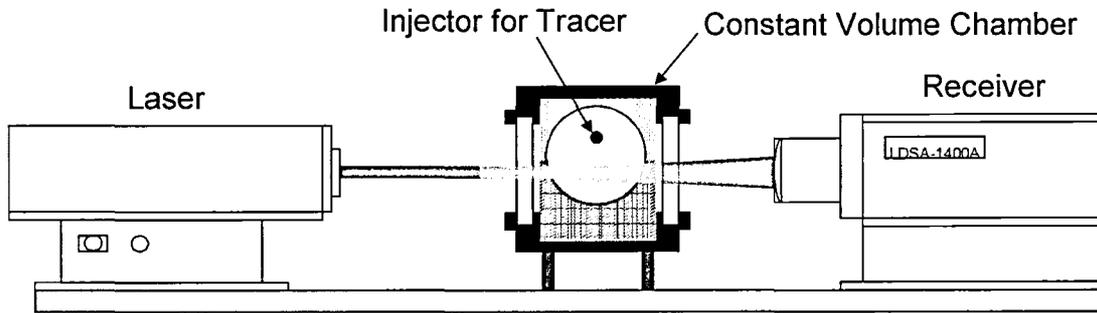


図 5.12 LDSA 計測装置の概略

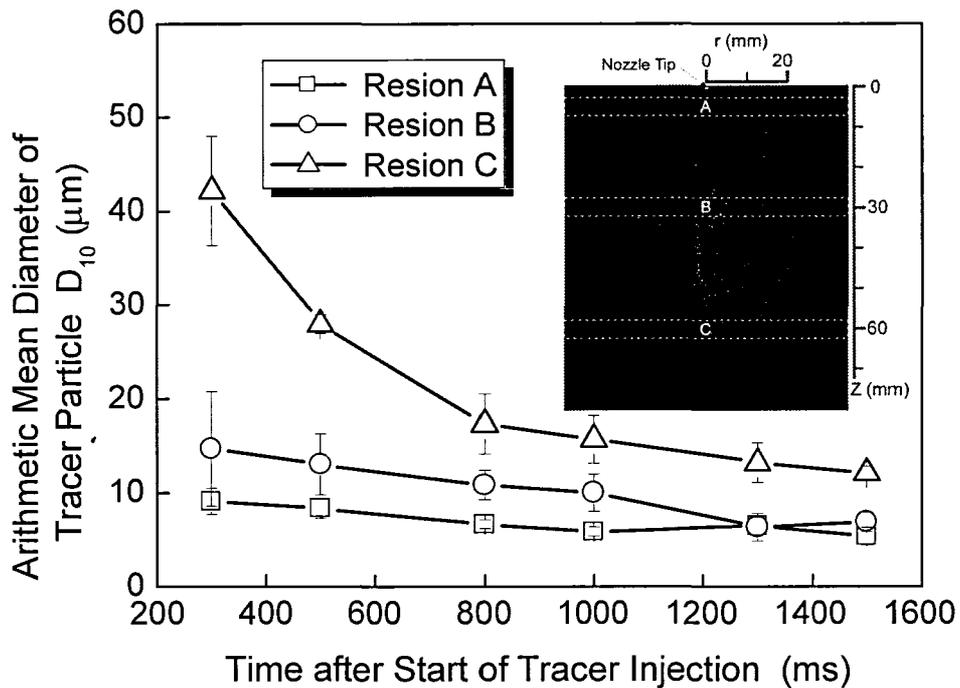


図 5.13 トレーサ粒子径の時間変化

レーザ噴射後 1000ms に後に燃料を噴射することにした。

次に、トレーサ粒子の流れへの追従性を調べるため、ストークスの抗力則から重力による沈降速度（終端速度） U_g を求めた。流体の密度 ρ とトレーサ粒子の密度 ρ_p が異なる時、重力の影響によって計測誤差が生じる。非常に低いレイノルズ数下での粘性流体中の球状粒子を仮定すると、

$$U_g = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} g \quad (5.4)$$

となる。

ここで、 g : 重力加速度 [m/s²] μ : 流体の粘性係数 [Pa*s]
 d_p : 粒子径 [m]

式(5.4)と同様に、連続的に加速されている流体中の粒子の速度遅れ U_s を見積もると、

$$U_s = U_p - U = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} a \quad (5.5)$$

となる。

ここで U_p : 粒子速度 [m/s]

粒子の密度が流体の密度に比べて十分大きい時、 U_p のステップ応答は、

$$U_p(t) = U \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \right] \quad (5.6)$$

となる。緩和時間 τ_s は以下のように与えられる。

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (5.7)$$

式(5.6)、式(5.7)、LDSA 計測によって得られた算術平均粒径 (10.45 μ m) か

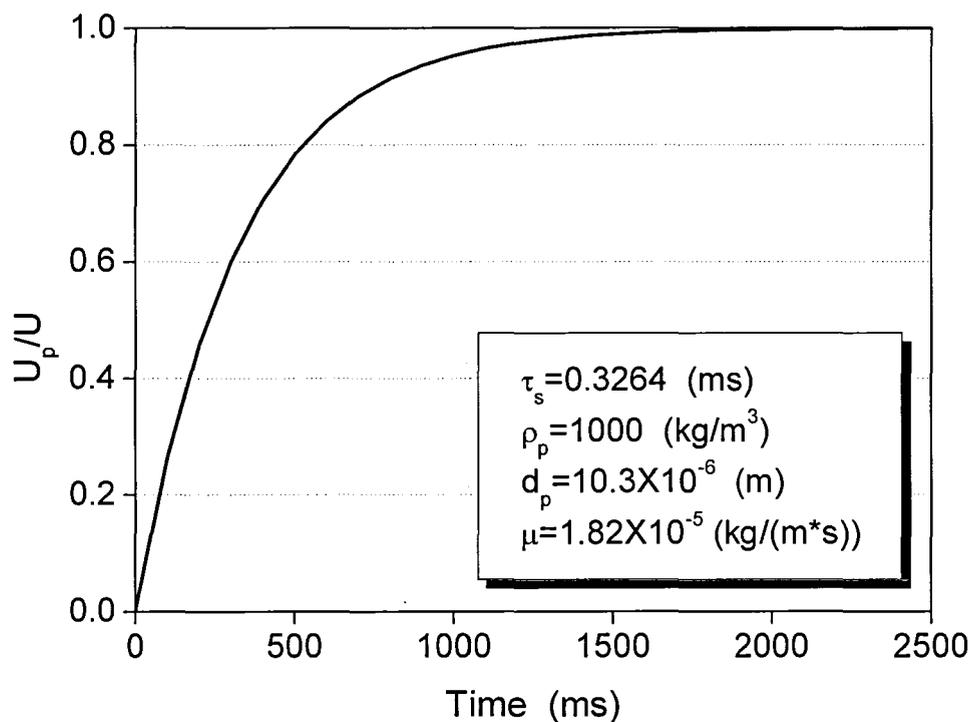


図 5.14 トレーサのステップ応答 (トレーサ噴射後 1000ms)

らトレーサのステップ応答に対する追従性 U_p/U を求めた。その結果を図 5.14 に示す。トレーサ噴射後 1000ms における U_p/U を見ると、トレーサ粒子が測定対象流れの速度の 90%以上に追従できていることがわかる。よって、トレーサ噴射後 1000ms においては、トレーサの追従遅れの問題は無いと考えられる。

5.4.2 噴霧の測定例

LIF-PIV 法を用い、典型的な噴霧の周囲雰囲気流動を計測した。図 5.15 に、その結果の一例を示す。なお、噴霧の左半分にはミー散乱撮影した噴霧断面画像を白黒反転させたもの、右半分には噴霧周囲雰囲気気の流れ速度分布を示している。噴射開始後 0.6ms は噴射終了時であり、本タイミング以降ではノズルから少し離れた領域 ($Z=10\text{mm}$ 以遠) において、周囲雰囲気気の流れ速度が大きくなっている。この現象については次章でも述べるが、噴霧内の雰囲気気が噴霧によって誘引されて進んでいるためである。噴射終了後は噴霧内の圧力が雰囲気気圧力に比べて低く、そこに噴霧周囲雰囲気気が引き込まれているためだと考えられる。また噴霧の先端では、押し出されて巻き上げられた雰囲気気が噴霧末端から中央部

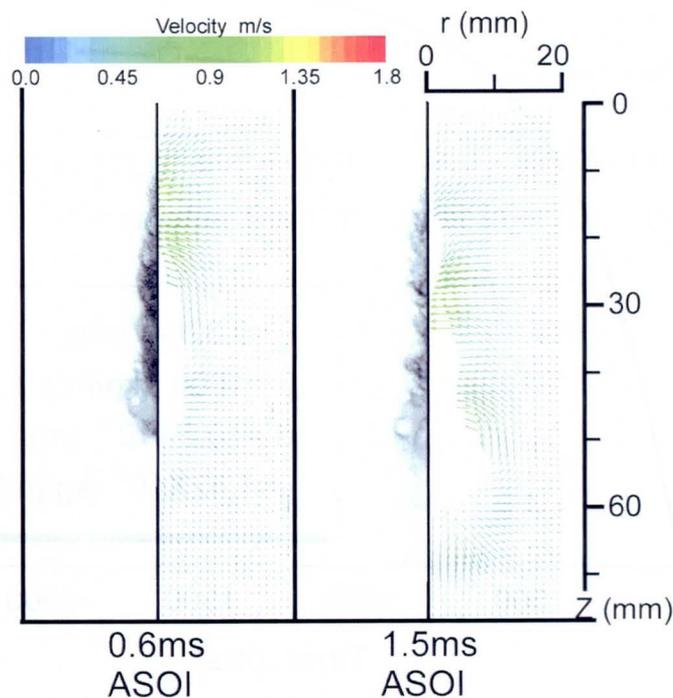


図 5.15 LIF-PIV 法の計測例

にかけて渦のように噴霧内に入っている様子が観察できる。これは過去の研究結果[1, 7]とも一致しており、本計測で妥当な結果が得られていると言える。

5.5 結言

LIF-PIV 法を用いて噴霧周囲雰囲気の流れを調べるため、計測に大きな影響を及ぼすトレーサ粒子の特性について調べた。得られた結果をまとめると以下のようなものである。

- (1) LIF-PIV 法は、Nd:YAG レーザの第 2 高調波を容器内に浮遊させたトレーサ粒子（ローダミン B 水溶液の液滴）に照射し、光学フィルタ（ロングパス）によってトレーサ粒子の蛍光のみを撮影する。これによって、燃料噴霧中の液滴と噴霧周囲雰囲気のトレーサを分離して撮影できる。
- (2) トレーサ噴射後 1000ms において、トレーサ粒子は計測視野内に均一に分布する。またこのタイミングにおけるトレーサ粒子の粒径を LDSA 測定したところ、その粒径は $10.45\mu\text{m}$ であった。この粒径を用いてトレーサ粒子のステップ応答に対する追従性を検証したところ、トレーサ粒子が測定対象流れの速度の 90%以上に追従できていることがわかり、噴霧への追従遅れも問題ないと考えられる。以上より、本方法によって噴霧周囲雰囲気流れを解析することは可能である。

第6章 噴霧への雰囲気導入過程

6.1 緒言

直噴ディーゼル噴霧の混合気形成に際し、噴射された燃料噴霧に取り込まれる雰囲気が大切であることは第5章まで述べてきた。そのため、その導入過程を観察することは非常に大切である。

本章では、第5章で開発した LIF-PIV 法を用いて、第4章までで明らかになった噴霧、混合気形成のメカニズム解明を行った。群噴孔ノズルの中でも、噴孔間開き角を 10° とした場合に壁面衝突噴霧の先端到達距離と蒸発割合が（同時に）最も促進された、という第3章での結果を踏まえ、このノズルに着目し、自由噴霧と壁面衝突噴霧について測定を行った。得られた結果を単噴孔ノズルの結果と比較することで、群噴孔ノズルから噴射された噴霧への雰囲気導入メカニズムについて考察を行った。

6.2 実験条件

6.2.1 供試ノズル

第3章で使用したノズルを用い、噴射された噴霧の周囲空気流動を調べた。このうち群噴孔ノズルは、噴孔間開き角が 10° の GH/0.096/ β 10 ノズルを用い

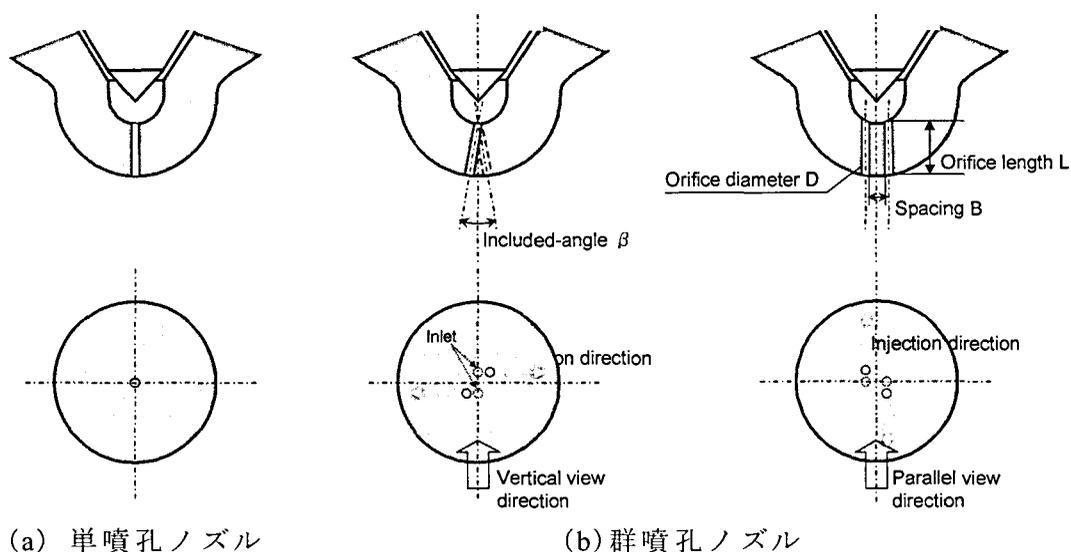


図 6.1 供試ノズルの概略

た。図 6.1 に供試ノズルの概略，表 6.1 にその仕様を示す。また第 3 章で述べたように，群噴孔ノズルの噴孔配列は幾何学的に非軸対称であるため，そこから噴射した噴霧の軸対称性が失われている [1-2]。そこで，観察方向（カメラ）に対して群噴孔ノズルの 2 つの噴孔が垂直に配列している Vertical と，平行に配列している Parallel の 2 方向から噴霧を撮影した。図 6.2 に撮影画像の一例を示す。

表 6.1 供試ノズルの仕様

| Nozzle | D, mm | L, mm | β , deg. | B, mm |
|----------------------|-------|-------|----------------|-------|
| SH/0.135 | 0.135 | 0.8 | - | - |
| SH/0.096 | 0.096 | ↑ | - | - |
| GH/0.096/ β 10 | ↑ | ↑ | 10 | 0.254 |

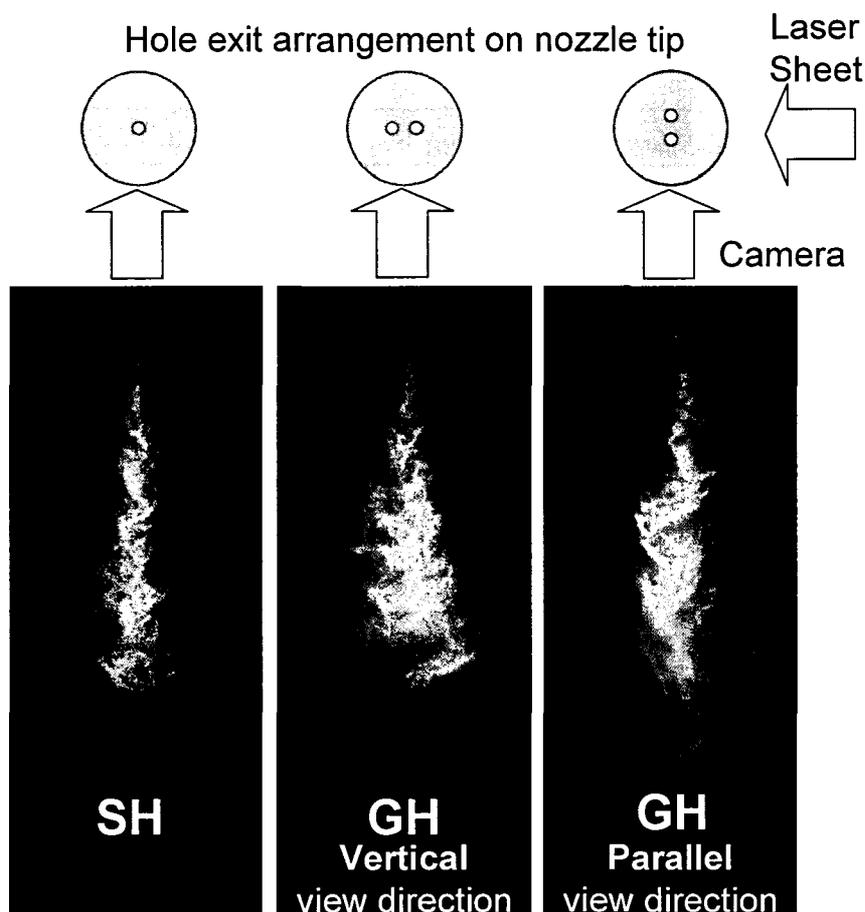


図 6.2 レーザシート光を用いて撮影した噴霧画像
($T_s=300\text{K}$, $P_s=1.6\text{MPa}$, $P_{inj}=120\text{MPa}$, $M_f=3.4\text{mg}$, $t_s=1.0\text{ms}$)

6.2.2 雰囲気および燃料噴射条件

実験条件を表 6.2 に示す。使用燃料は軽油で、燃料の噴射条件は第 3 章と同一である。本実験では容器内にトレーサ（ローダミン B 水溶液）を噴射し、その粒子の挙動を観察するため、容器内の温度は室温とし、蒸発噴霧の時（第 3 章の雰囲気条件）と雰囲気密度が同一になるように雰囲気圧力を設定した。なお、表中に括弧書きで示しているのは、第 3 章の条件である。ところで、雰囲気温度が低くなると雰囲気の粘度が高温時の約半分になるので、雰囲気の挙動が高温時と異なる可能性がある。しかし、第 4 章の準定常運動量理論でも述べたように、燃料噴射条件が同じならば噴霧特性は雰囲気密度によって支配されるため、噴霧構造自体に影響はないと考えられる。したがって、本章で雰囲気導入のメカニズムを解明するにあたって雰囲気粘度の問題はないと判断した。

表 6.2 実験条件

| | |
|---------------------------------|------------------------------------|
| Ambient Gas | Nitrogen |
| Ambient Pressure, MPa | 1.6 (4.0) |
| Ambient Temperature, K | 300 (760) |
| Ambient Viscosity, Pa*s | 183 (347) |
| Fuel Spray | |
| Injection Quantity, mg | 3.4 |
| Injection Pressure, MPa | 120 |
| Injection Duration, ms | 0.6 |
| Laser Shot Timing, ms (ASOI) | 0.3, 0.6, 1.0, 1.5 |
| Laser Shot-to-Shot Interval, ms | 0.06 |
| Impinging wall Distance, mm | 30 |
| Fuel | 1,3-Dimethylnaphthalene |
| Tracer | |
| Injector | Swirl Injector |
| Injection Pressure, MPa | 9.0 |
| Start of Injection | 1000ms before Fuel Spray Injection |
| Fuel | Rhodamine B-Water Solution |

壁面衝突噴霧撮影時は、ノズル先端から 30mm 離れた位置に、噴霧軸に対して垂直に壁面を設置した。噴霧周囲雰囲気速度計測に際し、トレーサを噴霧の噴射 1 秒前に噴射圧力 9MPa で噴射し、容器内に浮遊させた。レーザの発振間隔は、燃料噴射期間の 1/10 に相当する 0.06ms とした。

6.3 自由噴霧

6.3.1 単噴孔ノズル

単噴孔ノズルである従来噴孔ノズル (SH/0.135) と、群噴孔ノズルの 1 噴孔に相当する小径噴孔ノズル (SH/0.096) の 2 つのノズルについて LIF-PIV 解析を行った。図 6.3, 図 6.4 に、従来噴孔ノズルおよび小径噴孔ノズルの噴霧周囲気体の速度分布を示す。上段は噴霧を除いた領域の速度分布である。また下段には、噴霧と雰囲気境界 (Control Surface) に沿う直線上の速度分布を示し、噴霧の輪郭を把握しやすいように、ミー散乱により撮影した噴霧断面画像を白黒反転させたものも重ねて載せている。本実験では同一条件で噴霧を 4 回撮影してショットごとの速度分布を求めたが、図中にはそのうちの代表的な一枚の結果を示している。ノズルに関わらず、ノズル先端から少し離れたところでの速度が大きく、時間が経過するとその大きい領域が噴霧下流に移動している。このような現象は、噴射が終了した後 (噴射開始後 0.6ms 以降) でも見られる。これは、噴射が終了して燃料の供給が急激に絶ち切られると噴霧末端の噴霧内圧力が雰囲気圧力よりも低くなり、そこに周囲空気が引き込まれるためである [3]。そしてこれが時間の経過に伴って噴霧下流に連鎖していくと考えられる。また、噴霧によって雰囲気がかき分けられ、噴霧先端付近で巻き上げられた雰囲気が噴霧末端から渦のように噴霧内に入っていく流れが見られる。前述したように、燃料噴射初期では噴霧に誘引されて空気が進むため噴霧内部の圧力が低下し、噴霧末端に周辺空気が流入して渦を形成する。しかし時間が経過しても、噴霧はそのような流れに乗って渦状に発達していると考えられる。従来噴孔ノズルと小径噴孔ノズルを比べると、従来噴孔ノズルの方が全タイミングにわたって速度が大きい。従来噴孔ノズルから噴射された噴霧は中心部の燃料濃度が高く噴霧貫徹力が減衰しにくいいため、噴霧先端到達距離が長い。それに対

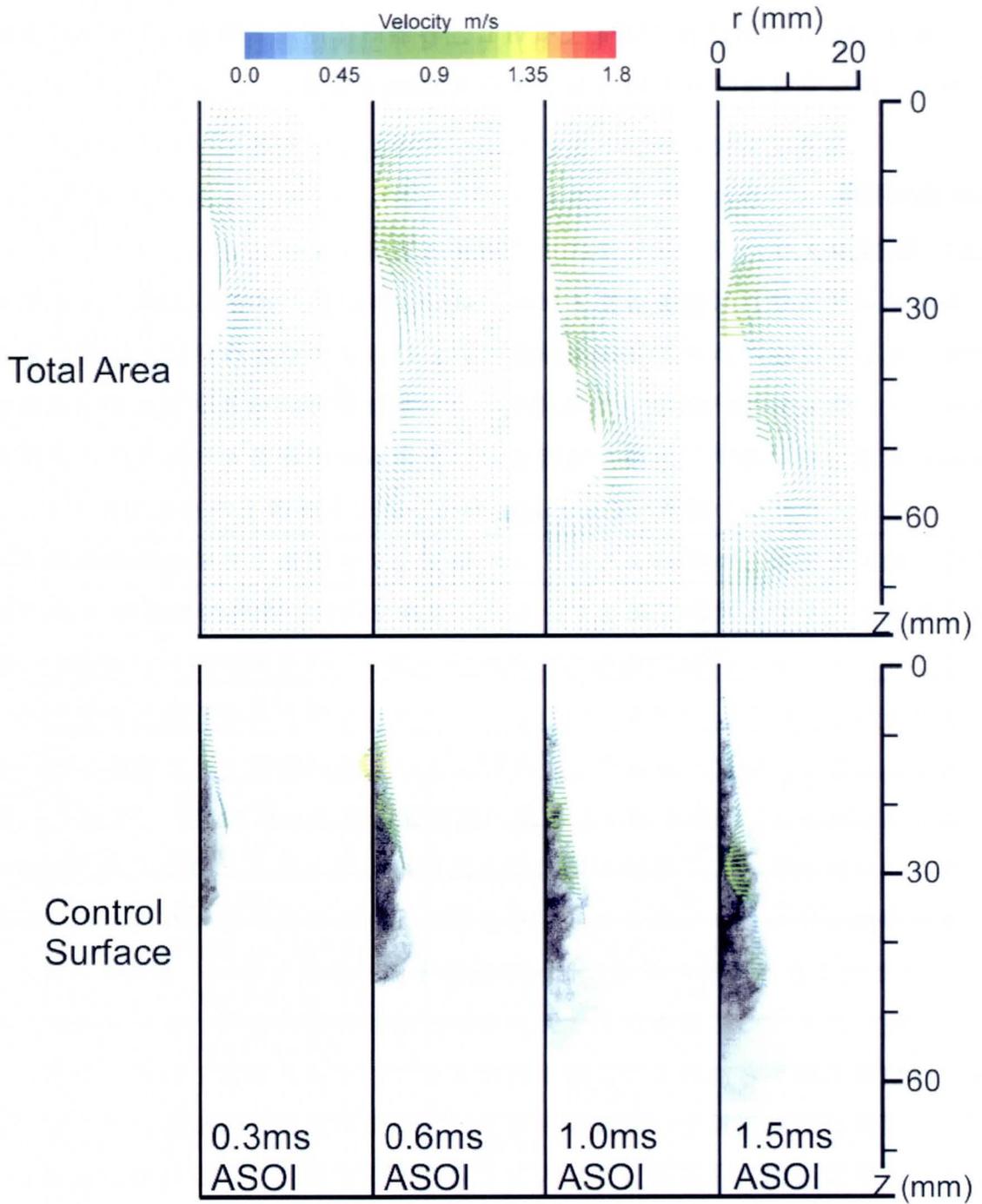


図 6.3 従来噴孔ノズルの噴霧周囲気体の速度分布

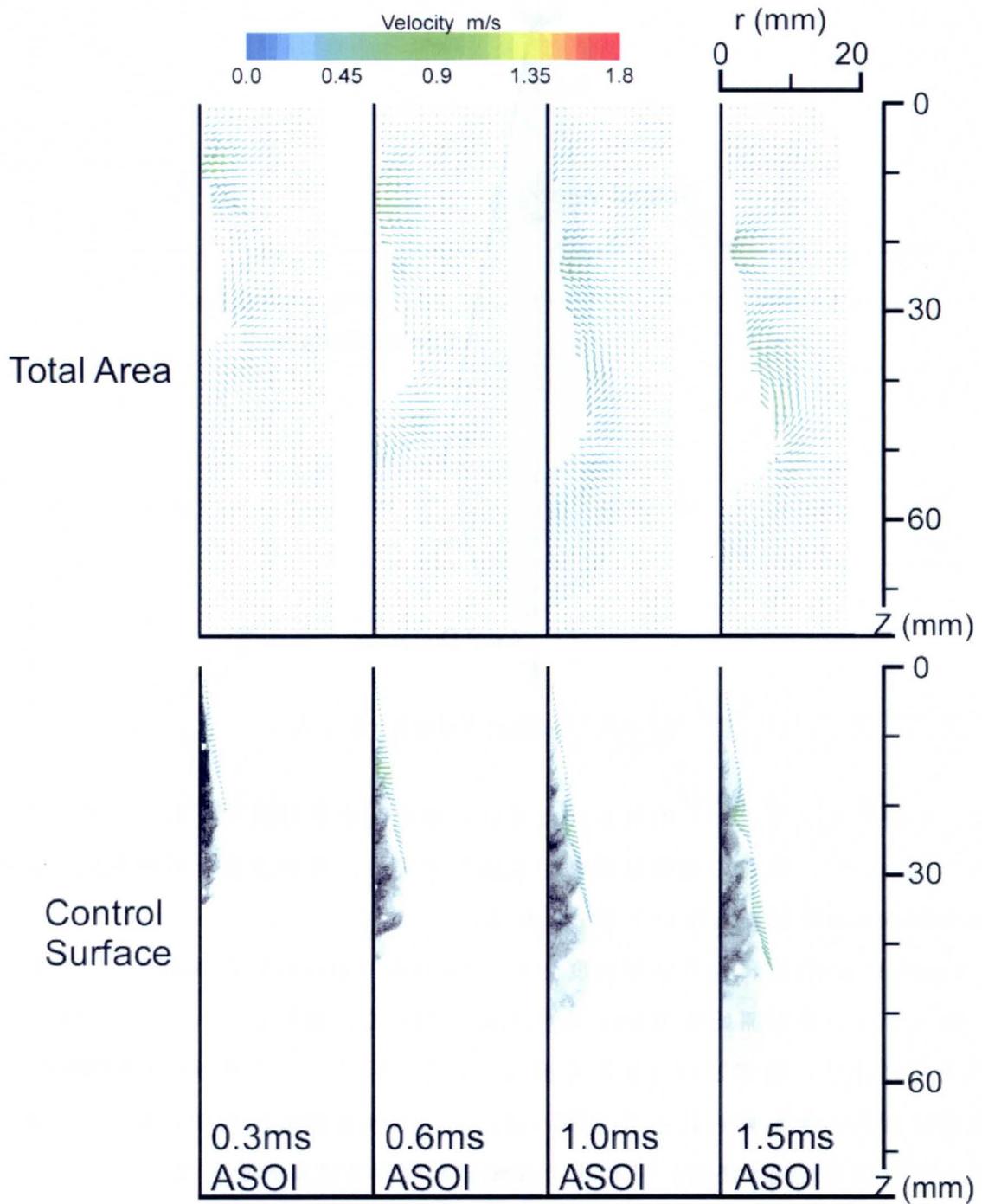


図 6.4 小径噴孔ノズルの噴霧周囲気体の速度分布

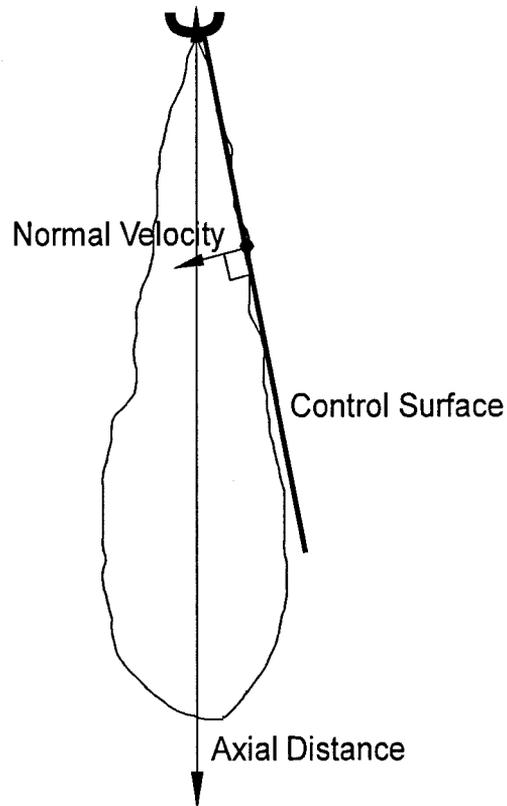
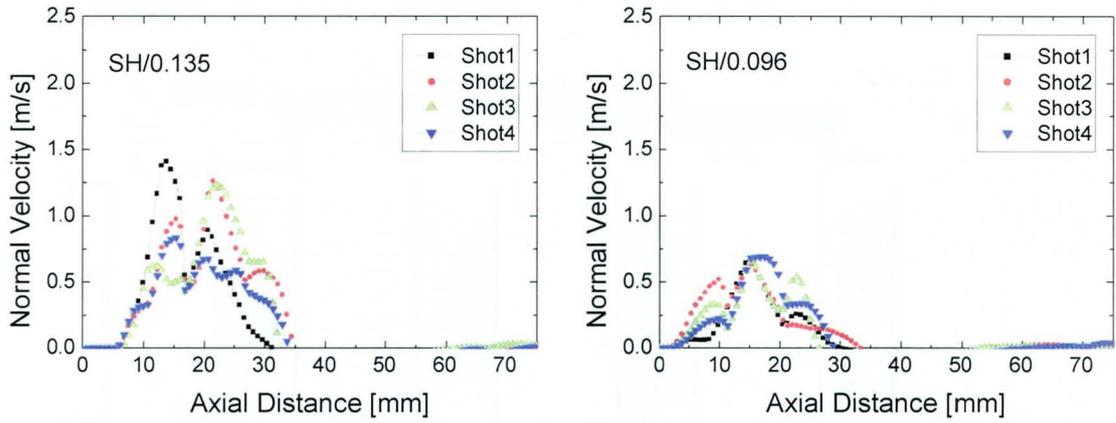


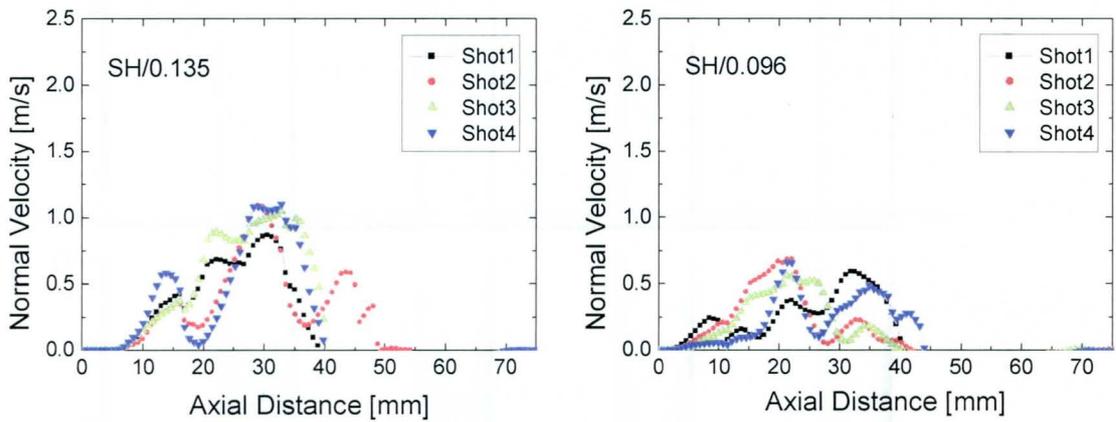
図 6.5 Normal Velocity の定義

し、小径噴孔ノズルから噴射された噴霧は中心部の燃料濃度が低く、噴霧貫徹力が弱いので、噴霧の運動量流束が消散しやすく、燃料液滴と雰囲気間の運動量交換があまり行われないと考えられる。

Control Surface に沿う法線速度分布 (Normal Velocity) を求めた。その概要を図 6.5 に、噴射開始後 0.6ms と 1.5ms における、撮影ショットごとの結果を図 6.6 に示す。噴霧という乱流を扱っているということもあり、同一条件でも流速にばらつきが見られるが、強い流れが見られる領域はほぼ一致している。そして時間が経過すると、そのような領域が噴霧下流に移動している。



(a) 0.6ms ASOI

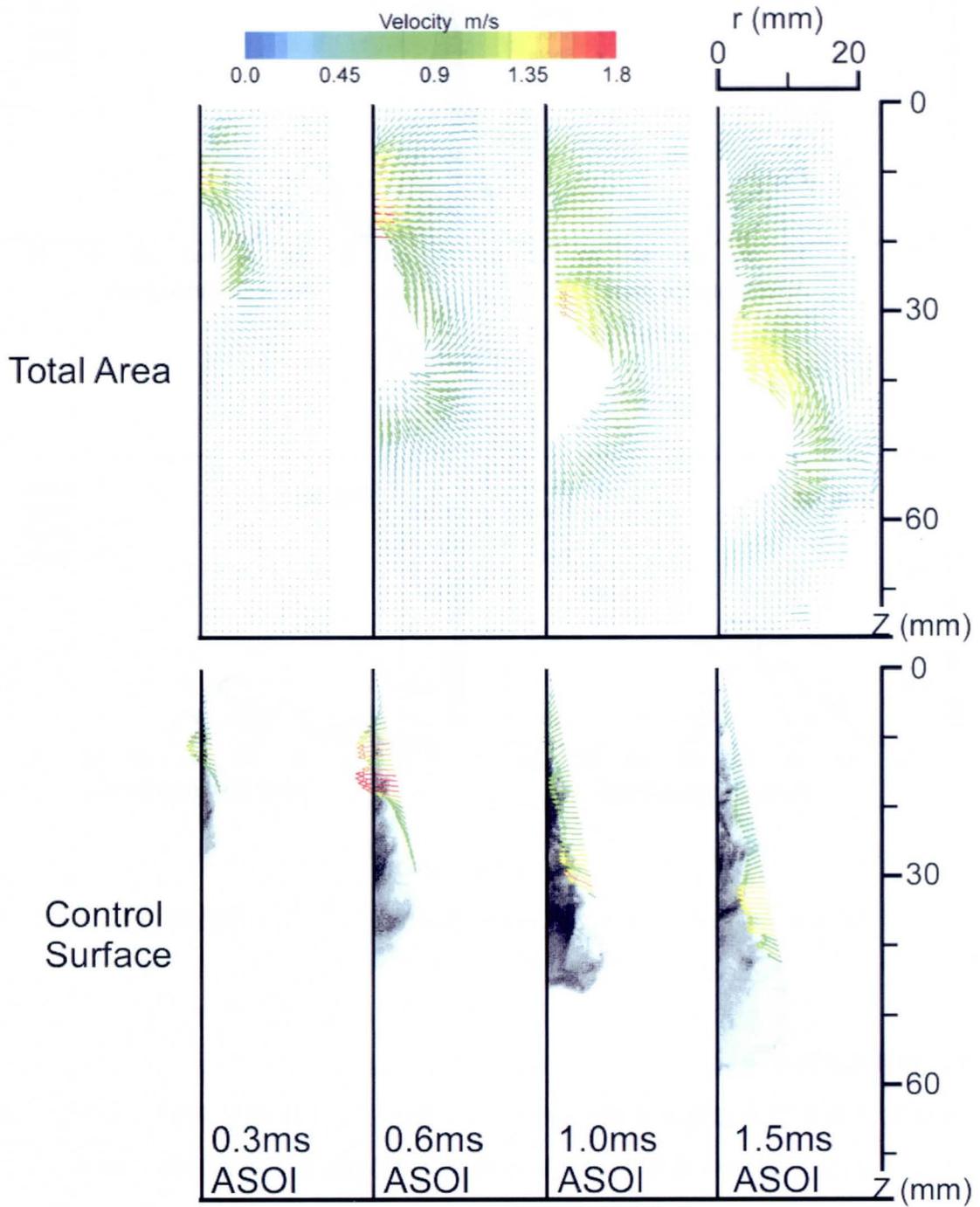


(b) 1.5ms ASOI

図 6.6 単噴孔ノズルの Control Surface に沿う法線速度分布

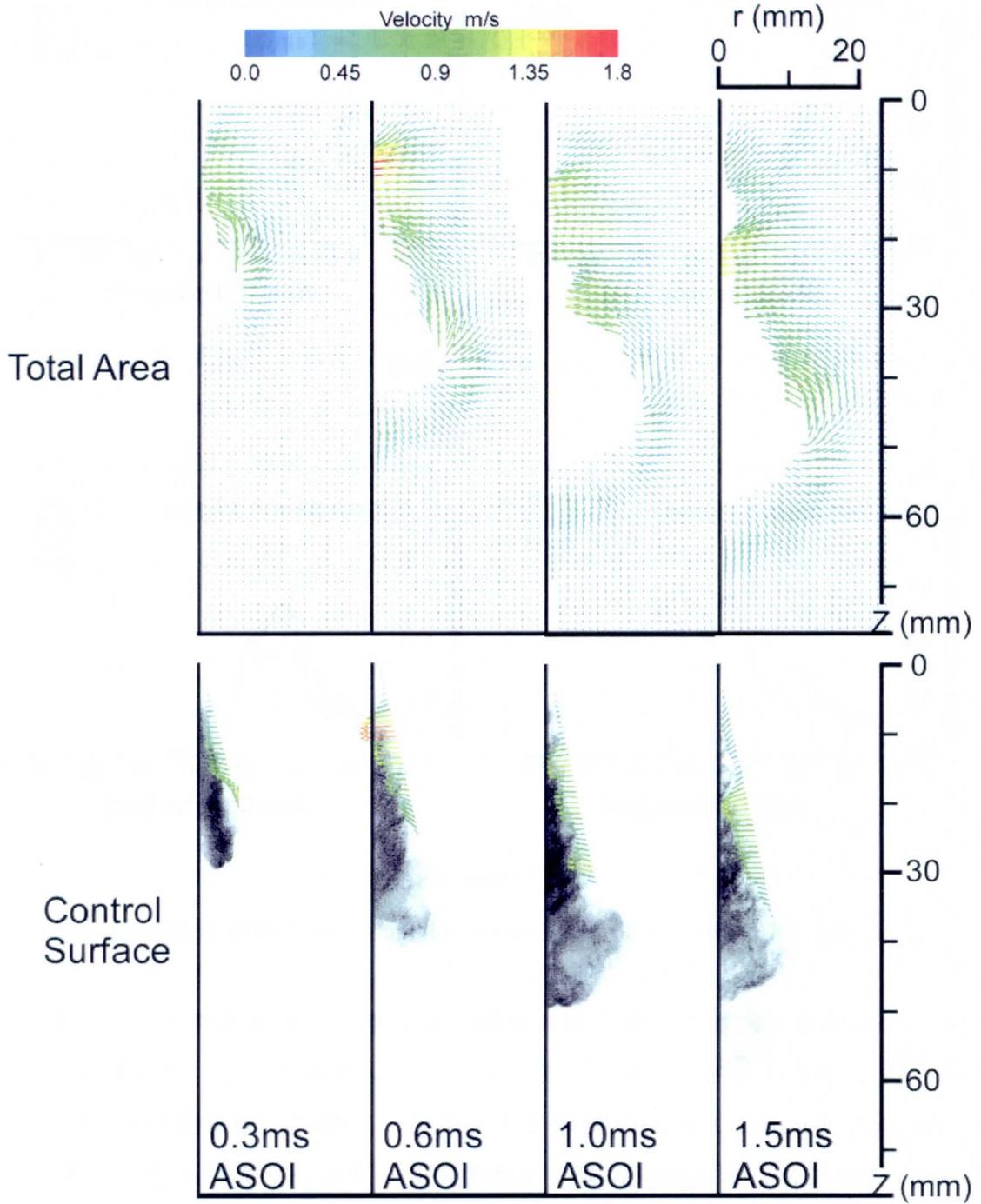
6.3.2 群噴孔ノズル

群噴孔ノズルである GH/0.096/ β 10 ノズルを用い、LIF-PIV 解析を行った。群噴孔ノズルには 2 つの観察方向があるため、本実験では観察方向（カメラ）に対して群噴孔ノズルの 2 つの噴孔が垂直に配列している Vertical と、平行に配列している Parallel の 2 方向から噴霧を撮影、解析した。図 6.7 に、噴霧周囲気体の速度分布を示す。なお図の配置は、図 6.3、図 6.4 と同様である。観察方向に関わらず、ノズル先端から少し離れたところで速度が大きく、時間が経過



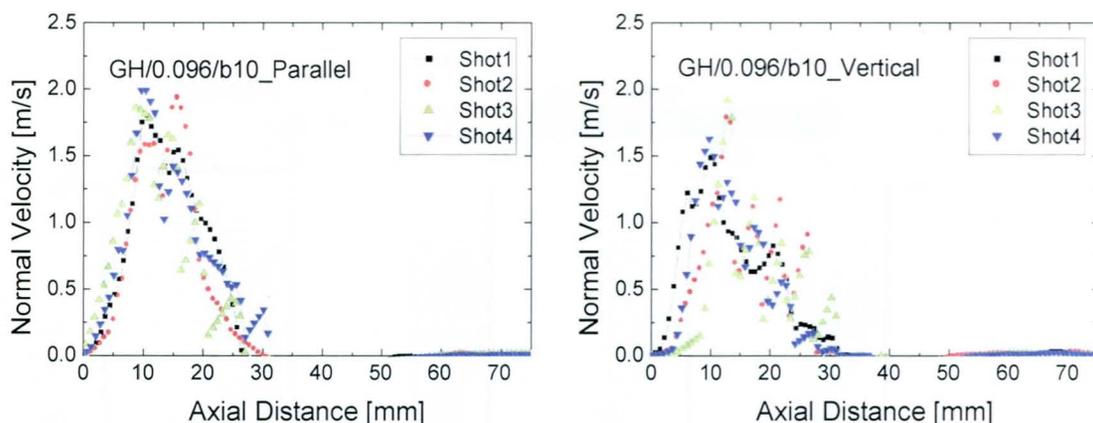
(a) Parallel

図 6.7 群噴孔ノズルの噴霧周囲気体の速度分布

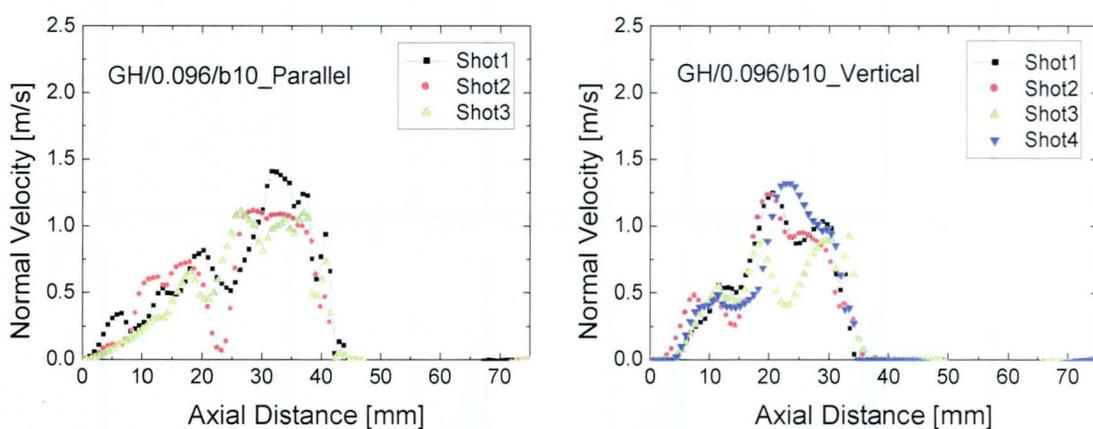


(b) Vertical

図 6.7 群噴孔ノズルの噴霧周囲気体の速度分布 (続き)



(a) 0.6ms ASOI



(b) 1.5ms ASOI

図 6.8 群噴孔ノズルの Control Surface に沿う法線速度分布

するとその大きい領域が噴霧下流に移動しており、このメカニズムは単噴孔ノズルと同じであると考えられる。全撮影タイミングを通して、噴霧周囲の雰囲気の流れは Parallel 方向から観察した方が強い（特に、噴射開始後 0.6ms）。Parallel 方向では、噴孔配列に対して直角にレーザシート光が入る、つまり、2つの噴霧が干渉している領域にレーザシート光が入っていることを考えると、噴霧干渉が噴霧と雰囲気間の運動量交換を活発にさせる効果があるといえる。また、噴霧が雰囲気と接している面積も Parallel 方向の方が大きく、これも噴霧内への雰囲気導入促進に寄与しているものと考えられる、

図 6.8 に、噴射開始後 0.6ms と 1.5ms における、撮影ショットごとの Control

Surface に沿う直線上の速度分布を示す。こちらにも、撮影ショットごとにばらつきが見られるが、Parallel 方向から観察した方が流速は大きく、時間が経過する（噴射開始後 1.5ms）にしたがってそのような領域がより下流に、かつ広範囲にわたって分布するようになる。

6.4 壁面衝突噴霧

ノズル先端から 30mm 離れた位置に、噴霧軸に対して垂直に壁面を設置し、噴霧をそこに衝突させてその時の噴霧周囲雰囲気の流れを調べた。図 6.9 ～図 6.11 に、噴霧周囲気体の速度分布を示す。なお図の配置は、図 6.3, 図 6.4, 図 6.7 と同様である。噴射開始後 0.6ms では、ノズルに関わらず、ノズル先端から少し離れたところでの速度が大きい。これは 6.3 節でも述べたように、圧力の低い噴霧内部に周囲空気が引き込まれるためである。噴射開始後 1.0ms になるとそのような領域が噴霧下流に移動し、自由噴霧部と壁面上に広がる噴霧の境目に集中する。その中でも Parallel 方向から観察した群噴孔ノズル (GH/0.096/ β 10_Parallel) の噴霧周囲雰囲気速度分布は際立って高い。第 3 章でも述べたが、この場合の噴霧先端到達距離は供試ノズル中で最も長く、噴霧貫徹力も強いと考えられる。そのため、噴霧先端で押された雰囲気が渦を巻いて噴霧中に入ろうとする流れも強いと考えられ、速度が大きくなったと考えられる。もちろん壁面衝突前の噴霧内圧力は低いので、そこに周囲雰囲気が引き込まれる、という現象も続いていると考えられる。これら（噴霧内圧力が低いことによる雰囲気の引き込みと、噴霧先端で押された雰囲気が渦を巻いて噴霧に入ろうとする流れ）がごく狭い領域に集中し、互いに速度を強め合っていると思われる。

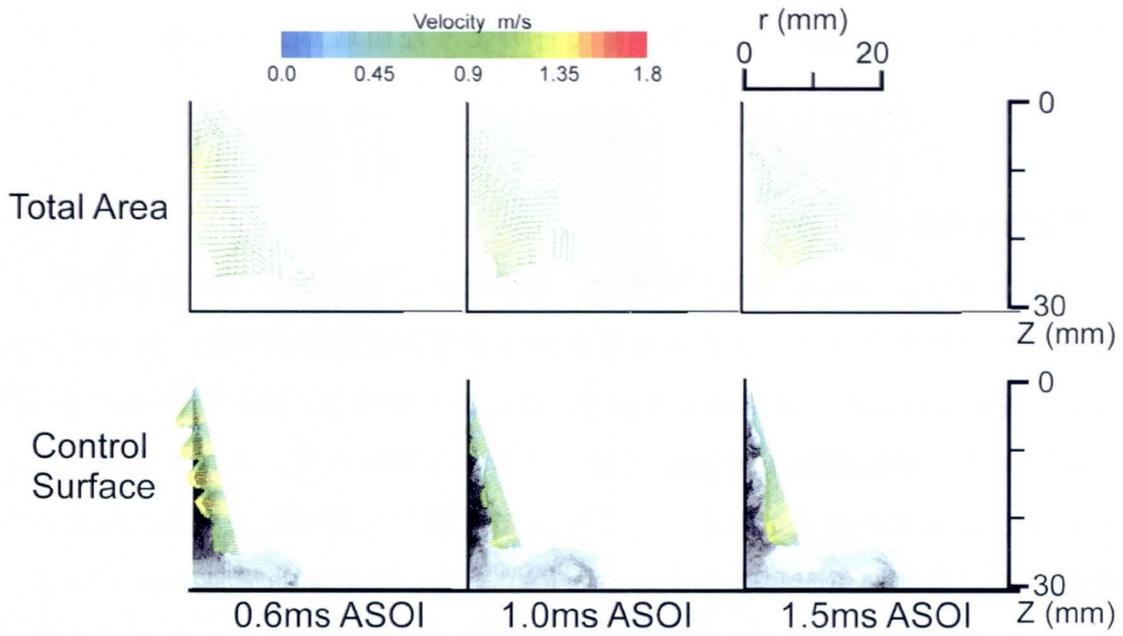


図 6.9 従来噴孔ノズルの噴霧周囲気体の速度分布

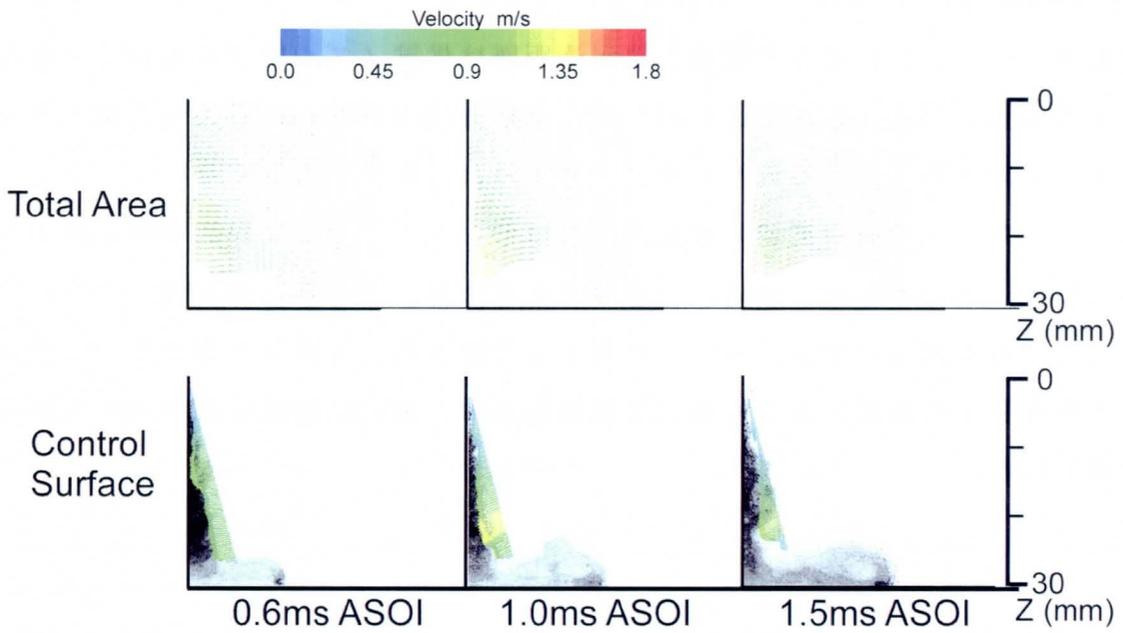


図 6.10 小径噴孔ノズルの噴霧周囲気体の速度分布

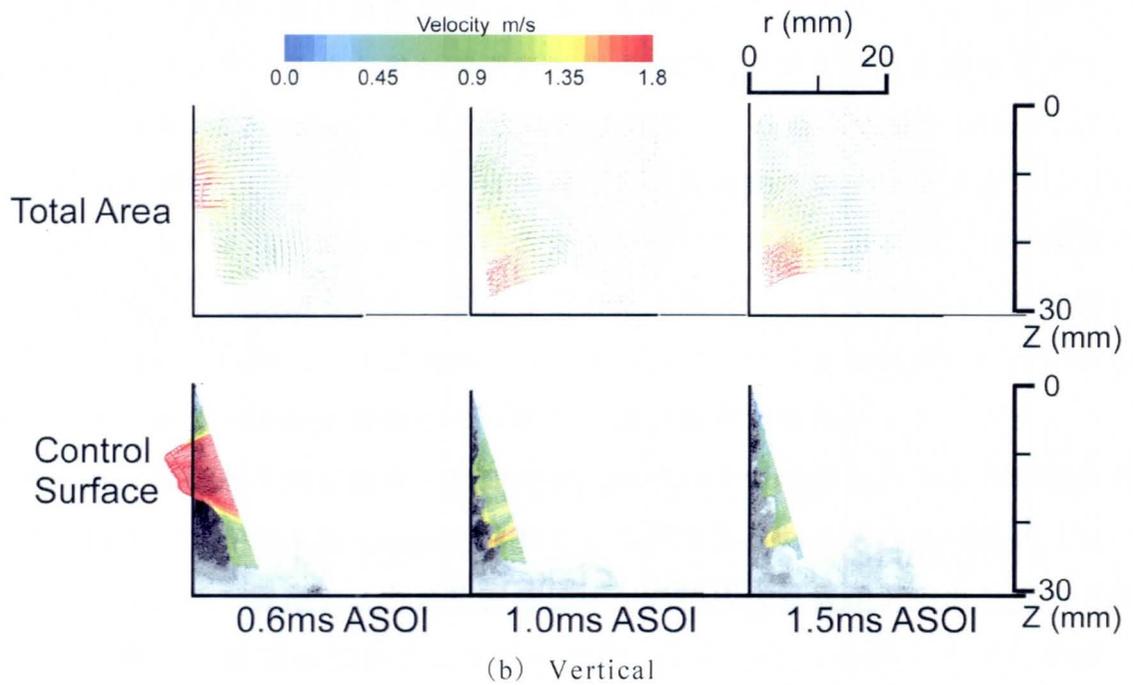
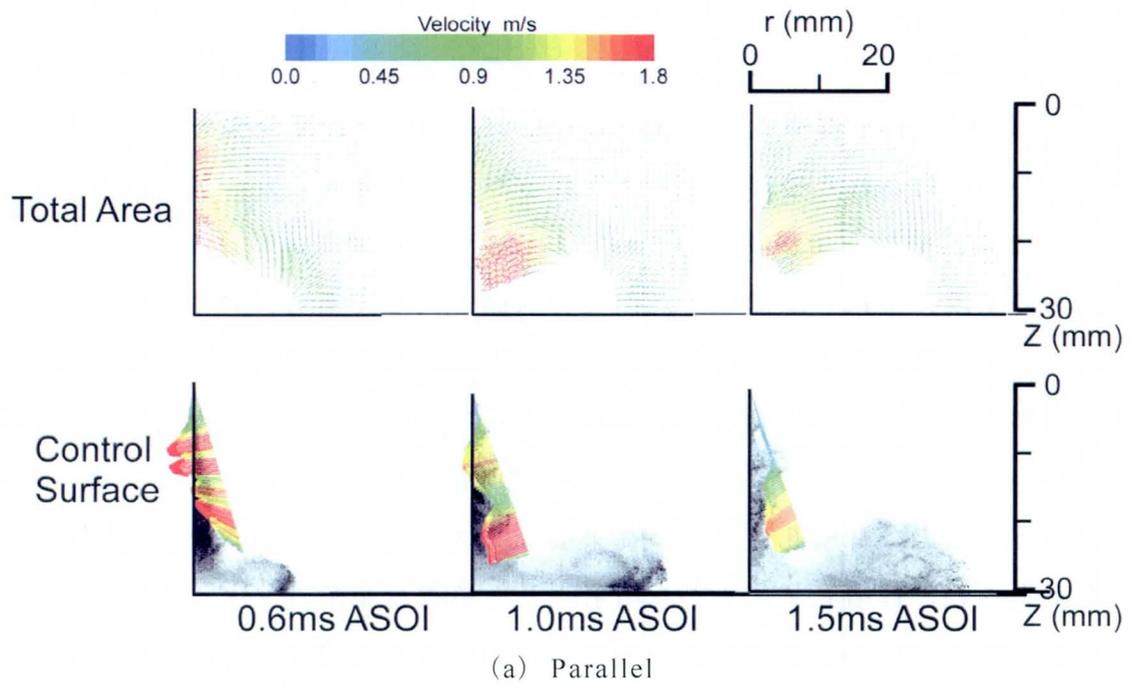


図 6.11 群噴孔ノズルの噴霧周囲気体の速度分布

6.5 群噴孔ノズルの特徴

6.3 節では、ノズルごとに自由噴霧の速度分布の時間変化について述べてきた。そこで本節では、単噴孔ノズル（従来噴孔ノズル：SH/0.135，小径噴孔ノズル：SH/0.096）と群噴孔ノズル（GH/0.096/β10）の速度分布を比べ、群噴孔ノズルから噴射された噴霧に取り込まれる雰囲気の導入メカニズムを考察する。

図 6.12 に、噴射開始後 0.6，1.5ms における噴霧周囲気体の速度分布を示す。なお図の上段，下段の配置は、既出の分布図と同じである。いずれのノズルでも、ノズル先端から少し離れたところで噴霧に流入する雰囲気の色が大きい。同一撮影タイミングで見ると、ノズルによって速度分布に大きな違いがあることがわかる。噴射開始後 0.6ms は噴射終了直後である。このタイミングでの速度分布を見ると、群噴孔ノズルは従来噴孔ノズルに比べて噴霧周囲空気の色分布が大きい。群噴孔ノズルから噴射された噴霧は単噴孔ノズルから噴射された噴霧に比べて広く広がるため、噴霧体積が大きくなっていると考えられる。そのため噴霧比表面積が大きく、噴霧と雰囲気間の運動量交換が活発に行われたと思われる。しかしその分、噴霧中心部の燃料濃度の高い領域は少なくなるので噴霧貫徹力は弱くなり、噴霧先端到達距離は短くなる。群噴孔ノズルの中でも Parallel 方向から観察した速度分布の方が大きいのは、6.2.3 節で述べたように、噴霧同士の干渉や噴霧表面積が影響している。一方、小径噴孔ノズルから噴射された噴霧は、供試ノズル中で噴霧周囲空気の色分布が最も小さく、周囲空気の流動が小さい。ノズル噴孔径を小さくすると噴射量が少なくなると噴霧中心部の燃料濃度が低くなる結果、高温雰囲気下では燃料液滴の蒸発が進む。またこのような噴霧は噴霧貫徹力が弱いので噴霧先端到達距離が短く、噴霧の運動量流束も消散しやすいため、燃料液滴と雰囲気間の運動量交換があまり行われないと考えられる。そのような理由もあり、従来噴孔ノズルは小径噴孔ノズルに比べて噴霧貫徹力が強いので噴霧が発達して噴霧に流入する雰囲気の色が大きくなる。ところで、噴射が終了して時間が経過した噴射開始後 1.5ms では速度分布の大きい領域が噴霧下流に移動しているものの、噴霧内への雰囲気導入は続いている。噴霧内雰囲気は噴霧に誘引されて進んでいるため噴霧内部の圧力は雰囲気圧力より低く、時間が経過しても噴霧内へ雰囲気は引

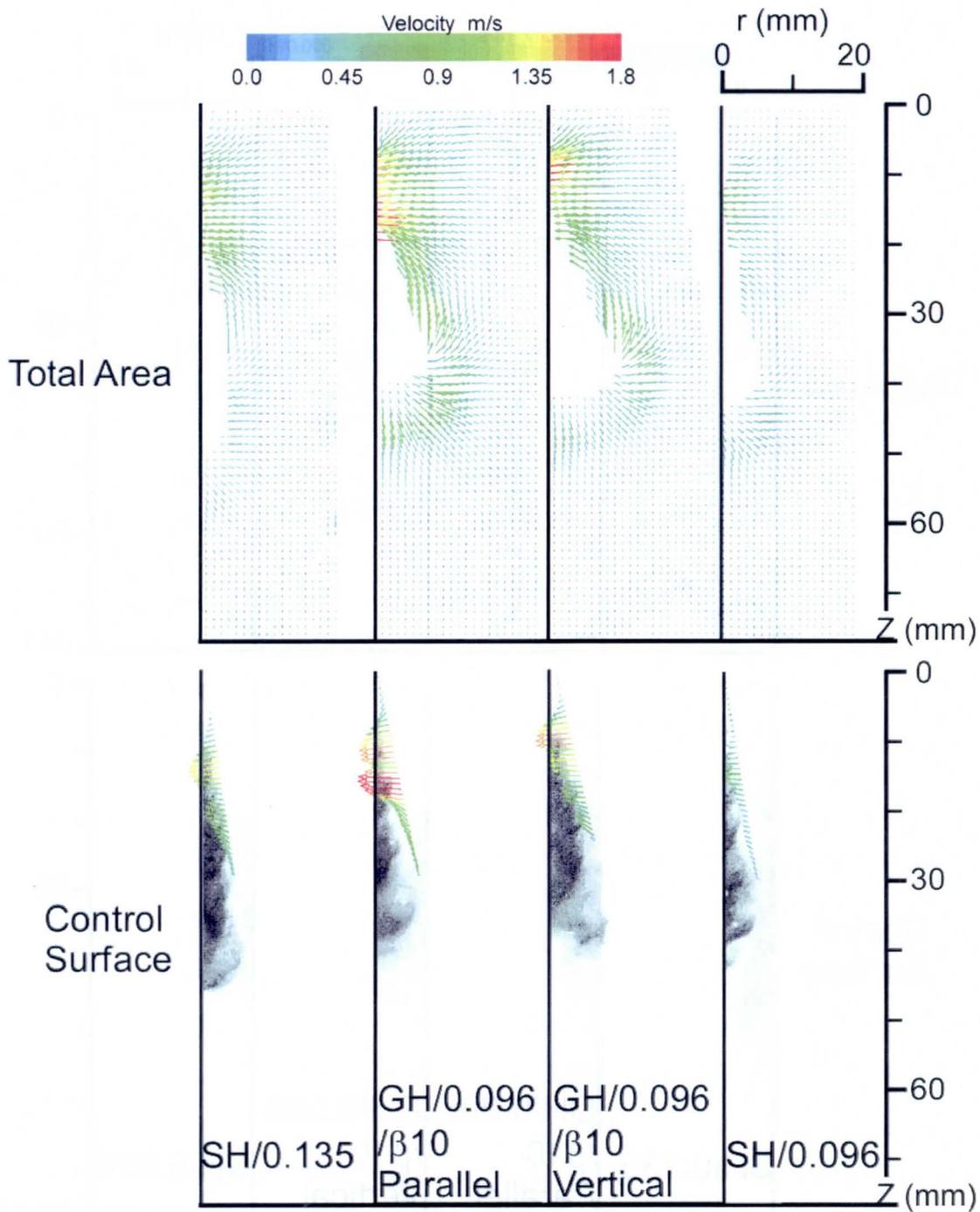


図 6.12 噴霧周囲気体の速度分布 (0.6ms ASOI)

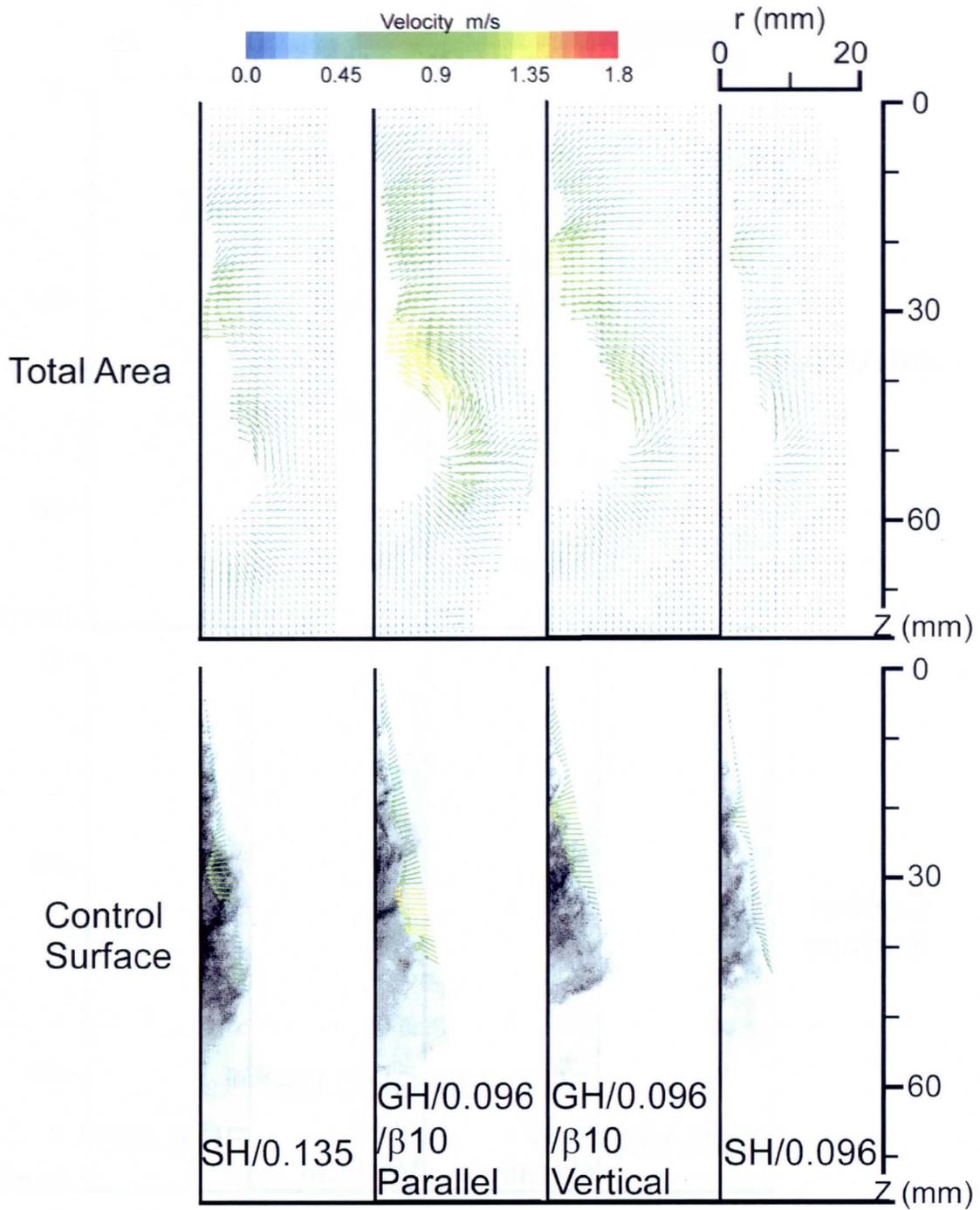


図 6.12 噴霧周囲気体の速度分布（続き）（1.5ms ASOI）

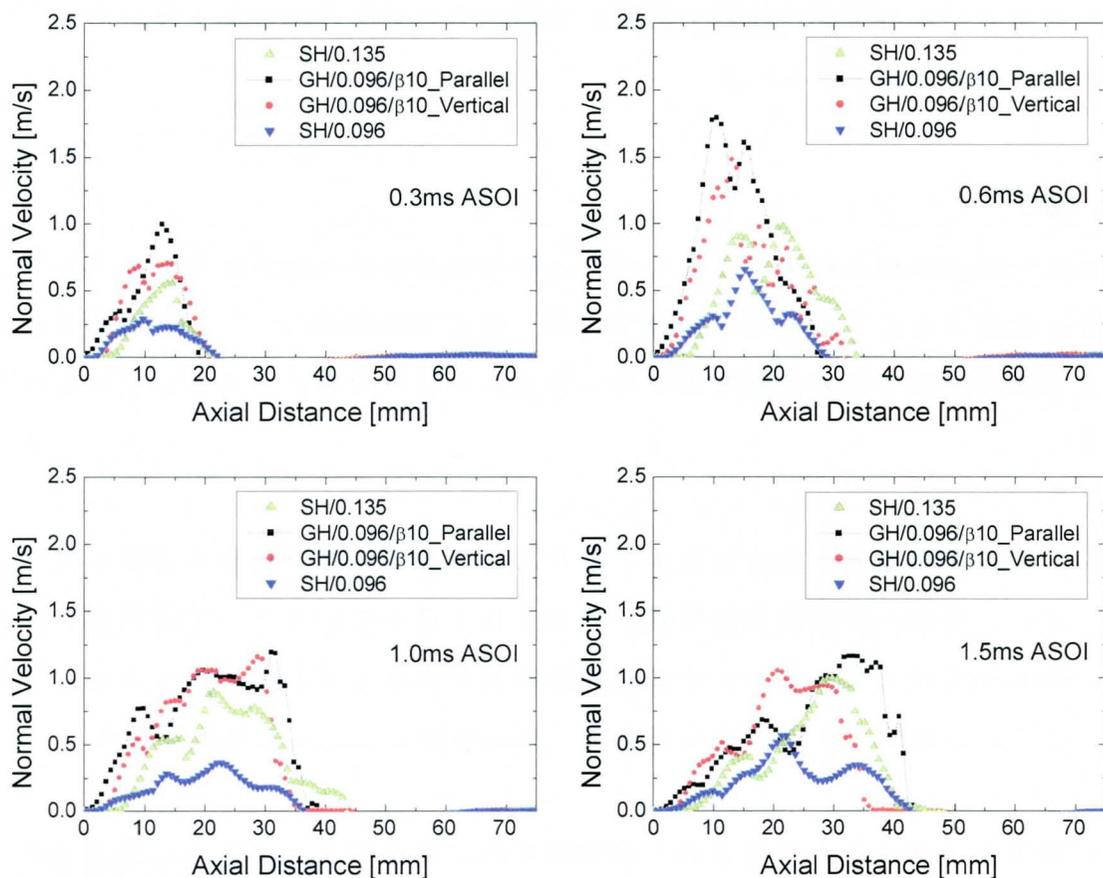


図 6.13 Control Surface に沿う直線上の速度分布

き込まれ続けていると思われる。しかし噴霧が高密度の雰囲気中を進む時、雰囲気からの抵抗を受けて噴霧の速度は減衰していくので、時間が経過すると噴霧周囲雰囲気の噴霧内への流入速度は小さくなる。

図 6.13 に、Control Surface に沿う直線上の速度分布を示す。ここでは、同一条件で 4 回計測した速度分布を平均した。速度は、群噴孔ノズル (GH/0.096/β10)、従来噴孔ノズル (SH/0.135)、小径噴孔ノズル (SH/0.096) の順に小さくなり、群噴孔ノズルの中でも Parallel 方向から観察した速度分布が大きいことがわかる。時間が経過して噴射開始後 1.0, 1.5ms になると、ノズルによって速度分布の違いが見られる。Parallel 方向から観察した群噴孔ノズルの速度分布はノズルから 30 ~ 40mm 離れた地点でピークをとるのに対し、他のノズルや観察方向では 20 ~ 30mm 離れた地点でピークをとっている。Parallel 方向では 2 つの噴霧が干渉している領域にレーザシート光が入るため、噴霧干渉の影響が捉えられていると思われる。具体的には、噴霧干渉によって

噴霧貫徹力が維持され、噴霧下流でも噴霧と雰囲気間の運動量交換が活発に行われていることが挙げられる。

6.6 結言

混合気形成機構を解明するためには、燃料噴霧に取り込まれる雰囲気の導入過程を把握することが非常に重要である。そこで本研究では、LIF-PIV法を用いて噴霧雰囲気空気の流動を調べた。得られた結果をまとめると以下のようである。

- (1) ノズルから噴霧下流方向に少し離れたところでの噴霧内導入速度が最も大きい。噴霧内の雰囲気は噴霧に誘引されて進んでいるため噴霧内部の圧力は雰囲気圧力より低く、そこに周囲空気が引き込まれるためである。そしてこれが時間の経過に伴って噴霧下流に連鎖していくと考えられる。
- (2) 群噴孔ノズルから噴射された自由噴霧は、従来噴孔ノズルから噴射された噴霧に比べて広く広がるため噴霧比表面積が大きく、噴霧と雰囲気間の運動量交換が活発に行われる。その中でも、Parallel方向から観察した雰囲気速度分布は、Vertical方向から観察したそれよりも大きい。
- (3) 群噴孔ノズルから噴射された壁面衝突噴霧を Parallel方向から観察した場合の噴霧周囲雰囲気速度分布は供試ノズル中で最も大きい。このような流速の強い領域は、自由噴霧部と壁面上に広がる噴霧の境目に現れる。この噴霧の先端到達距離は供試ノズル中で最も長く、噴霧貫徹力も強い。そのため、噴霧先端で押された雰囲気が渦を巻いて噴霧中に入ろうとする流れも強いと考えられる。

第7章 可視化機関による燃焼過程の解析

7.1 緒言

第6章まででは、二波長レーザ吸収散乱法による燃料蒸発特性の計測や、LIF-PIV法による噴霧周囲雰囲気の流れ計測を行ってきた。その結果、群噴孔ノズルを用いることで噴霧内に多くの雰囲気を取り込まれ、燃料の蒸発が促進されることがわかったが、それが直噴ディーゼル機関の着火、燃焼にどのような影響を及ぼすかについても把握しておく必要がある。

本研究ではボトムビュー方式の可視化機関を用い、直噴ディーゼル機関の着火、燃焼過程を高速度ビデオ撮影した。得られた画像を輝度解析することで火炎の発達状況を、二色法温度解析することですすの発生状況を調べ、また、同時に測定した筒内圧力から熱発生率や筒内温度の解析を行うことで、群噴孔ノズルを用いた場合のすす低減メカニズムについて調べた。

7.2 実験装置および方法

図7.1に実験装置の概略を示す。2L直列4気筒直噴ディーゼル機関の第3気筒を可視化できるように改造した。また燃料噴射装置には試験機関から独立したコモンレール式燃料噴射装置を用い、コンピュータで噴射圧力を制御した。高速度ビデオカメラによって撮影された燃焼画像の輝度解析を行って、着火、燃焼特性を評価した。噴射装置やカメラの同期には、エンジンコントローラを用いた。

7.2.1 機関係

本研究では、乗用車用4気筒直噴ディーゼル機関を改造して用いた。4本ある気筒のうち1気筒のみを使用し、他の気筒は圧縮されないようにしている。

燃焼室内の可視化方法はいろいろあるが[1-6]、今回は最も視野の広いボトムビュー方式を採用した。表7.1に機関諸元、図7.2に機関の概要を示す。機関をヘッド部とブロック部に分け、その間に伸張ピストンと伸張シリンダを入れた。ピストン頂部は透明な材質（アクリル、サファイアガラス）でできてい

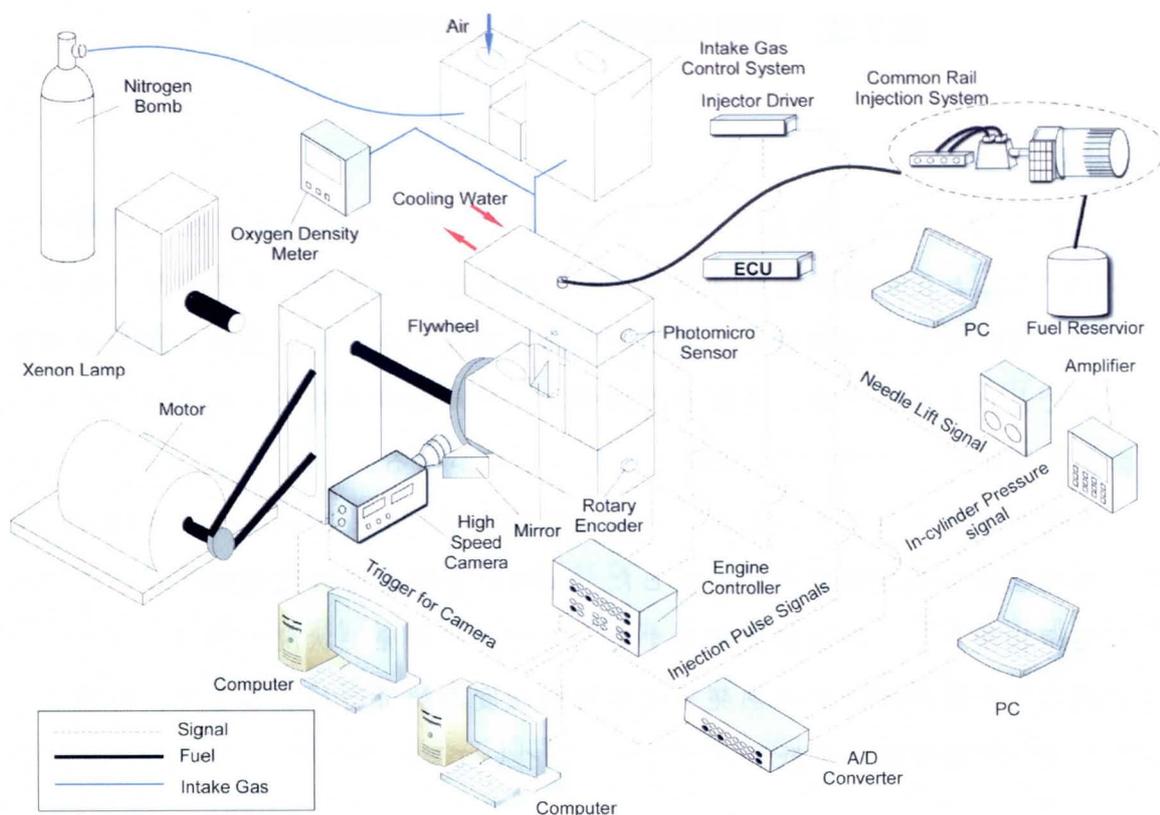


図 7.1 実験装置の概略

るため、燃焼室下部に設置された鏡を介して燃焼室内を観察することができる。図 7.3 に示すように観察可能視野は直径 68mm で、筒内の約 63 % の領域を観察することができる。実際の燃焼室はリエントラント型だが本実験では像のひずみを少なくするため、円筒型とした。

機関は自立運転ができないため、VS モータ（安川電機社製，VBOZN-Y2）を用いてモータリング運転を行った。目標回転数までモータ駆動した後、燃焼室内に燃料を噴射した。燃料噴射装置は、二波長レーザー吸収散乱法計測で用いたものと同じコモンレール式である。実際の機関運転条件に近づけるため、機関の冷却水ラインに温水を流して暖機を行った。また機関吸気口に接続された空気加熱装置で吸気温度を調整したり、そこに窒素ガスを混入させたりすることで、EGR を疑似的に再現することができる。

表 7.1 可視化機関諸元

| | | | |
|-----------------------------|---------|-----------------------------|----|
| Displacement Volume, cc | | 500 | |
| Bore x Stroke, mm | | 86 x 86 | |
| Swirl Ratio | | 2.5 | |
| Geometric Compression Ratio | | 16.7 | |
| Valve Drive System | | OHC, belt-driven, 16 valves | |
| Valve Timing | IN. | Open, deg. BTDC | 6 |
| | | Close, deg. ABDC | 30 |
| | EX. | Open, deg. BBDC | 41 |
| | | Close, deg. ATDC | 8 |
| Valve Lift | IN., mm | 10 | |
| | EX., mm | 8 | |
| Maximum Torque, Nm / rpm | | 360 / 2000 | |
| Maximum Power, kW / rpm | | 105 / 3500 | |

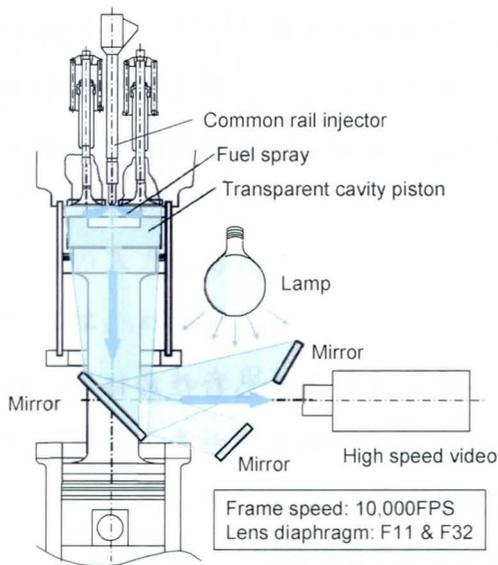


図 7.2 可視化機関の概略

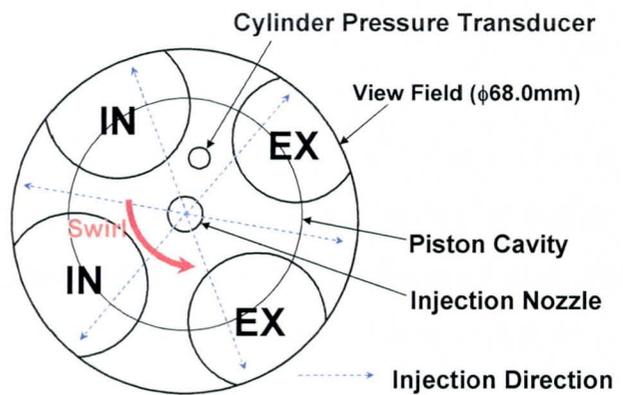


図 7.3 視野範囲

7.2.2 計測系

(1) 高速度ビデオカメラ

本実験では、最大 250000fps の撮影が可能な高速度ビデオカメラ（Photron 社製、FASTCAM-APX RS）を用いた。カメラの操作は、接続されたコンピュータのソフトウェア上（LAVISION 社製、DaVis 7.0.9）で行った。また本実験では二色法温度解析を行うため、二波長における燃焼画像を同時に撮影しなければならない。そこで二色法画像撮影時には、分光器（Photron 社製、MSI-2）をカメラ前に設置した。分光器に入った光は、内部に設置されたレンズによって集光された後、プリズムによって 2 つに分けられる。分けられた光は、それぞれのバンドパスフィルタ（650nm, 850nm）を通り、カメラに取り込まれる。この画像を解析することで火炎内の温度を求めた。

(2) 圧力センサ

シリンダ内の圧力測定には、ピエゾ型圧力変換器（キスラー社製、6053BBsp）とチャージアンプ（キスラー社製、Type5011）を使用した。この圧力変換器では、測定対象の圧力がそれに比例した電荷に変換される。この電荷をチャージアンプで電圧に変換することで圧力を出力する。このような測定方式は早い動的な圧力および準静的現象の測定に適しており、本研究の圧力測定に適している。

(3) データロガー

筒内圧力データ、インジェクタの針弁リフトデータを取り込むために、Card BUS A/D Converter（エルメック社製、EC-2380）を用いた。またその制御には、データ集録・表示ソフト（エルメック社製、DAQ-WIN）を用いた。

(4) 針弁リフトセンサ

針弁リフトを計測するために、ギャップセンサをノズル内に組み込んだ。その出力を増幅するため変換器（AEC 社製、55MS-Z）を用いた。

(5) ロータリエンコーダ

筒内圧力、針弁リフト波形の採取に必要なサンプリング信号およびトリガ信号を得るために、ロータリエンコーダ（石川島播磨重工社製，RG2）を機関のクランクシャフト先端に取り付けた。このロータリエンコーダは 0.5deg. クランク角（分解能 720P/R）おきと 360deg. クランク角（分解能 1P/R）おきの 2 種類のパルスを発生させることができる。本実験では、720P/R のパルスをサンプリングと回転数検出信号として、1P/R のパルスを TDC 信号として使用した。

(6) フォトマイクロセンサ

ロータリエンコーダの 1P/R のパルスを TDC 信号として使用するが、その TDC が排気の TDC なのか圧縮の TDC であるのかは判断できない。そこで、フォトマイクロセンサ（オムロン社製，EE-SPY301）を用いた。このフォトマイクロセンサには LED と受光センサが内蔵されており、照射した光の反射光を検出して電圧を出力する。カムプーリに光を反射するシールを貼っておくと、反射光により圧縮 TDC のみを検出することができる。

7.2.3 装置の同期

装置の同期には、4 気筒エンジンコントローラ（日本システムデザイン社製，EC-4）を用いた。これによって、ロータリエンコーダやフォトマイクロセンサからの入力信号に対して遅延をかけ、各種パルスを出力した。またパルスの制御には、パルス制御ソフトウェア（日本システムデザイン社製，EC-2B）を使用した。これを用いて燃料噴射、計測トリガのタイミングや間隔、燃料噴射、計測のサイクル数を設定した。

7.2.4 熱発生率および筒内温度の算出法

機関の燃焼状況を把握する最も確実な方法は燃焼圧力の計測であるが、これだけでは定量的な燃焼の評価はできない[7]。そこで、燃焼による熱発生の間隔変化、すなわち機関の回転角度に対してどのような割合で燃焼したかという熱発生率を求めることが重要である。

筒内ガスの状態が一様であるとする、熱力学の第一法則より次式が成り立つ[7].

$$dU = dQ - PdV \quad (7.1)$$

ここで、 dU : 内部エネルギー [J]

dQ : 熱発生量 [J]

PdV : 仕事 [J]

上式をクランク角度 θ で微分すると熱発生率が求まる.

$$\frac{dQ}{d\theta} = P \frac{dV}{d\theta} + m \cdot \frac{du}{d\theta} \quad (7.2)$$

ここで、 $dQ/d\theta$: 熱発生率 [J/deg.]

m : シリンダ内ガスの質量 [kg]

u : 単位質量あたりの内部エネルギー [J]

θ : クランク角度 [deg.]

内部エネルギー u は式 (7.3) で定義され、式 (7.2) は式 (7.4) のように表される.

$$u = c_v \cdot T + c \quad (7.3)$$

$$\frac{dQ}{d\theta} = P \frac{dV}{d\theta} + m \cdot c_v \frac{dT}{d\theta} \quad (7.4)$$

ここで、 C_v : 定容比熱 [J/(kg·K)]

T : 温度 [K]

c : 定数 [-]

比熱に関する式および理想気体の状態方程式は式 (7.5) および式 (7.6) で表されるので、式 (7.4) は式 (7.7) で表される.

$$c_p - c_v = R \quad (7.5)$$

$$PV = mRT \quad (7.6)$$

ここで、 c_p : 定圧比熱 [J/(kg·K)]

R : 気体定数 [-]

P : 圧力 [Pa]

V : 体積 [m³]

$$\frac{dQ}{d\theta} = \left(1 + \frac{c_v}{R}\right) P \frac{dv}{d\theta} + \frac{c_v}{R} V \frac{dp}{d\theta} \quad (7.7)$$

定容比熱 C_v 、気体定数 R は燃焼ガスの物性値から得られる。また圧力 P は圧力センサによって計測され、体積 V は機関諸元と回転角度から計算できるので熱発生率 $dQ/d\theta$ を求めることができる。

また筒内温度は、筒内ガスと燃焼室壁面の間に熱の出入りがない断熱変化を仮定することで求まり、次式が成り立つ[8]。

$$Pv^k = \text{const.} \quad (7.8)$$

理想気体の状態方程式を用いて v を消去すると、式(7.8)は式(7.9)のように表される[9]。

$$\frac{P^{(k-1)/k}}{T} = \text{const.} \quad (7.9)$$

7.2.5 二色法による温度解析[10]

燃焼ガスの真温度を計測するため、二色法を用いた。これは、燃焼場に存在するすすの二波長における輝度温度を計測し、それから真温度と KL 値というすすの濃さを表す指数を算出する方法である。その解析法の一つ、H&B 法は Hottel と Broughton によって 1932 年に発表され[11]、この手法はその後多く踏襲された。また日本においても、神本らにより、近似計算法を用いた二色法温度解析結果が報告されている[12-15]。

本研究で用いた二色法温度解析ソフト（三井オプトロニクス社製、Thermera-HS 4.86）では、近似計算法を利用した H&B 法を採用しており、その方法について述べる。

二色法（H&B）は、二波長における炎の輝度温度を計測し、Planck の放射方程式や Wien の近似式から KL 値と真温度を求める方法である。KL 値は放射率（吸収率とほぼ同値）と計測場の厚さの積で表される炎の吸収度であり、燃焼場に存在するすすの分布を知るのに必要である。まず、二分法やニュートン法等により近似的に KL 値を算出する。単波長における放射のエネルギーは Planck の公式より求められる。

$$M_\lambda = \frac{c_1 \varepsilon}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)}$$

(7.10)

ここで、 c_1 : 第一放射定数 $=2\pi^2ch = 3.7403$ [J/m³]
 λ : 波長 [μm]
 c_2 : 第二放射定数 $=ch/k = 14387.69$ [μmK]
 T : 真温度 [K]
 c : 真空中の光の速度 [m/s]
 h : プランクの定数 [-]
 k : ボルツマン定数 [-]
 ε : 物体の放射率 [-]
 M_λ : 波長 λ における放射の強さ [-]

また輝度温度 T_b については、次式の関係がある。

$$M_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T_b} - 1)} \quad (7.11)$$

式(7.10)、式(7.11)より、真温度 T と輝度温度 T_b は以下のように表される。

$$T = \frac{c_2}{\lambda \ln \left(\frac{c_1 \varepsilon \tau}{M_\lambda \lambda^5} + 1 \right)} \quad (7.12)$$

$$T_b = \frac{c_2}{\lambda \ln \left(\frac{c_1}{M_\lambda \lambda^5} + 1 \right)} \quad (7.13)$$

ところで、本研究においては放射検出器ではなく、カメラを検出器として使用しているため、カメラを放射測定器として較正する必要がある。

実際の放射量 M はカメラ出力 M' にカメラの変換効率（増幅度） a を乗じた下記式となる。

$$M = aM' \quad (7.14)$$

式(7.12)～式(7.14)に各種定数を代入すると、真温度 T と輝度温度 T_b は以下のようになる。

$$T = \frac{1.438769 \times 10^4}{\lambda \ln \left(\frac{3.7403 \varepsilon}{aM'_\lambda \lambda^5} + 1 \right)} \quad (7.15)$$

$$T_b = \frac{1.438769 \times 10^4}{\lambda \ln \left(\frac{3.7403}{aM'_\lambda \lambda^5} + 1 \right)} \quad (7.16)$$

ここで、式(7.11)を Wien の近似方程式を使って展開すると次のようになる。

$$M_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5 e^{c_2/\lambda T}} = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (7.17)$$

黒体においては真温度と輝度温度は同一であるが、非黒体については輝度温度は真温度と異なるため、波長 λ における放射は式(7.18)で表される。

$$M_\lambda = \frac{c_1 \varepsilon_\lambda}{\lambda^5 e^{c_2/\lambda T_b}} = \varepsilon_\lambda \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_b}} \quad (7.18)$$

式(7.17)、式(7.18)より、

$$M_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_b}} = \varepsilon_\lambda \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (7.19)$$

ここで、 ε_λ : 物体の波長 λ における放射率 [-]

これを展開して式(7.20)を得る。

$$\ln \varepsilon_\lambda = -\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T} \right) \quad (7.20)$$

炎の放射率は吸収率と等値であるので、吸収率は式(7.21)で得られる。

$$A_\lambda = 1 - e^{-K_\lambda L} \quad (7.21)$$

ここで、 L : 燃焼厚み

K_λ : 吸収係数

吸収係数は放射の波長依存性があり、特定の波長域では次式で表される。

$$K_\lambda = \frac{K}{\lambda^\alpha} \quad (7.22)$$

α は定数であり、Hottel と Broughton は 1.39、神本らは 1.38 と表現している [16]。近年は後者の 1.38 が使用されることが多く、本研究においても後者を採用している。また、ディーゼル燃焼では K と L を分離せず、変数 KL 値として扱う。

これより放射率は式(7.23)で表される。

$$\varepsilon_\lambda = 1 - e^{-\frac{KL}{\lambda^\alpha}} \quad (7.23)$$

式(7.20)に式(7.23)を代入すると、式(7.24)となる。

$$\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T} = -\frac{\lambda}{c_2} \ln \left(1 - e^{-\frac{KL}{\lambda^\alpha}} \right) \quad (7.24)$$

燃焼からの放射の G 波長による輝度温度を T_G とし R 波長の輝度温度を T_R とすると、両波長から得られる真温度は等しいので、式(7.25)と表すことができる。

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_G} + \frac{\lambda_G}{c_2} \ln \left(1 - e^{-\frac{KL}{\lambda_G^\alpha}} \right) = \frac{1}{T_R} + \frac{\lambda_R}{c_2} \ln \left(1 - e^{-\frac{KL}{\lambda_R^\alpha}} \right) \quad (7.25)$$

ここで、
 λ_G : グリーンの実効波長 [μm]
 T_G : 上記波長における輝度温度 [K]
 λ_R : レッドの実効波長 [μm]
 T_R : 上記波長における輝度温度 [K]

式(7.25)に c_2 と α の各定数、各実効波長の λ_G と λ_R 、カメラの G 波長、R 波長から計測された輝度温度を T_G 、 T_R に代入する。これより KL 値を得る。

次に、式(7.24)に c_2 と α の各定数、R 輝度の計測値 (G の波長、G 輝度計測値でも同じ) と式(7.25)で得られた KL 値を代入すれば、真温度 T を式(7.26)が得られる。

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{\frac{1}{T_R} + \frac{\lambda_R}{1.438769 \times 10^4} \ln \left(1 - e^{-\frac{KL}{\lambda_R^{1.38}}} \right)} \\ &= \frac{1}{\frac{1}{T_G} + \frac{\lambda_G}{1.438769 \times 10^4} \ln \left(1 - e^{-\frac{KL}{\lambda_G^{1.38}}} \right)} \end{aligned} \quad (7.26)$$

7.3 実験条件

7.3.1 供試ノズル

燃料噴射の空間的分割として群噴孔ノズルとマイクロ噴孔ノズルに着目し、それらの着火、燃焼特性を調べた。ベースノズルには、マツダ製 MZR-CD4 気筒直噴ディーゼル機関に搭載されている、噴孔径 0.135mm の 6 噴孔ノズル (SHN ; Standard Hole Nozzle) を用いた。群噴孔ノズルのうち噴孔間開き角を 10° とした場合に壁面衝突噴霧の先端到達距離と蒸発割合が同時に最も促進された、という第 3 章での結果を踏まえ、本実験では、これを等間隔で 6 個配置した群噴孔ノズル (GHN ; Group Hole Nozzle) を用いた。またマイクロ噴孔ノズル (MHN ; Multi Hole Nozzle) として、群噴孔ノズルの 1 噴孔あたりの噴孔を 12 個等間隔で配置したノズルを用いた。群噴孔ノズル、マイクロ噴孔ノズルともに総噴孔断面積はベースノズルと同じにしている。

7.3.2 機関運転条件

表 7.2 に燃料噴射条件、表 7.3 に機関の運転条件を示す。機関回転数は 1200rpm とし、吸気温度 313K、吸気酸素濃度 21 % (EGR 0 %)、冷却水温度 353K とした。燃料には市販の JIS 2 号軽油を用いた。噴射圧力と噴射量は、実機中負荷相当にあたる図示平均有効圧力 (IMEP: Indicated Mean Effective Pressure) である 532kPa になるように設定した。また燃料噴射時期は、機械効率が最高となるように、上死点着火するように決定した。着火時期は、噴射開始後の最初の熱発生率極小点と定義した。

ところで本章では、燃焼により発生した輝炎を二色法温度解析して群噴孔ノズルの特性を評価するため、輝炎をより多く発生させる必要がある。そこで本実験では、噴霧が拡散的な燃焼をするように、1 行程中に燃料を 2 回に分けて噴射する「時間的分割噴射」を行った。

7.3.3 撮影条件

撮影速度は毎秒 10000 コマとした。つまり、各コマの間隔は 0.72deg.クランク角刻みとなる。このときの撮影視野は、532pixel × 532pixel である。

表 7.2 燃料噴射条件

| | SHN | GHN | MHN |
|-------------------------------------|-------|-------|-------|
| Hole Diameter, mm | 0.135 | 0.096 | |
| Number of Holes | 6 | 2 x 6 | 12 |
| Included Angle | - | 10 | - |
| Hole Length, mm | 0.8 | | |
| Rail Pressure, MPa | 120 | | |
| Injection Timing (Pilot), deg. ATDC | -22 | -22.5 | -22.5 |
| Injection Quantity (Pilot), mg | 2.3 | 1.0 | 1.9 |
| Injection Timing (Main), deg. ATDC | -2 | -2.5 | -2.5 |
| Injection Quantity (Main), mg | 13.7 | 12.0 | 12.4 |
| Injection Quantity (Total), mg | 16.2 | 14.3 | 13.0 |

表 7.3 機関運転条件

| | |
|--|---------------|
| Engine Speed, rpm | 1200 |
| Intake Air Temperature, K | 313 |
| Oxygen Concentration of Intake Air, % | 21 |
| Cooling Water Temperature, K | 353 |
| Indicated Mean Effective Pressure, kPa | 532 ± 3% |
| Test Fuel | Diesel JIS #2 |

7.4 実験結果および考察

7.4.1 筒内圧力, 温度, 熱発生率

図 7.4 に筒内圧力解析結果を示す。筒内圧力のピーク値はマイクロ噴孔ノズル (MHN) が最も高く, 次いで群噴孔ノズル (GHN), 従来噴孔ノズル (SHN) となっている。第 3 章で述べたように, 小径噴孔のマイクロ噴孔ノズルと群噴孔ノズルでは微粒化が促進され, また雰囲気導入や燃料蒸発も促進される。これにより予混合的な燃焼の割合が増加し, 急激な圧力上昇となる。ただし, 群噴孔ノズルの熱発生率の最大値は, マイクロ噴孔ノズルよりも低い。群噴孔ノズルでは噴霧が干渉するので, 噴霧がキャビティ全体に広がりやすい

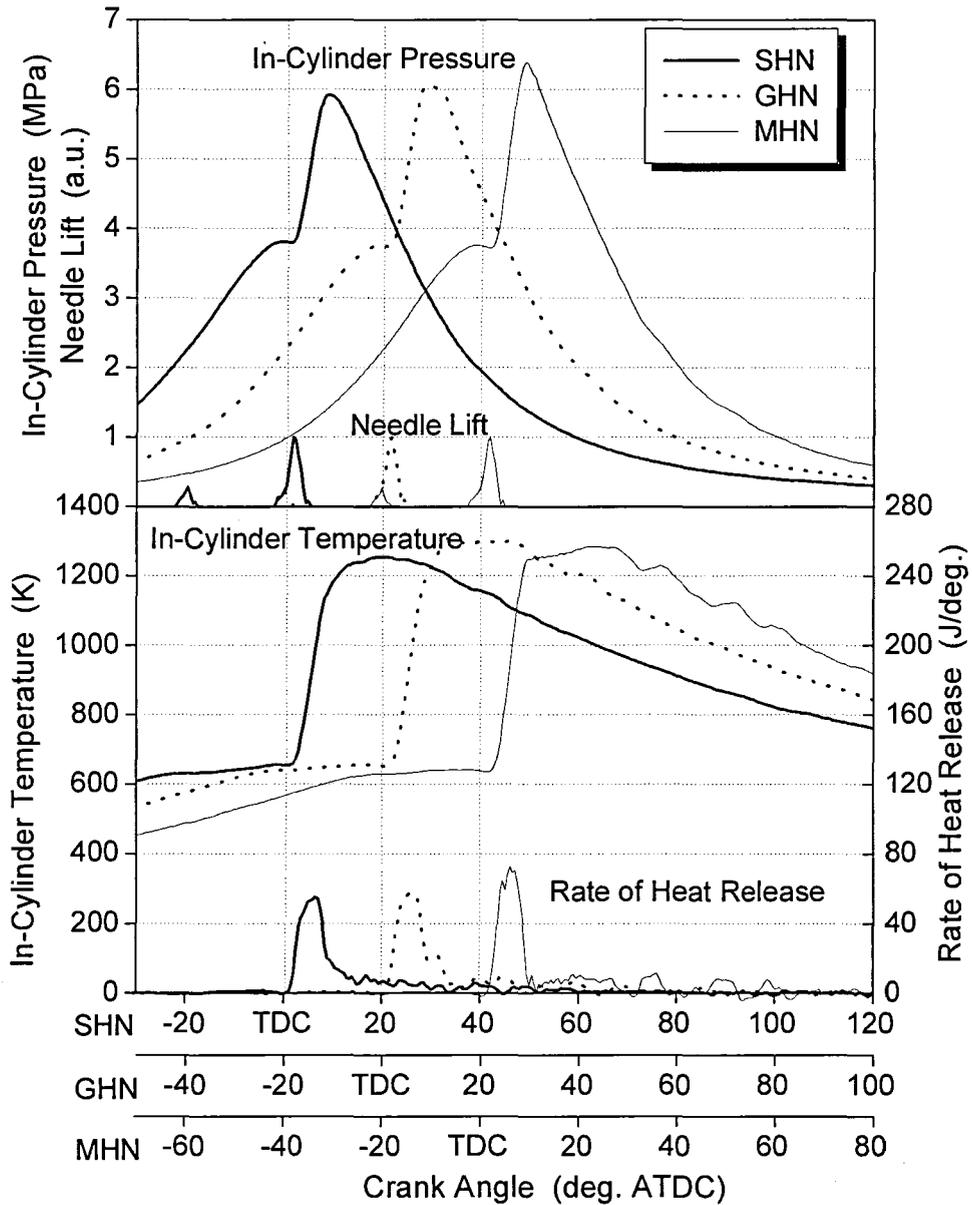


図 7.4 筒内圧力解析結果

マイクロ噴孔ノズルよりも上述の効果が小さくなるためだと考えられる。

熱発生率を見ても同様の傾向が見られる。マイクロ噴孔ノズルでは熱発生率の最大値が供試ノズル中で最も高く、予混合的な燃焼割合が多くなっている。しかし群噴孔ノズルや従来噴孔ノズルでは 10deg. ATDC 以降も緩やかな熱発生率が続いており、拡散的な燃焼が続いていると考えられる。急激な予混合的燃焼では燃焼温度が高くなって NOx の排出量が多くなる傾向にあるが、群噴孔ノズル化によって予混合的な燃焼割合が減少しているため、その排出量を低減

できる可能性があると考えられる。また表 7.2 に示したように、同一 IMEP を得るための噴射量は、従来噴孔ノズルが 16.2mg、群噴孔ノズルが 13.0mg、マイクロ噴孔ノズルが 14.3mg となっており、これらから図示燃料消費率 (ISFC: Indicated Specific Fuel Consumption) を求めるとそれぞれ 225, 176, 187g/ kWh となり、群噴孔ノズルが一番良い。

7.4.2 火炎輝度

図 7.5 に熱発生率最大時、輝炎領域最大時、燃焼末期における燃焼画像を示す。熱発生率最大時 (図 7.5 左列) では、輝炎の生成領域に差が見られる。従来噴孔ノズル (SHN) と群噴孔ノズル (GHN) は、マイクロ噴孔ノズル (MHN) に比べて輝度の高い火炎のキャビティ中心部への広がりが大きい。燃料液滴の粒径が大きく、キャビティ衝突後も強い貫徹力を持っている従来噴孔ノズル噴霧は、輝度の高い火炎がキャビティ中心部へ広がっている。すすの濃度は輝炎の輝度の高さに、噴霧先端到達距離の大きさは輝炎の発生領域に影響を及ぼすと考えられる [17]。またスキッシュルームにも輝炎が多く流れており、従来噴孔ノズル使用時の輝炎は、供試ノズル中で最も多い。マイクロ噴孔ノズルを用いると噴霧貫徹力が低下するので、キャビティ中心部への輝炎の広がりが抑えられている。一方、群噴孔ノズルを用いると噴霧先端到達距離が改善するので、従来噴孔ノズルに近い輝度分布となるが、スキッシュルームの輝炎は少ない。ただし、マイクロ噴孔ノズルの熱発生率最大値は群噴孔ノズルよりも低いですが、輝度は群噴孔ノズルよりも高くなっているため、熱発生率と (本研究で撮影したすす発生による) 燃焼輝度には直接的な関係はないと思われる。輝炎領域最大時 (図 7.5 中列) や燃焼末期の 39.92deg. ATDC (図 7.5 右列) では、ノズルの違いによる輝度分布の違いが見られない。

燃焼による輝度発生を定量的に評価するため、燃焼サイクルと非燃焼サイクルの差分をとることで燃焼室内の火炎領域を抽出、その火炎輝度を平均した。その時間変化を図 7.6 に示す。平均輝度の最大値は、従来噴孔ノズル (SHN)、マイクロ噴孔ノズル (MHN)、群噴孔ノズル (GHN) の順で低くなっている。

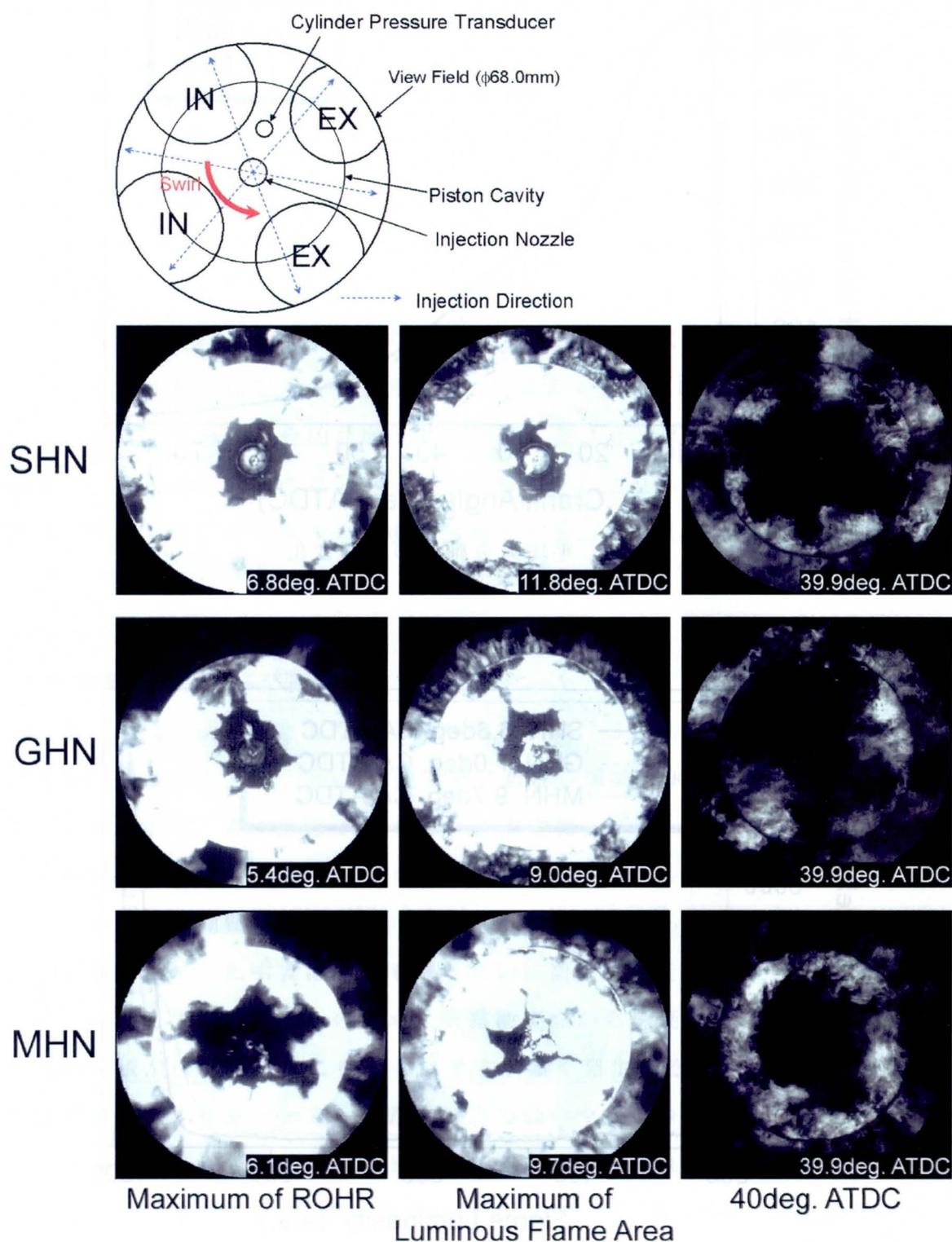


図 7.5 直接撮影による燃焼室内火炎画像

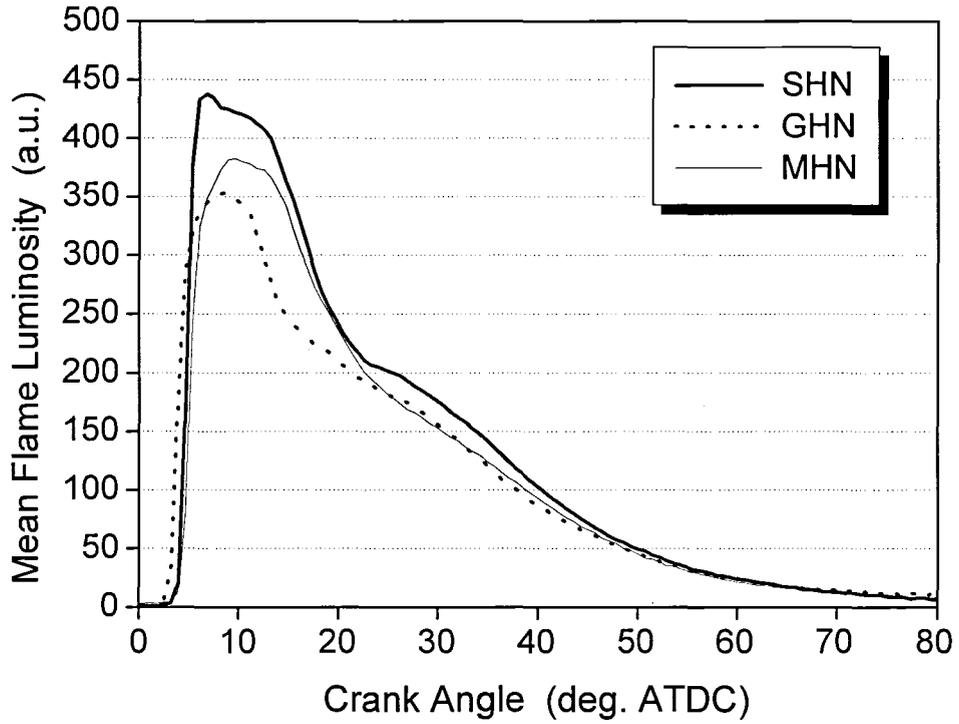


図 7.6 平均火炎輝度の時間変化

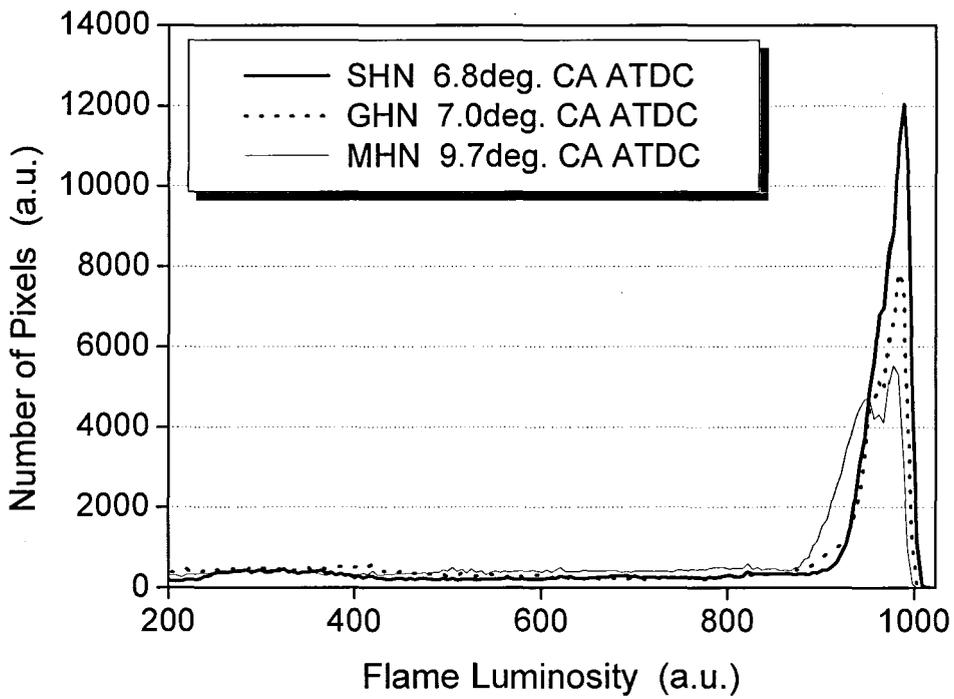


図 7.7 平均火炎輝度最大時の輝度分布

ところで、本実験で撮影された輝炎は噴霧内局所の当量比を反映していると考えられ、輝炎が少ないほど燃料噴霧の混合が進んでいると思われる。図 7.6 から、群噴孔ノズルを用いた場合の最大平均輝度が最も低いことがわかったが、それはあくまで火炎輝度の平均であり、燃焼室内局所の混合状況を評価するには十分でない。そこで、燃焼室内の局所にどのくらいの輝度の火炎がどのくらい存在するかを知るために、平均輝度最大時の燃焼室内輝度分布を求めた。図 7.7 に、その結果を示す。輝度の高い領域（900 以上）を見ると、最もピクセル数が多い（ピーク値が高い）のが従来噴孔ノズル（SHN）、続いて群噴孔ノズル（GHN）、マイクロ噴孔ノズル（MHN）となっている。しかしマイクロ噴孔ノズルは、輝度の分布範囲が他の 2 ノズルに比べて広く、輝度の低い火炎も見られる。マイクロ噴孔ノズルは噴霧がキャビティ全体に広がりやすいため燃焼-空気の混合が進み予混合的な燃焼割合が増えた、と 7.4.1 項で考察したが、火炎輝度の解析から同様のことが言える。しかし、これらを積分（ピクセル数と輝度の積）して、トータルの輝度で評価すると、群噴孔ノズルよりも輝度が高くなる（図 7.6）。

7.4.3 火炎中のすすおよび温度

すすの生成に関するさらなる知見を得るため、二色法(H&B)解析を行った。図 7.8 に、着火後 1ms, 2ms, 燃焼末期における輝炎の KL 値分布と輝炎の輝度温度分布を示す。着火後約 1ms では、従来噴孔ノズル、群噴孔ノズルともに各噴射軸間の低温領域で KL 値が高くなっている。ノズルから噴射された燃料噴霧はキャビティ側壁に衝突し、四方に広がる。そのうち、キャビティ側壁に沿って左右に広がった噴霧は隣の噴霧と互いに衝突し、その後はそれぞれ燃焼室中心へ向かって流れる。そのため、噴霧衝突点から燃焼室中心に向けて当量比が高い領域が広がり、そこを中心にすすが多く発生するので、KL 値が高く、輝度温度は低くなる。一方、噴霧貫徹力の弱いマイクロ噴孔ノズルではそのような領域は見られず、最大 KL 値が低く、輝度温度は高い。その後輝炎はスワールによって流され、KL 値は徐々に低下していく。着火後約 2ms にかけて、マイクロ噴孔ノズルは群噴孔ノズルに比べ、群噴孔ノズルは従来噴孔ノズルに

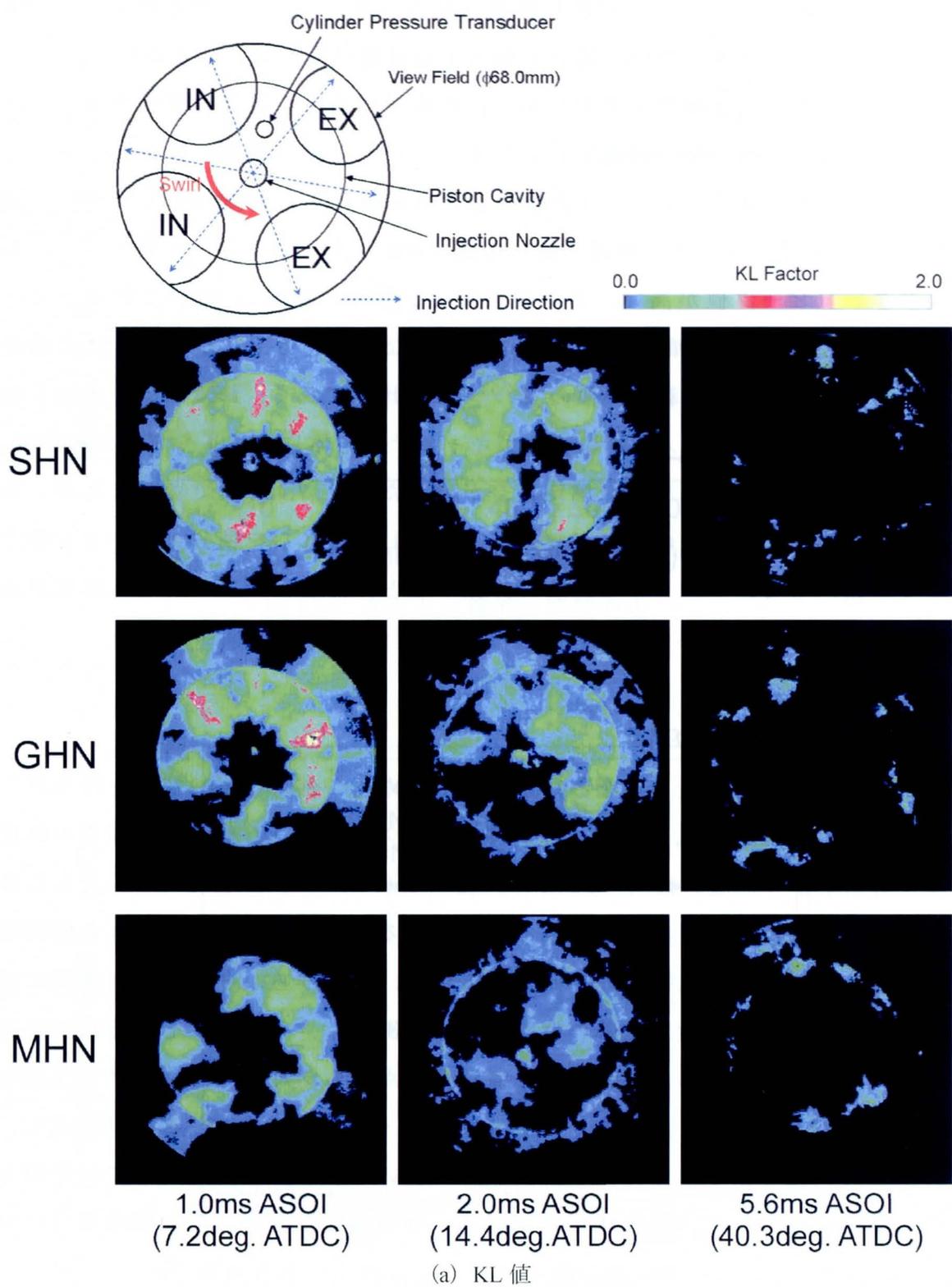
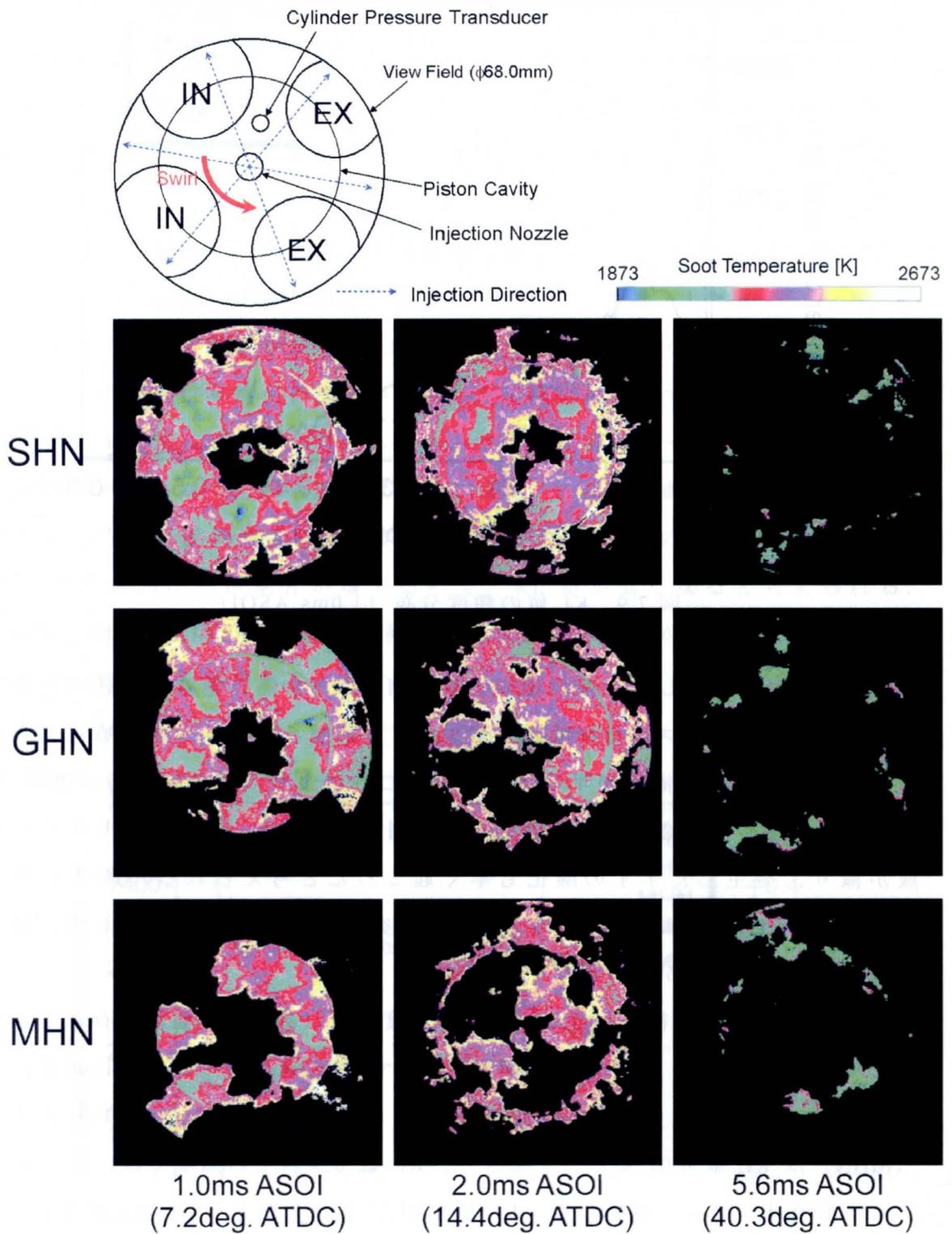


图 7.8 二色法解析画像



(b)輝度温度

図 7.8 二色法解析画像 (続き)

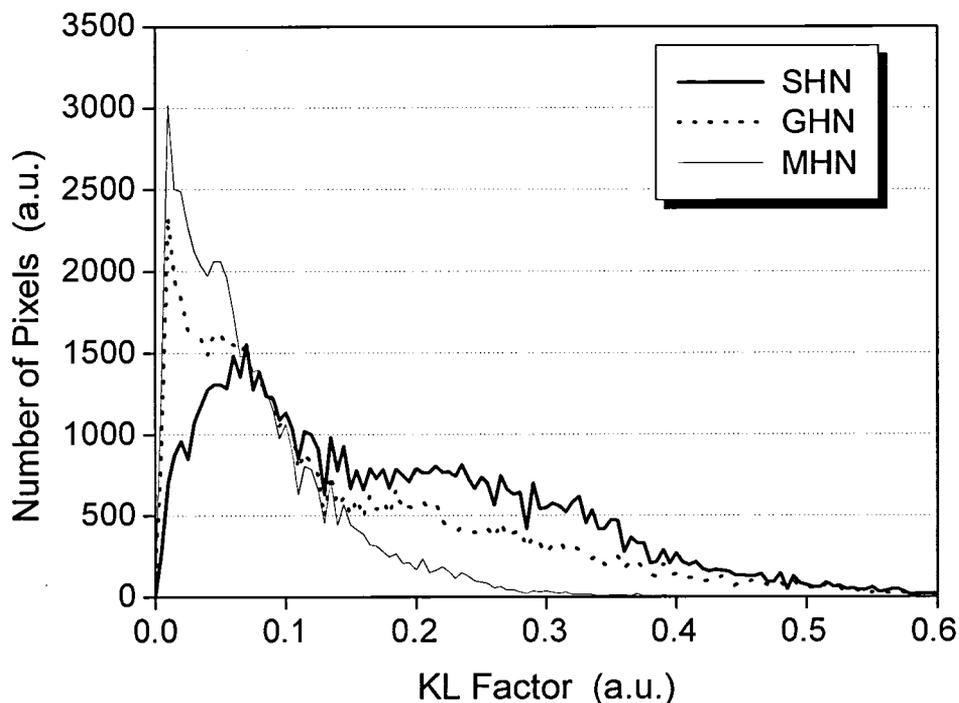


図 7.9 KL 値の頻度分布 (1.0ms ASOI)

比べて噴射軸間の KL 値の高い領域が早く消失している。第 3 章で述べたように、マイクロ噴孔ノズルは群噴孔ノズルより、群噴孔ノズルは従来噴孔ノズルを用いた時より燃料液滴が早く蒸発する。これにより、量論比近傍の燃料-空気混合気が多く形成されて予混合的な燃焼割合が増える。これによりすすの生成が減り、発生したすすの酸化も早く起こったと考えられる。燃焼末期の 39.92deg. ATDC では、いずれのノズルも火炎領域が小さくなり、KL 値、輝度温度ともに高い領域が見られない。

ここで、着火 1ms 後における KL 値の頻度分布（ある KL 値幅に存在するピクセル数）を求めた。その結果を図 7.9 に示す。KL 値のピークが 0 に近く、山の幅が小さければ、すすの発生が少ないと言える。マイクロ噴孔ノズル (MHN) は KL 値 0.01 でピークをとり、KL 値 0.3 以上の領域では、ほぼ 0 である。群噴孔ノズル (GHN) も、KL 値 0.01 でピークをとるが、KL 値 0.6 近辺まで分布している。それに対し従来噴孔ノズル (SHN) では、KL 値 0.07 の時にピークをとり、その後は他の 2 つのノズルに比べて高い頻度で推移している。キャビティ内におけるすすの生成が最も多いものが従来噴孔ノズル、少ないも

のがマイクロ噴孔ノズルであると言え、群噴孔ノズルはその中間にある。

図 7.10 に二色法温度解析より求めた筒内平均 KL 値と筒内平均輝炎温度の時間変化を示す。平均火炎温度は全てのノズルで 2.5deg. ATDC 付近が最も高い。これは、噴射された燃料が蒸発して量論比近傍の混合気形成され、それが急激に燃焼し始めているためである。その後燃料過濃側へ燃焼が移行し、平均火炎温度は低下していくが、燃焼領域は拡大を続けているため、6.0deg. ATDC 付近から一度上昇する。その後は火炎領域が減少し、キャビティ側壁周辺での燃焼となる 12.0deg. ATDC 付近を境に平均火炎温度は低下し始める。一方、KL 平均値は全てのノズルで上昇し、8.0deg. ATDC 付近でピーク値をとった後減少する。この期間は平均火炎温度が上昇しているため、すすの酸化が起これ、すすの濃度が低下していると考えられる。平均 KL 値のピークは従来噴孔ノズル (SHN) が最も高く、群噴孔ノズル (GHN)、マイクロ噴孔ノズル (MHN) の順に低くなる。燃料液滴の蒸発が促進されて燃料-空気の混合状況が良くなるほど予混合的な燃焼割合が増えるので、KL 値が低くなると考えられる。20.0deg. ATDC 以降の緩やかな上昇は、輝度の低い火炎が消え始め、輝度の高い火炎が残ったためである。

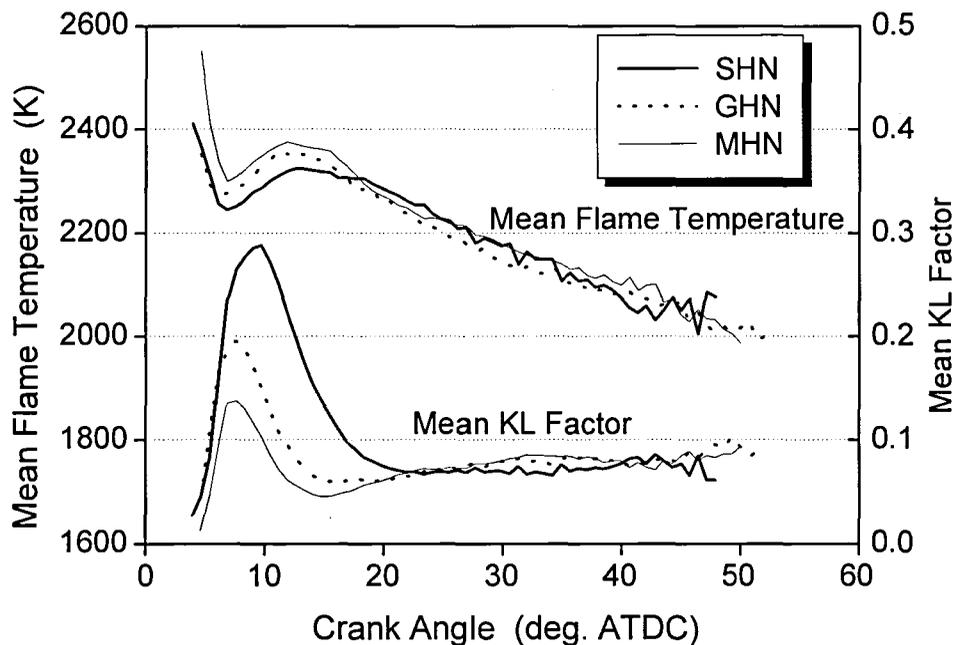


図 7.10 筒内平均 KL 値と筒内平均輝度温度の時間変化

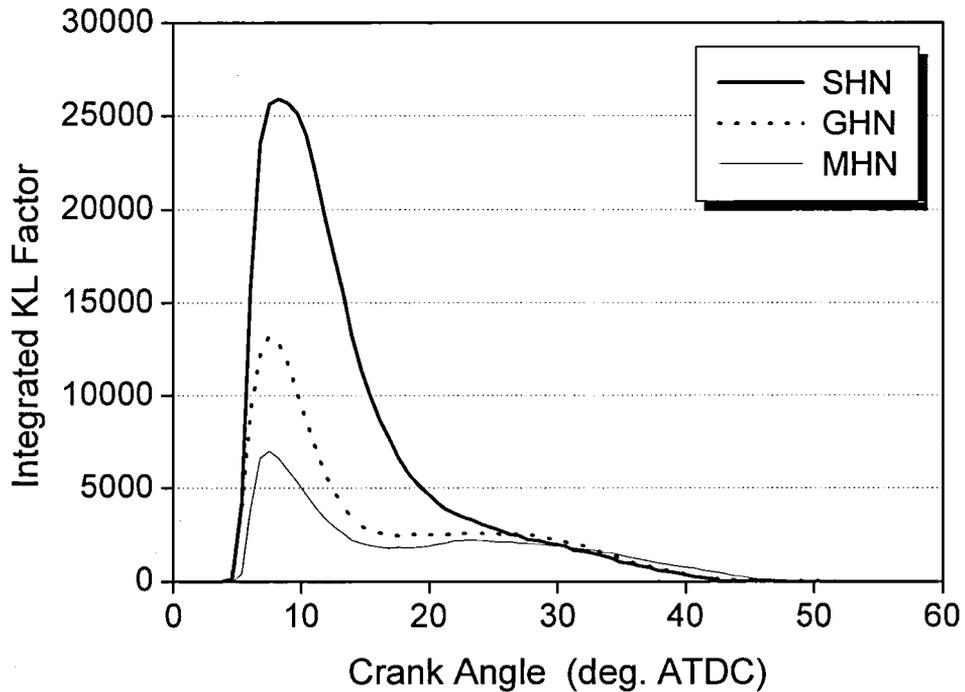


図 7.11 KL 積分値の時間変化

そこで、輝炎領域の火炎面積を考慮した KL 積分値を算出した。その結果を図 7.11 に示す。これは、KL 値とその KL 値を持つピクセル数の積を全ての KL 値にわたって積分したもので、すすの発生総量の指標になると考えられる。図 7.10 の KL 平均値のグラフと比べると、20.0deg. ATDC 以降の値は減少しており、最終的なすす排出濃度に差がなくなると考えられる。

7.5 結言

ボトムビュー方式の可視化機関を用い、空間的分割噴射（群噴孔ノズル，マイクロ噴孔ノズル）が直噴ディーゼル機関の着火，燃焼過程に及ぼす影響を調べた。高速度撮影した画像を輝度解析することで火炎の発達状況を，二色法温度解析することですすの発生状況などの燃焼特性を調べた。また，同時に測定した筒内圧力から熱発生率や筒内温度の解析も行った。得られた結果をまとめると以下のようなものである。

- (1) マイクロ噴孔ノズルの熱発生率の最大値は供試ノズル中で最も高く，予混合的燃焼の割合が多くなっている．一方群噴孔ノズルや従来噴孔ノズルでは 10deg. ATDC 以降も緩やかな熱発生率が続いており，拡散的な燃焼が続いていると考えられる．群噴孔ノズルは，従来噴孔ノズルとマイクロ噴孔ノズルの中間である．
- (2) 燃焼室内の平均火炎輝度は従来噴孔ノズルを用いた場合が最も高く，マイクロ噴孔ノズル，群噴孔ノズルの順に低くなる．一方，マイクロ噴孔ノズルの火炎内輝度の頻度分布を見ると，他のノズルに比べてその最大値は低く，輝度の低い火炎が見られる．マイクロ噴孔ノズルの噴霧は燃焼室内に広がりやすいため，燃料-空気の混合が促進，予混合的な燃焼割合が増えたためだと考えられる．
- (3) KL 値の高い領域は，従来噴孔ノズル，群噴孔ノズルの各噴射軸間に現れる．これは，キャビティ側壁に沿って左右に広がった噴霧が隣の噴霧と衝突して燃焼室中心へ向かって流れ，その当量比が高くなるためである．また KL 積分値のピークは群噴孔ノズルの方が従来噴孔ノズルに比べて低いため，火炎中のすすが低減されていると考えられる．

第8章 結論

直噴ディーゼル機関は、現在までに実用化されている内燃機関の中で最も熱効率が低い。また、軽油から重油まで使用可能であること、大きな出力が得られることなどもあり、大型船舶から小型乗用車まで幅広く使用され、他に類を見ない汎用性を持った機関でもある。一方で、エネルギー資源の有効利用と環境負荷低減のため、直噴ディーゼル機関のさらなる高効率化と低有害排出物化が求められている。

直噴ディーゼル機関の燃焼室内現象の解明が推し進められてきた結果、その排気性能は燃焼室内での燃料と空気の混合状況に大きく依存することがわかった。直噴ディーゼル機関の排気特性を改善するためには、燃焼室内に噴射された燃料液滴をできるだけ小さな液滴に微粒化し、噴霧内に多くの雰囲気を取り込んで蒸発を促進させることが重要である。燃料噴射を一行程中に複数回に分けて行う時間的分割や、小径噴孔が微小間隔で配置された群噴孔ノズルを用いる空間的分割は、これを達成するための一手法として期待されている。本論文では噴霧を空間的に分割する群噴孔ノズルに着目し、群噴孔ノズルから噴射された燃料噴霧の混合気特性や、噴霧内に導入される雰囲気の挙動、噴霧の燃焼過程を調べた。

第1章では、群噴孔ノズルから噴射された噴霧の発達、混合気形成、および燃焼に関する研究の現状について述べ、本論文の目的と構成について述べている。本論文の目的は、噴霧を空間的に分割する群噴孔ノズルに着目し、群噴孔ノズル噴霧の混合気と燃焼の特性を、非軸対称噴霧の解析機能を加えた二波長レーザ吸収散乱(Laser Absorption Scattering: LAS)法による噴霧蒸発特性の計測、本研究で開発した LIF (Laser Induced Fluorescence)-PIV (Particle Image Velocimetry) 法による噴霧周囲の雰囲気流動の計測、さらに可視化機関による燃焼過程の解析により検討することである。

第2章では、燃料噴霧の液相と蒸気相の同時定量計測が可能な LAS 法の原理、および本研究で開発した非軸対称噴霧の蒸気質量分布の計測方法について述べた。本方法の計測精度を調べるために完全蒸発噴霧の蒸気質量と噴射質量

を比較したところ、解析によって求まる蒸気質量は噴射質量より多くなった。これは噴霧内の温度を雰囲気温度としているため、実際よりもモル吸光係数が過小評価されたためである。しかし、蒸気質量と燃料噴射量の誤差は約 11 % であり、噴霧の蒸発特性を評価する上では十分な精度を持っている。

第 3 章では、非軸対称噴霧用 LAS 法を用いて群噴孔ノズルから噴射された自由噴霧および壁面衝突噴霧の混合気形成過程の解析を行った。この中で、噴霧の蒸発割合と先端到達距離を同時に評価するため E-P (Evaporation-Penetration) マップを考案し、群噴孔ノズルの噴孔間開き角度の影響について検討した。自由噴霧の場合、群噴孔ノズルの噴孔間開き角度を大きくするほど互いの噴孔から噴出した噴霧が独立しやすくなり、燃料の蒸発は促進される。ただしこの場合、噴霧先端到達距離は短くなるので、燃料蒸発との間にはトレードオフの関係があると言える。ところが壁面衝突噴霧の場合、群噴孔ノズル噴霧は従来噴孔ノズルと比べ、壁面に沿う噴霧の先端到達距離が増大し、燃料の蒸発が進む。これは、壁面上衝突点近傍の噴霧が重なる領域では互いの噴霧が干渉して噴霧貫徹力が大きくなり、噴霧内に多くの雰囲気を取り込まれるためである。壁面衝突噴霧の場合、群噴孔ノズル化によって噴霧先端到達距離と蒸発割合を同時に促進させることができ、これが自由噴霧と大きく異なる点である。

第 4 章では、準定常運動量理論、雰囲気導入と希薄化に関する無次元噴射パラメータを用いて LAS 法による測定結果を整理し、噴孔径、噴射圧力、雰囲気密度、群噴孔ノズル化が導入雰囲気質量や蒸気質量に及ぼす影響について検討した。準定常理論は液滴粒子の均一分散を仮定した上で成立するが、噴射期間中における蒸発噴霧中の燃料分布（液相+蒸気相）も本理論と一致する。次に群噴孔ノズル噴霧への雰囲気導入特性を評価するため、LAS 法によって測定した蒸気質量を用いて噴霧特性量の評価を行った。本パラメータは導入雰囲気質量を整理するものであるが、群噴孔ノズル噴霧に適用可能な非軸対称噴霧用 LAS 解析では導入雰囲気質量を求めることができない。そこで、導入雰囲気質量の代わりに噴霧内の蒸気質量を用いて噴霧特性量の評価を行った。その結果、群噴孔ノズル噴霧の結果以外は、導入雰囲気質量を使用して整理した場合と同様の結果が得られた。したがって、噴霧内に多くの雰囲気を導入されると燃料

の蒸発が促進され、噴霧内の蒸気質量が増加すると考えられる。また燃料流量に対する導入雰囲気質量の比をとった希薄化速度は、噴射圧力を高くするほど、また噴孔径を小さくするほど大きくなる。つまり、希薄で均一な混合気を形成するためには、燃料の高圧噴射と噴孔の小径化が有効であると言える。

第5章では、噴霧周囲の雰囲気流動を測定するために本研究で開発したLIF-PIV法の計測原理について述べた。本方法は、Nd:YAGレーザの第2高調波を容器内に浮遊させたトレーサ（ローダミンB水溶液）に照射し、光学フィルタ（ロングパス）によってトレーサ粒子の蛍光のみを撮影する。これによって、燃料噴霧中の液滴と噴霧周囲雰囲気のトレーサを分離して撮影でき、得られた画像をPIV解析することで噴霧周囲雰囲気流動を求めることができる。また計測精度に大きな影響を及ぼすトレーサ粒子の分散、粒径、沈降速度について調べ、流れに対するトレーサ粒子の追従遅れについて考察した。トレーサ噴射1秒後では、トレーサ粒子は計測視野内に均一に分布し、その沈降速度も噴霧速度に比べて十分に小さい。また噴霧への追従遅れも問題無いと考えられるので、本方法によって噴霧周囲雰囲気流動を解析することは可能である。

第6章では、LIF-PIV法を用いて群噴孔ノズルから噴射された自由噴霧および壁面衝突噴霧の周囲雰囲気流動を解析した。ノズルに関わらず、ノズル先端から噴霧下流方向に少し離れたところでの雰囲気導入速度が最も大きい。そして、そのような速度の大きい領域は、時間の経過に伴って噴霧下流に移動していく。群噴孔ノズルから噴射された自由噴霧は、従来噴孔ノズルから噴射された噴霧に比べて半径方向に広く広がるため噴霧比表面積が大きくなり、噴霧と雰囲気間の運動量交換が活発に行われる。その結果、雰囲気の流入速度が大きくなる。群噴孔ノズルの中でも、Parallel方向から観察した雰囲気の流入速度分布は、Vertical方向から観察したそれよりも大きく、これには噴霧干渉が寄与しているものと考えられる。また群噴孔ノズルから噴射された壁面衝突噴霧も、Parallel方向から観察した場合の雰囲気速度分布が最も大きい。このような流速の強い領域は、自由噴霧部と壁面上に広がる噴霧の境目に見られる。これは、群噴孔ノズル噴霧の貫徹力が強く、噴霧先端で押された雰囲気が渦を巻いて噴霧中に入ろうとするためだと考えられる。

第7章では、ボトムビュー方式の可視化機関を用いて群噴孔ノズル化が直噴

ディーゼル機関の着火，燃焼，排気生成過程に及ぼす影響について調べた．高速度撮影した画像を輝度解析することで火炎の発達状況を，二色法温度解析することで火炎中の温度とすすの分布状況を調べた．また，同時に測定した筒内圧力から熱発生率や筒内温度の解析も行った．マイクロ噴孔ノズルの熱発生率の最大値は供試ノズル中で最も高く，予混合的燃焼の割合が多くなっているのに対し，群噴孔ノズルや従来噴孔ノズルでは拡散的な燃焼割合が多くなる．燃焼室内火炎の輝度分布を見ても，マイクロ噴孔ノズルを使用した場合は輝度の低い火炎が多く，予混合的燃焼が増えていることがわかった．マイクロ噴孔ノズル噴霧は燃焼室内に広がりやすいため，燃料-空気の混合が促進されると考えられる．また二色法温度解析することですすの発生状況を調べたところ，群噴孔ノズル噴霧は従来噴孔ノズルと比べて KL 値が低く，火炎中のすすが低減することがわかった．

第 8 章では，各章で得られた知見をもとに総合的な考察を行った．群噴孔ノズル噴霧は従来噴孔ノズルと比べ，特に壁面と衝突した後の噴霧発達過程に特徴がある．壁面に沿う噴霧の先端到達距離が増大し，同時に燃料蒸発が進む点で，自由噴霧の結果と大きく異なる．群噴孔ノズルから噴射された壁面衝突噴霧の場合，壁面上衝突点近傍の噴霧が重なる領域では互いの噴霧が干渉して貫徹力が強くなる．その結果，噴霧先端で押された雰囲気渦が渦を巻いて噴霧中に入ろうとする流れが強くなり，燃料蒸発が進むと考えられる．このような群噴孔ノズルの特性を利用することで，実際の機関燃焼室においては空気を有効利用することができ，機関の燃焼・排気性能を向上させる可能性があると考えられる．

以上のように，直噴ディーゼル機関用ノズルから噴射された非軸対称噴霧の蒸発特性を定量的に解析できる二波長レーザ吸収散乱法の解析手法や LIF-PIV 法による噴霧周囲の雰囲気流動の計測手法を確立，また可視化機関による燃焼過程の解析により，群噴孔ノズルが直噴ディーゼル噴霧の混合気形成過程や着火・燃焼過程に与える影響を明らかにできたと考える．今後，さらに群噴孔ノズルの特性を解明していくためには，様々な機関運転条件を想定した計測，また数多くある噴孔諸元を系統的に整理するパラメータが必要になると考えられる．

参考文献

第 1 章

- [1]前田, JAMAGAZINE, (2007), 2007年9月号, 2.
- [2]自動車技術会, 自動車技術ハンドブック基礎・理論編, 自動車技術会, (1990), 44.
- [3]Ando, H., et al., COMODIA2004, CD-ROM Proceedings, (2004).
- [4]Aoyagi, Y., et al., COMODIA2004, CD-ROM Proceedings, (2004).
- [5]廣安, 燃焼研究, 100, (1995), 25.
- [6]Matsumoto, Y., et al., SAE Paper, 2007-01-4049, (2007).
- [7]松本・他 2 名, 第 18 回内燃機関シンポジウム講演論文集, (2007), 345.
- [8]伊藤, エンジンテクノロジー, Vol.1, No.4, (1999), 46.
- [9] Zhang, Y., et al., SAE Paper, 2001-01-3498, (2001).
- [10]Zhang, Y., et al., SAE Paper, 2003-01-1837, (2003).
- [11]Nehmer, D. A., et al., SAE Paper, 940668, (1994).
- [12]Tow, T. C., et al., SAE Paper, 940897, (1994).
- [13]Yokota, H., et al., SAE Paper, 970891, (1997).
- [14]Han, Z. A., et al., SAE Paper, 960633, (1996).
- [15]Badamin, M., et al., SAE Paper, 01-0657, (2001).
- [16]佐藤・他 4 名, 自動車技術会論文集, 35-2, (2004), 45.
- [17]中井・他 5 名, マツダ技報, No.20, (2002), 68.
- [18]中井・他 5 名, マツダ技報, No.23, (2005), 98.
- [19]堀田・他 5 名, 第 17 回内燃機関シンポジウム講演論文集, (1997), 403.
- [20]堀田・他 5 名, 自動車技術会論文集, 36-1, (2005), 223.
- [21]Hotta, Y., et al., SAE Paper, 2005-01-0928, (2005).
- [22]Carlucci, P., et al, International Journal of Engine Research, 6-1, (2005), 43.
- [23]江原, 新井, 第 14 回内燃機関シンポジウム講演論文集, (1997), 37.
- [24]新井, 日本機械学会 RC133 研究報告書, (1997), 10.
- [25]Imanishi, H., et al, Paper of ICE Technical Conference ASME, 31-1, (1998), 97.
- [26]Farrell, P. V., et al., SAE Paper, 960860, (1996).
- [27]Zhang, Y., et al., SAE Paper, 2001-01-1294, (2001).
- [28]張・他 3 名, 自動車技術会論文集, 32-3, (2001), 37.
- [29]張・他 2 名, 第 17 回内燃機関シンポジウム講演論文集, (2001), 381.
- [30]西田, 日本機械学会 RC207 中間報告書, (2003), 1.
- [31]Bower, G. R., et al., SAE Paper, 930864, (1993).

- [32] 島崎, MotorRing, No.21, (2005).
- [33] Snyder, H. E., et al., SAE Paper, 960859, (1996).
- [34] Hiroyasu, H., et al., SAE Paper, 900475, (1990).
- [35] Nishida, K., et al., ICLASS2006, CD-ROM Proceedings, (2006).
- [36] 松本・他 3 名, 第 14 回微粒化シンポジウム講演論文集, (2005), 31.
- [37] 松本・他 3 名, 第 15 回微粒化シンポジウム講演論文集, (2006), 7.
- [38] Tokuda, H., et al., 26 Internationals Wiener Motorensymposium 2005, Proceedings, (2005), 246.
- [39] 西島・他 3 名, 2005 年自動車技術会春季学術講演会前刷集, No.46-05, (2005), 11.
- [40] 松本・他 2 名, 2007 年自動車技術会秋季学術講演会前刷集, No.86-07, (2007), 5.
- [41] 松本・他 2 名, 自動車技術会論文集, 39-3, (2008), 177.
- [42] Matsumoto, Y., COMODIA2008, CD-ROM Proceedings, (2008).
- [43] Pawlowski, A., et al., SAE Paper, 2008-01-0928, (2008).
- [44] Zhang, Y., et al., SAE Paper, 2003-01-3115, (2003).
- [45] 矢田・他 6 名, 自動車技術会論文集, 38-5, (2007), 107.
- [46] 矢田・他 6 名, 2006 年自動車技術会秋季学術講演会前刷集, No.107-06, (2006), 9.
- [47] 吉富・他 1 名, 2005 年自動車技術会秋季学術講演会前刷集, No. 137-05, (2005), 23.

第 2 章

- [1] Ando, H., et al., COMODIA2004, CD-ROM Proceedings, (2004).
- [2] Aoyagi, Y., et al., COMODIA2004, CD-ROM Proceedings, (2004).
- [3] 日本液体微粒化学会, アトマイゼーション・テクノロジー, 森北出版, (2001), 51.
- [4] Yeh, C. N., et al., SAE Paper, 941953, (1994).
- [5] 葉・他 3 名, 機論, 60-569, (1994), 321.
- [6] Yeh, C. N., et al., AIAA Progress series, (1995), 297.
- [7] Melton, L. A., et al., Proceedings of the 20th International Symposium on Combustion, (1984), 1283.
- [8] Melton, L. A., et al, Applied Optics, Vol.22, No.14/ 15, (1983).
- [9] Heinze, T., et al., SAE Paper, 892102, (1989).
- [10] Espey, C., et al., Combustion and Flame, Vol.109, No.1/ 2, (1997).
- [11] 西田・他 4 名, 自動車技術会論文集, 30-3, (1999), 17.
- [12] Chaplyvy, A. R., Applied Optics, Vol.20, No.15, (1981), 2620.
- [13] 鈴木・他 2 名, 機論, 59-558, (1993), 329.
- [14] Zhang, Y., et al., SAE Paper, 2001-01-1294, (2001).

- [15] Gao, J., SAE PaPer, 2007-01-1889, (2007).
- [16] 高橋, スペクトル有機化学, 三共出版, (1978), 5.
- [17] 水谷, 燃焼工学, 森北出版, (1972), 1.
- [18] 長尾, 内燃機関講義上巻, 養賢堂, (1967), 165.
- [19] Hinds, W. C., エアロゾルテクノロジー, 井上書院, (1985), 303.
- [20] Gumprecht, R. O., et al., Journal of Physical Chemistry, 57-1, (1953), 90.
- [21] レーザー計測ハンドブック編集委員会, レーザー計測ハンドブック, 丸善, (1993), 235.
- [22] Van de Hulst, H. C., Light Scattering by Small Particles, Jone Wiley & Sons Inc., (1957), 129.
- [23] 張, 広島大学博士論文, (2001), 29.
- [24] 張, 広島大学博士論文, (2001), 43.
- [25] 日本化学会, 新実験化学講座 13 有機構造[II], 丸善, (1979), 647.
- [26] 佐藤, 物性定数推算法, 丸善, (1968), 27.
- [27] 野村, 広島大学大学院修士論文, (2003), 29.
- [28] Zhang, Y., et al., Combustion Science and Technology, Vol.176, No.9, (2004), 1465.
- [29] Matsumoto, Y., COMODIA2008, CD-ROM Proceedings, (2008).
- [30] 大森, 多段噴射率計, 自動車技術, 58-7, (2005), 52.

第3章

- [1] Picket, L. M., Proceedings of the 29th International Symposium on Combustion, (2002), 655.
- [2] Nishimura, H., et al., SAE Paper, 970893, (1997).
- [3] Zhang, W., et al., SAE Paper, 2007-01-1890, (2007).
- [4] Tokuda, H., et al., 26 Internationals Wiener Motorensymposium 2005, Proceedings, (2005), 246.
- [5] 西島・他3名, デンソーテクニカルレビュー, 11-1, (2006), 29.
- [6] Gao, J., SAE PaPer, 2007-01-4050, (2007).
- [7] Matsumoto, Y., COMODIA2008, CD-ROM Proceedings, (2008).
- [8] 木村, エンジンテクノロジー, 7-2, (2005), 15.
- [9] Zhang, Y., et al., Atomization and Sprays, Vol.16, No.1, (2006), 35.

第4章

- [1] Matsumoto, Y., et al., SAE Paper, 2007-01-4049, (2007).
- [2] 松本・他2名, 第18回内燃機関シンポジウム講演論文集, (2007), 345.
- [3] 和栗・他3名, 機論, 25-156, (1968), 820.
- [4] 池上・他1名, 機論, 59-568, (1993), 4046.
- [5] 石山・他4名, 機論, 66-646, (2000), 320.

- [6] Ikegami, M., et al., Proceedings of the 20th International Symposium on Combustion, (1984), 217.
- [7] 酒井・他4名, 第9回内燃機関シンポジウム講演論文集, (1991), 121.
- [8] 掛川・他2名, 自動車技術会論文集, 23-2, (1992), 3.
- [9] Tokuda, H., et al., 26 Internationals Wiener Motorensymposium 2005, Proceedings, (2005), 246.
- [10] Fujimoto, H., et al., SAE Paper, 972916, (1997).
- [11] Zhang, W., et al., SAE Paper, 2008-01-1601, (2008).
- [12] 廣安, わかる内燃機関, 日新出版, (2001), 99.
- [13] 松本・他3名, 第16回微粒化シンポジウム講演論文集, (2007), 66.
- [14] Nishida, K., et al., CD-ROM Proceedings of the ICLASS-2006, (2006), ICLASS06-171.

第5章

- [1] Dan, T., et al., SAE Paper, 970352, (1997).
- [2] Sweetland, P., et al., SAE Paper, 940283, (1994).
- [3] Hillamo, H. J., et al, SAE Paper, 2008-01-0942, (2008).
- [4] 可視化学会, PIV ハンドブック, 森北出版, (2002), 27.
- [5] 西華産業株式会社, PIV 計測ソフトウェア Koncerto 取扱マニュアル, 西華産業株式会社, (2006), 24.
- [6] Raffel, M., PIV の基礎と応用—粒子画像流速測定法, シュプリンガー・フェアラーク東京, (2000), 13.
- [7] 日本液体微粒化学会, アトマイゼーション・テクノロジー, 森北出版, (2001), 56.
- [8] 李, 近畿大学博士論文, (2004), 65.

第6章

- [1] Gao, J., SAE PaPer, 2007-01-1889, (2007).
- [2] Matsumoto, Y., COMODIA2008, CD-ROM Proceedings, (2008).
- [3] Lee, J., et al., SAE Paper, 2003-01-1115, (2003).

第7章

- [1] Alock, J. F., et al., Proceedings of the 5th Congres International des Moteurs A Combustion Interne, (1959), A7.
- [2] Alock, J. F., et al., Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, No.5, (1962).
- [3] 長尾・他4名, 機論, 38-311, (1972), 1866.
- [4] 宿屋, 内燃機関, Vol.15, (1976), 176.

- [5] Bowditch, F. W., SAE Transactions, Vol.69, (1961).
- [6] Dent, J. C., et al., Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Vol.188, (1974), 269.
- [7] 田坂, 内燃機関, 森北出版, (2008), 81.
- [8] 倉林・他 3 名, 工業熱力学, 朝倉書店, (2000), 33.
- [9] 一色・他 1 名, わかりやすい熱力学, 森北出版, (2004), 66.
- [10] 株式会社フォトロン&三井オプトロニクス, Thermera-HS 取扱説明書, 株式会社フォトロン&三井オプトロニクス, (2007), 84.
- [11] Hottel, H. C., et al., Industrial Engineering and Chemistry, Vol.4, No.2, (1932), 166.
- [12] 松井・他 3 名, 機論, 44-377, B (1978), 228.
- [13] 松井・他 3 名, 機論, 45-398, B (1978), 1576.
- [14] Ahn, S., K., et al., Proceedings of the 13th ICHSPP, (1978), 228.
- [15] 安・他 3 名, 機論, 47-417, B (1981), 896.
- [16] Kamimoto, T., Proceedings of the 18th Internal Combustion Engine Symposium, (2005), 1.
- [17] 中島・他 2 名, 2008 年自動車技術会春季学術講演会前刷集, No.78-08, (2008), 1.

謝辞

本研究は、平成 18 年 4 月から平成 21 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る。本研究の遂行ならびに日常面に対して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。

また、本論文をまとめるに際し、有益な御助言ならびに御討論を賜った、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。

さらに、研究の遂行に際して細部にわたり有益な御教示、御指導をいただきました東京電機大学 張玉銀 講師、広島大学 燃焼工学研究室 下栗大右 助教、(株)デンソー 伊達健治 氏に対し、心より御礼申し上げます。

実験の遂行に際しては、昼夜を問わず惜しみなく御助力いただいた産学官連携研究員 高剣 博士（現在 University of Wisconsin-Madison 研究員）、文石洙 博士、張武 博士、燃焼工学研究室卒業生 秋葉貞洋 氏（現在 弓削商船高等専門学校 講師）、佐藤圭峰 氏（現在 マツダ(株)）、神崎淳 氏（現在 マツダ(株)）、田所正 氏（現在 マツダ(株)）、難波真 氏（現在 マツダ(株)）、大学院生 洲本康樹 氏、中島研吾 氏、哈強 氏、学部生 小川昌則 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、本研究では、独立行政法人 新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）からの助成を受けました。また、燃料噴射装置および可視化機関はマツダ(株)技術研究所から提供いただきました。ここで感謝の意を表します。

最後に、研究に没頭できるように長年にわたり経済面、精神面で支えてくれた両親に感謝する。