T2R2 東京工業大学リサーチリポジトリ
Tokyo Tech Research Repository

# 論文 / 著書情報
# Article / Book Information

| | |
|---|---|
| 題目(和文) | ２次元可視化法による非定常噴霧火炎の構造解明 |
| Title(English) | |
| 著者(和文) | 小酒英範 |
| Author(English) | Hidenori Kosaka |
| 出典(和文) | 学位:博士（工学）,<br>学位授与機関:東京工業大学,<br>報告番号:乙第2952号,<br>授与年月日:1996年10月30日,<br>学位の種別:論文博士,<br>審査員: |
| Citation(English) | Degree:Doctor of Engineering,<br>Conferring organization: Tokyo Institute of Technology,<br>Report number:乙第2952号,<br>Conferred date:1996/10/30,<br>Degree Type:Thesis doctor,<br>Examiner: |
| 学位種別(和文) | 博士論文 |
| Type(English) | Doctoral Thesis |

Powered by T2R2 (Tokyo Institute Research Repository)

# ２次元可視化法による非定常噴霧火炎の構造解明

小酒　英範

# 目　次


第１章　緒　論・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１
１．１．　研究の背景・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１
１．２．　従来の研究・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・２
１．２．１　非蒸発噴霧の構造に関する従来の研究・・・・・・・・・・２
１．２．２　蒸発噴霧の構造に関する従来の研究・・・・・・・・・・・４
１．２．３　非定常噴霧火炎の構造に関する従来の研究・・・・・・・・５
１．３．　研究の目的・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・８
１．４．　論文の構成・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・８

第２章　非定常噴霧の噴口近傍構造の可視化・・・・・・・・・・・・・１５
２．１．　まえがき・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１５
２．２．　実験装置と撮影方法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１５
２．２．１　実験装置・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１５
２．２．２　撮影方法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１８
２．３．　実験結果と考察・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１８
２．３．１　非蒸発噴霧の特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１８
２．３．２　蒸発噴霧の特性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・３４
２．４．　まとめ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・４０

第３章　蒸発噴霧内の燃料蒸気濃度分布の２次元可視化・・・・・・・・・・４２
３．１．　まえがき・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・４２
３．２．　シリコンオイル粒子散乱法による燃料蒸気の可視化・・・・・４２
３．２．１　シリコンオイル粒子散乱法・・・・・・・・・・・・・・・・４２
３．２．２　撮影光学系と実験装置・・・・・・・・・・・・・・・・・・４２
３．２．３　シリコンオイル粒子散乱法の検討・・・・・・・・・・・・・４４
３．２．４　シリコンオイル粒子散乱法と蛍光法との比較・・・・・・・４８
３．３．　蒸発噴霧と非蒸発噴霧の構造の比較・・・・・・・・・・・・・５１
３．４．　シリコンオイル粒子散乱法による蒸発噴霧内燃料蒸気濃度
の２次元定量測定・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・５５
３．４．１　燃料蒸気濃度の定量化・・・・・・・・・・・・・・・・・・５５
３．４．２　ガラスビーズ懸濁液による検定実験・・・・・・・・・・・・５８
３．４．３　噴霧内燃料蒸気の総質量・・・・・・・・・・・・・・・・・６２
３．４．４　蒸発噴霧内燃料蒸気濃度分布・・・・・・・・・・・・・・・６４
３．５．　噴霧内燃料蒸気塊の運動・・・・・・・・・・・・・・・・・・・６４
３．６．　まとめ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・６８

第４章　噴霧火炎内すすの濃度，粒径，数密度分布の２次元可視化・・・・７２
４．１．　まえがき・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・７２
４．２．　実験方法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・７２
４．２．１　レーザー誘起赤熱法と散乱光法・・・・・・・・・・・・・・７２

4．2．2　実験装置と実験条件・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・78
4．3．　結果と考察・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・78
4．3．1　事象ごとの噴霧火炎の変動・・・・・・・・・・・・・・・78
4．3．2　すす濃度，すす平均粒径，すす数密度の
火炎断面内2次元分布・・・・・・・・・・・・・・・・78
4．3．3　噴射圧力の高圧化がすす生成，酸化過程に及ぼす影響・83
4．4．　まとめ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・85

第5章　噴霧火炎内速度の2次元計測・・・・・・・・・・・・・・・・・86
5．1．　まえがき・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・86
5．2．　実験装置と実験方法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・86
5．2．1　撮影方法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・86
5．2．2　相互相関PIV法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・88
5．2．3　実験装置と実験条件・・・・・・・・・・・・・・・・・・88
5．3．　結果と考察・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・88
5．3．1　探査領域の大きさが速度分布の計測結果に及ぼす影響・88
5．3．2　火炎内すす粒子群の速度分布・・・・・・・・・・・・・・91
5．4．　まとめ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・91

第6章　噴霧火炎内のすすとOHの同時2次元可視化・・・・・・・・・・97
6．1．　まえがき・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・97
6．2．　実験装置と実験方法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・98
6．2．1　撮影方法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・98
6．2．2　実験装置と実験条件・・・・・・・・・・・・・・・・・・98
6．3．　結果と考察・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・101
6．3．1　ディーゼル火炎からのLIFスペクトルの測定・・・・101
6．3．2　基準燃料の噴霧火炎内のすすとOHの同時可視化・・104
6．3．3　混合燃料の噴霧火炎内のすすとOHの同時可視化・・104
6．3．4　ﾎﾟﾘﾌﾟﾛﾋﾟﾚﾝｸﾞﾘｺｰﾙの噴霧火炎内のすすとOHの同時可視化
・・・・・・・・・・・・108
6．4．　まとめ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・108

第7章　結　論・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・111

付録A　離散渦法による非定常噴霧内の渦運動と液滴拡散に関する研究・113
A．1．　まえがき・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・113
A．2．　数値解析法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・113
A．2．1　離散渦法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・113
A．2．2　噴霧モデル・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・113
A．2．3　粒子相モデル・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・115
A．2．4　粒子相と気相の相互作用モデル・・・・・・・・・・・117
A．3．　結果と考察・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・117

A．３．１　噴霧内の燃料濃度分布，燃料液滴の局所ザウタ平均径分布，
渦度分布・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１１７
A．３．２　噴射率パターンが燃料濃度分布に及ぼす影響・・・・１２０
A．４．　まとめ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１２５

付録Ｂ　噴霧火炎断面内すす散乱光画像の相関係数の２次元分布・・・・１２７

付録Ｃ　レーザシート作成のための光学系とシート内の光強度分布・・・１３０

# 第１章　緒論

## １．１．研究の背景

地球環境保全のため，ディーゼル機関の熱効率の向上と機関から排出される窒素酸化物と微粒子の低減が社会的に強く要望されている．これらを実現するには，ディーゼル燃焼の基本である非定常噴霧火炎の機構解明が必要である．特にすすや窒素酸化物の生成と消滅過程は，噴霧火炎内の燃料濃度分布と温度分布の不均一性に強く支配されると考えられ，非定常噴霧火炎の不均一な構造を実験や数値解析により把握することは重要である．非定常噴霧火炎は，噴射された燃料の分裂，微粒化に始まり，燃料の蒸発，燃料蒸気と周囲空気との乱流混合，着火，燃焼反応といった様々な過程が逐次にあるいは同時に進行する現象であり，さらにこれらの過程は数十ミリ秒のうちに完了してしまう．このような複雑かつ高速な現象を実験的に捉えるには，空間分解能，時間分解能ともに優れた計測手法が必要である．また，噴霧火炎の不均一構造と渦運動の関係を調べるためには，点測定では不十分であり，２次元，３次元計測が要求される．近年，レーザー計測技術の発達により，様々な反応流体中の生成物の２次元可視化が可能となってきた．これらの手法は噴霧火炎の構造を計測するための必要条件をかなり満たしており，噴霧火炎の現象解明のための強力な道具となりえる．

数値解析による噴霧燃焼の予測は，これから進むべき道の一つであり，最終的な研究形態となり得るだろうが，現段階では，各過程に対するサブモデルの信頼性が低く，あるいはサブモデル自体が未だに構築されていない過程があるなど，現象解明のための手段として確立されていない．これら数値モデルを構築しようとしている研究者は，噴霧構造に関する信頼性の高い実験データを得ることを望んでいる．

本研究では，噴霧火炎の構造に関する情報をレーザーシート光を用いた様々な２次元可視化法により得ている．それらにより噴霧火炎の不均一な構造の成因，不均一構造と生成物の発生・消滅過程との関係を明らかにしている．

## １．２．従来の研究

### １．２．１　非蒸発噴霧の構造に関する従来の研究
### ［レーザーシート法以前の古典的研究］

主に燃料の分裂，微粒化過程について 1930 年代から研究が盛んに行われている．これらの初期の研究では，噴霧の高速度写真から得られた噴霧角，分裂長さや流量係数などの巨視特性と，噴射条件，雰囲気条件，燃料の物性値などとの関係が調べられている．Schweitzer[1] はノズル内部流の半径方向速度が噴霧の広がりを決定すると説明している．Ranz[2] は，噴霧の１次分裂は Taylor の不安定表面波成長理論を液柱表面に適用することで説明できるとしている．Bergwerk[3] はノズル内で生じるキャビテーションが噴霧の１次分裂の原因であるとしている．Spikes ら[4] はキャビテーションがノズルの流量係数に大きく影響することを指摘している．またオリフィス長さがオリフィス径の半分の時，最も流れが不安定になることを報告している．しかし，これらの研究では，噴射圧力が 30 MPa 以下の定常噴霧を対象としており，実際の噴射圧力が少なくとも 50 MPa 以上であるディーゼル噴霧などと条件が異なる．また後の研究により，これらの仮説単独では噴霧の微粒化特性を完全には説明できないことが指摘されている[5]．

Taylor の不安定表面波成長理論に基ずく分裂モデルは，噴口径，噴射圧力，雰囲気密度が分裂に及ぼす影響をある程度表現できることから古くから，広く用いられている．これは，Taylor の平面表界面における平面２次元波の安定性解析を無限長の液柱表界面に適用したもので，液柱からの１次分裂は，表面波の振幅の成長速度が最大となる時に生じると仮定し，噴霧角は最大振幅成長速度で与えられる半径方向速度と軸方向速度の比から算出し，分裂後の液滴粒径は最大振幅成長速度に達したときの表面波の波長に比例するとしている．この理論を基に実験により実験定数を定め，噴霧角，平均粒径，分裂長さに対する半理論式を導く研究が 1970 年代から 1980 年代にかけて盛んに行われた．これらの中では，Bracco と Reitz らのグループによる研究[5,6,7] が代表的である．彼らは Taylor 理論の有用性を示すと同時に，この理論では雰囲気密度が低い条件下（(雰囲気密度)／(液相密度) < $3.7 \times 10^{-2}$）では噴霧の広がり角を記述できないこと，ノズル内流れの影響は全て実験定数に含まれるため，ノズル毎に実験定数を検定しなければならないことなど，この理論の限界も指摘している．従来の不安定表面波成長理論では，表面波の振幅は空間的に一様として扱うが，Liu ら[8] は，振幅を下流に行くに従い増加させた解析を行い，半実験式を得ている．

その他の非蒸発噴霧の巨視的特性に関する研究を以下に挙げる．

**（ａ）噴霧角**　前述の Bracco と Reitz らのグループの他には，Ruiz ら[9] が，π 定理により考えられる無次元数をパラメータとして変化させ，それらが噴霧角に与える影響を調べている．彼らは，噴霧角は周囲気体と液相の密度比に依存し，液相の粘性にはほとんど影響されないことを示している．同様の結果が Callahan ら[10] によっても示されている．

**（ｂ）分裂長さ**　分裂長さは，主に２種類の方法により測定されている．１つは，ノズルに対し電位差を有する探針あるいは金網を噴霧内に挿入し，ノズルと探針間の電気抵抗を測定することにより分裂長さを決定する方法[11,12] である．Chehroudi ら[12] はこの方法を用いて測定された分裂長さから不安定波成長理論を基にした実験式を

得ている．もう１つの方法は噴射初期における噴霧の先端到達距離の時間変化を高速度カメラにより捉え，先端到達距離が時間に対し直線的に増加する長さを分裂長さと定義する方法である．一般に，この方法によって得られる分裂長さは，電気抵抗法による測定値よりも小さい．Callahan ら[10] はこの方法で分裂長さを測定し，分裂長さは液相の粘性の増加に伴い伸びることを明らかにしている．

（ｃ）粒径　　非蒸発噴霧の粒径は直接拡大撮影法[13,14,15,16]，フラウンホーファ回折法[17,18,19]，ホログラフィ法[20]，透過光減衰法[21,22,23]，位相ドップラー法[24]，などにより測定されている．しかし，噴霧の数値解析の初期条件，あるいは分裂モデルの妥当性検証のための比較データとして重要な，噴口近傍の１次分裂直後の液滴径については，この領域における噴霧の光学厚さが厚いことから，信頼性の高い実測データを得るに至っていない．Gülder ら[19] は，噴霧内の粒径の空間分布をフラウンホーファ回折法により測定している．彼らは光学的に厚いディーゼル噴霧をスリットを通過させることにより噴霧中心部だけを切り出し，光学厚さを薄くした後，回折法による測定を行っている．彼らの結果は，噴霧の中心部より周辺部の方が粒径が大きいことを示している．

［レーザーシートを用いた非蒸発噴霧の２次元計測］

古典的な点測定あるいは Line-of-sight の計測に対し，近年レーザーシート光を用いた２次元可視化法が発達し，これを非蒸発噴霧に適用し噴霧構造の２次元可視化が行われている．Gülder ら[19] は前述のスリット法により噴霧の中心部を切り出した後，この噴霧にスリット長手方向にレーザーシート光を入射し燃料液滴からの散乱光を撮影することで極めて鮮明な非蒸発噴霧の可視化画像を得ている．彼らは非蒸発噴霧の構造は間欠的，周期的であることを明らかにしている．Azetsu ら[25] はレーザーシート散乱光法によりディーゼル噴霧断面の２次元可視化を行い，噴霧中心から周囲に向かって筋状に燃料液滴群が伸びていることを報告している．彼らはこの構造を枝状構造と称している．

粒径測定についてもレーザーシート光法が適用されている．葉ら[26] はレーザーシート光を光源に用いて，レーザー誘起蛍光法と弾性散乱光法を同時に非蒸発自由噴霧に適用することにより，噴霧断面内の燃料液滴の局所ザウタ平均径の２次元分布を得ている．彼らの結果では，粒径は噴霧中心部より周辺部で大きくなっており，これは Gülder ら[19] のフラウンホーファ回折法による測定結果と定性的に一致する．Cavaliere ら[27] はレーザーシート光を非蒸発噴霧の噴口直後に入射し，燃料からの散乱光画像を撮影している．彼らは，噴口直後において燃料は既に微粒化されていると報告している．

これらのレーザーシート光を用いた研究により，非蒸発噴霧内の燃料は間欠的，周期的に分布していることが明らかにされたが，これらの不均一構造の成因については未だに十分な考察がなされていない．

［非蒸発噴霧の数値解析］

現在用いられている噴霧の数値解析コードは，Dukowicz[28] の開発した Lagrangian Drop Eulerian Fluid (LDEF) 法を基本としている．O'Rourke ら[29] は Dukowicz の方法を発展させ，現在用いられている噴霧モデルの原形を作った．LDEF 法では，気相はそ

の質量，運動量，エネルギーの保存式をオイラー的に解くことで記述し，粒子相はラグランジュ方程式を解くことで表現する．両相の相互干渉は保存式中の交換項により表す．この解法の原形は現在まで全く変化していない．変化しているのは，分裂モデルに代表される噴霧のサブモデルである．

分裂モデルについては，Reitz ら[30,31] の開発した，臨界ウェーバー数により分裂モードを決定し，表面波成長理論から分裂時間を決定する方法と，O'Rourke ら[32] の Taylor Analogy Breakup (TAB) モデルが代表的である．TAB モデルでは，液滴を２質点とそれらを連結するバネ，減衰系に置き換え，粒子の変形，分裂をバネの変位で表現する．このモデルでは，臨界ウェーバー数を必要としない．このほか，TAB モデルを発展させ，液滴の非線形変形まで考慮した DDB モデル[33] も考案されている．しかし，どのモデルについても，実験値との比較によるモデルの妥当性の検証が不十分であり，どのモデルが最良であるかを現時点で結論することはできない．

一般に非蒸発噴霧の数値解析法の妥当性の検討のために計算結果と比較される実測データは，ほとんどの場合，噴霧の先端到達距離に限られている．最も重要な噴霧の巨視特性と考えられる噴霧内への空気導入量に関し，計算結果の信頼性が確かめられていないことは，憂慮すべき事実である．噴霧の微粒化機構のより詳細なモデル化をする以前に噴霧角，噴霧体積の正確な予測を目指した噴霧モデルの確立を急ぐべきと考える．

このほか非蒸発自由噴霧のサブモデルとしては，液滴－気相間の乱れエネルギの相互交換（Turbulent modulation）のモデルがある．Faeth ら[34,35,36,37] は k-$\varepsilon$ 方程式中に両相間の交換項を設け，これを表現している．

これら LDEF 法では，時間平均された乱流特性値により粒子の拡散が決定されるため，可視化実験により観察された噴霧の間欠的，周期的な不均一構造[19,25] を表現することはできない．これに対し，Chung らのグループ[38,39,40] は大規模渦運動を記述できる離散渦法を用いて，気液二相噴流の数値解析を行い，大規模渦運動と粒子拡散の関係を明らかにしている．彼らは，粒子の流れに対する応答時間の流れの代表時間スケールに対する比であるストークス数が噴流内の粒子拡散を決定すると結論している．また，ストークス数が 1-10 の範囲では，ストークス数が大きくなるほど，粒子は大規模渦の中心部に拡散することができなくなり，渦のより外縁部に固まるように分布するようになることを明らかにしている．このことは，実験により観察された非蒸発噴霧内の間欠的，周期的構造が，大規模渦運動と燃料液滴群の相互作用により生じていることを示唆している．

### １．２．２　蒸発噴霧の構造に関する従来の研究

**［レーザーシート法以前の噴霧内燃料蒸気濃度分布の計測］**

レーザーシートを用いた２次元計測以外の従来の噴霧内燃料蒸気濃度の測定には，シュリーレン法[41,42]，レーザー干渉法[43,44,45] などがある．しかしこれらの方法で得られる蒸気濃度分布は透過光路上の平均濃度分布である．ラマン散乱光法[46,47,48] による局所当量比の測定も行われているが，点測定であるため測定された当量比の空間分布はアンサンブル平均値である．従って以上の方法で，非定常蒸発噴霧内の不均一構造や，大規模渦運動と不均一構造の関係を調べることは困難である．

[レーザシート法による噴霧内燃料蒸気濃度分布の２次元計測]

レーザーシート光を用いた噴霧内燃料蒸気濃度分布の２次元可視化で現在最も広く用いられている方法は，Melton ら[49,50,51,52] の開発したレーザー誘起エキサイプレックス蛍光法である．この方法では，燃料に液相では励起錯合体を形成する２種類の蛍光物質（ナフタレンと tetramethyl-p-phenylene diamine (TMPD) の組み合わせが広く用いられている）を溶解し，高温高圧窒素雰囲気中に噴射することで蒸発噴霧を得る．この噴霧に紫外レーザーシートを入射すると，液相部からは励起錯合体の蛍光が，気相部からは単体励起分子（TMPD）の蛍光が発せられる．励起錯合体のエネルギー準位は単体励起分子のエネルギー準位より結合エネルギー分だけ低く，従って励起錯合体からの蛍光スペクトルは励起単体分子の蛍光スペクトルより長波長側へシフトする．このことを利用すれば，適当な光学フィルタを用いることで噴霧内燃料の液相部と気相部を同時に分離可視化できる．この特色を生かして，気液両相が混在するディーゼル噴霧の燃料濃度の２次元可視化に広く用いられるようになった．また溶解する蛍光化学種の組み合わせをうまく選択すると，励起錯合体の生成が温度に依存するようになり，このことを利用して液相部の温度分布を２次元可視化することもできる[51]．Bracco らのグループ[53,54,55]，Baritaud ら[56] はエキサイプレックス蛍光法をディーゼルエンジン内の噴霧に適用し，エンジン内の燃料蒸気濃度分布を２次元可視化している．しかし，これらの可視化実験では可視化領域が制限されること，微弱な蛍光強度をイメージインテンシファイアにより増幅するため空間分解能が比較的低いことなどの理由により，蒸発噴霧内の燃料蒸気濃度分布の不均一性を完全に捉えていない．

葉ら[57] はレーザー誘起蛍光法を発展させ，非定常蒸発自由噴霧内の燃料蒸気濃度分布を２次元定量測定している．彼らは，用いた蛍光化学種（TMPD）の蛍光特性を雰囲気温度，圧力，蛍光物質濃度をパラメータとして変化させ検定している．これにより得られた蛍光強度の検定データと噴霧の蛍光画像を用いて，熱力学的平衡計算と画像処理により，蒸発噴霧内の燃料蒸気濃度と温度の２次元分布を同時に得ている．彼らの結果では，噴霧中心部には燃料蒸気濃度分布の高い領域が蛇行するように分布し，この領域における混合気温度は周囲の雰囲気温度より 40 K 程度低いことが明らかにされている．

レーザー誘起蛍光法以外のレーザーシート光を用いた噴霧内蒸気濃度の可視化法には，Rayleigh 散乱光法がある．Espey ら[58] は蒸発噴霧にレーザーシート光を入射し，シート光上の燃料蒸気分子からの Rayleigh 散乱光を捉えることで燃料蒸気濃度を可視化している．

以上のレーザーシート光を用いた噴霧内燃料蒸気濃度の２次元可視化により，噴霧内蒸気濃度分布の不均一性が明らかにされてきた．しかしこの不均一性の成因，非蒸発噴霧や噴霧火炎の不均一構造との関係については，ほとんど考察されていない．

## １．２．３　非定常噴霧火炎の構造に関する従来の研究

[レーザーシート法による火炎内すすの２次元可視化]

レーザーシート光を用いた噴霧火炎内すすの２次元可視化法として広く用いられている手法には，レーザー誘起弾性散乱光法（Laser Induced Scattering: 以下 LIS 法と呼ぶ）とレーザー誘起赤熱法（Laser Induced Incandescence:以下 LII 法と呼ぶ）がある．

塩路ら[59] はレーザーシート光を光源とする LIS 法を２サイクルディーゼル機関の

火炎に適用し，火炎断面内すすを高速度撮影している．彼らは，噴射圧力の増加と噴口径の小口径化が，すす粒子群の酸化を促進すると報告している．

Dec[60]は LII 法を未蒸発燃料液滴とすすが混在するディーゼル機関内の火炎に適用し，レーザーシート上のすす粒子を可視化する事に成功した．彼らの結果は火炎断面のほぼ全域で連続的にすすが存在している事を示している．さらに Dec ら[61] は，LII 法と LIS 法を同時に火炎に適用し，得られた両画像の比をとることで，すす粒径，すす数密度の２次元分布を計測する手法を提案し，ディーゼル火炎に適用している．彼らは，ディーゼル火炎先端部のすす粒径は火炎尾部のすす粒径よりも大きいことを明らかにしている．また，Dec ら[62] は，LII 法，LIS 法，自然発光直接撮影法により，ディーゼル火炎の着火と初期すす生成過程を調べている．その結果，すすは火炎内のランダムな位置に発生し，その直後，初期予混合燃焼により火炎先端領域の断面内全域で小すす粒子が生成されること，その後の拡散燃焼期では火炎周囲領域により大きなすす粒子が発生することなどを示している．このほかの Dec ら[63] の研究では，LII 法により燃料噴射圧力がすすの生成・酸化に及ぼす影響について調べた研究がある．ここで，彼らは燃料噴射圧力の高圧化がすす濃度を著しく低減すると結論している．Pinson ら[64] は LII 法と LIS 法の同時計測法を定常バーナー火炎により検定し，この手法によりディーゼル火炎内のすす粒径，すす数密度の２次元定量測定を行っている．かれらは，燃焼期間中にすすが生成される期間，酸化される期間を特定化している．

Lee ら[65] はレーザーシート上のすす粒子群からの散乱光の垂直偏光強度／水平偏光強度の比を２次元計測し，この偏光比が粒径の関数であることを利用し，すす粒子と燃料液滴を分離可視化している．彼らはこの方法により，D.I.ディーゼルエンジンににおけるスワール強度がすす生成に及ぼす影響を調べ，高スワール下ではすすは燃焼室キャビティ内に均一に分布するが，スワール無しの場合には，すすはキャビティ上部の壁面付近に主に分布することを明らかにしている．しかし以上の研究は，火炎の壁面への衝突や噴霧以外に乱れを生成する流れが存在する様な複雑な雰囲気における計測であり，火炎の限られた領域の計測が多い．

元ら[66,67] は静止雰囲気中の自由噴霧火炎に LIS 法を適用し，噴霧火炎のより基本的な構造を調べている．彼らは，すすが火炎先端周辺部に多く存在する事，火炎先端部のすすは大規模先端渦により輸送される事などを明らかにしている．しかし非定常噴霧火炎におけるすすの生成と酸化に関する基本的な考察は未だに不十分である．

［レーザーシート法による内燃機関における火炎内OHの２次元可視化］

内燃機関内のOH濃度の可視化にはレーザ誘起蛍光法（以下LIF法と記す）が広く用いられており、火花点火機関[68-72]や、すすがほとんど発生しない燃料を用いたディーゼル機関[73]に適用されている。火花点火機関内でOHを可視化した結果では、OHからの蛍光強度が伝播火炎の前面で急増し最大値を示した後、火炎面後方の既燃領域で徐々に減少することが示されている[68]。Arnoldら[73]は直噴ディーゼル機関を用いてn-ヘプタンを燃焼させ、最大筒内圧力5 MPa下でLIF法によりOHの２次元可視化に成功している。これらの研究はOHが燃焼領域や既燃領域の指標になり得ることを示しているが、すすが発生する燃焼場におけるOHの役割については情報を与えていない。青山[74]らは、DIディーゼルエンジンにおいてOHとCHの自発光を分光計測と、二色法による相対すす濃度の測定を行っている。彼らは、これらのラジカル発光強度の変化

が相対すす濃度の変化に先立ち生じることを示している。

[定常火炎におけるすすとOHの関係に関する従来の研究]

すすとOHの関係については、従来、定常火炎において両者の濃度測定が定量的、定性的に行われている[75-79]。定常予混合火炎の実験では、噴口から下流に向かって、青炎領域、暗領域、すすが存在する輝炎領域が観察され、OH濃度は暗領域において急増し、平衡値の数倍の極大値を示した後、輝炎領域で急激に減少することが明らかにされている[75,77]。定常拡散火炎の実験においても、OH濃度は、すすが存在する火炎中心領域で急激に減少し、火炎周囲部で極大値を持つことが示されている[79]。これらの結果は、定常予混合および定常拡散火炎ではOHがすすの主な酸化種の１つであることを示唆している。また、すすの発生量を変化させた実験では、火炎内にすすが発生しない状態から発生する状態に移行しても、OH濃度の定性的な分布形状は変化しないことが示されており、すすの生成反応と酸化反応がすすが観察されない領域においても競合していることを示唆している[77,79]。以上の定常火炎におけるOHとすすの関係が、非定常噴霧火炎において成立するか否かについては興味のあるところである。

## １．３．研究の目的

本研究では，非定常噴霧火炎の構造と噴霧火炎内のすすの生成と酸化過程を解明することを目的に，レーザシート光を用いた様々な計測法を静止雰囲気中の非定常自由噴霧火炎に適用することにより，燃料蒸気，すす，OH などの濃度分布の２次元可視化と，すす粒子群の速度の２次元分布計測を行っている．得られた結果から噴霧火炎内の大規模渦運動と，噴霧火炎の不均一構造，すすの生成・酸化過程との関係を調べている．

## １．４．論文の構成

本論文は７章からなり，以下に各章の概要を示す．

第１章「緒論」では，非定常噴霧火炎の構造に関する過去の研究について述べ，本研究の目的を明らかにしている．

第２章「非定常噴霧の噴口近傍構造の可視化」では，非蒸発噴霧と蒸発噴霧の噴口近傍の構造を高速度拡大写真撮影とレーザシート散乱光法により調べている．すなわち非蒸発噴霧については，噴口近傍における燃料の微粒化の状態を調べるために，噴口から噴口径の 20，50，95 倍下流にレーザシート光を噴霧中心軸を 45° で切断するように入射し，燃料からの弾性散乱光を撮影している．得られた噴霧断面内燃料からの散乱光画像の観察から，噴口から噴口径の 20 倍下流において，燃料の１次分裂はほぼ完了しており，ほとんどの燃料が液滴として存在することを明らかにしている．蒸発噴霧については，噴口近傍領域に存在する非蒸発液相部を高速度背景散乱光法により撮影し，液相部長さの時間変化を測定している．この結果，液相部長さは，噴霧幅と同スケールで変動しており，噴霧内の燃料蒸気濃度分布の不均一性は，蒸発完了時には既に形成されていることを明らかにしている．

第３章「蒸発噴霧内の燃料蒸気濃度分布の２次元可視化」では，新たに開発したシリコンオイル粒子散乱光法により，非定常蒸発噴霧断面内の燃料蒸気濃度分布を２次元可視化し，燃料蒸気濃度の不均一性の成因について調べている．本方法では，燃料に不揮発性のシリコンオイルを質量割合で１％溶解した混合燃料を高温高圧窒素雰囲気中に噴射すると燃料は蒸発するが，シリコンオイルは残留し液滴として燃料蒸気中に浮遊することに着目し，この蒸気相にレーザシート光を入射し，シリコンオイル微粒子からの散乱光を撮影することにより燃料蒸気濃度分布を２次元可視化している．得られた蒸発噴霧断面内の燃料蒸気濃度分布と，非蒸発噴霧にレーザシート光を入射し，得られた非蒸発噴霧断面内の燃料液滴分布の比較から，蒸発噴霧内の燃料分布の大規模な不均一性は，非蒸発噴霧の場合と定性的に異なることを明らかにしている．さらに本手法により蒸発噴霧内の燃料蒸気塊の運動を高速度撮影し，画像から得られた燃料蒸気塊の通過周波数よりストローハル数を求め，非定常蒸発噴霧の燃料蒸気濃度分布の不均一性は大規模渦運動により形成されると結論している．

第４章「噴霧火炎内すすの濃度，粒径，数密度分布の２次元可視化」では，噴霧火炎内のすすの生成・酸化過程を調べるために，非定常自由噴霧火炎にレーザ誘起赤熱法と弾性散乱光法を同時に適用し，噴霧火炎断面内すすの体積濃度，粒径，数密度分布を２次元可視化している．これらの分布から，すす粒子は噴霧の準定常領域の中心部で発生し，その後火炎先端部へ進行するに従い，すす粒子同士の凝集や合体，表面成長により，粒径を増加させると同時に濃度も増加していく事を明らかにしている．

第５章「噴霧火炎内速度の２次元計測」では，噴霧火炎内のすす生成・酸化過程と大規模渦運動の関係を調べるために，ダブルパルス Nd:YAG レーザを用いた弾性散乱光法による火炎内すすの２次元可視化と，相互相関 Particle-Image Velocimetry (PIV) により，自由噴霧火炎内すす粒子群の速度の２次元分布を計測している．得られた速度分布と，第４章に示したすす濃度，粒径，数密度分布から，非定常自由噴霧火炎の準定常領域中心部で発生したすす粒子群は噴霧幅と同スケールの大規模渦により輸送され，すす粒子同士の凝集や合体により粒径を増しながら噴霧先端から噴霧外周部へと達し，最後に噴霧火炎中心部に再導入される領域で酸化により消滅することを明らかにしている．

第６章「噴霧火炎内のすすと OH の同時２次元可視化」では，噴霧火炎内のすすの生成・酸化過程を調べるために，非定常自由噴霧火炎にレーザ誘起蛍光法と弾性散乱光法を適用し，噴霧火炎内のすすと OH を同時に２次元可視化している．得られた画像は，非定常自由噴霧火炎内ですすと OH の存在領域は分離しており，両者が共存する領域はほとんどないことを明らかにしている．また第５章のすす粒子群の速度分布の計測結果と合わせて，すすは OH 濃度の低い噴霧中心部で生成・成長した後，噴霧先端から OH 濃度の高い噴霧外周領域へ輸送され，次第に酸化・消滅していくことを明らかにしている．このことは，非定常自由噴霧火炎においても OH がすすの酸化に関与していることを示している．

第７章「結論」では，各章で得られた結論を総括している．

## 文献


1). Schweitzer, P. H., "Mechanism of Disintegration of Liquid Jets", Jr. of Appl. Phys., Vol. 8, pp.513-521, 1937

2). Ranz, W. E., "Some Experiments on Orifice Sprays", The Canadian Jr. of Chem. Eng., pp.175-181, Aug. 1958.

3). Bergwerk, W., "Flow Pattern in Diesel Nozzle Spray Holes", Proc. Instn. Mech. Engrs, Vol. 173, No. 25, pp.655-660, 1959.

4). Spikes, R. H., and Pennington, G. A., "Discharge Coefficient of Small Submerged Orifices", Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 173, No.25, pp.661-674, 1959.

5). Reitz, R. D., and Bracco, F. B., "On the Dependence of Spray Angle and Other Spray Parameters on Nozzle Design and Operating Conditions", SAE technical paper, No. 790494, 1979.

6). Reitz, R. D., and Bracco, F. V., "Mechanism of Atomization of a Liquid Jet", Phys. Fluids, Vol. 25, No. 10, pp.1730-1742, 1982.

7). Wu, K. -J., Su, C. -C., Steinberger, R. L., Santavicca, D. A., and Bracco, F. V., "Measurements of the Spray Angle of Atomizing Jets", Trans. of the ASME, Vol. 105, pp.406-413, 1983.

8). Lin, S. P., and Kang, D. J., "Atomization of a Liquid Jet", Phys. Fluids, Vol. 30, No. 7, pp.2000-2006, 1987.

9). Ruiz, F., and Chigier, N., "The Effect of Design and Operating Conditions of Fuel Injectors on Flow and Atomization, SAE technical paper, No. 870100, 1987.

10). Callahan, T. J., Ryan, T. W. Ⅲ, Dodge, L. G., and Schwalb, J. A., "Effect of Fuel Properties on Diesel Spray Characteristics", SAE technical paper, No. 870533, 1987.

11). 清水，新井，廣安，"高速噴流の分裂長さの測定"，日機論，49-448B(1983), pp.2886-2892.

12). Chehroudi, B., Chen, S. -H., Bracco, F. V., and Onuma, Y., "On the Intact Core of Full-Cone Sprays", SAE technical paper, No. 850126, 1985.

13). Simmons, H. C., "TheCorrelation of Drop-Size Distributions in Fuel Nozzle Sprays -Part 1: The Drop-Size/Volume-Fraction Distribution", Trans. of ASME, July 1977, pp.309-314.

14). Simmons, H. C., "TheCorrelation of Drop-Size Distributions in Fuel Nozzle Sprays -Part 2: The Drop-Size/Number Distribution", Trans. of ASME, July 1977, pp.315-319.

15). 竹内，村山，千田，山田，"容器内のディーゼル噴霧の粒度分布について"，日機論，48-433B(1982), pp.1801-1810.

16). Wu, K. -J., Reitz, R. D., and Bracco, F. V., "Measurements of Drop Size at the Spray Edge Near the Nozzle in Atomizing Liquid Jets", Phys. Fluids Vol. 29, No. 4, pp.941-951, 1986.

17). 新井，岸，廣安，"レーザ回折を応用した粒径解析装置の特性と噴霧の粒度分布測定"，日機論，50-449B(1984), pp.98-106.

18). Nakayama, M., "Developments of a High-Resolution and a Time-Resolved Particle Sizer and Its Application to Intermittent Spray Sizing", Proc. of The 4th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sendai, Japan, pp.229-234, 1988.

19). Gülder, Ö. L., Smallwood, G. J., and Snelling, D. R., "Diesel Spray Structure Investigation by Laser Diffraction and Sheet Illumination", SAE technical paper, No. 920577, 1992.

20). Jones, A. R., Sarjeant, M., Davis, C. R., and Denham, R. O., "Application of In-Line

Holography to Drop Size Measurement in Dense Fuel Sprays", Applied Optics, Vol. 17, No. 3, pp.328-332, 1978.
21). 横田，神本，小林，"画像計測による非定常濃噴霧の粒径測定に関する研究　－第１報　噴霧全体のザウタ平均径の測定"，自技会論文集，Vol. 43, pp.52-57, 1990.
22). 横田，神本，小林，"画像計測による非定常濃噴霧の粒径測定に関する研究　－第２報　局所ザウタ平均径の測定"，自技会論文集，Vol. 43, pp.58-63, 1990.
23). 山根，横田，神本，"非定常濃噴霧の微粒化特性と空気導入特性に関する研究"，日機論，58-550B(1992), pp.1955-1960.
24). 細谷，"高速噴霧流の流動特性に関する研究"，学位論文，群馬大学大学院　工学研究科　生産工学専攻，1993.
25). Azetsu, A., Dodo, S., Someya, T., and Oikawa, C., "A Study on the Structure of Diesel Spray", Proc. of Int. Sympo. COMODIA 90, Kyoto, Japan, pp.199-204, 1990
26). 葉，小酒，神本，"蛍光・散乱光法による非蒸発噴霧のザウタ平均粒径測定に関する研究"，日機論，59-568B(1993), pp.4008-4013
27). Cavaliere, A., Ragucci, R., D'Alessio, A., and Noviello, C., "Analysis of Diesel Sprays through Two-Dimensional Laser Light Scattering", 22nd Sympo. on Combustion, pp.1973-1981, 1988.
28). Dukowicz, J. K., "A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays", Jr. of Computational Phys., Vol. 35, pp.229-253, 1980.
29). O'Rourke, P. J., and Bracco, F. V., "Modelling of Drop Interactions in Thick Sprays and a Comparison with Experiments", I. Mech. E., C404/80, pp.101-115, 1980.
30). Reitz, R. D., and Diwakar, R., "Effect of Drop Breakup on Fuel Sprays", SAE technical paper, No. 860469, 1986.
31). Reitz, R. D., and Diwakar, R., "Structure of High-Pressure Fuel Sprays", SAE technical paper, No. 870598, 1987.
32). O'Rourke, P. J. and Amsden, A. A., "The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup", SAE technical paper, No. 872089, 1987.
33). Shuen, J. -S., Solomon, A. S. P., Zhang, Q. -F. and Faeth, G. M., "Structure of Particle-Laden Jets : Measurements and Predictions", AIAA Jr., Vol. 23, No. 3, pp.396-404, 1985.
34). Solomon, A. S. P., Shuen, J. -S., Zhang, Q. -F., and Faeth, G. M., "Structure of Nonevaporating Sprays, Part I : Initial Conditions and Mean Properties", AIAA Jr., Vol. 23, No. 10, pp.1548-1555, 1985.
35). Solomon, A. S. P., Shuen, J. -S., Zhang, Q. -F., and Faeth, G. M., "Structure of Nonevaporating Sprays, Part II : Drop and Turbulence Properties", AIAA Jr., Vol. 23, No. 11, pp.1724-11730, 1985.
36). Shuen, J. -S., Solomon, A. S. P., and Faeth, G. M., "Drop-Turbulence Interaction in a Diffusion Flame", AIAA Jr., Vol. 24, No. 1, pp.101-108, 1986.
37). Chung, J. N., "Simulation of Particle Dispersion in a Two-Dimensional Mixing Layer", AIChE Jr., Vol. 34, No. 6, pp.946-954, 1988.
38). Chung, J. N., and Troutt, T. R., "Simulation of Particle Dispersion in an Axixymmetric Jet", Jr. Fluid Mech., Vol. 186, pp.199-222, 1988.
39). Crowe, C. T., Chung, J. N., and Troutt, T. R., "Particle Mixing in Free Shear Flows", Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 14, pp.171-194.
40). Tang, L., Crowe, C. T., Chung, J. N., and Troutt, T. R., "Effect of Momentum Coupling on the Development of Shear Layers in Gas-Particle Mixtures", Proc. of Int. Conference on Mechanics of Two-Phase Flows, Taipei, Taiwan, pp.387-391, 1989.

41). Kobayashi, H., Kamimoto, T., and Matsuoka, S., "A Photographis and Thermodynamic Study of Diesel Combustion in a Rapid Compression Machine", SAE technical paper, No. 810259, 1989.
42). Shiozaki, T., Suzuki, T., and Shimoda, M., "Observation of Combustion Process in D.I. Engine via High Speed Direct and Schlieren Photography", SAE technical paper, No. 800025, 1980.
43). Laskshminarayan, P. A., and Dent, J. C., "Interferometric Studies of Vaporizing and Combustion Sprays", SAE technical paper, No. 830244, 1983.
44). 西田，村上，廣安，"ホログラフィ再生像の画像解析によるディーゼル噴霧内燃料蒸気濃度の計測"，日機論，53-488B(1987), pp.1487-1486.
45). Wanders, K., Weigand, H., Muller, J., and Steinbichler, H., "High-Speed Photography and Pulsed Laser Holography for Diagnostic Investigations of Mixture Formation and Vibration in Reciprocating Engines", IMechE, C79/83, pp.41-50, 1983.
46). Johnston, S. C., "Precombustion Fuel/Air Distribution in a Stratified Charge Engine Using Laser Raman Spectroscopy", SAE technical paper, No. 790433, 1979.
47), Scheid, E., Pischinger, F., Knoche, K. F., Daams, H. -J., Hassel, E. P., and Reuter, U., "Spray Combustion Chamber with Optical Access, Ignition Zone Visualization and First Raman Measurements of Local Air-Fuel Ratio", SAE technical paper, No. 861121, 1986.
48). Heinze, T., and Schmidt, T., "Fuel-Air Ratios in a Spray, Determined between Injection and Autoignition by Pulsed Spontaneous Raman Spectroscopy", SAE technical paper, No. 892102, 1989.
49). Melton, L. A., "Spectrally Separated Fluorescence Emissions for Diesel Fuel Droplets and Vapor", Applied Optics, Vol. 22, No. 14, pp.2224-2226, 1983.
50). Melton, L. A., and Verdieck, J. F., "Vapor/Liquid Visualization in Fuel Sprays", 20th Sympo. on Combustion, pp.1283-1290, 1984.
51). Murray, A. M., and Melton L. A., "Fluorescence Methods for Determination of Temperature in Fuel Sprays", Applied Optics, Vol. 24, No. 17, pp.2783-2787, 1985.
52). Melton, L. A., and Verdieck, J. F., "Short Communication - Vapor/Liquid Visualization for Fuel Sprays", Combust. Sci. and Tech., Vol. 42, pp.217-222, 1985.
53). Bardsley, M. E. A., Felton, P. G., and Bracco, F. V., "2-D Visualization of Liquid and Vapor Fuel in an I.C. Engine", SAE technical paper, No. 880521, 1988.
54). Bardsley, M. E. A., Felton, P. G., and Bracco, F. V., "2-D Visualization of a Hollow-Cone Spray in a Cup-in-Head I.C. Engine", SAE technical paper, No. 890315, 1989.
55). Felton, P. G., Bracco, F. V., and Bardsley, M. E. A., "On the Quantitative Application of Exciplex Fluorescence to Engine Sprays", SAE technical paper, No. 930870, 1993.
56). Baritaud, T. A., Heinze, T. A., and Le Coz, J. F., "Spray and Self-Ignition Visualization in a DI Diesel Engine", SAE technical paper, No. 940681, 1994.
57). 葉，神本，小酒，小堀，"レーザ誘起蛍光法による非定常蒸発噴霧における燃料蒸気濃度の２次元定量測定"，日機論，61-590B(1995), pp.3401-3406.
58). Espey, C., Dec, J. E., Litzinger, T. A., and Santavicca, D. A., "Quantitative 2-D Fuel Vapor Concentration Imaging in a Firing D.I. Diesel Engine Using Planar Laser-Induced Rayleigh Scattering", SAE technical paper, No. 940682, 1994.
59). 塩路，伊藤，山根，池上，"高速度撮影によるディーゼル機関の燃焼およびスート生成に関する研究"，日機論，61-581B(1995), pp.344-350.
60). Dec, J. E., zur Loye, A. O., and Siebers, D. L., "Soot Distribution in a D.I. Diesel Engine Using 2-D Laser-Induced Incandescence Imaging", SAE technical paper, No. 910224, 1991.

61). Dec, J. E., "Soot Distribution in a D.I. Diesel Engine Using 2-D Imaging of Laser-Induced Incandescence, Elastic Scattering, and Flame Luminosity", SAE Transactions Vol. 101, Sec. 4, pp.101-112, 1992.
62). Dec, J. E., and Espey, C., "Ignition and Early Soot Formation in a D.I. Diesel Engine Using Multiple 2-D Imaging Diagnostics", SAE technical paper, No. 950456, 1995.
63). Dec, J. E., and Espey, C., "Soot and Fuel Distributions in a D.I. Diesel Engine via 2-D Imaging", SAE Transactions, Vol. 101, Sec. 4, pp.1642-1651, 1992.
64). Pinson, J. A., Mitchell, L., Santoro, R. J., and Litzinger, T. A., "Quantitative Planar Soot Measurement in a D.I. Diesel Engine Using Laser-Induced Incandescence and Light Scattering", SAE technical paper, No.932650, 1993.
65). Lee, W., Solbrig, C. E., Litzinger, T. A., and Santoro, R. J., "Planar Laser Light Scattering for the In-Cylinder Study of Soot in a Diesel Engine", SAE paper, Vol. 902125, 1990.
66). 元，神本，小林，小酒，"レーザシート散乱法による非定常自由噴霧火炎内のすす生成に関する研究"，日機論，57-536B(1991), pp.1469-1474.
67). 元，小酒，神本，2次元すす散乱光画像の解析による非定常噴霧火炎の構造とすす生成に関する研究，日機論，57-543B(1991), pp.3966-3972, 1991.
68). Felton, P. G., Mantzaras, J., Bomse, D. S., and Woodin, R. L., "Initial Two-Dimensional Laser Induced Fluorescence Measurements of OH Radicals in an Internal Combustion Engine", SAE technical paper No. 881633, 1988.
69). Suntz, R., Becker, H., Monkhouse, P., and Wolfrum, J., "Two-Dimensional Visualization of the Flame Front in an Internal Combustion Engine by Laser-Induced Fluorescence of OH Radicals", Applied Phys., B47, pp.287-293, 1988.
70). Andresen, P., Meijer, G., Schlüter, H., Voges, H.,Koch, A., Hentschel, W., Oppermann, W., and Rothe, E., "Fluorescence Imaging Inside an Internal Combustion Engine Using Tunable Excimer Lasers", Applied Optics, Vol. 29, No. 16, pp.2392-2404, 1990.
71). Vannobel, F., Arnold, A., Buschmann, A., Sick, V., Wolfrum, J., Cousyn, B., and Decker, M., "Simultaneous Imaging of Fuel and Hydroxyl Radicals in an In-Line Four Cylinder SI Engine", SAE technical paper, No. 932696, 1993.
72). Serpengüzel, A., Hahn, R. T., and Acker, W. P., "Single Pulse Planar Laser Induced Fluorescence Imaging of Hydroxyl Radicals in a Spark Ignition Engine", SAE technical paper, No. 932701, 1993.
73). Arnold, A., Dinkelacker, F., Heitzmann, T., Monkhouse, P., Schäfer, M., Sick, V., Wolfrum, J., Hentschel, W., and Schinder, K. P., "DI Diesel Engine Combustion Visualized by Combined Laser Techniques", Proc. of 24th Sympo. on Comb., pp.1605-1612, 1992.
74). 青山，北東，古東，千田，藤本，"化学発光計測によるディーゼル燃焼の解明"，自技会論文集，Vol. 24, No. 4, pp.53-57, 1993.
75). Millikan, R. G., "Non-Equilibrium Soot Formation in Premixed Flames", Jr. Phys. Chem., Vol. 66, pp.794-799, 1961.
76). Fenimore, C. P., and Jones, G. W., "Oxidation of Soot by Hydroxyl Radicals", Jr. Phys. Chem., Vol. 71, pp.593-597, 1967.
77). Lucht, R. P., Sweeney, D. W., and Laurendeau, N. M., "Laser-Saturated Fluorescence Measurements of OH in Atmospheric Pressure $CH_4/O_2/N_2$ Flames Under Sooting and Non-Sooting Conditions", Comb. Sci. and Tech., Vol. 42, pp.259-281, 1985.
78). Dixon-Lewis, G., Bradley, D., and Habik, S. E., "Oxidation Rates of Carbon Particles in Methane-Air Flames, Comb. and Flame, Vol. 86, pp.-12-20, 1991.
79). Puri, R. and Santoro, R. J., "The Oxidation of Soot and Carbon Monoxide in Hydrocarbon

Diffusion Flames", Comb. and Flame, Vol. 97, pp.125-144, 1994.

# 第２章　非定常噴霧の噴口近傍構造の可視化

## ２．１．まえがき

非定常噴霧の数値計算において境界条件を与えるために，あるいは燃料の分裂過程をモデル化するためには，噴口近傍の噴霧構造を解明しなければならない．従来噴霧に対する実験的研究では，噴霧角や噴霧の先端到達距離など噴霧の巨視特性の計測は行われているが，より微視的な構造については不明である．また近年ディーゼル機関など噴霧燃焼を基本とする熱機関からの排出物の低減のために，燃料噴射圧力が高圧化される傾向にあるが，このことが噴霧の構造に及ぼす影響や，さらには噴霧構造と燃焼特性の関係を調べた研究は少ない．

図２－１は噴射圧力を変え，噴射燃料量が等しい時期における噴霧の外観を比較した例である．図中ΔPinjは噴射圧力Pinjと雰囲気圧力Psの差圧である．これを見ると，噴霧内の燃料量が同じ時期であれば，噴霧の先端到達距離や形状は噴射圧力によらず，ほぼ等しいことがわかる．しかし，各噴霧がそれぞれの大きさに発達するまでの時間は異なり，また噴霧内部の流速も噴射圧力によって違うので，噴射圧力の増加は乱れ特性などの噴霧内部の微視的構造を変化させていることが予想される．以上より本章では，噴霧構造に及ぼす噴射圧力の影響を調べることを目的とする．

噴霧内部構造を実験的に調べるには，従来の非蒸発噴霧の諸特性に対する測定[(1)]だけでは不十分であるので，噴霧のより内部の構造を光学的に調べるため，蒸発噴霧についても測定を行っている．すなわち，ホールノズルからの高圧噴霧を対象に，非蒸発，および蒸発噴霧の噴口近傍部の瞬間影写真や背景散乱光写真を拡大撮影し，得られた画像より，噴射圧力が噴霧角，燃料濃度の不均一性，蒸発噴霧の液相部長さ，及びその時間変動特性などに及ぼす影響を調べている．また，噴口近傍における燃料の微粒化の状況を観察するために，噴口から噴口径の20～95倍下流にレーザーシート光を照射し，噴霧断面の燃料分布を２次元可視化している．

## ２．２．実験装置と撮影方法

**２．２．１　実験装置**　噴射系には，電子油圧制御式単発高圧噴射系[(2)]を用いた．図２－２に示す様に，この噴射系は噴射期間中一定の噴射率を実現でき，噴射率の時間変化が噴霧特性に及ぼす影響を除去することができる．本実験における噴射条件を表２－１に示す．また各噴射圧力において，噴口での運動量流束と速度を等しくとった場合の気体噴流のレイノルズ数$R_e^*$についても表中に示す．

非蒸発噴霧は急速圧縮装置[(3)]を定容容器として用い，常温高圧窒素中に燃料を噴射することにより実現した．非燃焼蒸発噴霧は，窒素を急速圧縮した高温高圧の雰囲気中に燃料を噴射することにより実現した．雰囲気条件は表２－１の通りであり，雰囲気圧力$P_s$は非蒸発噴霧と蒸発噴霧の場合で雰囲気密度$\rho_g$が等しくなるように設定した．撮影領域は噴口から下流方向へ約50 mmまでの範囲である．表２－２にレーザーシート光による噴霧断面の燃料の２次元可視化の実験条件を示す．噴口径

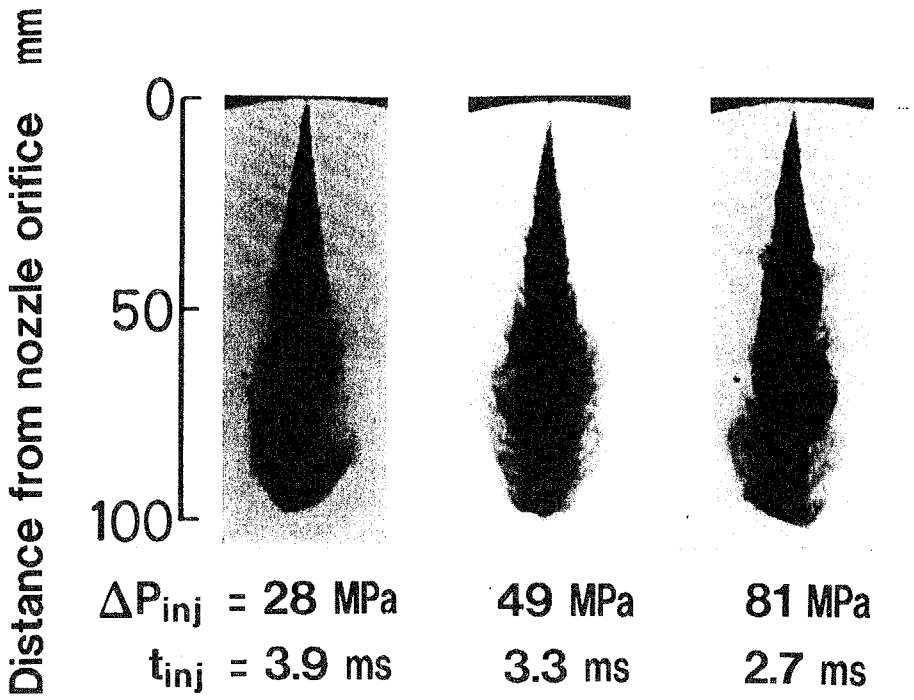



図２－１　噴射圧力と噴霧全体像（ﾉｽﾞﾙ径：$d_0$=0.16 mm，ﾉｽﾞﾙ長/径比：$L/d_0$=3）

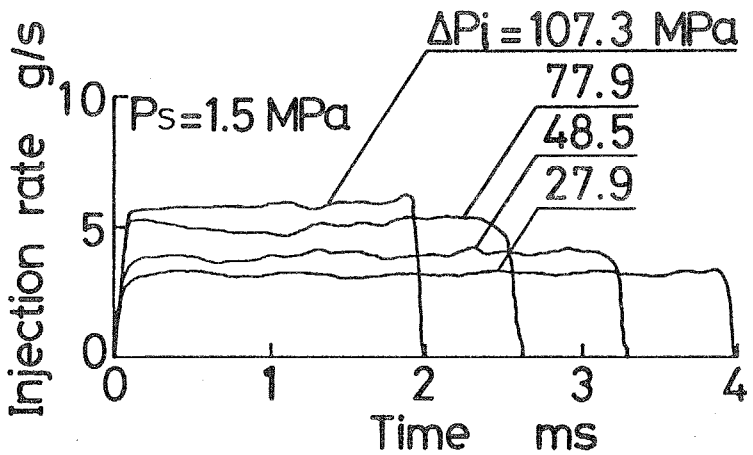



図２－２　噴射率の時間変化

表２－１　噴霧の噴口近傍領域の影写真撮影のための実験条件

| Surrounding conditions | |
|---|---|
| Gas | $N_2$ |
| Pressure : $P_s$ | Non evap. spray : 1.5 MPa<br>Evap. spray : 3.5 MPa |
| Temperature : $T_s$ | Non evap. spray : 293 K<br>Evap. spray : 650 K |
| Density : $\rho_s$ | 17.3 kg/m$^3$ |
| Injection conditions | |
| Fuel | 0-solvent（n-$C_{12}H_{26}$:22%,<br>n-$C_{13}H_{28}$:54%,<br>n-$C_{14}H_{30}$: 22 %） |
| Nozzle orifice dia. : $d_0$ | 0.16 mm |
| Nozzle length : L | 0.48 mm |
| Inj. pressure : $\Delta P_{inj}$<br>(Re*) | 30, 52, 82, 100 MPa<br>(2.3, 2.9, 3.6, 3.5 x 10$^4$) |

表２－２　噴霧断面可視化のための実験条件

| Surrounding conditions | |
|---|---|
| Gas | $N_2$ |
| Temperature : $T_s$ | Non evap. spray : 290 K<br>Evap. spray : 640 K |
| Density : $\rho_s$ | 0.032,0.38,0.78,1.2,17,35 kg/m$^3$ |
| Injection conditions | |
| Fuel | 0-solvent（n-$C_{12}H_{26}$:22%,<br>n-$C_{13}H_{28}$:54%,<br>n-$C_{14}H_{30}$: 22 %） |
| Nozzle orifice dia. : $d_0$ | 0.20 mm |
| Nozzle length : L | 0.80 mm |
| Inj. pressure : $\Delta P_{inj}$ | 29, 55, 85, 130 MPa |

は0.2 mm，噴射圧力は26～127 MPa の範囲で変化させた．雰囲気密度が微粒化に及ぼす影響を調べるため，雰囲気密度を$3.2\times10^{-2}$～35 kg/m$^3$の範囲で変化させた..

**２．２．２　撮影方法**　図２－３に実験に用いた急速圧縮装置の燃焼室，および影写真と背景散乱光写真の撮影光学系を示す．非蒸発および蒸発噴霧の瞬間影写真の撮影には，光源として中心波長694.3 nm ，最大出力0.8J，閃光時間25nsのルビーパルスレーザ（日本高周波 SLG -2018）を用い，スチルカメラで撮影を行った．レーザ光はレンズと凹面鏡により直径約50mmの平行光束にされ，測定部を通過後，直接カメラに受光される．撮影倍率はネガフィルム面上で1.06倍である．

蒸発噴霧の高速度背景散乱光写真の撮影には，光源としてクセノンフラッシュランプを，高速度カメラにはドラムカメラ（Dynafax model 350） を用いた．フラッシュランプの光は，測定部入射直前でガラス窓に張り付けられた散乱膜により散乱され，測定部に入射する．高速度カメラは撮影速度 35000ｺﾏ／秒で使用し，このとき１コマ当りの露光時間は 3.0μsである．撮影倍率は，フィルム面上で0.14倍である．

蒸発噴霧の高速度影写真の撮影には，高速度カメラと，光源として中心波長488.0 nm のアルゴンイオンレーザを出力300mW で用いた．　高速度カメラは 35000ｺﾏ／秒で使用した．撮影倍率は，フィルム面上で0.18倍である．

影写真と背景散乱光写真の撮影用フィルムには，富士・ネオパン４００プレスト（ASA400）を使用した．得られた噴霧画像のフィルム濃度を分解能８bit のビデオデンシトメータ（NAC VD-520B） により測定した．

非蒸発噴霧断面の燃料の２次元可視化のための撮影光学系を図２－４に示す．光源にはNd:YAGレーザー（Quanta-Ray, DCR11）の第２高調波（波長：532 nm）のシート光を用いた．レーザーの出力は170 mJ/pulse，閃光時間は10 ns 以下である．シート光の幅は14 mm，厚さは0.2 mmである．シート光は燃焼室内に設置されたプリズムにより反射され，噴霧中心軸に対しシート面が45°をなすように噴霧を過ぎる．噴霧断面内燃料からの散乱光はシート光入射方向に対し90°の方向に設置されたCCDカメラにより撮影する．シート光は，噴口からシート光中心までの距離が，z= 4, 10, 19 mm の位置にそれぞれ入射した．

## ２．３．実験結果と考察

### ２．３．１　非蒸発噴霧の特性

**(a)　燃料の半径方向分布**　図２－５に各噴射圧力における非蒸発噴霧の瞬間影写真を示す．撮影領域は噴口より15 mmから45 mmまでであり，図中の撮影時刻,t,は，噴射開始からの時刻を示し，各噴射圧力において，噴霧先端到達距離が90 mmとなる時刻を選んだ．噴霧画像を観察すると，噴射圧力が低い場合には，燃料が存在する部分と存在しない部分がかなり明確に識別でき，大規模な濃度ムラが存在しているが，噴射圧力の増加にともないこの濃度ムラは減少していくことがわかる．また，噴霧幅は噴射圧力の増加にともない増加している．

図２－６に非蒸発噴霧の瞬間影写真画像の等フィルム濃度線図を示す．図中の$d_f$は

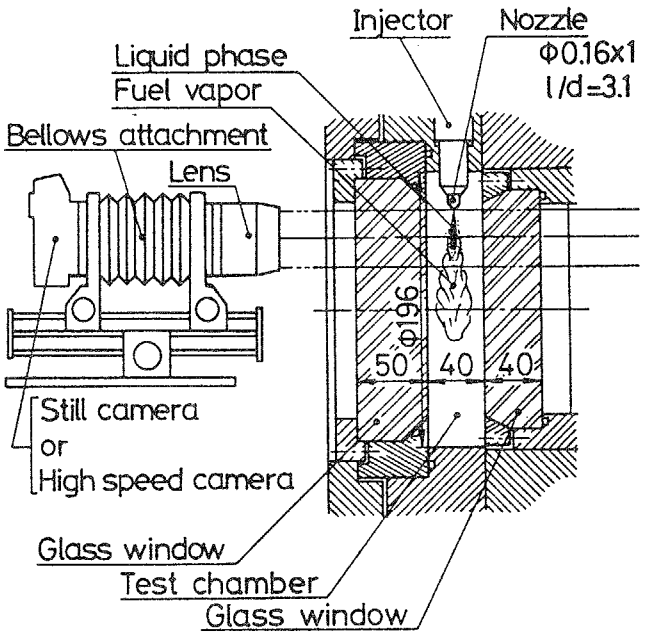



図２－３　噴霧の影写真と背景散乱光写真撮影のための光学系

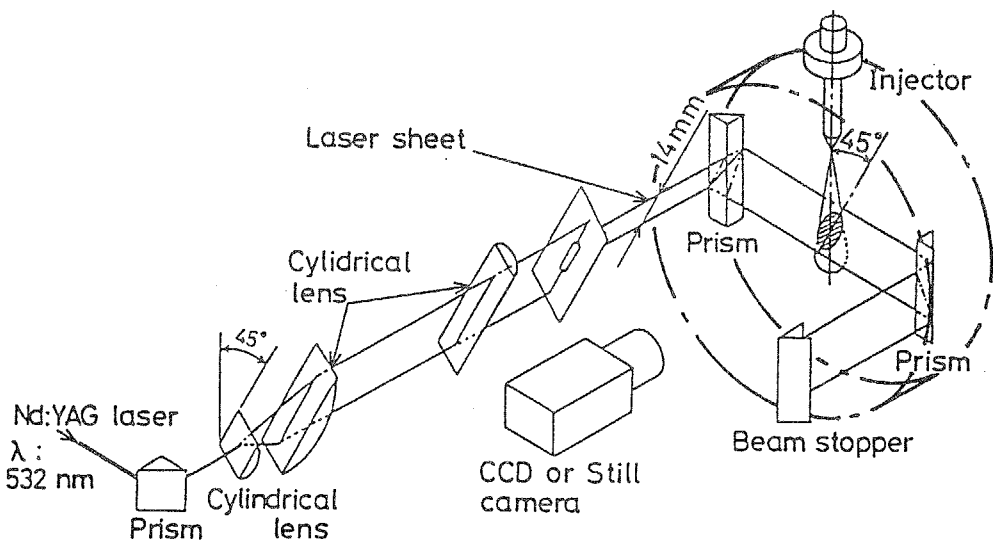



図２－４　噴霧断面可視化のための撮影光学系

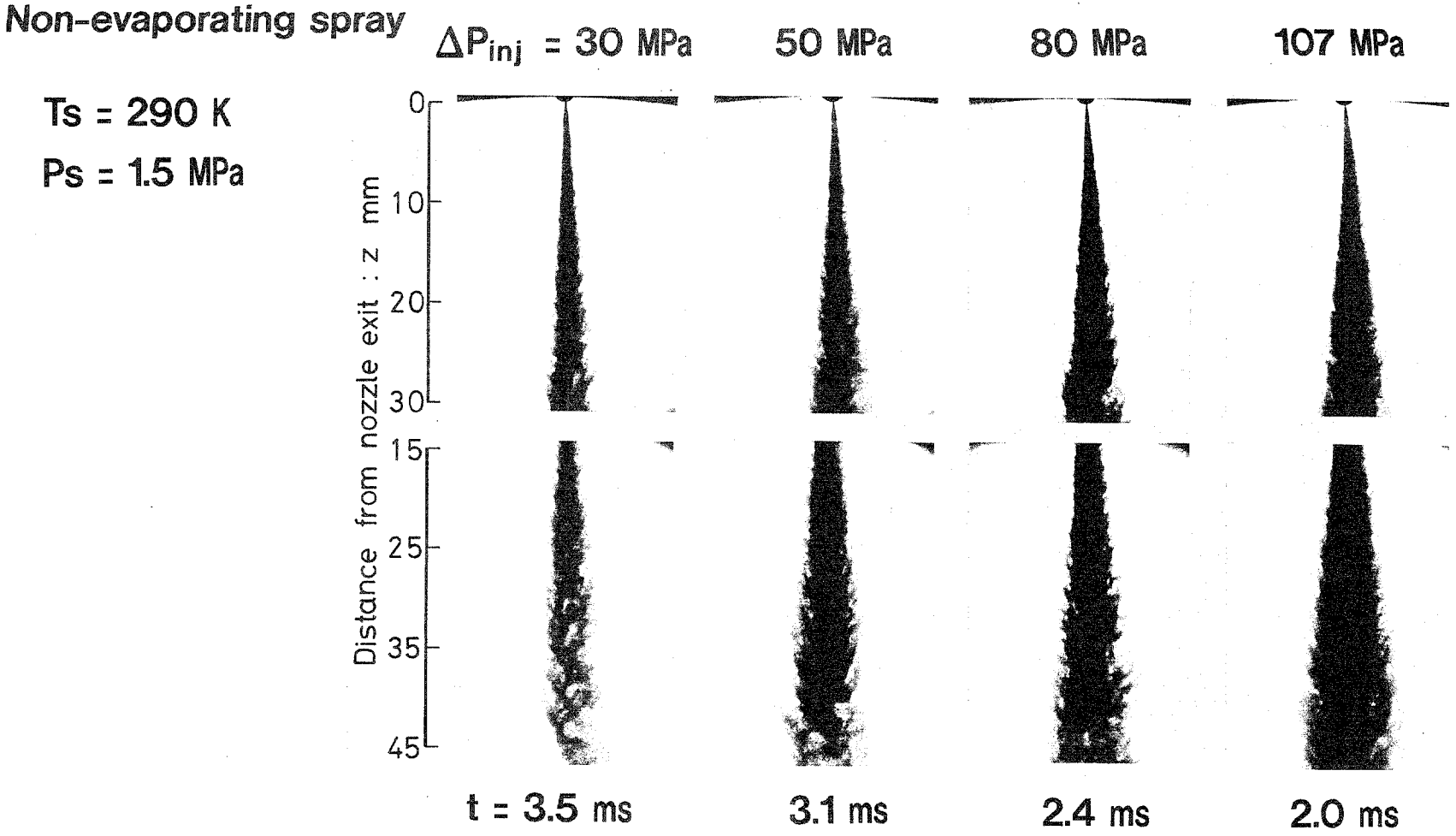



図２－５　非蒸発噴霧の瞬間影写真

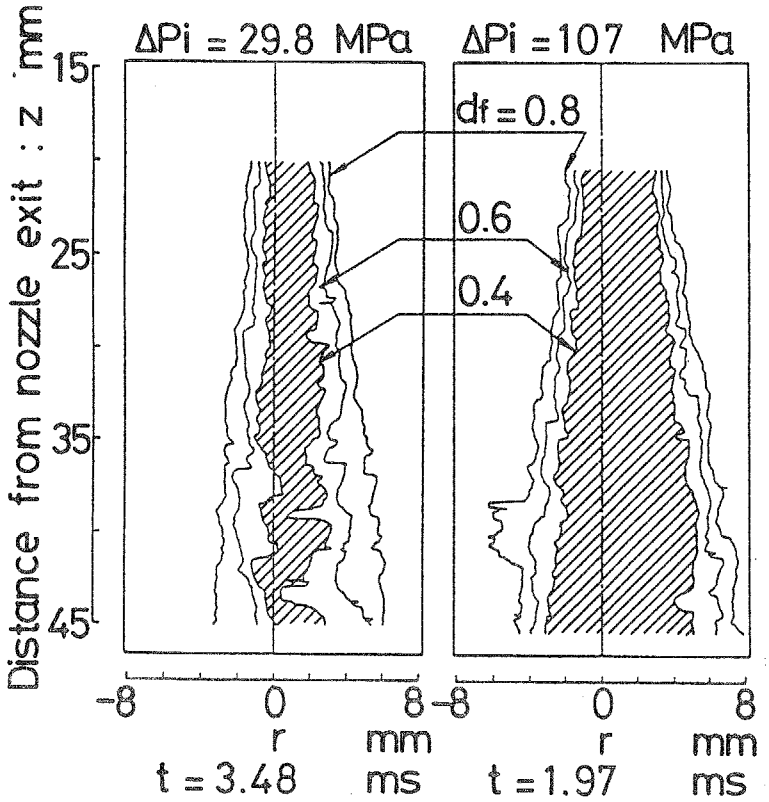



図２－６　非蒸発噴霧画像の等フィルム濃度線図

透過率100%の部分におけるフィルム濃度で無次元化を行った無次元フィルム濃度である．無次元フィルム濃度，$d_f$，は，光路上の平均粒径，Dp，および総粒子数，$N_p$，と近似的に以下のような関係にある．

$$1-d_f \propto D_p^2 \times N_p \qquad (2\text{-}1)$$

図２－６を見ると，噴射圧力の増加に伴い無次元フィルム濃度の低い領域が半径方向へ広がり，噴霧外周域における無次元フィルム濃度勾配が大きくなっていく様子がわかる．この原因としては，噴射圧力の増加に伴い，燃料質量分布が半径方向に平坦化されること，および微粒化が促進され，噴霧外周域の粒子数が増加したことの２点が主に考えられる．

横田ら[4]は既に透過光減衰法を原理とする測定法により，噴射終了時の噴霧全域に対するザウタ平均粒径,$D_{32}$,を測定しており，図２－７の様な結果を得ている．これをみると噴射圧力の増加にともない明らかにザウタ平均粒径は減少している．このことから，噴射圧力の増加に伴う噴霧外周域における無次元フィルム濃度の低下には，微粒化の促進が大きく関与していると思われる．

**(b) 噴霧角**　非蒸発噴霧の広がりを定量化するために，瞬間影写真画像から噴霧角を求めた．噴霧角は無次元フィルム濃度$d_f$ = 0.8の等濃度線を噴霧外形線と定義し，この外形線を最小２乗法により直線近似することにより算出した．また噴口から10 mmまでの領域で定めた噴霧角,$\theta_{s1}$,と噴口より20 mmから45 mmまでの領域で定めた噴霧角,$\theta_{s2}$,の二つの噴霧角を求めた．図２－８に噴射圧力に対する各噴霧角を示す．これをみると，$\theta_{s2}$は供給運動量に対し直線的に増加しており，常に$\theta_{s1}$よりも大きな値を示している．

次に噴霧角と気体噴流の広がり角$\theta_g$との関係について考えてみる．気体噴流の空気導入率は，密度比の1/2 乗に比例する[5]が，噴口から30 mmの位置では，噴霧内燃料濃度から求めた噴霧の気体相当密度$\rho_{sp}$と雰囲気密度$\rho_g$の比の1/2 乗は$(\rho_{sp}/\rho_g)^{1/2}$ =1.1 であるから，この噴霧は，等密度気体噴流として近似できるであろう．等密度気体噴流の広がり角$\theta_g$は，気体噴流幅を半値幅,b,の４倍とすると，従来の実験によれば，レイノルズ数によらず約23°である[6]．

さて，噴霧角は噴射圧力が増加するにつれ，また噴口からより下流へ離れるにつれて増加し，その結果，次第に気体噴流の広がり角に近づいている．このことは，噴口のごく近傍部においては，燃料の分裂過程などの噴霧固有の特性が噴霧の広がりを強く支配するが，より下流域に行くに従い，燃料の分裂が進み，燃料粒子が急速にその運動量を気相部に与えることにより，気相の運動が噴霧の広がりに対し支配的になることを示唆している．また噴射圧力が噴霧角に与える影響については，噴射圧力の増加は，図２－７で示したように微粒化を促進させるため，より上流から燃料粒子が気相部の運動に追従することになる．その結果，より上流から噴霧幅が気体噴流幅に近づくと考えられる．

この様に噴霧構造が噴射圧力の増加にともない巨視的には気体噴流の構造に近づくとすると，定常噴霧の場合には噴射圧力をいくら増加しても噴霧角は23°を超えないことが予想される．従来のホールノズルを用いた噴霧に対する測定[7]においても，噴霧角が23°を超えている測定例は見当たらない．

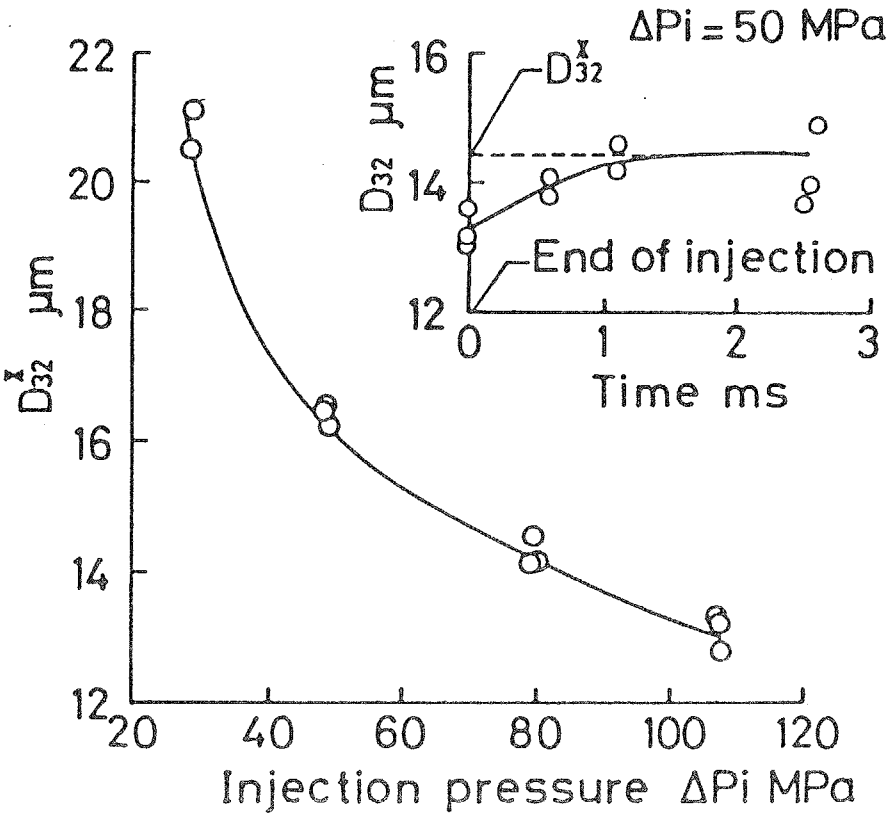



図２－７　噴射圧力と噴霧全体に対するザウタ平均粒径

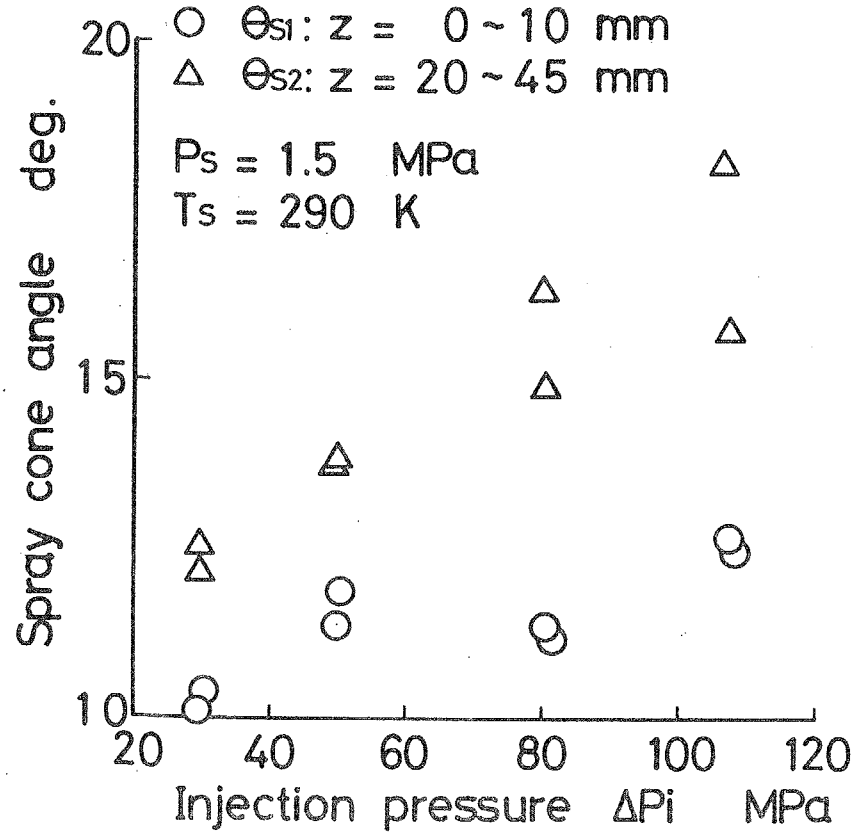



図２－８　噴射圧力と噴霧角

**(c) 燃料の不均一度**　燃料の巨視的不均一性をより定量的にみるために，各噴射圧力の非蒸発噴霧画像に対し，噴口より35 mmから45 mm，かつ無次元フィルム濃度$d_f$ が0.8 以下の領域において，無次元フィルム濃度に対する確率密度分布（P.D.F.）を求めた．図２－９にその結果を示す．これをみても噴射圧力の増加により燃料濃度の均一化が進んでいることが認められる．噴射圧力の増加により燃料濃度の均一化が促進される原因については，微粒化の促進，乱れの増加などが考えられるが，これらの原因を明らかにするには，気体および粒子の速度の情報が必要である．

**(d) 噴射圧力が噴口近傍の燃料の微粒化に及ぼす影響**　図２－１０に噴射圧力を変化させた場合の非蒸発噴霧の影写真，図２－１１に同じ噴射圧力における噴霧断面の燃料からの弾性散乱光画像を示す．図２－１１を見ると，全ての断面における散乱光画像は，小さなドット状の光の集合であり，フィルム状あるいは帯状の大きな燃料粒子は観察できない．このことから，噴射圧力が26 MPa 以上の高圧噴霧では，噴口から噴口径の20倍下流（z = 4 mm）において，燃料の分裂はかなり進行しており，ほとんどの燃料が球形に近い液滴として存在することが推定される．これに関し，Cavaliereら[8] によっても同様の結果が報告されている．

噴射圧力が噴口近傍の燃料の微粒化に与える影響を調べるため，各断面の散乱光画像から，散乱光パワーの断面内積分値を求めた．図２－１２に各噴射圧力における噴霧断面内散乱光パワーの積分値，$P_{sca}$，を噴口からの距離に対しプロットする．これを見ると全ての噴射圧力において，噴霧断面からの散乱光パワーの総和は下流に行くにつれ増加していることが分かる．噴霧断面内の燃料液滴からの散乱光パワーの総和は燃料液滴の数密度と燃料液滴径の関数であり，噴射圧力が燃料の微粒化に及ぼす影響を調べるためには，噴射圧力が燃料濃度と燃料液滴径に及ぼす影響を分離しなければならない．そこで，燃料濃度分布と速度分布が自己保存的になる[9]噴口から噴口径の95倍下流（z = 19 mm）において，燃料濃度を準定常１次元噴霧仮定 から算出し，燃料液滴径に比例するパラメータ，$\alpha$，を求め，これに対する噴射圧力の影響を調べた．以下にパラメータ，$\alpha$，の導出を述べる．

準定常１次元噴霧モデルを仮定し，噴霧各断面における燃料質量流束と総運動量流束の保存式から，噴口からz離れた位置における噴霧断面内の平均燃料濃度は以下の式により表すことができる．

$$C_f = \sqrt{\rho_g \cdot \rho_f} \cdot \frac{d_0}{2 \cdot z \cdot \tan(\theta_s / 2)} \qquad (2\text{-}2)$$

ここで，$\rho_g$，$\rho_f$，は空気と燃料の密度をそれぞれ表す．$\theta_s$は噴霧角，$d_0$は噴口径である．レーザーシート上の燃料液滴の総体積は以下の式で表せる．

$$\frac{\pi}{6}\rho_f \sum_i \left\{ d_i^3 \cdot \Delta n_i \right\} = C_f \cdot \pi \cdot z^2 \cdot \tan^2(\theta_s / 2) \cdot t_l$$

(2-2)式より

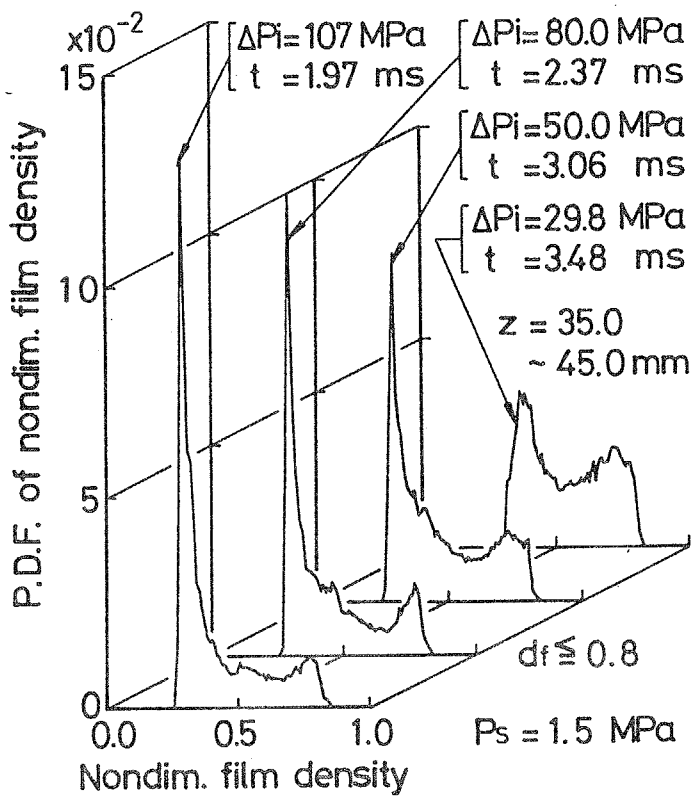



図２－９　フィルム濃度に対する確率密度関数

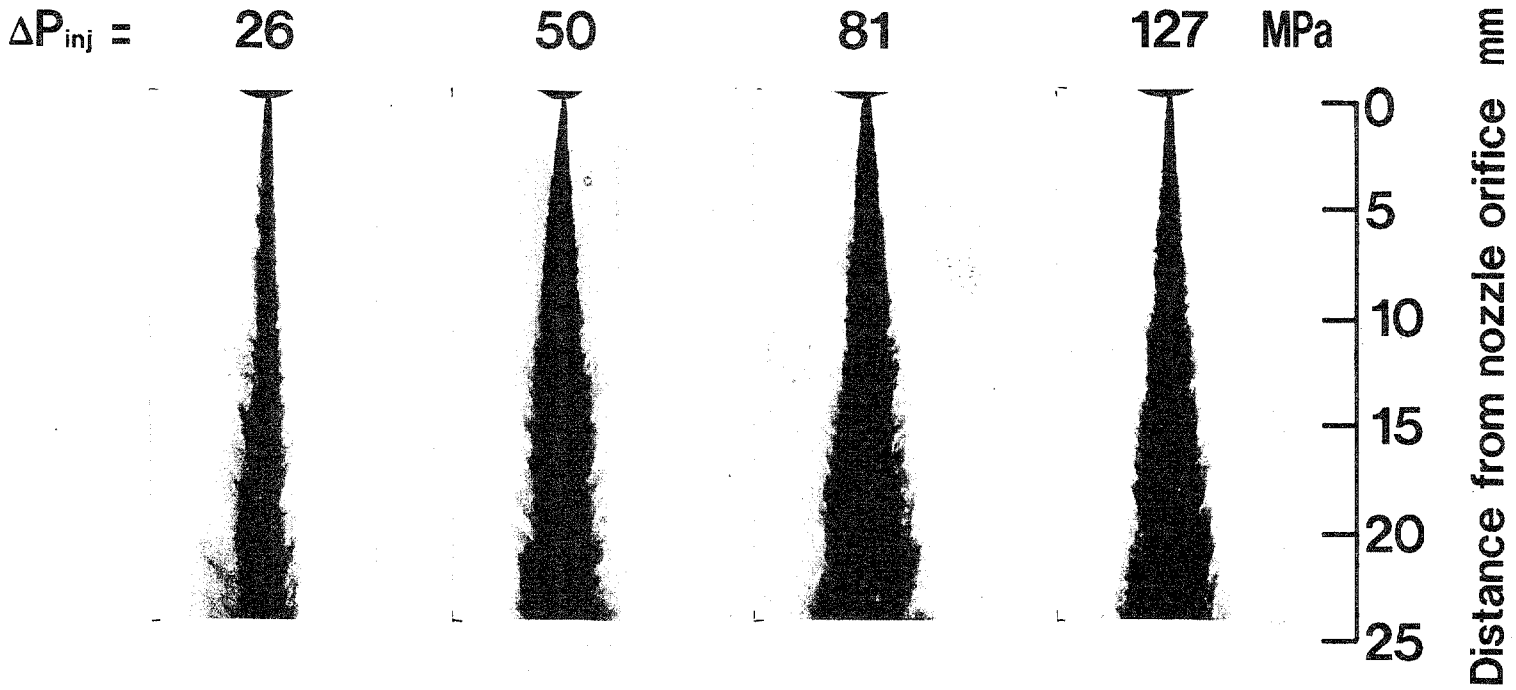



図２－１０　非蒸発噴霧の噴口近傍の影写真　（噴射圧力の影響）

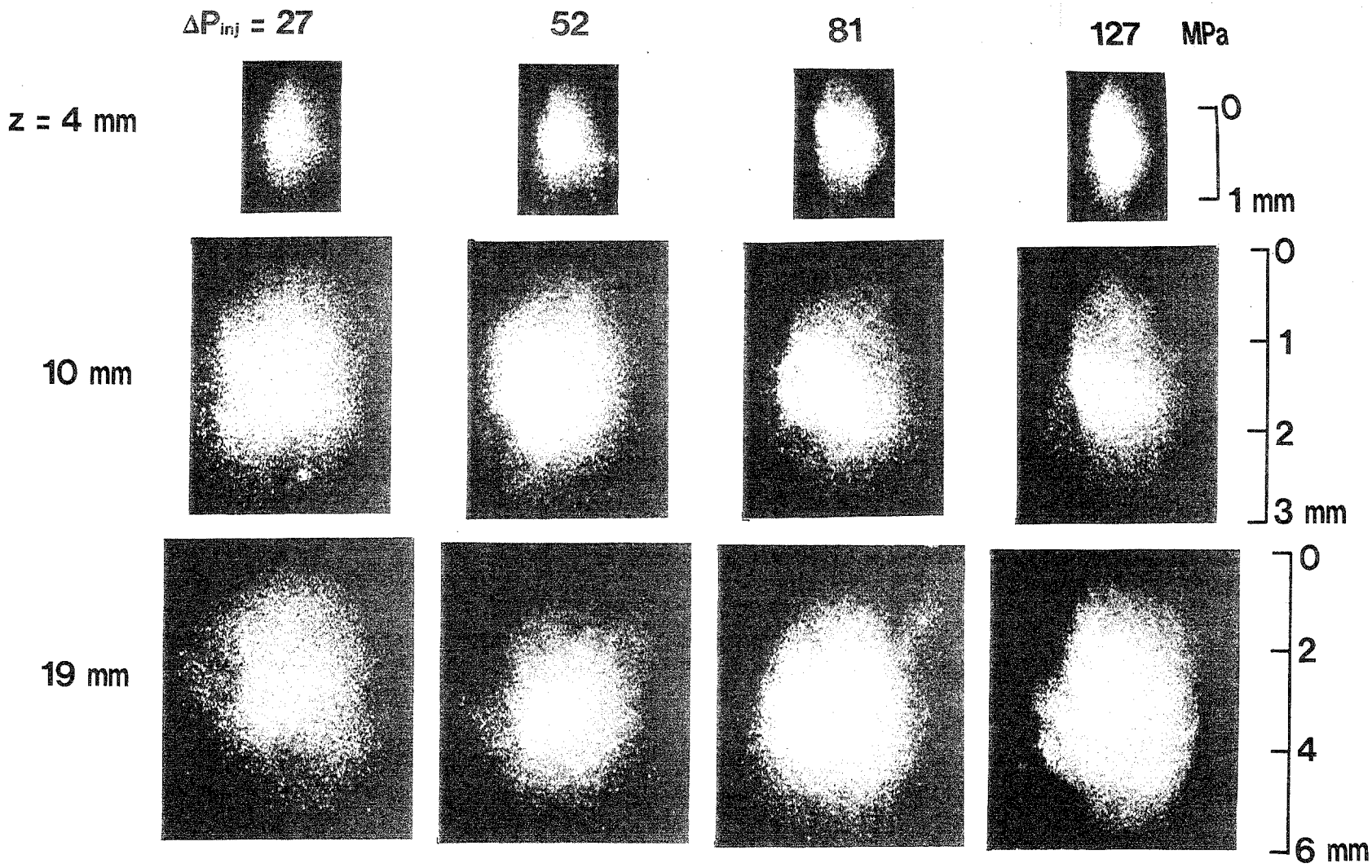



図２－１１　非蒸発噴霧断面内の燃料からの散乱光画像　（噴射圧力の影響）

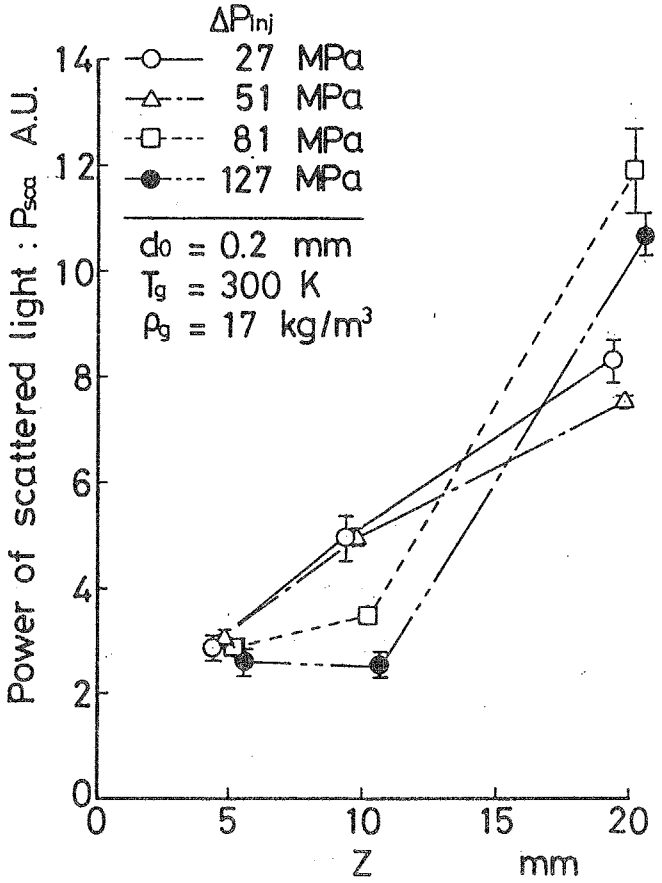



図２－１２　噴射圧力が噴霧断面内燃料からの散乱光パワーに及ぼす影響

$$\therefore \sum\left\{d_i^3 \cdot \Delta n_i\right\} = 3\sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_f}} \cdot d_0 \cdot t_l \cdot z \cdot \tan(\theta_s / 2) \qquad (2\text{-}3)$$

ここで，$d_i$，は粒径，$\Delta n_i$は粒径が$d_i+\Delta d_i$の範囲にある燃料液滴の数，$t_l$，はレーザーシートの厚さである．

一方レーザーシート光上の燃料液滴群からの散乱光パワーの総和，$P_{sca}$，は，入射光の単位面積当たりのパワーを，$I_0$，燃料液滴の散乱係数を粒径によらず一定と仮定し，$Q_{sca}$，とすれば次式により表される．

$$P_{sca} = \frac{\pi}{4} \cdot I_0 \cdot Q_{sca} \cdot \sum_i \left\{d_i^2 \cdot \Delta n_i\right\} \qquad (2\text{-}4)$$

(2-3)，(2-4)式から噴霧断面内の燃料液滴のザウタ平均粒径，$D_{32}$，は次式のように表すことができる．

$$D_{32} = \frac{\sum\left\{d_i^3 \cdot \Delta n_i\right\}}{\sum\left\{d_i^2 \cdot \Delta n_i\right\}}$$

$$= \frac{3}{4} \cdot \pi \cdot d_0 \cdot t_l \cdot I_0 \cdot Q_{sca} \cdot \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_f}} \cdot \frac{z \cdot \tan(\theta_s / 2)}{P_{sca}} \qquad (2\text{-}5)$$

$Q_{sca}$を一定と仮定すれば，$d_0$，$t_l$，$I_0$は一定値であるから，以下に定義されるパラメータ，$\alpha$，は$D_{32}$に比例する．

$$\alpha = \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_f}} \cdot \frac{z \cdot \tan(\theta_s / 2)}{P_{sca}} \qquad (2\text{-}6)$$

図２－１３に噴口から19 mm の位置における噴霧断面内燃料液滴からの散乱光画像から求めたパラメータ，$\alpha$，を噴射圧力に対しプロットする．図２－７に示すように，非蒸発噴霧全体に対するザウタ平均粒径は噴射圧力の増加に伴い単調に減少するが，図２－１３を見ると，噴口近傍における燃料液滴の大きさは噴射圧力の増加に対し単調減少しない．このことは，噴射圧力の変化は，噴霧内の燃料液滴径の空間分布を変化させることを示唆している．

**(e) 雰囲気密度が噴口近傍の燃料の微粒化に及ぼす影響**　図２－１４に雰囲気密度を$3.2\times10^{-2}$～35 kg/m$^3$の範囲で変化させ撮影した噴口近傍の噴霧の影写真を示す．噴射圧力は50 MPa である．雰囲気密度が$7.8\times10^{-2}$ kg/m$^3$ 以下の場合，噴霧の広がりは小さく，噴霧は噴口近傍部でその一部が分離し，燃料粒子数密度が低い部分を形成していることが観察される．雰囲気密度を増加すると，噴霧角は広がり，燃料粒子数密度が低い２次流れは噴霧の主流に取り込まれ消滅する．

図２－１５には各雰囲気密度下の噴霧断面からの散乱光画像を示す．噴口から噴口径の20倍下流（z= 4 mm）の断面を観察すると，雰囲気密度が大きく変化してい

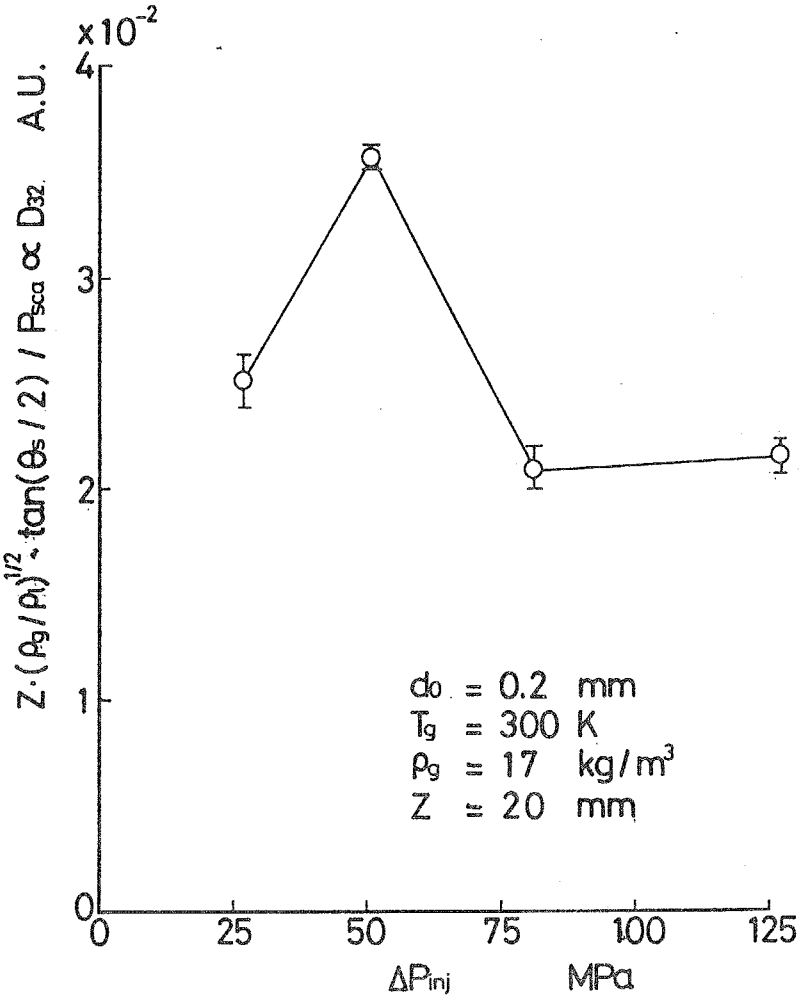



図２－１３　噴射圧力がパラメータ，$\alpha$，に及ぼす影響

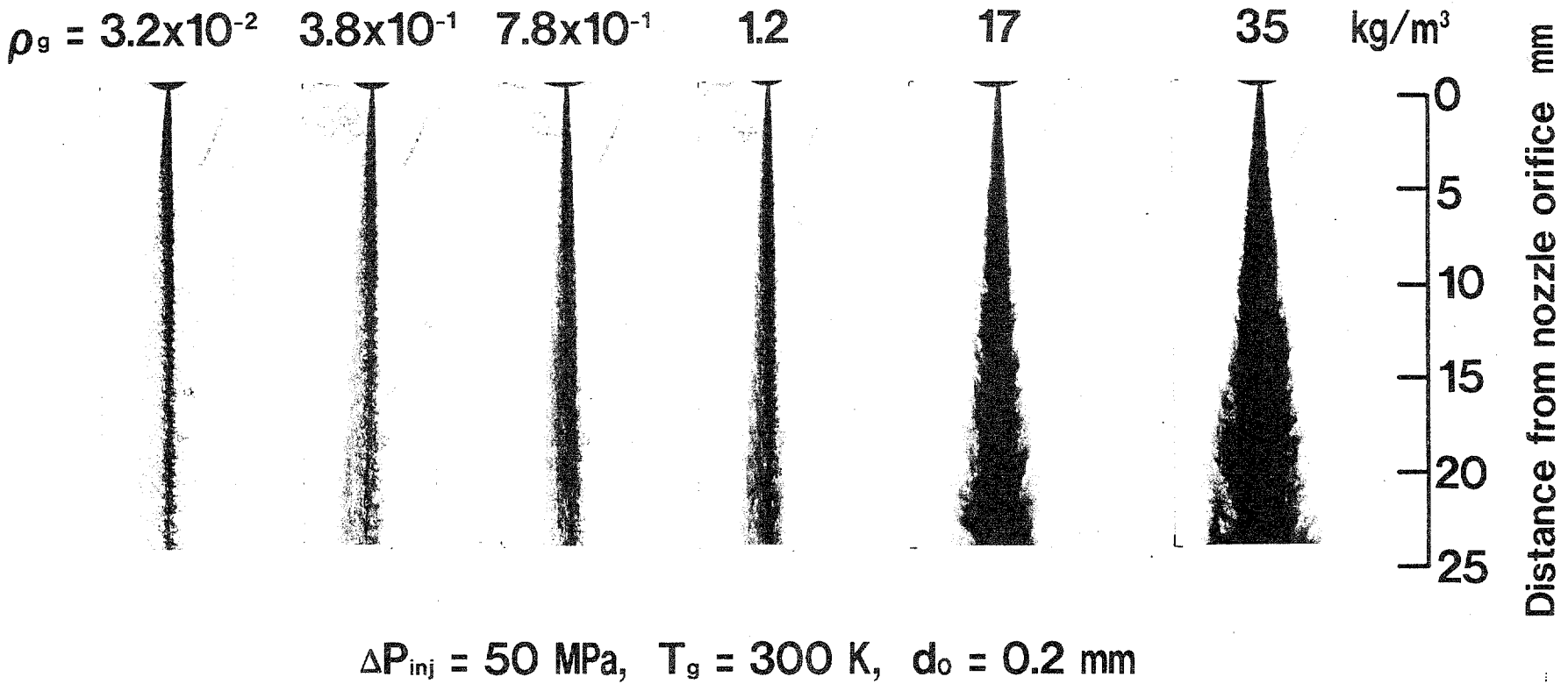



図２－１４　非蒸発噴霧の噴口近傍の影写真　（雰囲気密度の影響）

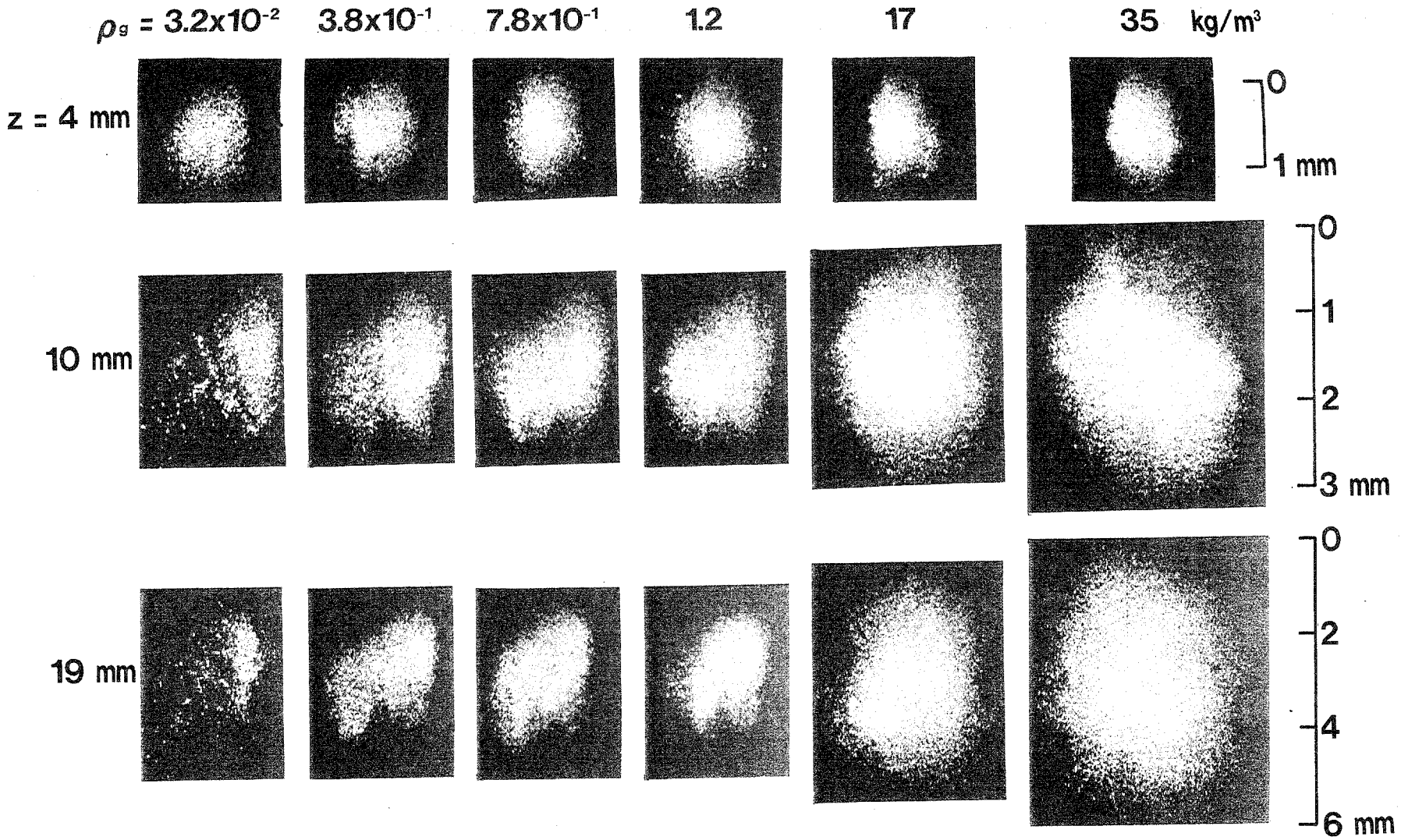



図２－１５　非蒸発噴霧断面内の燃料からの散乱光画像　（雰囲気密度の影響）

るにも関わらず散乱光画像のパターンは大変よく似ている．特に雰囲気密度が3.2×$10^{-2}$kg/m$^3$低密度雰囲気下でも，燃料は噴口のごく近傍から分裂がかなり進行していることは，燃料の１次分裂が燃料と周囲気体との空力学的な相互作用に起因すると言うよりはノズル内部の乱れやキャビテーションなどに由来していることを示唆している．より下流の断面では雰囲気密度の噴霧の構造に及ぼす影響が明らかに観察でき，雰囲気密度を増加すると噴霧の拡散が促進されることが分かる．

図２－１６には，図２－１５の散乱光画像から各噴霧断面内の燃料液滴の散乱光パワーの総和，$P_{sca}$，を求め，噴口からの距離に対しプロットしている．雰囲気密度を増加すると散乱光パワーは増加する．図２－１７に(2-6)式で定義される燃料液滴のザウタ平均粒径に比例するパラメータ，$\alpha$，を雰囲気密度に対しプロットしたものを示す．雰囲気密度を増加すると燃料液滴粒径は大きくなる．雰囲気密度を増加させると液滴速度が低下し液滴間隔が小さくなるため，液滴同士の衝突，合体が促進されるためであろう．

### ２．３．２　蒸発噴霧の特性

**(a)　液相部の特性**　　図２－１８の蒸発噴霧の瞬間影写真において注目すべきことは，非蒸発液相部の長さなどの巨視的構造は噴射圧力によらないことである．このことは噴射圧力の増加にともない蒸発速度が増したことを意味する．また液相部先端部および外周部には，未だに蒸発を完了していない燃料粒子群の存在が確認されたが，リガメントは全く観察されなかった．

次に蒸発噴霧の動的特性を調べるため，高速度写真の撮影を行った．図２－１９に噴射圧力が$\Delta P_i$＝ 27.7, 107 MPa の場合における背景散乱光写真（上段）と影写真（下段）を示す．まず液相部の特性をみるため，背景散乱光写真について観察すると，両噴射圧力において，液相部先端が非対称的に蛇行しながら途中からちぎれて蒸発して行く様子がわかる．

この液相部長さの時間変動を定量化するために，各噴霧画像の無次元フィルム濃度分布から液相部長さを定義した．すなわち撮影された各噴霧画像において，噴霧中心軸上の無次元フィルム濃度を測定し，その軸方向濃度勾配が最大となる位置を液相部先端位置と定義し液相部長さを求めた．図２－２０に以上の方法により求めた液相部長さの時間変化の例を示す．

次にこの液相部時間変動データから，液相部平均長さ，液相部長さの時間変動の２乗平均値を求めた．また，時間変動の周波数特性をみるために，液相部長さの時間変化に対しフーリエ変換を行い，そのパワースペクトルの50% までを含む周波数$F_{0.5}$を求めた．図２－２１に上述３つの特性値を噴射圧力に対し示す．図より液相部平均長さは，噴射圧力によらず約33 mmでほぼ一定であるのに対し，その変動については，噴射圧力の増加に伴い，より高周波成分を含むようになり，その強度は減少している．この変動強度は，液相部先端から飛び出して行く粒子群の見かけのスケールに対応する．ただし，このスケールは蒸発の影響を含むため，燃料と気体との巨視的混合スケールよりも常に小さい．粒径が小さいほど粒子存在時間は小さいので，図２－２１に示すように噴射圧力が高いほど見かけのスケールは小さくなる．従って，混合スケールの噴射圧力に対する変化や絶対値については論じられない．しかし見かけのスケールの大きさは噴霧幅と同オーダであり，この様なオーダのス

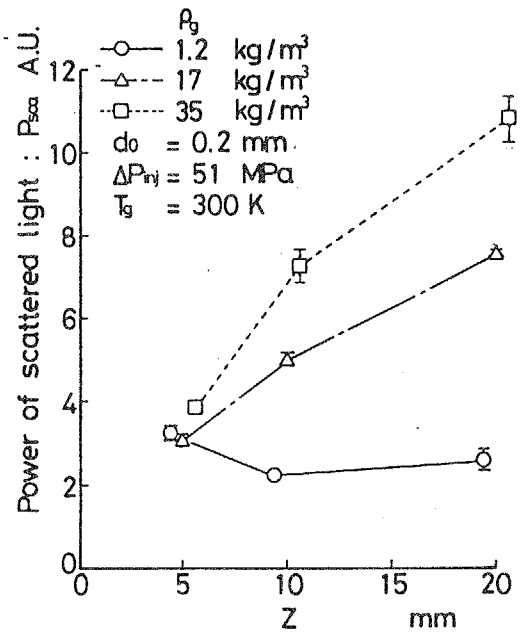



図２－１６　雰囲気密度が噴霧断面内燃料からの散乱光ﾊﾟﾜｰに及ぼす影響

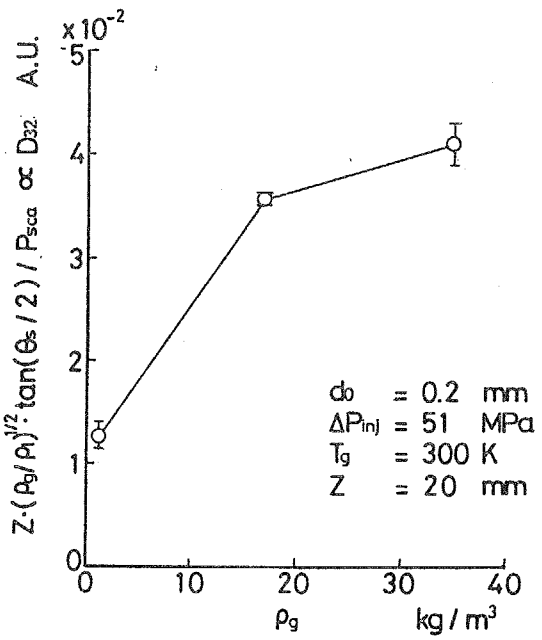



図２－１７　雰囲気密度がパラメータ，$\alpha$，に及ぼす影響

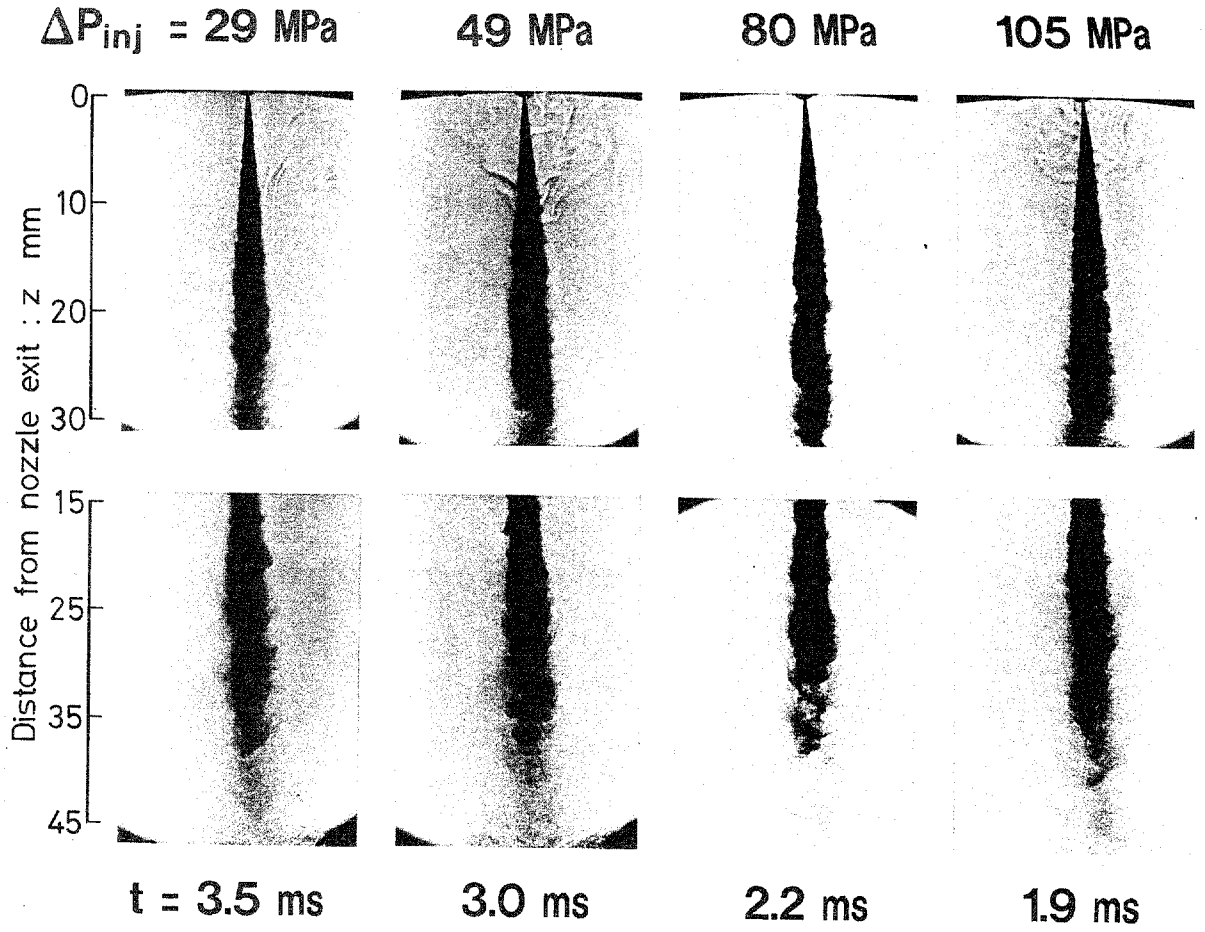



図２－１８　蒸発噴霧の瞬間影写真

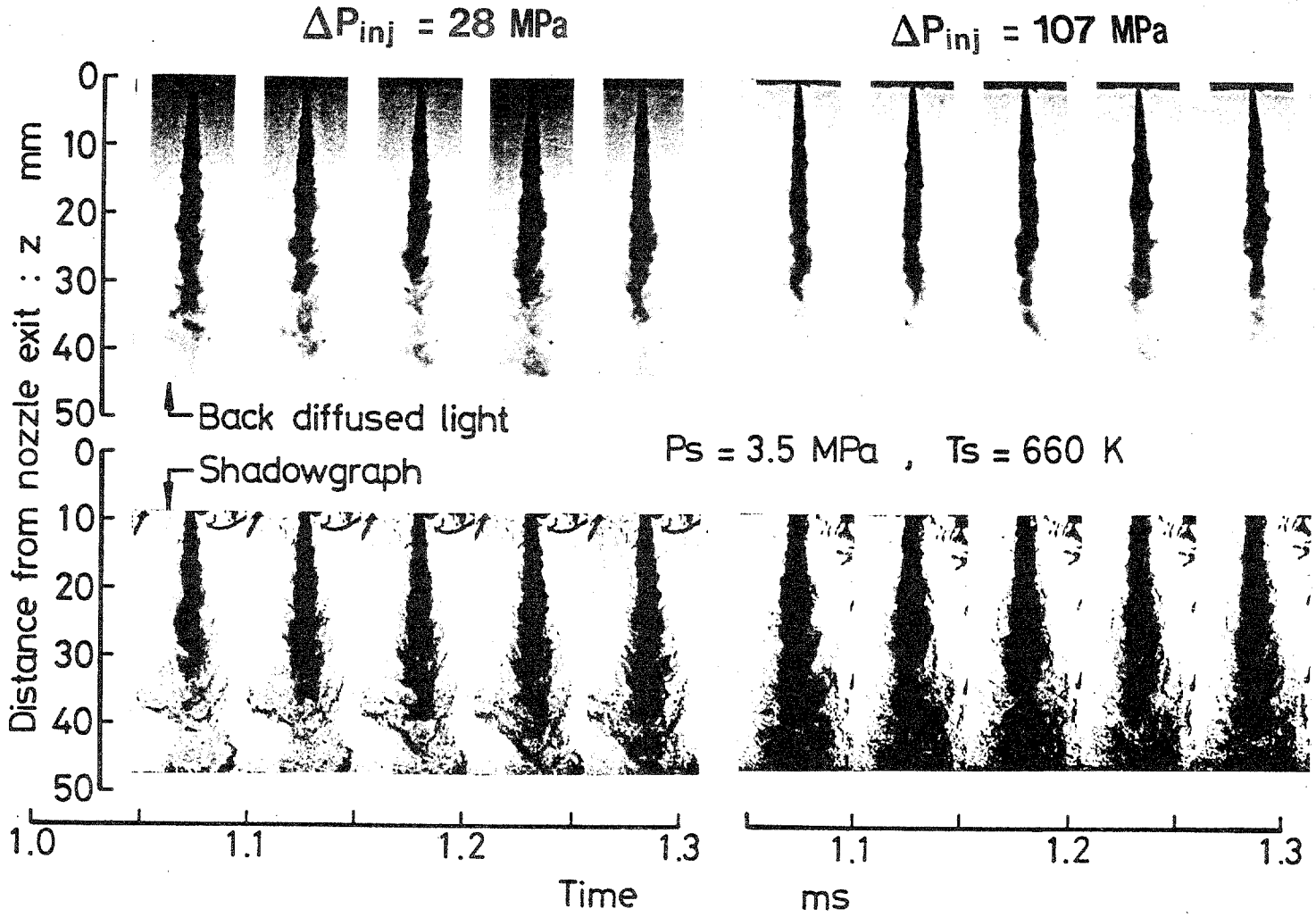



図２－１９　蒸発噴霧の高速度背景散乱光写真（上）と高速度影写真（下）

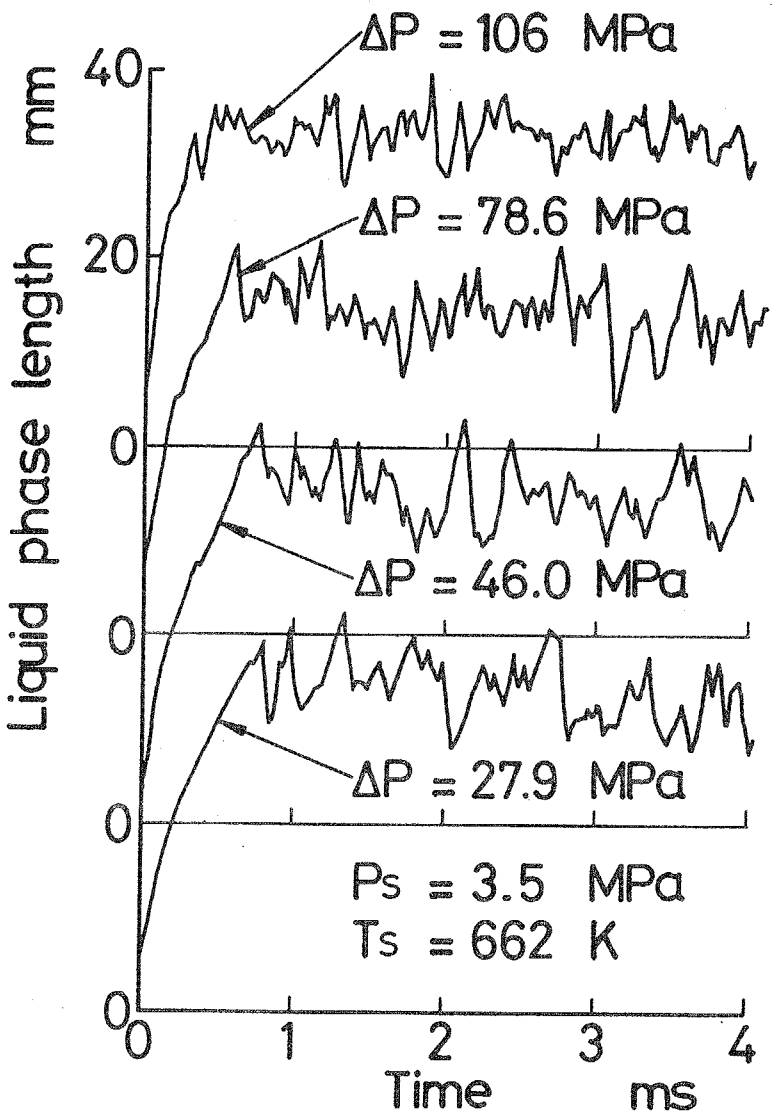



図２－２０　液相部長さの時間変化

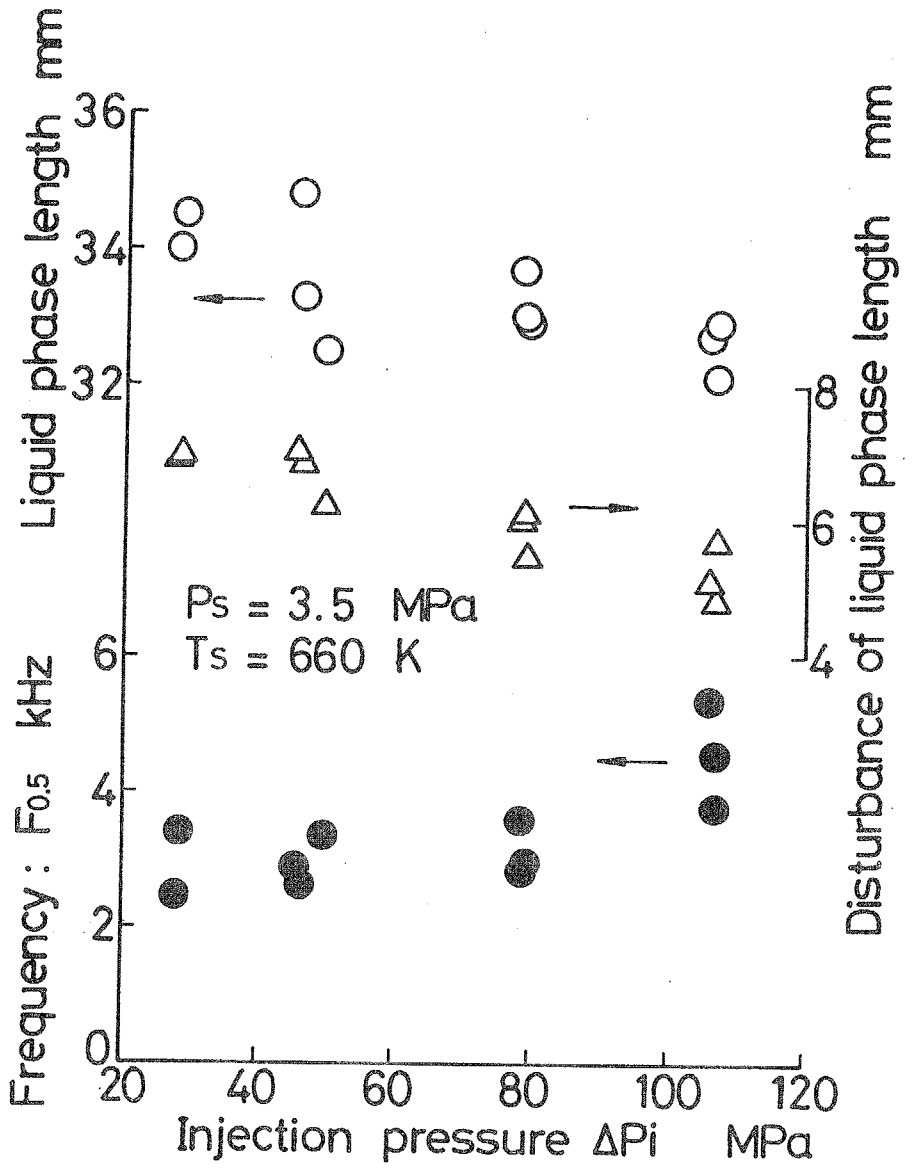



図２－２１　液相部長さ，液相部長変動強度，変動周波数特性に及ぼす噴射圧力の影響

ケールを持つ渦が噴霧中心に存在することから，液相部先端付近における噴霧構造は気体噴流構造に近く，蒸気相の大規模な不均一性は，燃料の蒸発完了時には既に形成されていると考えられる.

噴霧と気体噴流の相似性については，K-J.Wuらによる LDV を用いた噴霧内粒子の速度測定[10] によって， $z/d_0 \geqq 300$ の領域については相似性が成り立つことが示されている．しかし，より上流域については不明である．従って，以上の仮説の真偽を検証し，噴霧混合特性と気体噴流の混合特性との相似性を調べるには，より噴口近傍部の粒子の速度に関する情報を得ることが必要である.

**(b) 燃料蒸気の不均一性**　次に燃料蒸気の挙動を観察する．図２－１９下段の影写真をみると，燃料蒸気が密度ムラとして写し出されていることがわかる．噴射圧力の影響については，低噴射圧力の噴霧に比べ，高噴射圧力の噴霧では，より細かいスケールの密度ムラが増加していることがわかる．蒸気の微視的混合スケールは，蒸発前の燃料粒子の粒径と空間分布に直接影響されると考えられ，噴射圧力の増加による噴霧外周域での燃料の微粒化促進が，噴霧外周域の燃料蒸気のより小さなスケールの混合を増進したと予想される.

## ２．４．まとめ

非蒸発および蒸発噴霧の噴口近傍部を拡大撮影し，得られた画像の観察と解析により，以下の結論を得た.

1．蒸発噴霧の噴口近傍部に存在する非蒸発液相部の長さは噴霧幅と同スケールで変動しており，その平均長さは噴射圧力によらずほぼ一定である．このことは，燃料蒸気濃度分布の大規模な不均一性は，蒸発完了時に既に形成されていることを示す.
2．非蒸発噴霧の噴霧角は，噴射圧力が高いほど，また下流にいくほど大きくなり，気体噴流の広がり角に近づく．噴射圧力の増加は，より上流からの噴霧の巨視的構造を気体噴流に近づける効果を持つ.
3．噴射圧力の増加は，燃料の微粒化を促進すると同時に，噴霧外周域における燃料濃度分布を均一化し，蒸発噴霧における燃料蒸気の微視的混合を促進する.
4．噴口から噴口径の20倍下流において，燃料の分裂はかなり進行しており，膜状あるいは帯状の燃料はこの領域には存在しない.
5．雰囲気密度の増加は噴口から噴口径の50倍下流から噴霧の拡散を促進する.
6．雰囲気密度が$3.2\times10^{-2}kg/m^3$という低密度雰囲気下でも，噴口のごく近傍領域において燃料の微粒化はかなり進行している．このことは，燃料の１次分裂が燃料と周囲気体との空力学的な相互作用に起因するよりはむしろノズル内の流れの乱れやキャビテーションなどに由来していることを示している.

## 文献

(1) 例えば,Reitz,R.D.,他1名,SAE paper,NO.790494
(2) 神本,他2名,日機論,53-487,B(昭62),1117.

(3) 小林,他2名,日機論,48-426,B(昭57),389.
(4) 横田,他2名,日機論,54-499,B(昭63),741.
(5) Beer,J.M.,他1名,(田中訳),燃焼の空気力学,P14,日本熱エネルギー技術協会,1976.
(6) Rajaratnam,R.,(野村訳),噴流,P43,森北出版,1981.
(7) 例えば, 清水,他2名,機論,49-448,B(昭58),2886.
(8) Ragucci, R., et al., Proc. of COMODIA 90, Kyoto, Japan, p.371, 1990.
(9) 伊藤, 日機論, 36-285(昭45), pp.759-780, 1970.
(10) K.-J.,Wu.,他2名,AIAA jour.,Vol.22,NO.9,1984.

# 第３章　蒸発噴霧内の燃料蒸気濃度分布の２次元可視化

## ３．１．まえがき

非定常噴霧燃焼のような不均一燃焼の構造を解明するためには噴霧内へ導入された空気と燃料蒸気の微視的混合に関する情報が必要であり[1]，これを実験的に得るには，蒸発噴霧の燃料蒸気濃度分布を高い空間分解能で測定することが重要と考えられる．

従来行われてきた燃料蒸気濃度分布の測定には，シュリーレン写真法[2]，レーザー干渉法[3]などの方法がある．しかしこれらの方法で得られる蒸気濃度分布は透過光路上の平均濃度分布である．ラマン散乱光法[4, 5]による局所当量比の測定も行われているが，点測定であるため測定された当量比の空間分布はアンサンブル平均値である．最近，レーザーシート光と蛍光物質を用いたエクサイプレックス蛍光法[6, 7, 8]により噴霧断面の蒸気濃度の２次元計測が試みられている．しかし，これらの蛍光法では蛍光強度が微弱なため，イメージインテンシファイアなど高価な増幅装置が必要になる事，イメージインテンシファイアの空間分解能が比較的低い事などが欠点として挙げられる．

そこで本章では，レーザーシート光とシリコンオイルを用いた比較的簡便な蒸発噴霧内燃料蒸気の２次元可視化法を提案し，本方法を用いて以下のことを行っている．

(1) この手法を用いて蒸発噴霧の構造を調べ，非蒸発噴霧の構造との違いを考察する．
(2) 本手法を発展させ，蒸発噴霧の燃料蒸気濃度の２次元定量測定を行う．
(3) 本手法の高い信号強度を生かし，高速度カメラにより蒸発噴霧断面内燃料蒸気塊の運動を映画撮影する．

## ３．２．シリコンオイル粒子散乱法による燃料蒸気の可視化

**３．２．１　シリコンオイル粒子散乱法**　シリコンオイル粒子散乱法では，基準燃料（0-ｿﾙﾍﾞﾝﾄﾞ,n-$C_{12}H_{26}$: 22 %, n-$C_{13}H_{28}$: 54 %, n-$C_{14}H_{30}$: 22.4 %）に質量比で１%のシリコンオイルを溶解した混合燃料を使用する．この混合燃料を急速圧縮装置内の高温（$T_g$ = 640 K），高圧（$P_g$ = 2.9 MPa）の窒素雰囲気中に噴射すると，噴口より50 mm 以上下流の領域では，揮発成分である基準燃料は全て蒸発し，シリコンオイルのみが微粒子として残留する．この燃料蒸気中に浮遊する残留シリコンオイル微粒子が周囲の蒸気塊の動きに追従するならば，これをトレーサーとして蒸気濃度を可視化できる可能性がある．

表３－１にn-$C_{13}H_{28}$，実験に用いたシリコンオイル（KF-96,信越ｼﾘｺｰﾝ）と混合燃料の常温下（Tg＝300 K）の密度，粘度，表面張力と高温下（Tg＝640 K）の飽和蒸気圧をそれぞれ示す．混合燃料の密度，粘度，表面張力は基準燃料の物性値とほぼ等しい．

**３．２．２　撮影光学系と実験装置**　蒸発噴霧中に浮遊するシリコンオイル微粒子群に，図３－１に示す様にNd:YAGレーザー（DCR-11,ｽﾍﾟｸﾄﾗﾌｨｼﾞｯｸｽ，波長: λ =

表３－１　基準燃料，シリコンオイル，混合燃料の物性値

| | Base fuel | Silicone oil | Fuel mixture |
|---|---|---|---|
| Density at 290 K [kg/m$^3$] | 762 | 961 | 764 |
| Viscosity at 290 K [kg/ms] | 1.24 x $10^{-3}$ | 4.47 x $10^{-2}$ | 1.24 x $10^{-3}$ |
| Surface tension at 290 K [dyne/cm] | 26.5 | 20.7 | 26.8 |
| Vapor pressure at 640 K [Pa] | 8.89 x $10^5$ | 1.07 x $10^3$ | |

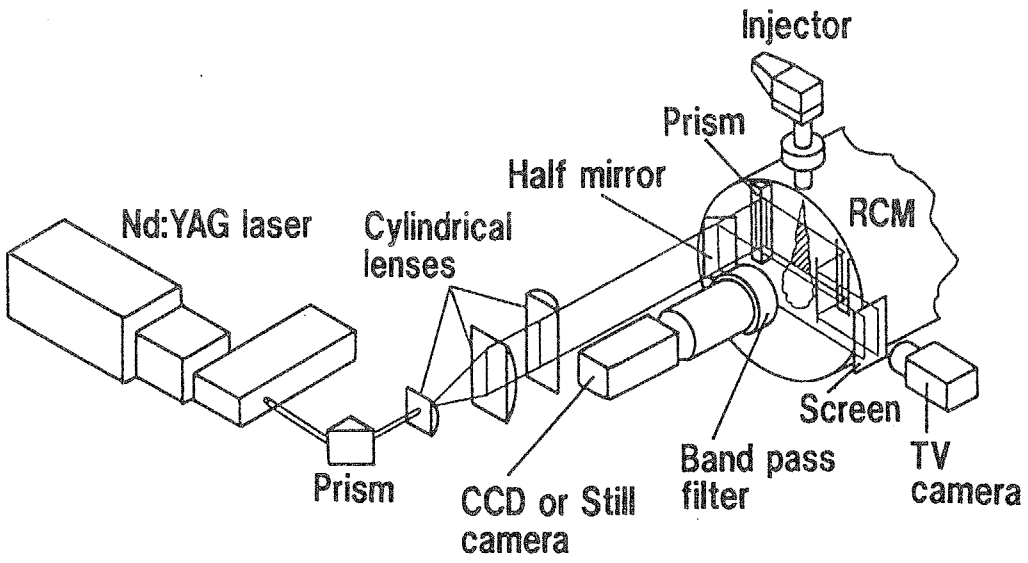



図３－１　シリコンオイル粒子散乱光法の撮影光学系

532 nm）のシート光を照射した．レーザーシート光の高さは40 mm，厚さは測定部で0.11～0.19 mm である．レーザーシート光は燃焼室の前に設置したハーフミラーにより２つに分け、１つのレーザーシートはそのままスクリーンに投影する．スクリーンからの散乱光は撮像管（C2741-07, 浜松ﾎﾄﾆｸｽ）により撮影し，レーザーシートの高さ方向のエネルギー強度分布を測定した．　このデータはレーザーのショット毎のエネルギーのばらつきの補正，およびレーザーシートのエネルギー強度の空間分布の補正に用いた．もう一方のシート光を燃焼室内に設置されたプリズムを介して，噴口から50～90 mm の領域に噴霧中心軸を含むように入射した．シリコンオイル微粒子群からの散乱光は，シート光入射方向に対し90°の方向からスチルカメラ（FE2, ﾆｺﾝ）またはＣＣＤカメラ（TI-22AⅡ,NEC;378x485 pixels, S/N=50 dB）により撮影した．フィルムにはﾈｵﾊﾟﾝ400ﾌﾟﾚｽﾄ（ASA400,富士ﾌｨﾙﾑ）を用いた．

実験には，ボア200 mm，ストローク560 mm，圧縮比14.7で上死点での燃焼室形状が直径 196 mm，厚さ 40 mm のパンケーキ型である大型急速圧縮装置[9] を用いた．燃料噴射には，ほぼ定圧噴射を行える電磁油圧制御式単発高圧噴射装置[10] を用いた．

表３－２に燃料噴射条件と雰囲気条件を示す．ノズルには噴口径ｄ0 が0.15 mmと0.2 mm，L/d0= 4 の単口ホールノズルを使用した．噴射圧力Ｐinj は29 - 140 MPa の範囲で変化させた．雰囲気気体には窒素を使用し，雰囲気密度 $\rho g$ は非蒸発噴霧と蒸発噴霧の実験で等しくした．図３－２下段に本手法により得られた蒸発噴霧内燃料蒸気濃度の可視化画像を示す。上段は未蒸発液相部の背景散乱光画像である。

**３．２．３　シリコンオイル粒子散乱法の検討**　　シリコンオイル微粒子群からの散乱光強度Ｉsca は散乱係数Ｑsca と粒子１個当たりの投影面積と粒子数密度Ｎの積に比例する．散乱係数は粒径の関数であり，図３－３にMie の散乱理論により計算した光の入射方向に対し90°の方向における散乱係数の粒径パラメータ $\alpha$（$\equiv \pi \cdot d / \lambda$）に対する変化を示す．また散乱光強度に比例する数値 $Q_{sca} \times \alpha^2$ も破線でプロットした．シリコンオイルの屈折率は1.4 とした．蒸発前の燃料粒子の平均粒径を20 $\mu$mと仮定すると，基準燃料が全て蒸発した後の残留シリコンオイル粒子の平均粒径は4.2 $\mu$m となる．従って，シリコンオイル微粒子は粒径パラメータで $0<\alpha<74$の範囲に存在すると考えられる．図３－３を見ると，$Q_{sca} \times \alpha^2$は $\alpha$ >30で$\alpha$の1.7 乗に比例する事が分かる．シリコンオイル微粒子の局所質量濃度がその位置の燃料蒸気の質量濃度に比例しているならば，燃料蒸気濃度を知るためには，シリコンオイル微粒子の質量濃度（$\propto \alpha^3 \times N$）を測定すれば良い．しかし図３－３に示されるように散乱光強度は $\alpha^{1.7} \times N$に比例するので，シリコンオイル粒子群の粒径が均一でない限り散乱光強度分布は燃料蒸気濃度分布に比例しないことになる．

シリコンオイル微粒子群からの散乱光強度分布が燃料蒸気濃度分布と関係づけられるためには，以下の条件が全て満たされる必要がある．　(1) シリコンオイルの溶解が分裂，微粒化過程に影響を及ぼさない．　(2) 可視化領域において基準燃料は全て蒸発し，残留微粒子はシリコンオイルのみの単一成分系である．　(3) シリコンオイル微粒子は蒸気相の乱流運動に追従する．　(4) シリコンオイル微粒子の粒径が可視化領域内で均一である．　(5) シリコンオイル微粒子群による多重散乱が無視できる程小さい．

表３－２　実験条件

| Surrounding conditions | |
|---|---|
| Gas | $N_2$ |
| Pressure : $P_s$ | Non evap. spray : 1.5 MPa<br>Evap. spray : 3.5 MPa |
| Temperature : $T_s$ | Non evap. spray : 290 K<br>Evap. spray : 640 K |
| Density : $\rho_s$ | 17 kg/m$^3$ |
| Injection conditions | |
| Fuel | 0-solvent（n-$C_{12}H_{26}$:22%,<br>n-$C_{13}H_{28}$:54%,<br>n-$C_{14}H_{30}$: 22 %） |
| Nozzle orifice dia. : $d_0$ | 0.15, 0.20 mm |
| Nozzle length/$d_0$ : $L/d_0$ | 4 |
| Inj. pressure : $\Delta P_{inj}$ | 27 - 140 MPa |

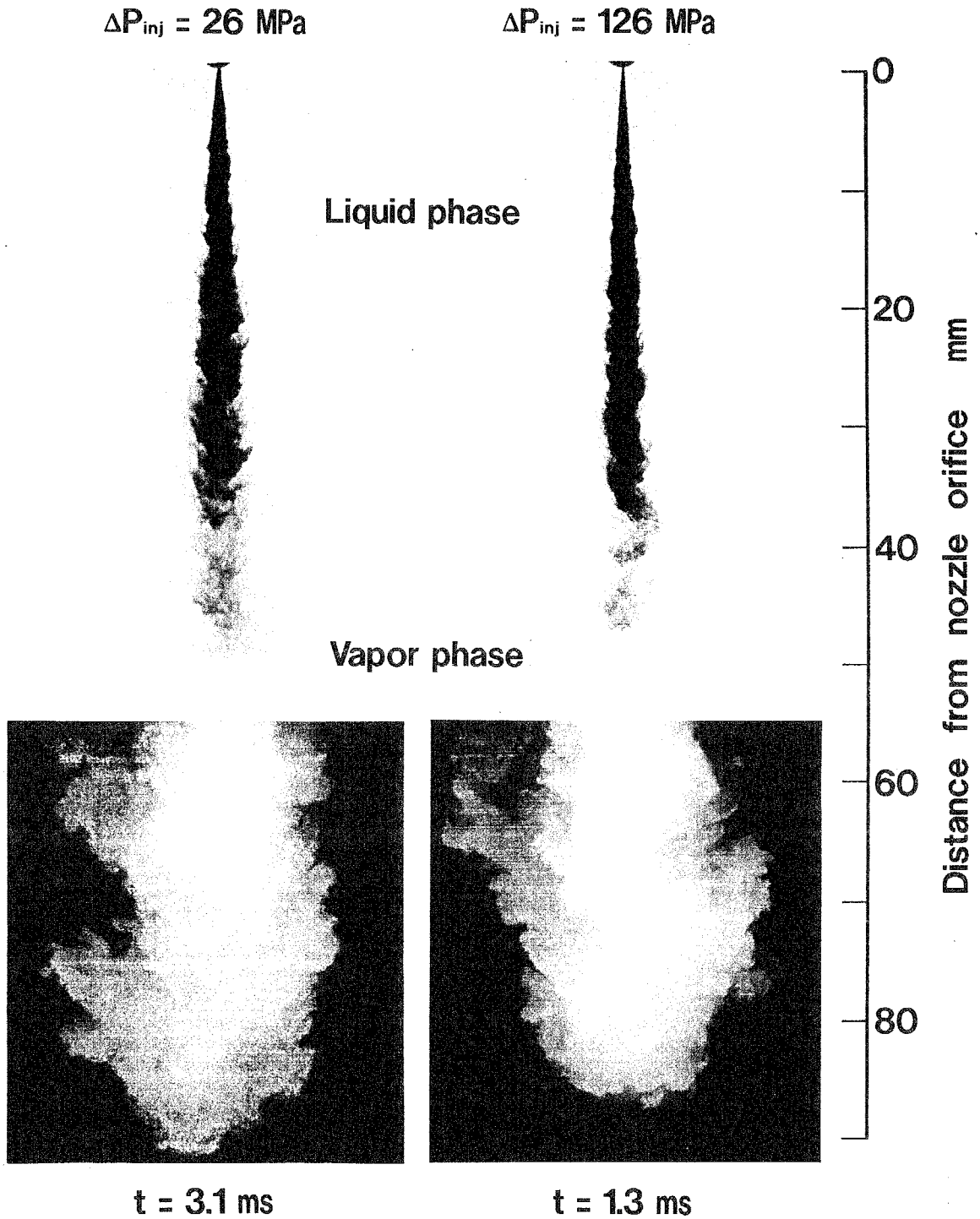



図３－２　シリコンオイル粒子散乱光法により可視化された
蒸発噴霧断面内の燃料蒸気濃度分布（下）と
未蒸発液相部の背景散乱光写真（上）

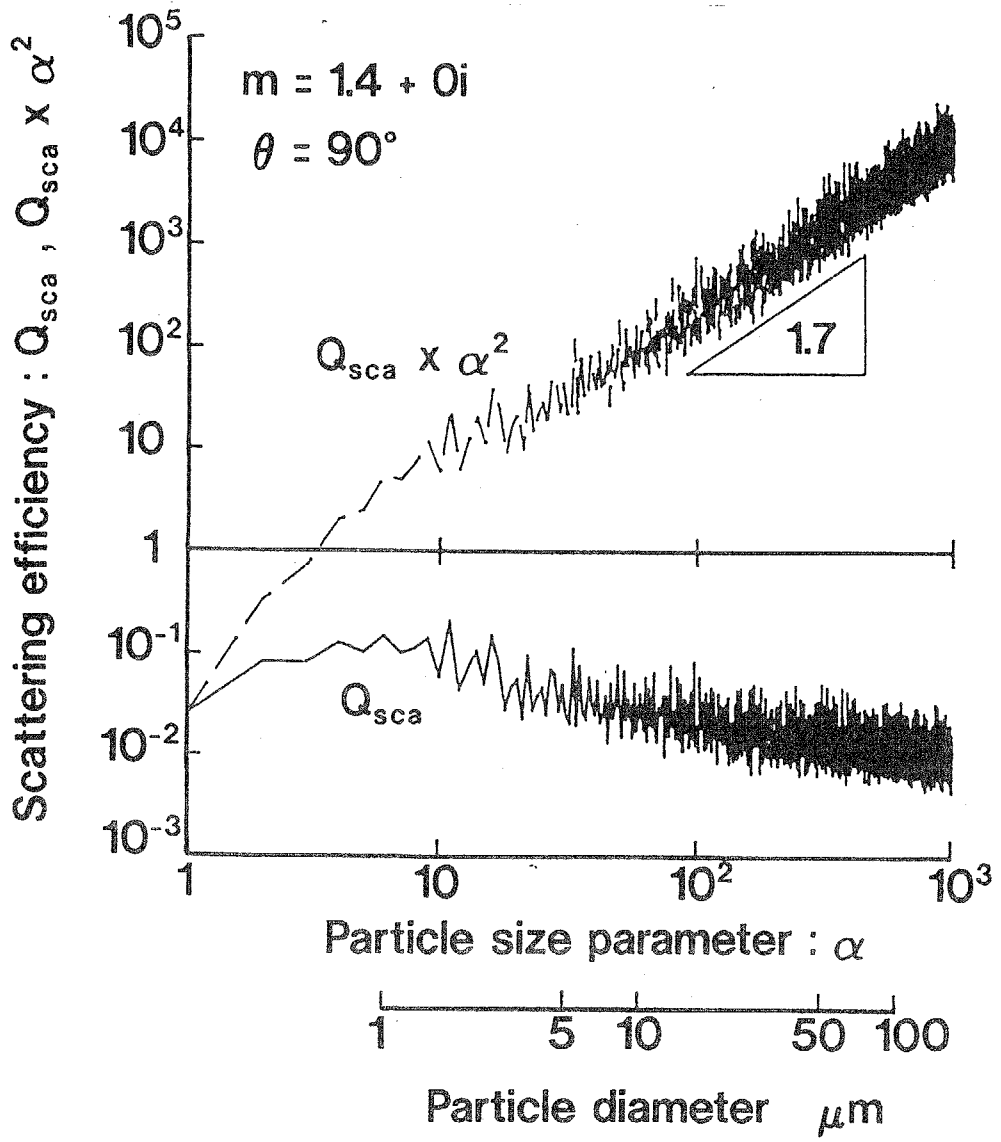



図３－３　粒径に対する散乱効率の変化

条件(1) についてシリコンオイルを溶解した事が燃料の分裂，微粒化機構に及ぼす影響を調べるために，透過光減衰法[11] を用いて，基準燃料とシリコンオイルを1 %及び10 %溶解した２種類の混合燃料について非蒸発噴霧の影写真から噴霧全体に対するザウタ平均粒径を測定した．図３－４に結果を示す．測定条件は，噴口径$d_0$＝0.15 mm,燃料噴射量Mf＝12 mg，雰囲気密度$\rho g$＝10 kg/m$^3$，雰囲気温度Tg＝ 290 Kであり，$D_{32}^*$ は噴射終了から1 ms後における噴霧全体のザウタ平均粒径，$\Delta P_{inj}$ は噴射圧力と雰囲気圧力との差圧をそれぞれ表す．図を見ると，シリコンオイルを質量比で10 %まで溶解しても噴霧のザウタ平均粒径は，基準燃料を噴射した場合に比べほとんど変化しない事が分かる．

条件(2) については，基準燃料（0号ｿﾙﾍﾞﾝﾄﾞ）のみを噴射した場合と混合燃料（ｼﾘｺﾝｵｲﾙ:10 %）を噴射した場合の噴霧に対し，同じ光学系で撮影を行い，得られた２つの画像を比較して検討した．図３－５に２種類の燃料による蒸発噴霧の噴口から50～90 mm の領域における２次元断面画像を示す．左側の基準燃料のみを噴射した場合の画像を見ると，噴口から50 mm より下流の領域では散乱光が検出されず，従って液相部が存在しない事が分かる．一方，混合燃料を噴射した場合の右側の画像を見ると，気相中の浮遊微粒子群からの散乱光がはっきりと観察出来る．この結果より噴口から50 mm より下流の領域では基準燃料は蒸発を完了し，残留液滴はシリコンオイルのみで構成されていると考えられる．

条件(3) については，定常乱流場における単一粒子の運動方程式を解析したHjelmfelt とMockros の方法[12]を用いてシリコンオイル微粒子の乱流運動に対する追従性を評価した．計算では，シリコンオイル微粒子の粒径を4.2 $\mu$m と仮定した．計算の結果，2 kHz の乱流運動に対する粒子速度の気相流速に対する振幅比は0.92であり，両者の速度位相差は-0.31 rad.であった．従って粒径4.2 $\mu$m のシリコンオイル微粒子は2 kHz までの乱流運動に追従するといってよい．

条件(4),(5) については，噴霧断面のシリコンオイル微粒子からの散乱光画像と蛍光画像の同時撮影を行い，両画像の相関を調べる事によりシリコンオイル粒子散乱法を総括的に評価した．

**３．２．４　シリコンオイル粒子散乱法と蛍光法との比較**　燃料には，基準燃料（0号ｿﾙﾍﾞﾝﾄﾞ）：98 %，シリコンオイル： 1 %，及びﾃﾄﾗﾒﾁﾙﾌｪﾆﾚﾝｼﾞｱﾐﾝ（TMPD）： 1 %の混合燃料を用いた．この混合燃料を高温，高圧窒素雰囲気中に噴射し，蒸発噴霧中にNd:YAGレーザーの第３高調波（波長: 355 nm）のシート光を入射すると，燃料蒸気中に含まれるTMPDからは波長398 nmに最大値を有する蛍光が発せられ，シリコンオイル微粒子群からは波長355 nmの弾性散乱光が発せられる．　Meltonら[7] は燃料蒸気の光学厚さが十分に薄い場合にはTMPDの蛍光強度分布が燃料蒸気濃度分布にほぼ比例するとしている．撮影光学系は図３－１に示したものとほぼ同じであり，蛍光画像と散乱光画像の分離にはＣＣＤカメラの前に設置されたダブルプリズムと中心波長が各々355 nm（散乱光用），398 nm（蛍光用）の干渉フィルタを用いた．図３－６にTMPDの蛍光波長特性と使用した２枚の干渉フィルタの波長透過特性を示す．

図３－７に噴射差圧が$\Delta P_{inj}$ ＝28 MPaの場合の蛍光画像（左）と散乱光画像

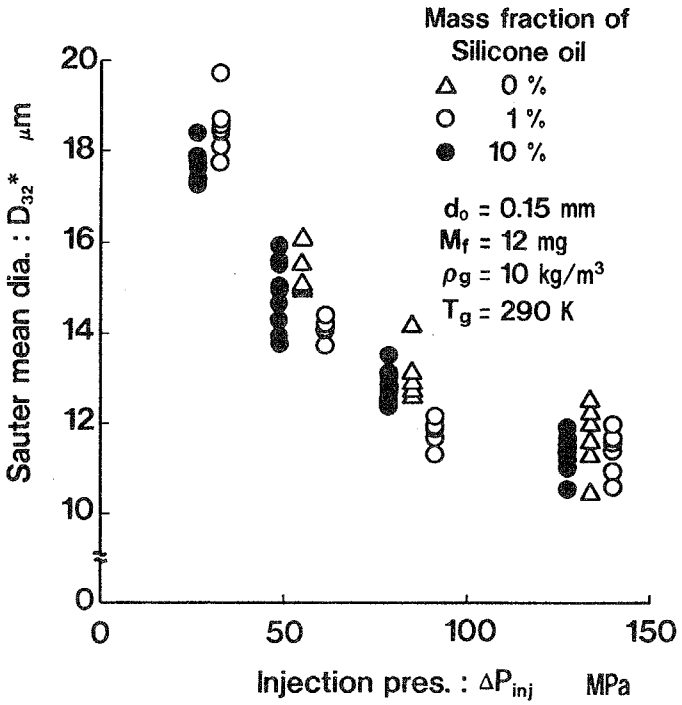



図３－４　混合燃料と基準燃料の微粒化特性の比較

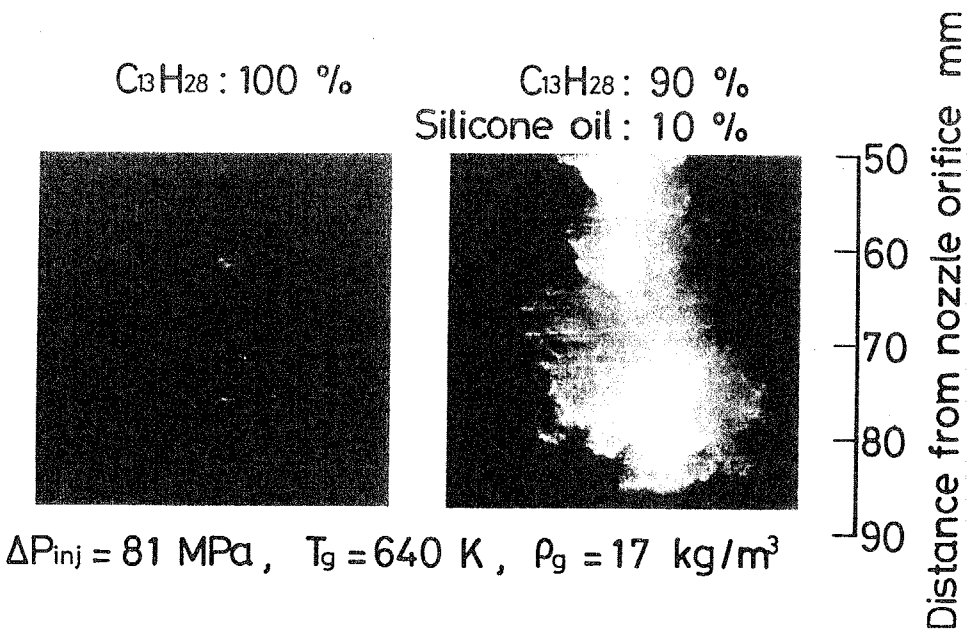



図３－５　基準燃料（左）と混合燃料（右）を噴射した場合の散乱光画像の比較

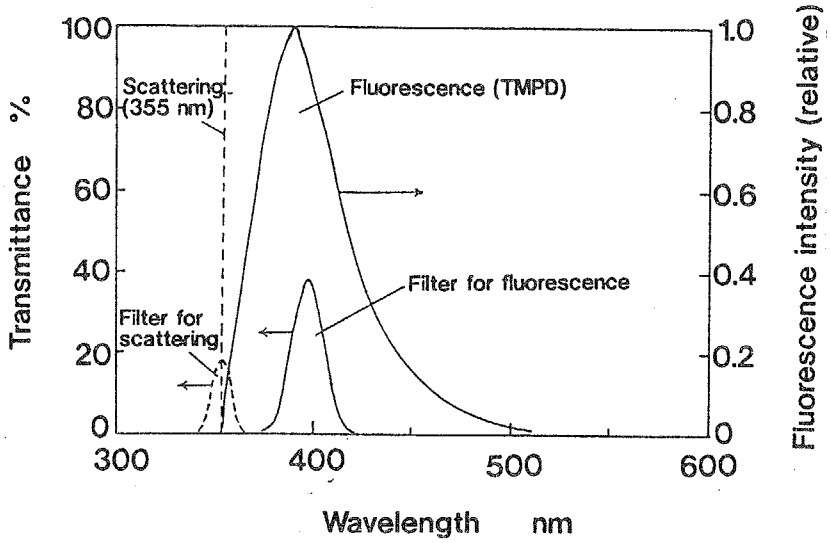



図３－６　TMPDの蛍光スペクトルと光学フィルタの透過特性

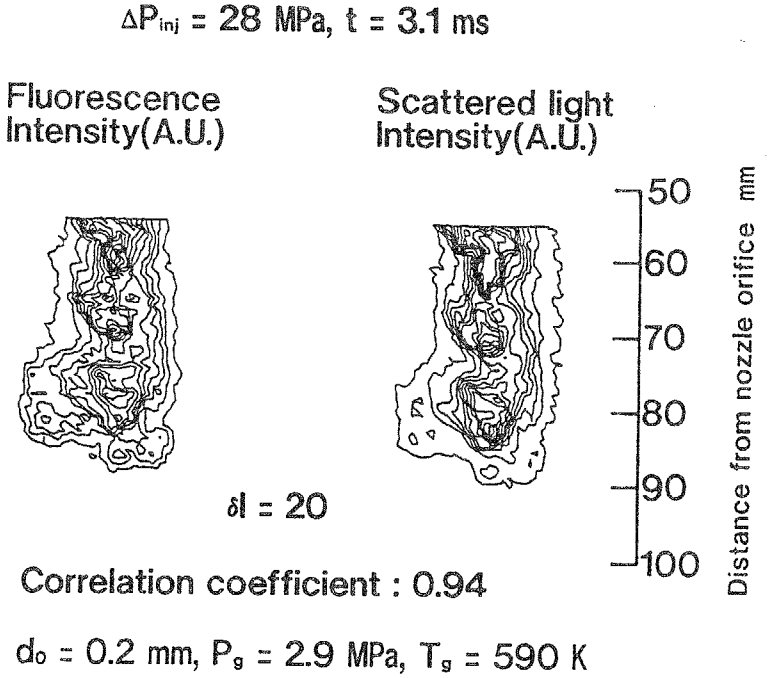



図３－７　噴霧断面からの蛍光画像（左）と散乱光画像（右）

（右）の等強度線図を示す．撮影時期は燃料噴射量が12 mg となる時刻に設定した．図中δＩは等強度線間の光強度の差を表す．両強度分布を比較するとシリコンオイル微粒子からの散乱光画像とTMPDからの蛍光画像は，強度分布の形状，大きさ，極値を示す位置などがほぼ一致している．

散乱光強度分布と蛍光強度分布の対応度を定量的に評価するため，両画像内の同じ位置における蛍光強度と散乱光強度をそれぞれ縦軸，横軸にとり蛍光強度と散乱光強度の相関図を作成した．図３－８に図３－７の蛍光強度分布と散乱光強度分布の相関図を示す．蛍光強度，散乱光強度は画像全体の平均強度（$\bar{I}$） と強度分布の標準偏差（$\sqrt{\overline{(I-\bar{I})^2}}$） で次式により正規化した．

$$I' = \frac{I-\bar{I}}{\sqrt{\overline{(I-\bar{I})^2}}} \qquad (3\text{-}1)$$

図中，Ｒは相関係数を表している．また，表３－３には各噴射圧力に対する蛍光・散乱光画像間の相関係数を示した．表中ｔは撮影時刻，Ｎｄ は処理データ数をそれぞれ表す．これらの結果より噴射圧力が27～131 MPa の広い範囲でシリコンオイル微粒子からの散乱光強度分布と燃料蒸気中のTMPDからの蛍光強度分布の間には相関係数で0.92以上の強い相関がある事が分かった．相関係数が１にならない主な原因としてはシリコンオイル微粒子が蒸気相の乱流運動に十分追従していない事，可視化領域内のシリコンオイル微粒子の粒径分布が均一でない事が考えられる．

本可視化法の特徴は，近似的ではあるが燃料蒸気濃度分布を簡便な光学系で測定できる事，雰囲気の温度と圧力の影響が小さい事，雰囲気中に酸素が少量ならば存在しても良い事などである．

## ３．３．蒸発噴霧と非蒸発噴霧の構造の比較

本節では，シリコンオイル粒子散乱法を用いて，蒸発噴霧の構造を調べるとともに，同噴射条件下の非蒸発噴霧の構造[13,14,15] との比較を行っている．

図３－９に噴口から55～ 95 mmの領域における蒸発噴霧（下段）と非蒸発噴霧（上段）の断面散乱光写真を示す．撮影時刻は，各噴射圧力において燃料噴射量が12 mg となる時期である．

非蒸発噴霧の画像を観察すると噴霧表面は比較的滑らかであり，燃料粒子群が筋状に集まって層状構造を成している．一方，蒸発噴霧の場合は噴霧表面は非蒸発噴霧と異なり不規則な凸凹形状に覆われ，非蒸発噴霧の場合に観察された比較的細かい筋状構造はなく，散乱光の空間的な不均一はより大きなスケールで生じている．

図３－１０，図３－１１に撮影された非蒸発噴霧および蒸発噴霧の断面散乱光画像より求めた噴霧中心軸上での散乱光強度分布を示す．噴射圧力はΔＰinj＝51 MPa であり，同条件下のデータを３個ずつ示した．散乱光強度は平均値で無次元化してある．両者を比較すると，噴霧先端部において非蒸発噴霧の場合には散乱光強度が高くなっているのに対し，蒸発噴霧では逆に散乱光強度が低くなっている．また全

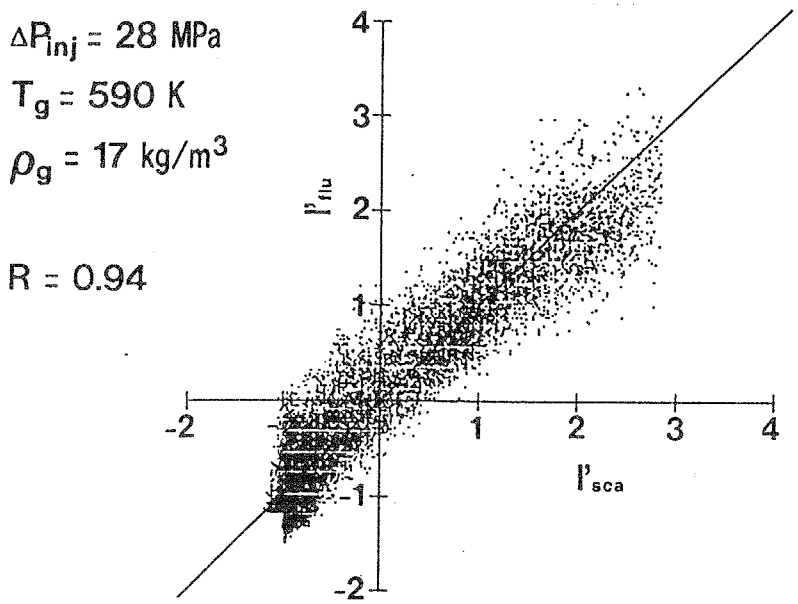
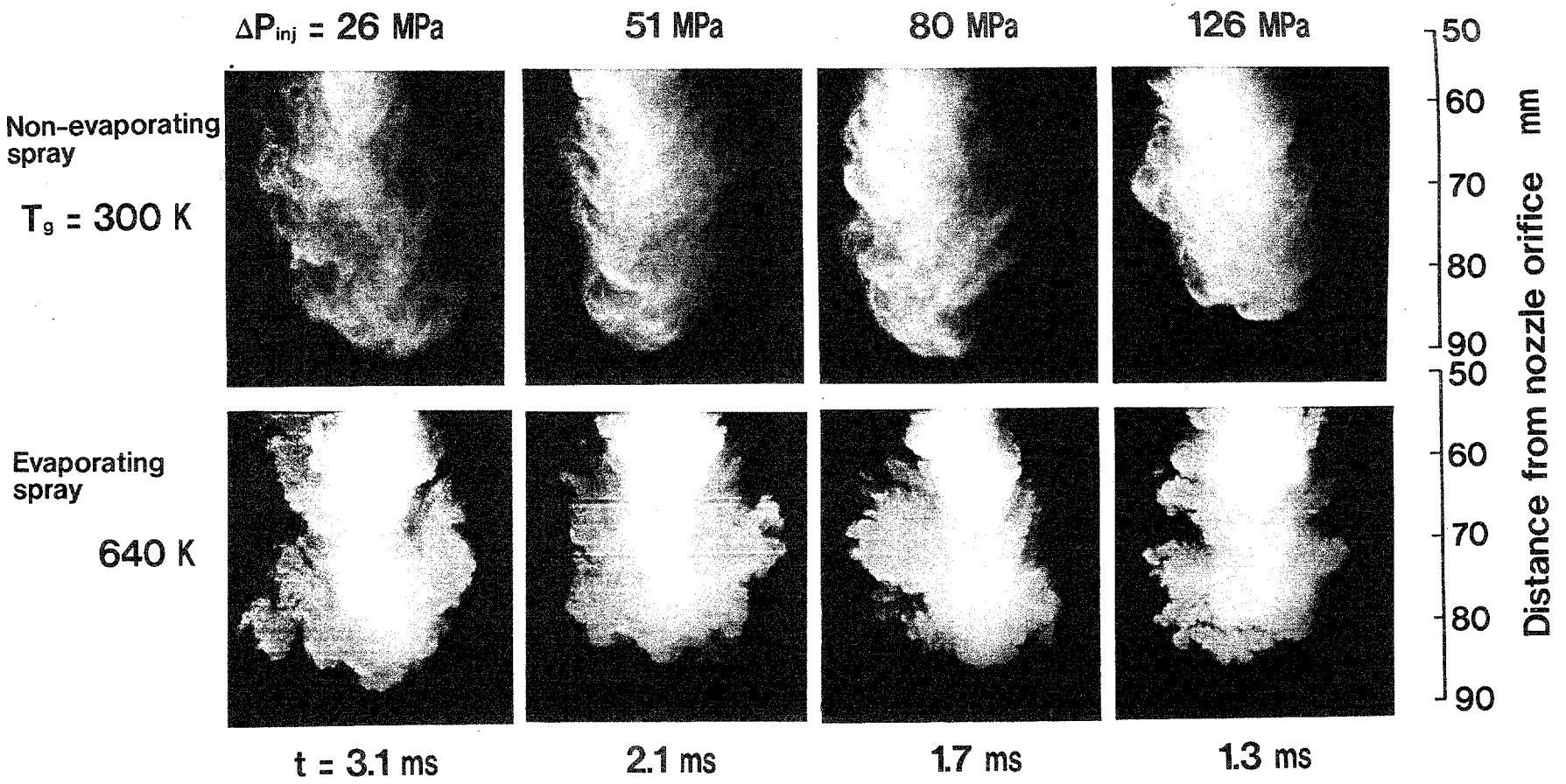



図３－８　散乱光強度分布と蛍光強度分布の相関図

表３－３　散乱光強度と蛍光強度分布の相関

| $\Delta P_{inj}$ [MPa] | t [ms] | $N_d$ | R |
|---|---|---|---|
| 27 | 3.1 | 5 | 0.92 |
| 52 | 2.1 | 4 | 0.93 |
| 82 | 1.6 | 5 | 0.92 |
| 131 | 1.3 | 4 | 0.94 |




$d_o$ = 0.2 mm, $\rho_g$ = 17 kg/m$^3$

Fuel : $C_{13}H_{28}$(99 %) + Silicone oil(1 %)

図３－９　蒸発噴霧（下）と非蒸発噴霧（上）の断面可視化写真

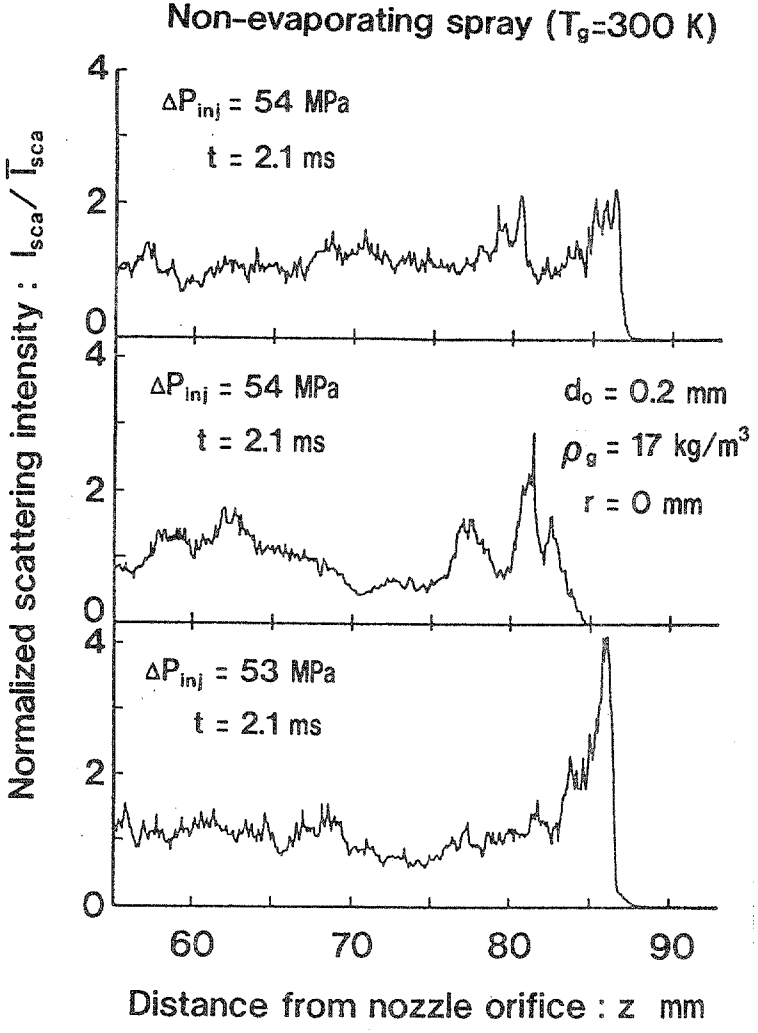



図３－１０　非蒸発噴霧の中心軸上での散乱光強度分布

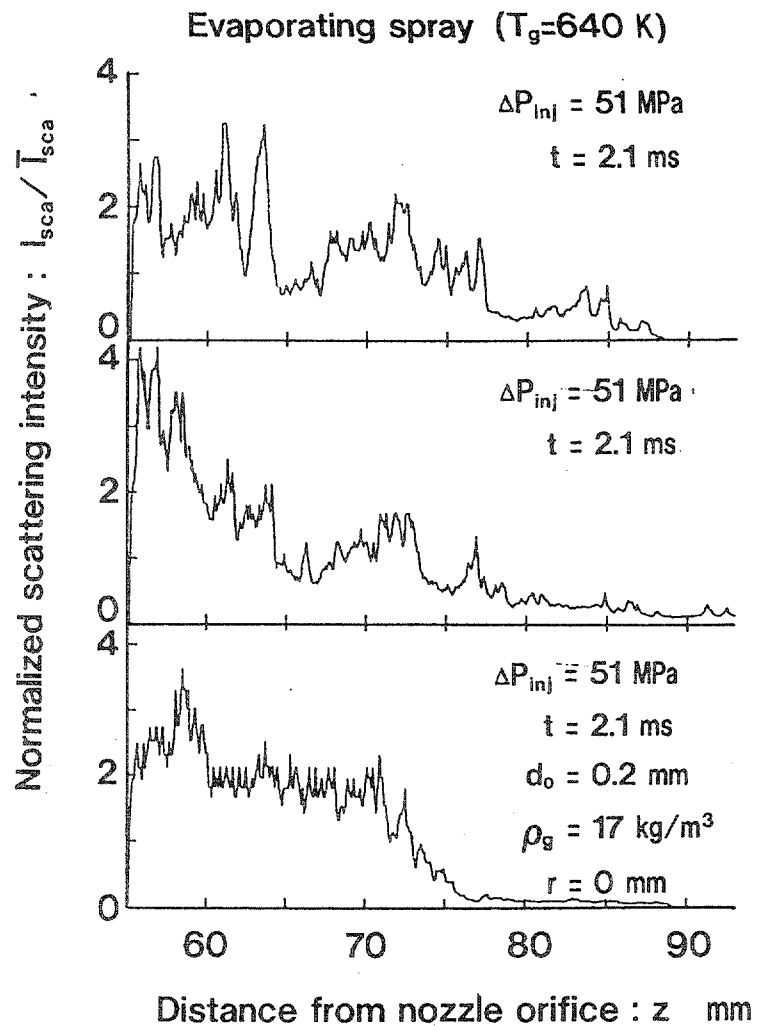



図３－１１　蒸発噴霧の中心軸上での散乱光強度分布

体的に蒸発噴霧の方が散乱光強度の変動が急激で変動のスケールも大きい．このように非蒸発噴霧断面内の燃料粒子群からの散乱光強度の分布は蒸発噴霧断面内の燃料蒸気濃度分布と大きく異なる事が分かる．　この原因の１つとして非蒸発噴霧内の燃料粒子群と蒸発噴霧内のシリコンオイル粒子群の拡散係数の違いが考えられる．Chung ら[16]は気相中の粒子群の拡散過程がストークス数（流れに対する粒子の応答時間／流れの時間スケール）に強く支配される事を離散渦法による数値実験により示している．ストークス数が小さいほど粒子群の拡散係数は気体の拡散係数に近くなる．両噴霧内の粒子群についてストークス数を見積もると，非蒸発噴霧内の燃料粒子群のストークス数は蒸発噴霧内のシリコンオイル粒子群のストークス数の約４０倍であり，この差が蒸発噴霧と非常発噴霧の構造の違いを生じさせたとものと推定される．

### ３．４．シリコンオイル粒子散乱光法による蒸発噴霧内燃料蒸気濃度の２次元定量測定

３．２．４節における蛍光法との同時計測により，シリコンオイル微粒子からの散乱光強度分布は燃料蒸気濃度分布を近似的に表していることが示された．本節では，この手法を発展させ，蒸発噴霧の燃料蒸気濃度分布の２次元定量測定を試みる．

**３．４．１　燃料蒸気濃度の定量化**　　可視化光学系は図３－１と同一であり，可視化領域は噴口から60-100 mm の領域である．シリコンオイル微粒子が浮遊した蒸発噴霧内に入射したレーザーシート上にＣＣＤカメラの１ピクセル当りの測定微小体積ΔVを考える．　シリコンオイル微粒子群の光学厚さが十分薄い場合，この微小体積ΔV中のシリコンオイル微粒子群からの散乱光エネルギー，$\Delta E_{sca}$，はMieの散乱光理論により次式のように表される．

$$\Delta E_{sca} = I_0 \times \frac{\pi}{4} \times D_{32,si}^2 \times \overline{Q}_{sca,si} \times N_{si} \times \Delta V \qquad (3\text{-}2)$$

ここで，$I_0$，はレーザーシート光の単位断面積当りのエネルギー，$D_{32,si}$，はシリコンオイル微粒子のザウタ平均粒径，$\overline{Q}sca,si$，はシリコンオイル微粒子群の光の入射方向に対し90°方向の散乱効率，$N_{si}$，はシリコンオイル微粒子群の数密度である．ΔV中のシリコンオイル微粒子群からの散乱光をＣＣＤカメラで撮影し得られた出力，$\Delta E_{CCD}$，は$\Delta E_{sca}$に比例する．　またスクリーン上に投影されたレーザーシート光を撮像管で撮影し得られた出力，$\Delta E_{0,CCD}$，は，$I_0$，に比例する．　従って，ＣＣＤカメラにより撮影された散乱光画像の出力を，撮像管により撮影されたシート光強度分布画像の出力で割った値，$I_{CCD}$，は比例定数$\alpha$を用いて次式により与えられる．

$$I_{CCD} = \alpha \times \frac{\Delta E_{CCD}}{\Delta E_{0,CCD}} = \frac{\pi}{4} \times D_{32,si}^2 \times \overline{Q}_{sca,si} \times \Delta V \times N_{si} \qquad (3\text{-}3)$$

$\kappa \equiv \alpha / \Delta V$と定義すると．シリコンオイル微粒子群の数密度，$N_{si}$，は次式で表さ

れる.

$$N_{si} = \frac{4 \cdot \kappa \cdot I_{CCD}}{\pi \cdot D_{32,si}^2 \cdot \overline{Q}_{sca,si}} \tag{3-4}$$

$\kappa$は検出器，光学系の感度に依存する装置定数であり，次節で述べる検定実験により定めた．燃料蒸気濃度，$C_f$，とシリコンオイル微粒子群の数密度，$N_{si}$，の間には以下に示す関係がある．

$$C_f = \frac{\pi}{6} \times D_{32,si}^3 \times \rho_{si} \times \left( \frac{1.0 - X_{si}}{X_{si}} \right) \times N_{si} \tag{3-5}$$

ここで，$\rho_{si}$，はシリコンオイルの密度，Xsi，は混合燃料中のシリコンオイルの質量割合である．式(3-4)を代入すると燃料蒸気濃度は以下のように書き表す事が出来る．

$$C_f = \frac{2}{3} \times \frac{\kappa \cdot I_{CCD} \cdot D_{32,si} \cdot \rho_{si}}{\overline{Q}_{sca,si}} \times \left( \frac{1.0 - X_{si}}{X_{si}} \right) \tag{3-6}$$

もしシリコンオイル微粒子の粒径が与えられるなら，式(3-6)により燃料蒸気濃度をＣＣＤカメラの出力値より定量化することが出来る．そこで以下の仮定を用いてシリコンオイル微粒子の平均粒径を求めた．　１）燃料液滴１個から１個のシリコンオイル微粒子が生成される．　２）初期分裂後の燃料液滴のザウタ平均径は，同噴射条件下の非蒸発噴霧全体に対するザウタ平均径　に等しい．　これらの仮定によりシリコンオイル粒子のザウタ平均径，$D_{32,si}$，は次式で与えられる．

$$D_{32,si} = \left\{ \frac{\rho_f}{\rho_{si}} \left( \frac{X_{si}}{1.0 - X_{si}} \right) \right\}^{1/3} \times D_{32,NE} \tag{3-7}$$

ここで，$\rho_f$，は混合燃料の密度である．非蒸発噴霧の全体に対するザウタ平均粒径，$D_{32,NE}$，は透過光減衰法による測定で得られた以下の実験式[17]により与える．

$$D_{32,NE} = 47 \times d_0 \times \mathrm{Re}^{-0.50} \times \left( \frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{0.25} \tag{3-8}$$

ここで，$d_0$，は噴口径，$\rho_g$，は周囲気体の密度，Re，は噴口における噴出流体のレイノルズ数をそれぞれ示している．　表３－４に噴射圧力が$\Delta P_{inj}$＝ 54，140 MPaの場合の，$D_{32,NE}$，$D_{32,si}$，粒径パラメーター$\alpha = \pi \times D_{32,si}/\lambda$，およびと抜山・棚沢の粒径分布[18]を仮定しMie散乱光理論により算出したシリコンオイル微粒子の90°方向の散乱効率，$\overline{Q}_{sca,si}$，を示す．なお散乱効率の計算では，検出半角として実際の撮

表３－４　蒸発噴霧中のシリコンオイル微粒子群の散乱効率

| $\Delta P_{inj}$ [MPa] | $D_{32,NE}$ [$\mu$m] | $D_{32,si}$ [$\mu$m] | $\alpha$ | $\bar{Q}_{sca,si}$ |
|---|---|---|---|---|
| 54 | 18 | 3.6 | 21 | $6.63 \times 10^{-6}$ |
| 140 | 13 | 2.6 | 15 | $7.33 \times 10^{-6}$ |

検出半角：$\theta$ = 0.38°，入射光波長：$\lambda$ = 533 nm

影に用いた光学系の検出半角$\theta$＝0.38°を用いた．これらの平均粒径，散乱効率と式(3-6)，式(3-7)，式(3-8)を用いて燃料蒸気濃度の定量化を試みた．

**３．４．２　ガラスビーズ懸濁液による検定実験**　式(3-6)中の装置定数$\kappa$を決定するために，噴霧を撮影する場合と全く同一の光学系を用いて，粒径，数密度が既知のガラスビーズ懸濁液の散乱光画像を撮影し，ＣＣＤカメラの出力，$I_{CCD}$，と散乱断面積密度の関係を検定した．　ガラスビーズ懸濁液はガラスビーズ（MB15>,MB15-18,UB24M;　ユニオン）をエタノールに混ぜポンプにより循環することで形成した．この時ガラスビーズのエタノールに対する相対屈折率は，シリコンオイルの空気に対する相対屈折率に等しい．流路の途中に流路断面が10mm x 10 mm の正方形，長さが40 mmの４面透過型石英セルを接続し測定部とした．石英セルの１面よりレーザーシート光を入射し，セル内を流れるガラスビーズからの散乱光は入射方向に対し90°の方向よりＣＣＤカメラで撮影した．　ガラスビーズには平均径が異なる３種類のものを用いた．　図３－１２，図３－１３に用いたガラスビーズの粒径分布をヒストグラムとして示す．　表３－５にこれらの粒径分布から求めた各ガラスビーズのザウタ平均径，$D_{32,g}$，粒径パラメータ$\alpha=\pi\times D_{32,g}/\lambda$と散乱効率，$\overline{Q}_{sca,g}$，を示す．　ガラスビーズ懸濁液の数密度，$N_g$，はガラスビーズの混入量を変えることで変化させた．

図３－１４にガラスビーズ懸濁液の散乱光画像の例を示す．ガラスビーズのザウタ平均粒径は $D_{32,g}$ ＝9.6 $\mu$m，数密度は$N_g$ ＝1.8 x $10^{11}$ $m^{-3}$ の場合を示した．　この条件で得られる散乱光強度は，噴霧のシリコンオイル散乱光画像中で最大の散乱光強度にほぼ等しい．　図３－１４にはＣＣＤカメラの出力をレーザーシート光強度分布で補正した値，$I_{CCD}=\Delta E_{CCD}/\Delta E_{0,CCD}$，をｘ方向に加算し平均した，$\overline{I}_{CCD,x}$，のｙ方向分布と，ｙ方向に平均をとった，$\overline{I}_{CCD,y}$，のｘ方向分布も合わせて示す．散乱光画像を見るとセルの下方で散乱光が弱くなっているが，これは入射レーザーシートの強度が下方で弱いためで，これを補正した，$\overline{I}_{CCD,x}$，のｙ方向分布を見るとほぼ平坦な分布になっていることが分る．　次に$\overline{I}_{CCD,y}$のｘ方向分布についてみると，レーザーの入射方向に対し、散乱光強度の減衰は見られず，光学厚さが十分薄いことが分る．先に述べたように実際の噴霧ではこの条件より光学厚さが薄い領域が大部分を占めるため，得られた噴霧のシリコンオイル粒子散乱光画像に対し，レーザー光の入射方向に対する減衰の補正を行う必要がない事が分った．

図３－１５にガラスビーズ懸濁液の散乱光画像から求めた$I_{CCD}$と散乱断面積密度，$\frac{\pi}{4}\cdot D_{32,g}^2\cdot\overline{Q}_{sca,g}\cdot N_g$，の関係を示す．　各シンボルは５個のデータの平均値を示し，シンボルの上に描かれた横棒の間隔は標準偏差の２倍の値を示している．　実線は最小２乗法により得られた回帰直線である．　図３－１５より散乱断面積密度が4 x $10^{-5}$ $m^{-1}$ 以下ではＣＣＤカメラの出力と散乱断面積密度は正比例の関係にあることが確認できる．このことは散乱断面積密度が4 x $10^{-5}$ $m^{-1}$ 以下ではレーザーシートとＣＣＤカメラの間に存在するガラスビーズあるいはシリコンオイル微粒子による多重

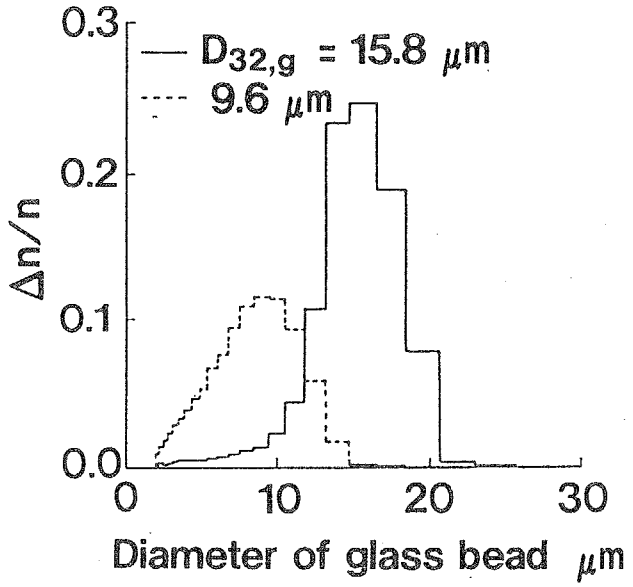



図３－１２　ガラスビーズの粒径分布ヒストグラム（$D_{32,g}$ = 9.6, 15.8 μm）

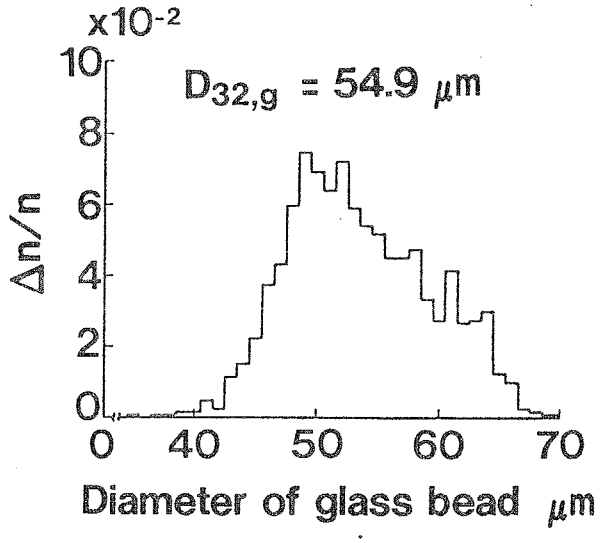



図３－１３　ガラスビーズの粒径分布ヒストグラム（ D32,g = 54.9 μm ）

表３－５　ガラスビーズ粒径，散乱効率

| $D_{32,g}$ [μm] | $\alpha$ | $\overline{Q}_{sca,g}$ |
|---|---|---|
| 9.6 | 56 | 2.46 x $10^{-6}$ |
| 15.8 | 93 | 2.37 x $10^{-6}$ |
| 54.9 | 324 | 1.05 x $10^{-6}$ |

検出半角：$\theta$ = 0.38°，入射光波長：$\lambda$ = 533 nm

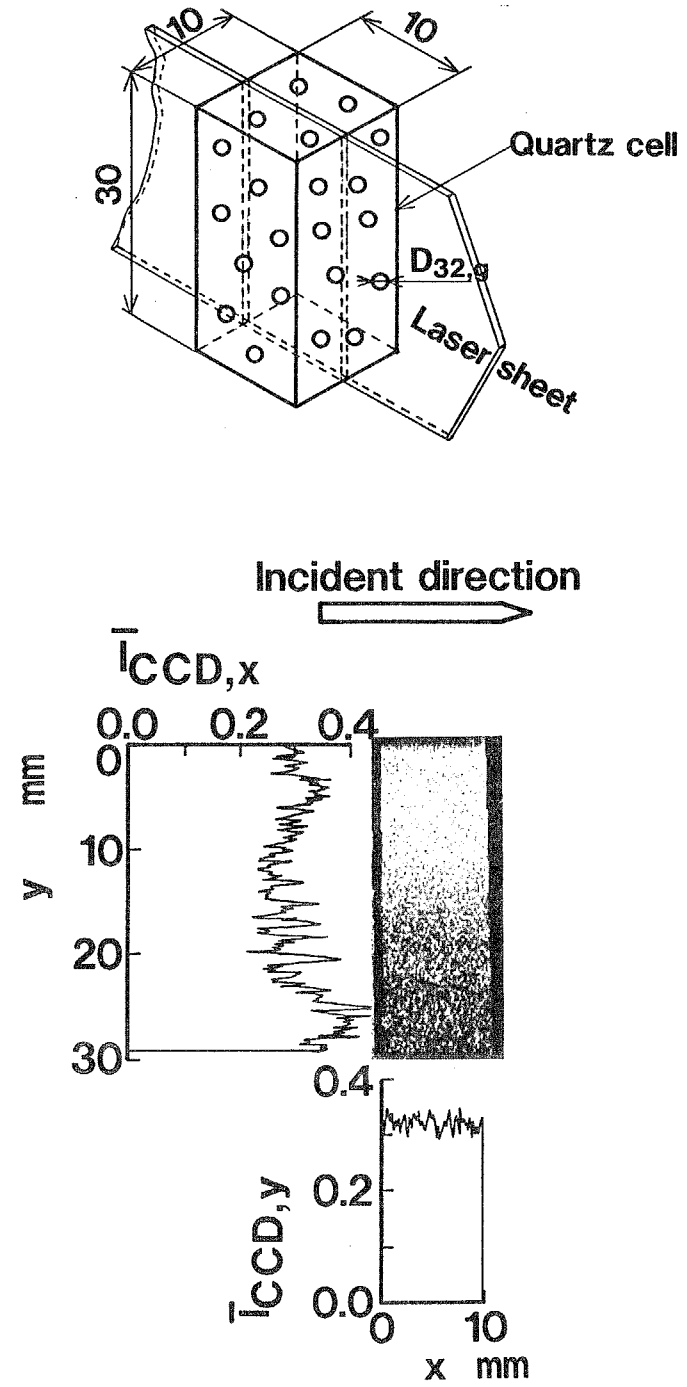



図３－１４　ガラスビーズ懸濁液からの散乱光画像

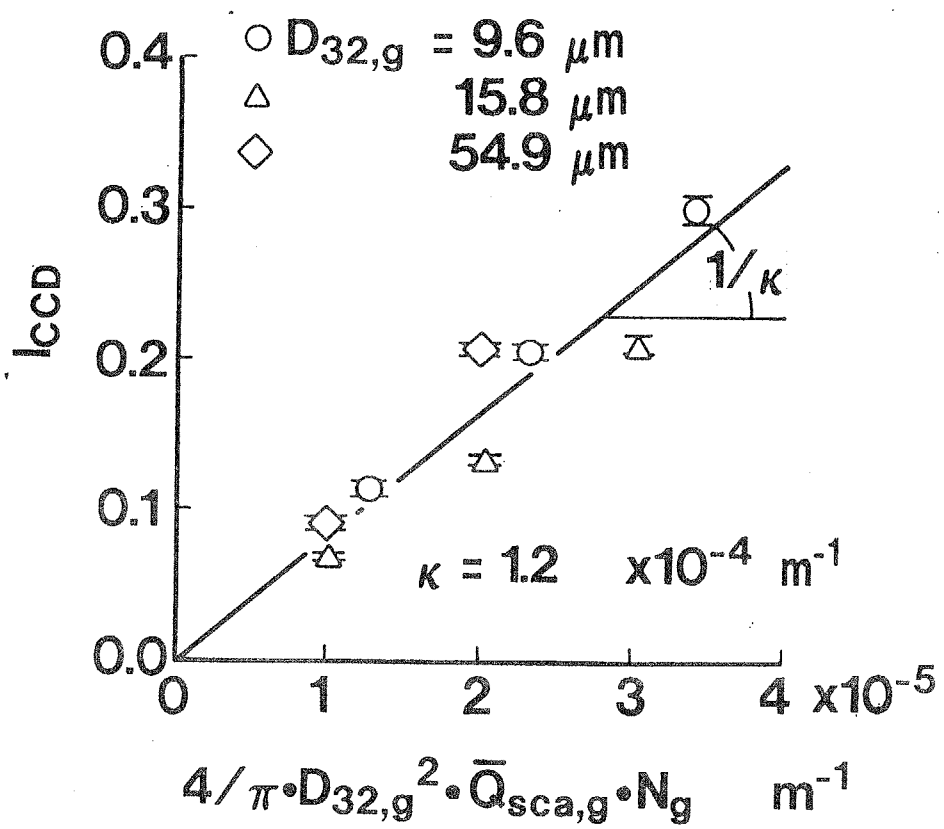



図３－１５　無次元化したCCDカメラ出力と散乱断面積密度の関係

散乱が殆ど無視できる事を示している．この直線の傾きから装置定数$\kappa$を求めた結果，$\kappa = 1.209 \times 10^{-4}$ $m^{-1}$ となった．

**３．４．３　噴霧内燃料蒸気の総質量**　　シリコンオイル粒子散乱光法ではシリコンオイル粒子の粒径を仮定し，シリコンオイル微粒子からの散乱光強度から燃料蒸気濃度を求めている．この仮定の妥当性と測定の精度を評価するため，噴射終了後，基準燃料が全て蒸発したと考えられる時刻における噴霧の全縦断面内燃料蒸気濃度分布をシリコンオイル粒子散乱光法により計測し，噴霧の軸対称性を仮定することで噴霧内の燃料蒸気総質量，$M_{fSSI}$，を算出する．これを予めZeuch 法により測定しておいた同噴射条件での噴射量，$M_f$，と比較する事でこの測定法の妥当性を総合的に評価する事ができる．なお噴霧画像については同条件下で撮影した５つの画像を平均し軸対称性を高めた後，積分を行った．

図３－１６にシリコンオイル粒子散乱光法により得られた噴霧内燃料蒸気質量の噴射量に対する比を噴射終了からの時刻に対しプロットした．本来両者は一致しなければならないが，図３－１６を見るとシリコンオイル粒子散乱光法では燃料蒸気濃度をかなり低く見積もっている事がわかる．さらに時間が経過するに従いこの傾向は強まり，噴射終了後１msではシリコンオイル粒子散乱光法による測定蒸気濃度が実際の1/5 まで低下している．この原因はいくつか考えられるが，最も可能性が高い事にシリコンオイルの蒸発が考えられる．

撮影した時刻までに，溶解したシリコンオイルの内，質量分率でXsi,r のシリコンオイルが蒸発せずに残留するならば，$M_{fSSI}$ / $M_f$は次式で表す事ができる．

$$\frac{M_{fSSI}}{M_f} = X_{si,r}^{2/3} \times \frac{Q_{sca,r}}{Q_{sca,0}} \tag{3-9}$$

ここで，Qsca,o, Qsca,r, はそれぞれ蒸発する前のシリコンオイル微粒子の散乱効率，残留シリコンオイル微粒子の散乱効率を表す．(3-9) 式を用いて図３－１６の$M_{fSSI}$ / $M_f$より各時刻における残留シリコンオイルの質量分率，Xsi,r ，を算出した．図３－１７に残留シリコンオイルの質量分率の時間変化を示す．シリコンオイルの蒸発は基準燃料の蒸発が終了した後に開始されると考え，横軸には噴射開始からの時間，t ，から基準燃料液滴の寿命，$t_{fl}$ ，を差し引いた時間をとった．$t_{fl}$ ，については，この実験条件下で液相部の長さが40 mm である事から，噴射されてから噴口から40 mm の位置に燃料が達する時間を運動量準定常理論より算出し与えた．このグラフに示した実験条件では，$t_{fl}$ = 1.1 msとなった．さらにシリコンオイル微粒子の蒸発過程について考察するために，単一液滴に対する蒸発式を考える．シリコンオイルの単一液滴の蒸発に対する支配方程式は次式で表される[19]．

$$\frac{dM_{si}}{dt} = -\pi \cdot D_{si} \cdot \frac{D_{iff}}{R_{si} \cdot T_m} \cdot S_h \cdot P \cdot \ln\left(\frac{P - P_{si,0}}{P - P_{si,s}}\right) \tag{3-10}$$

ここで各記号は，Msi：シリコンオイル粒子の質量，Dsi：シリコンオイル粒径，

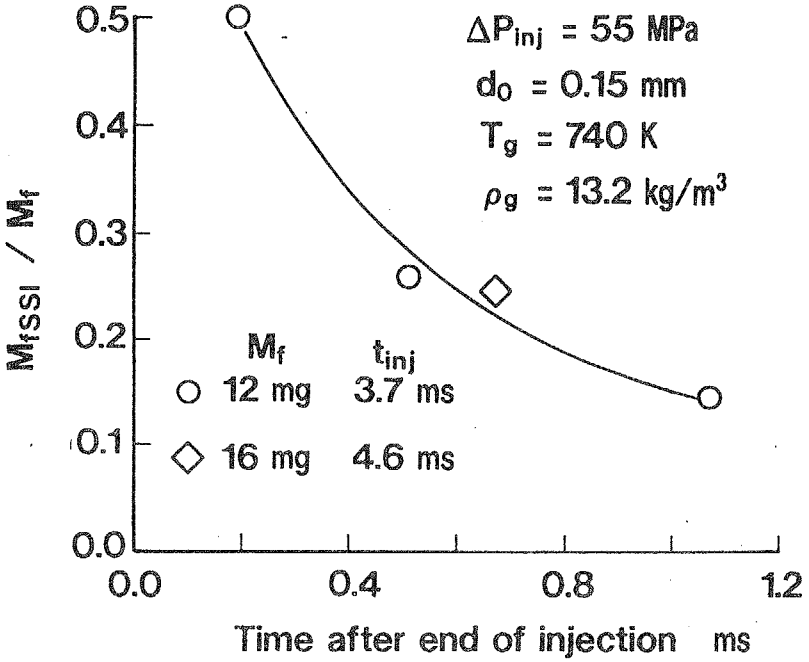



図３－１６　シリコンオイル粒子散乱光法により求めた
噴霧内燃料蒸気の総質量の時間変化

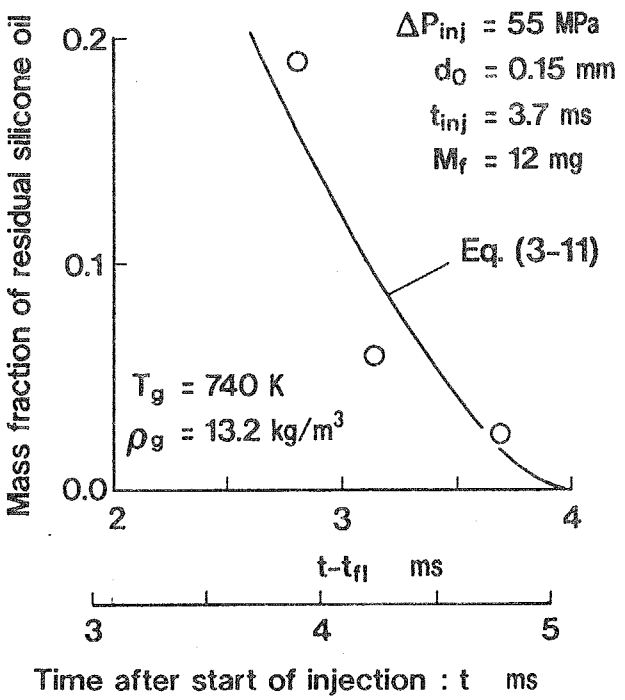



図３－１７　残留シリコンオイルの質量割合の時間変化

Diff：拡散係数，Sh：ｼｬｰｳｯﾄﾞ数，Rsi：シリコンオイル蒸気の気体定数，Psi,s ：液滴表面でのシリコンオイルの飽和蒸気圧，Psi,0 ：周囲雰囲気におけるシリコンオイル蒸気分圧，P ：雰囲気圧力，Tm：境界層内平均温度をそれぞれ表す．いま粒径以外を全て一定であるとして，(3-10) 式を解くとXsi の時間変化は以下のように表す事ができる．ただし，Dsi,0はシリコンオイル初期粒径である．

$$X_{si,r} = \left(1 - K \times t\right)^{3/2} \tag{3-11}$$

$$K = \frac{4 \cdot D_{iff} \cdot S_h \cdot P}{D_{si,0}{}^2 \cdot \rho_{si} \cdot R_{si} \cdot T_m} \times \ln\left(\frac{P - P_{si,0}}{P - P_{si,s}}\right) \tag{3-12}$$

図３－１７のデータを用いて最小２乗法でK の値を求めるとK = 252 $s^{-1}$ となった．この値を用いて(3-11) 式を図３－１７上に実線で描く．実験値とは完全には一致しないが，両者の時間に対する定性的な傾向の一致はシリコンオイル微粒子の蒸発の可能性を示唆していると思われる．(3-11) 式からシリコンオイル液滴の寿命を求めると，約4 msとなる．

**３．４．４　蒸発噴霧内燃料蒸気濃度分布**　前節で述べたように，シリコンオイル微粒子は一部蒸発している可能性が高く，シリコンオイル粒子散乱光法では噴射開始後の時間経過にともない燃料蒸気濃度を過小評価する傾向があると考えられる．また先に噴射された燃料が噴霧先端や周辺部に分布する事から，これらの領域では蒸気濃度をより過小評価すると考えられる．そこで今回は噴射期間中の比較的測定誤差の少ない時刻についてシリコンオイル粒子散乱光法による燃料蒸気濃度分布の２次元測定を行った．図３－１８、１９に噴口径$d_0$ = 0.15 mm、噴射圧力$\Delta P_{inj}$ = 55 MPa、100 MPaの場合の結果をそれぞれ示す．まず，噴霧火炎では着火時に相当するt= 1.0 ms を見ると，噴霧の周辺部では燃料蒸気濃度が0.8 kg/$m^3$ 以下であるが，噴霧の中心部では3.0 kg/$m^3$ 以上に急激に高くなっている様子がわかる．しかし，前述の理由から周辺部の濃度は実際にはより高いと考えられ，噴霧内の濃度変化はより緩やかであろう．次に噴射終了時のt = 3.7 ms($\Delta P_{inj}$=55 MPa)とt=2.2 ms($\Delta P_{inj}$= 110 MPa)についてみると，噴霧の中心部に蒸気濃度が比較的高い（0.8 kg/$m^3$ 以上）領域が間欠的に存在する様子が観察される．領域の大きさは10～20 mm 程度である．

**３．５．噴霧内燃料蒸気塊の運動**

シリコンオイル粒子群からの散乱光強度は蛍光などに比べかなり強い．このことを利用して噴霧断面内での燃料蒸気塊の運動を高速度撮影した．噴口径は0.15 mm 噴射圧力は$\Delta P_{inj}$= 55 - 103 MPa である．撮影領域は噴口から50 - 100 mm である．図３－２０は噴霧中心軸を含む断面内での燃料蒸気の運動を連続的に捉えた画像である．これを見ると，散乱光強度が強く蒸気濃度が高いと思われる蒸気塊が間欠的に通過していく様子がわかる．これは図３－１８、１９にて観察された大きさ10～20 mm の高濃度領域と同一の物と考えられる．

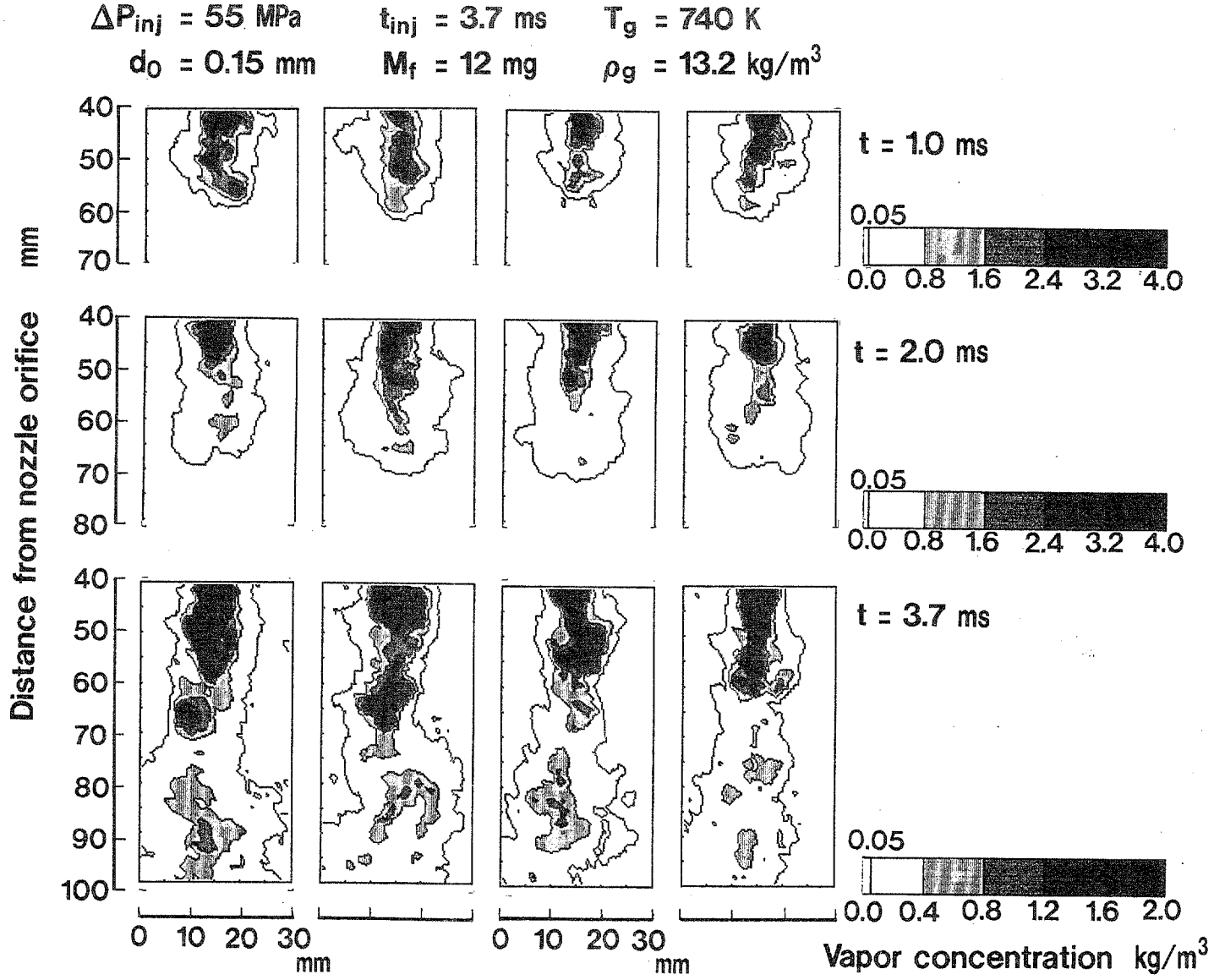



図３－１８　蒸発噴霧断面内の燃料蒸気濃度の２次元分布（Δ $P_{inj}$ = 55 MPa）

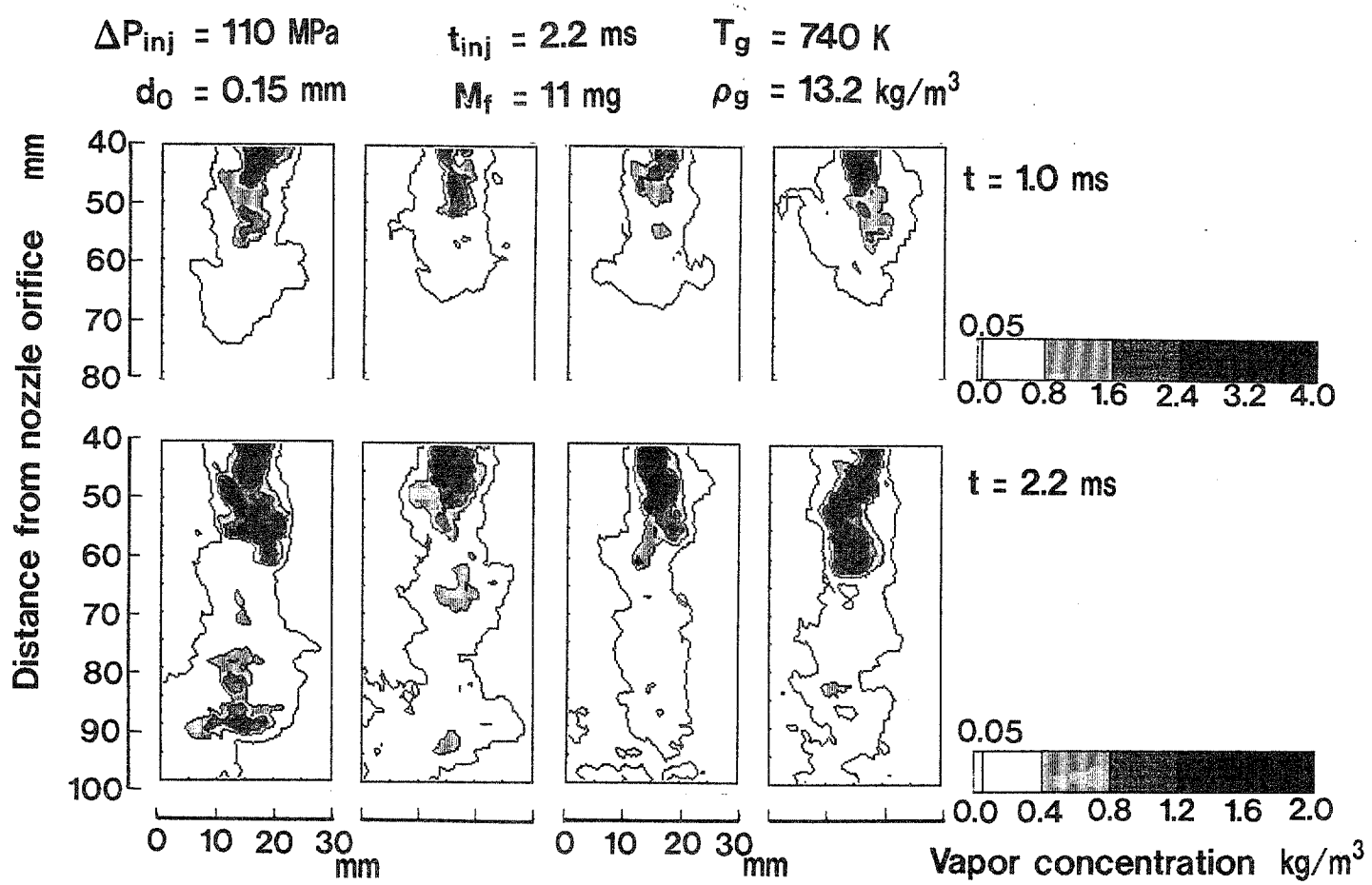



図３－１９　蒸発噴霧断面内の燃料蒸気濃度の２次元分布（Δ $P_{inj}$ = 110 MPa）

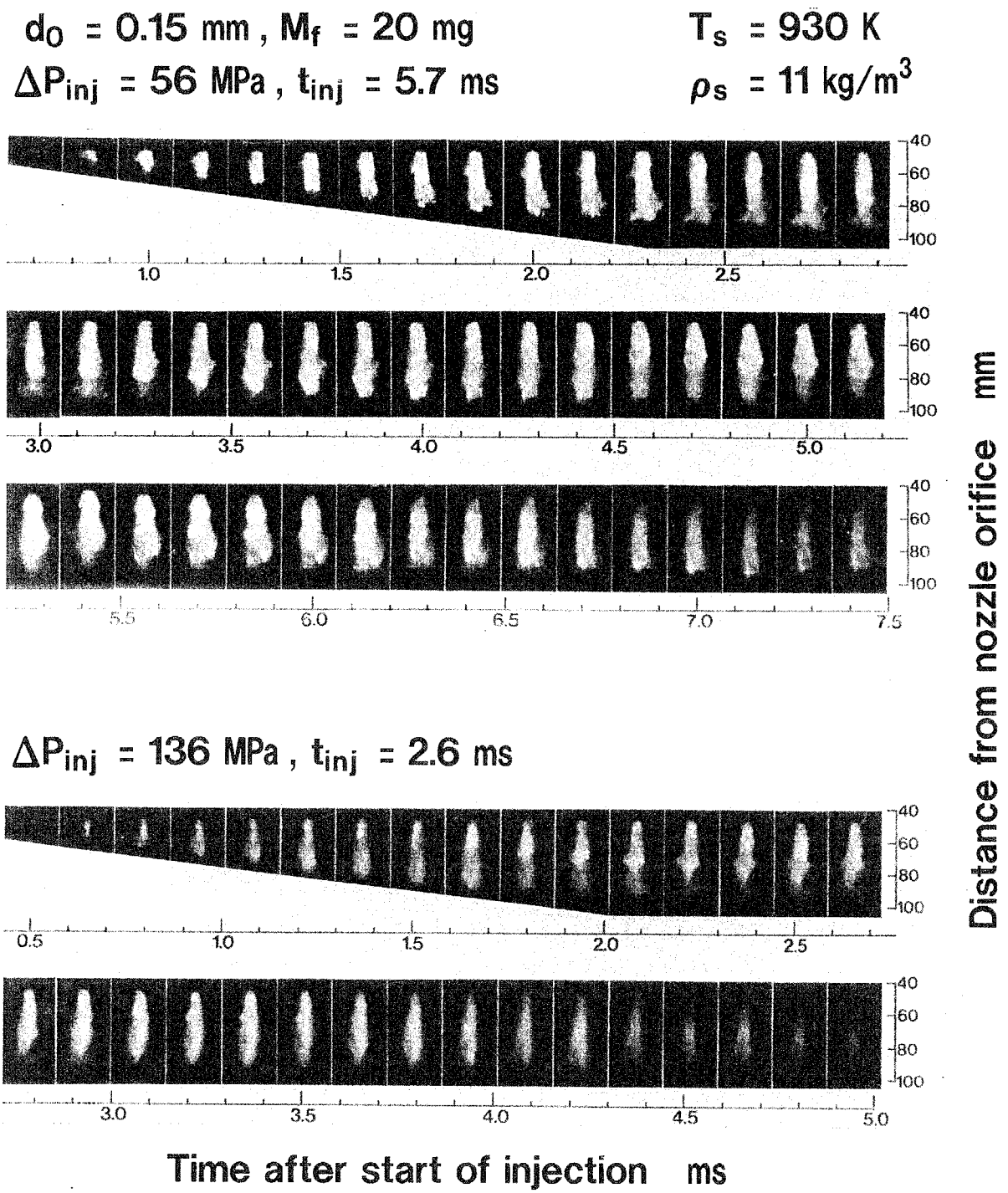



図３－２０　蒸発噴霧断面内の燃料蒸気の高速度可視化写真
（上：$\Delta P_{inj}$ = 56 MPa, $t_{inj}$ = 5.7 ms,　下：$\Delta P_{inj}$ = 136 MPa, $t_{inj}$ = 2.6 ms ）

図３－２１は各噴射圧力において撮影された映画画像において，噴霧中心軸上のフィルム濃度分布を読みとり，その時間変化を横軸に時間，縦軸に噴口からの距離をとり，等濃度線図で表したものである．図にて，色が青から赤に変化するに従いフィルム濃度は高くなる．フィルム濃度が高い領域は散乱光強度が高く，すなわち燃料蒸気濃度が高い領域である．これらの図から，燃料蒸気濃度が高い混合気塊が間欠的，周期的に噴霧の内部を下流に進行していく様子がよく分かる．図３－２１の結果から，可視化領域を噴射期間中に通過する蒸気塊の数を数える事で蒸気塊生成周波数，fv，を求め，ストローハル数，$S_t$，次式により算出した．

$$\begin{aligned} S_t &= f_v / (V_{50} / W_{50}) \\ &= (V_{50} / L_v) / (V_{50} / W_{50}) \\ &= W_{50} / L_v \end{aligned} \qquad (3\text{-}13)$$

ここで，$V_{50}$，$W_{50}$，$L_v$ は，図３－２２に示すように，噴口から50 mm における蒸気塊の軸方向速度，噴霧幅，蒸気塊の間隔をそれぞれ表している．図３－２３に$Re = V_{50} \cdot W_{50} / \nu$ で定義されるレイノルズ数を横軸にとり，蒸気塊の間隔，$L_v$，と蒸気塊の通過周波数から求めたストローハル数，$f_v$，をプロットする．これを見るとレイノルズ数によらず，$S_t$，$L_v$，ともほぼ一定であり，$S_t$は 0.5 程度である．このストローハル数の値は，気体噴流における大規模渦発生周波数により定義されるストローハル数 [20]の値と同オーダであり，このことは非定常蒸発噴霧内の燃料蒸気濃度分布の不均一性は大規模渦運動により形成されることを示唆している．

## ３．６．まとめ

蒸発噴霧の構造を調べる事を目的に，シリコンオイルを溶解した燃料を用い燃料蒸気濃度を２次元画像化する方法を提案し，本方法を用いて蒸発噴霧の構造を調べた．得られた結果は以下の通りである．

1．燃料に質量割合で１%のシリコンオイルを溶解し，これを高温，高圧窒素雰囲気中に噴射するとシリコンオイルのみが残留し，燃料蒸気中にシリコンオイル微粒子が浮遊する．この噴霧にレーザーシート光を入射する事によって得られるシリコンオイル微粒子からの散乱光強度分布は燃料蒸気濃度分布を近似的に表す．
2．蒸発噴霧断面内の燃料蒸気濃度分布は非蒸発噴霧断面内の燃料粒子群からの散乱光強度分布と変動強度や変動のスケールが大きく異なる．
3．蒸発噴霧内では燃料蒸気塊が間欠的，周期的に下流へ進行していく．この通過周波数から求めたストローハル数は，気体噴流において，大規模渦が形成される周波数のストローハル数と同オーダであり，燃料蒸気濃度分布の不均一性は大規模渦運動に起因している．

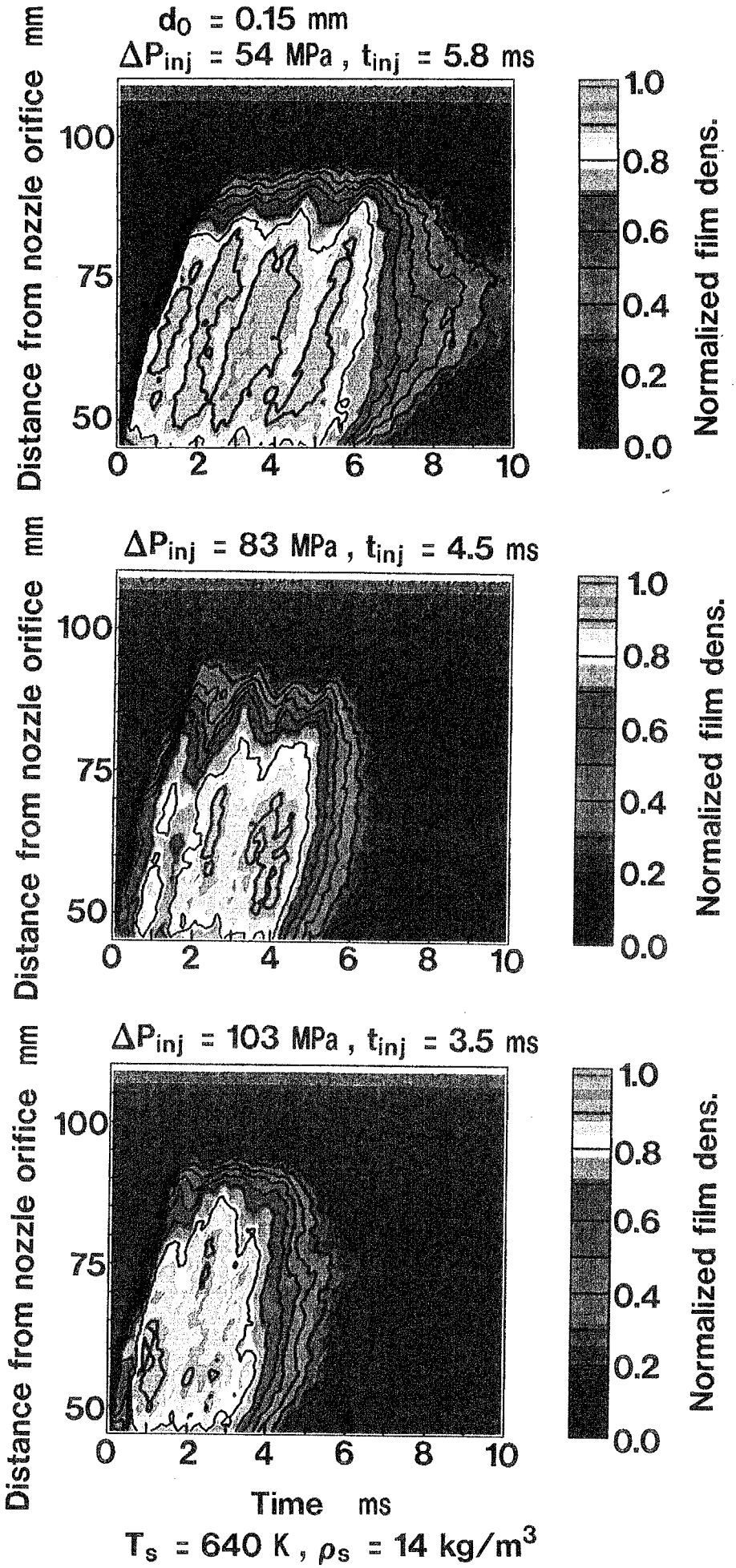



図３－２１　蒸気可視化画像の噴霧中心軸上のフィルム濃度分布の時間変化

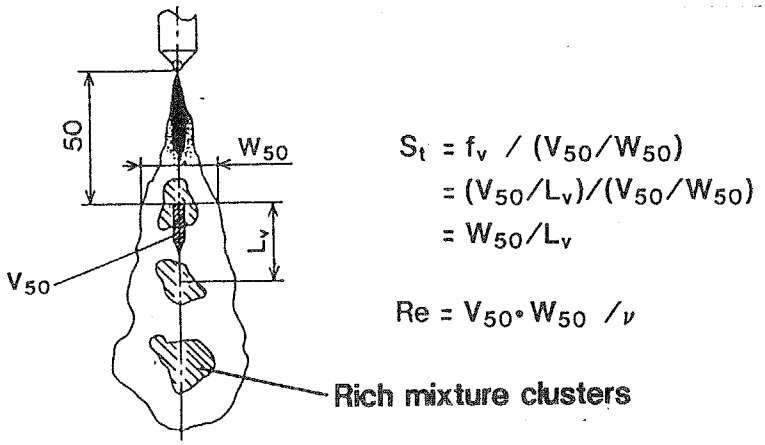



図３－２２　ストローハル数とレイノルズ数の定義

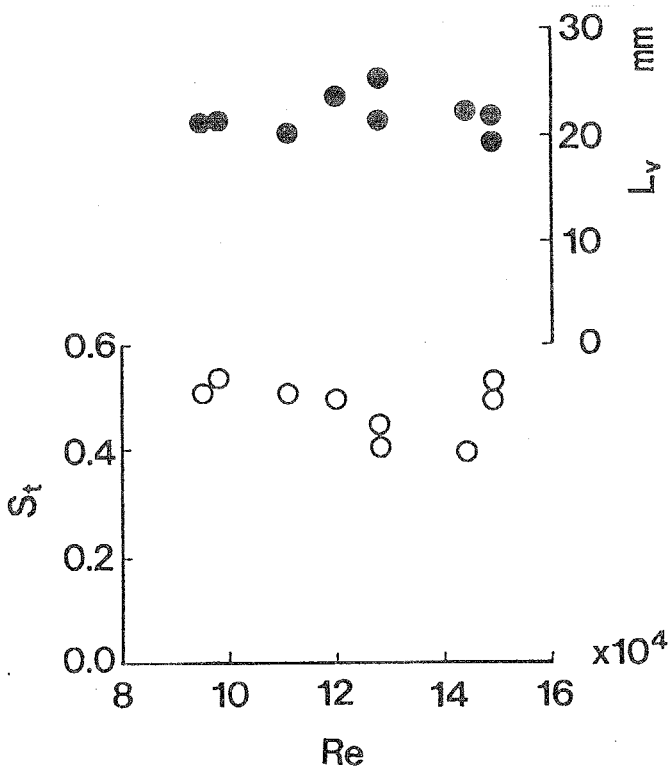



図３－２３　燃料蒸気塊間隔，$L_v$，とストローハル数のレイノルズ数に対する変化

## 文献


1)横田,他2名,日機論,57-538,B(平3),213
2)近久,他4名,第6回内燃機関合同ｼﾝﾎﾟｼﾞｳﾑ講演論文集, p.113,1987
3)Lakshminarayanan,P.A.et al.,SAEpaper,No.830244
4)Scheid,E. et al.,SAE paper, No.861121
5)Heinze,T. et al.,SAE paper, No.892102
6)Melton,L.A.et al.,Appl.Opt.,vol.22,No.14, p.2224,1983
7)Melton,L.A.et al.,Proc.20th sym. Comb.,p.1283, 1984
8)Bardsley,M.E.A. et al.,SAE paper,No.880521
9)小林,他2名,日機論,48-425,B(昭57),168
10)神本,他2名,日機論,53-487,B(昭62),117
11)Kamimoto,T. et al.,SAE paper,No.890316
12)Hjelmfelt,A. et al.,Appl.Sci.Res.,vol.16, p.149,1966
13)Azetu,A. et al.,Proc. COMODIA-90, p.199,1990
14)Nishida,M. et al.,SAE paper, No.920459
15)Gulder,O.L. et al.,SAE paper, No.920577
16)Chung,J.N. et al.,Proc. COMODIA-90,p.601,1990
17)山根,他2名,日機論,58-550,B(1992),1955
18)Tanasawa,Y.,et al., Tech. Rep. Tohoku Univ.,21-1,117
19)Kamimoto,T. et al., SAE paper, No.770413, 1977.
20)例えば, Beavers,G.S. et al., J.Fluid Mech.,vol.44, part 1, p. 97, 1970.

# 第４章　噴霧火炎内すすの濃度，粒径，数密度分布の２次元可視化

## ４．１．まえがき

非定常噴霧火炎内のすす生成と酸化の過程は，現象が非定常かつ高速であるため，実験による解析が困難であり不明な点が多い．しかし，最近，空間，時間分解能に優れたレーザーシート光を用いた各種すす可視化手法が開発され，これらを非定常噴霧火炎に適用することで，火炎内すす濃度分布の詳細な情報が得られるようになった．ディーゼル機関内燃焼場のすす可視化としては，塩路ら[1]がレーザーシート光を光源とする弾性散乱光法（Laser Induced Scattering: 以下LIS 法と呼ぶ）を２サイクルディーゼル機関の火炎に適用し，火炎断面内すすの高速度撮影を行った．彼らは，噴射圧力の増加と噴口径の小口径化が，すす粒子群の酸化を促進すると報告している．Decら[2]はレーザー誘起赤熱法（Laser Induced Incandescence:以下LII法と呼ぶ）を未蒸発燃料液滴とすすが混在するディーゼル機関内の火炎に適用し，レーザーシート上のすす粒子を選択的に可視化する事に成功した．彼らの結果は火炎断面のほぼ全域で連続的にすすが存在している事を示している．さらに Pinsonら[3]はすす粒子群にLII法とLIS法を同時に適用し，レーザーシート上の加熱すす粒子からの紫外輻射光（LII 光）強度と弾性散乱光（LIS 光）強度の比からすす粒径の空間分布を測定する方法を提案した．彼らはこれをディーゼル機関内の火炎に適用し，火炎断面内のすす濃度，すす粒径，すす数密度の２次元分布を定量測定し，燃焼期間中にすすが生成される期間，酸化される期間を特定化した．しかし以上の研究は，火炎の壁面への衝突や噴霧以外に乱れを生成する流れが存在する様な複雑な雰囲気における計測であり，火炎の限られた領域の計測が多い．

元ら[4, 5]は静止雰囲気中の自由噴霧火炎にLIS 法を適用し，噴霧火炎のより基本的な構造を調べた．彼らの結果は，すすが火炎先端周辺部に多く存在する事，火炎先端部のすすは大規模先端渦により輸送される事などを明らかにした．しかし，非定常噴霧火炎におけるすすの生成と酸化に関する基本的な考察は未だ不十分である．

本章ではLII法とLIS法を大型急速圧縮装置内に実現した静止雰囲気中の自由噴霧火炎に同時に適用し，自由噴霧火炎断面内の相対すす濃度，相対すす粒径，相対すす数密度の２次元分布を測定する．それらの分布を互いに比較し，非定常噴霧火炎におけるすすの生成と酸化の履歴について考察する．また噴射圧力がすす生成と酸化の過程に与える影響についても調べる．

## ４．２．実験方法

**４．２．１　レーザー誘起赤熱法と散乱光法**　急速圧縮装置内の非定常自由噴霧火炎にレーザーシート光を入射し，すす粒子群からのLII 光とLIS 光の同時撮影を行った．撮影光学系を図４－１に示す．光源にはNd:YAGレーザー（Continuum, Powerlight 9010）の第２高調波（波長：532 nm）を用いた．出力エネルギーは 100 mJ/

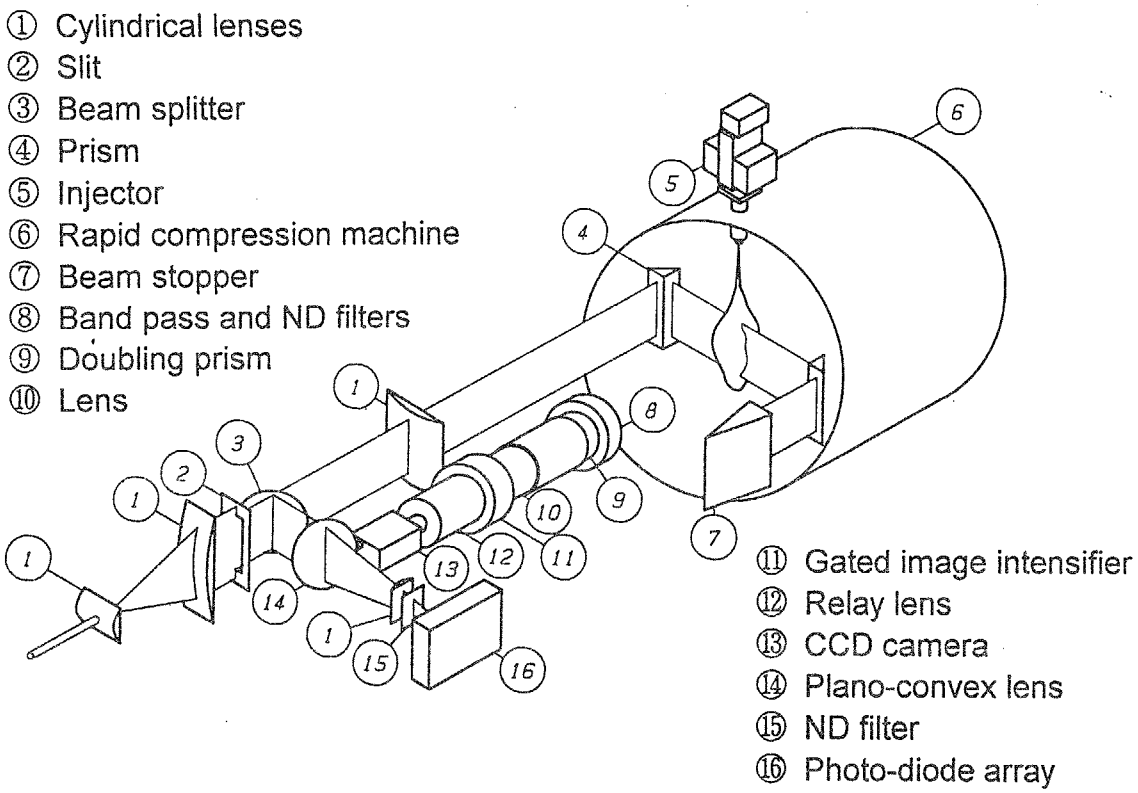



図４－１　噴霧火炎内すすの２次元可視化のための撮影光学系

pulseで使用した．パルス幅は6-9 nsである．ビーム光は３枚の円筒レンズで幅40 mm，厚さ0.2 mmのシート光に成形された後，燃焼室内に設置されたプリズムで反射され噴霧中心軸を含む断面を照射する．燃焼室入射前に入射光の一部をビームスプリッタで分離し，フォトダイオードアレイで入射光強度分布を測定した．その結果，図４－２に示すようにレーザーシート内のエネルギー分布はほぼ平坦であり，ショットごとの出力変動は±3.5%と小さいため，画像に対し入射光強度分布の補正は行っていない．

すす粒子からのLII 光とLIS 光をシート光入射方向に対し90° の位置に設置された撮像装置により撮影する．LII 光画像とLIS 光画像をダブリングプリズムと２枚のバンドパスフィルタにより分離し，両画像を高速ゲート付イメージインテンシファイア（浜松ﾎﾄﾆｸｽ,C4078-01）で増幅した後，１台のＣＣＤカメラで撮影した．画像分離に用いたフィルタの特性は，LIS 光用は中心波長532 nm，半値幅3 nm，LII 光用は中心波長400 nm半値幅66 nm である．イメージインテンシファイアのゲート幅は火炎からの自発光を除去するため，40 ns に設定した．

図４－３に同時撮影された噴霧火炎内すすからのLII光画像とLIS光画像を示す。各時刻において左側がLII光画像、右側がLIS光画像である。レーザーシートは画面左から右に向かって進んでいる。LII光画像、LIS光画像ともにレーザー進行方向への減衰はほとんど見られない。また、LIS光はLII光よりも下流側で観察され始まるが、これは後述のようにLIS光強度はすす粒径の変化により敏感であり、発生したばかりの小さなすす粒子からの散乱光が捉えにくいためであろう。

図４－４に噴口からz = 70～110 mmの領域で同時撮影された火炎先端断面のすす粒子群からのLII 光，LIS 光の画像例を示す．中段は強度分布の等値線図である．

Meltonの行った数値解析[6] によれば，入射光エネルギーがある臨界値を越えるとすす粒子のエネルギー損失がすすの蒸発により支配されるようになり，このとき入射光波長が532 nmの場合には，すす粒子から放射されるLII 光強度，$I_{LII}$，はすす粒径の3.3 乗とすす数密度の積に比例する．本研究ではすす濃度分布を定性的に考察するため，$I_{LII}$ はすす体積濃度にほぼ比例すると仮定した．すなわち，すす粒径をD，すす粒子数密度をNとすれば，$I_{LII} \propto D^3 \times N$とした．

一方LIS 光強度，Ｉsca，については，火炎中のすすは直径20～ 40 nmの球状初期粒子が多数合体した非球形凝集体と考えられ[7]，厳密にはこれにレイリー散乱近似を適用できない．レーザー減衰法と散乱光法を同時に用いて定常拡散火炎内のすすの粒径，数密度を定量測定した研究によれば，レイリー散乱近似はすす粒径を過小評価する事が報告されている[8, 9]．しかし，本研究では，すす粒径分布の定性的な傾向を調べる事を目的とし，レイリー散乱近似を仮定した．すなわち，LIS 光強度を$I_{sca} \propto D^6 \times N$と仮定した．以上の仮定から，両強度より以下の式を用いて相対すす濃度，相対すす平均粒径，相対すす数密度を算出する事ができる．

相対すす体積濃度：$I_{LII} \propto D^3 \times N$
相対すす平均粒径：$(I_{sca} / I_{LII})^{1/3} \propto D_{63}$
相対すす数密度　：$I_{LII}^2 / I_{sca} \propto N$

図４－４の下段に相対すす粒径分布を示す．

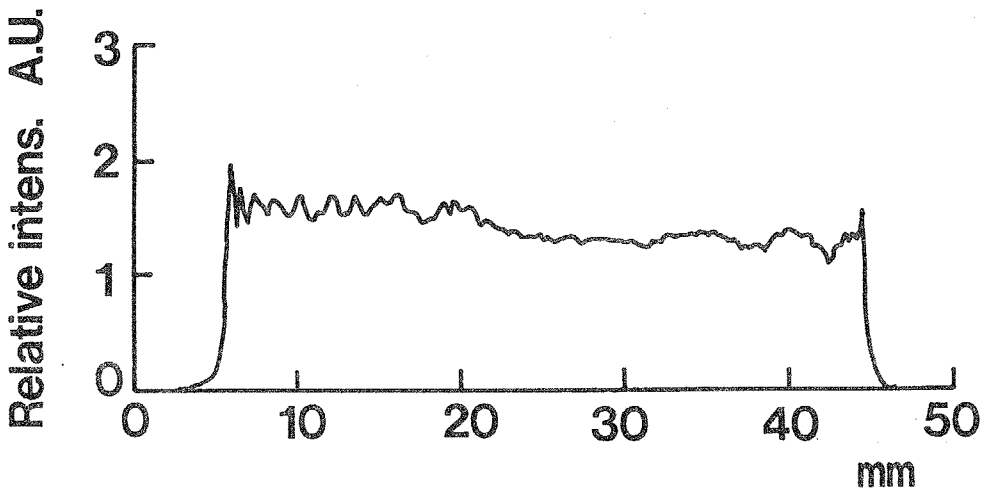
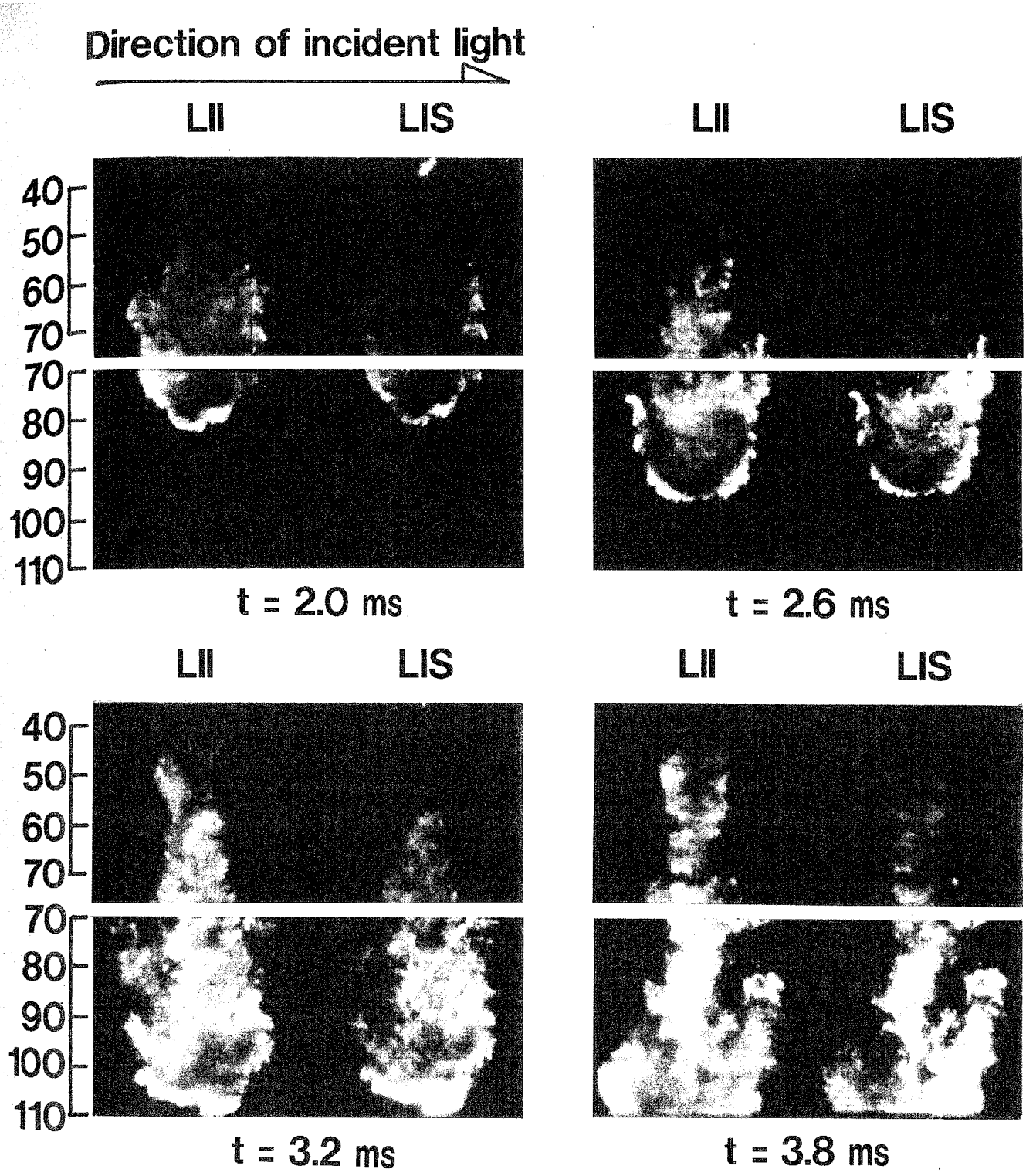



図４－２　入射レーザーシート光強度分布




$\Delta P_{inj}$ = 55 MPa , $t_{inj}$ = 3.7 ms , $d_0$ = 0.15 mm , $M_f$ = 12 mg

図４－３　同時撮影された噴霧火炎断面からの
LII 光画像（左）と LIS 光画像（右）

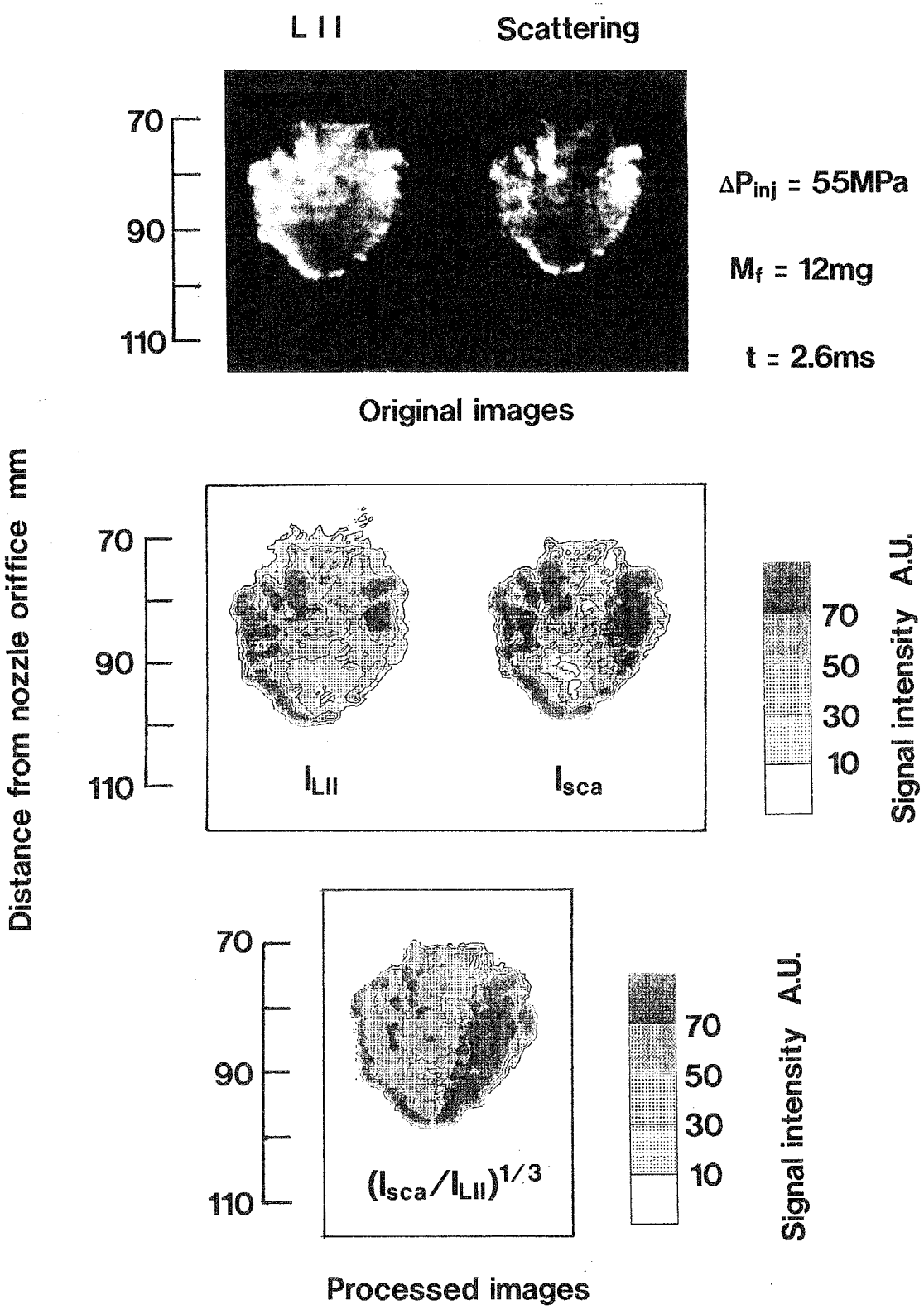



図４－４　ﾚｰｻﾞｰｼｰﾄ光上の赤熱すす粒子群からの
輻射光画像と散乱光画像の例（上段）
LII 光強度（中段左）と LIS 光強度　（中段右）
相対すす粒径分布（下段）

**4．2．2　実験装置と実験条件**　　実験には大型急速圧縮装置[10]を用いた．圧縮比は14.7，圧縮上死点における燃焼室の大きさは直径196 mm，厚さ40 mm である．燃料噴射装置には電磁油圧制御式単発高圧噴射装置[11]を使用した．この噴射装置は噴射期間中一定の噴射率を実現できる．　燃料には0号ソルベント（n-$C_{12}H_{26}$:22%，n-$C_{13}H_{28}$:54%，n-$C_{14}H_{30}$: 22 %）を用いた．表4－1に実験条件を示す．ノズル噴口径（ｄo）と燃料噴射量（Mf）は固定し，噴射圧力は $\Delta P_{inj}$ = 55，100 MPa の2条件で実験を行った．図4－5に各噴射条件における熱発生率の時間変化を示す．各条件について5個のデータの平均値を示した．着火遅れは両条件とも1.0 msであった．

## 4．3．結果と考察

**4．3．1　事象ごとの噴霧火炎の変動**　　撮影光源にパルスレーザーを用いたため，1事象に対し1領域，1時刻の画像しか得られない．そこで事象ごとの現象の変動を，同じ時刻，領域で撮影した複数のすす可視化画像を比較し，検討した．図4－6に噴射圧力$\Delta P_{inj}$=55 MPaの条件で噴射開始からｔ= 3.2 ms後の相対すす濃度分布を示す．2つの領域に対し3つのデータを示した．全て異なる火炎の結果である．これを見ると，不均一なすす濃度分布の詳細は事象ごとに大きく異なるが，分布の定性的な傾向はあまり変化していない事が分かる．噴口からz = 70～110 mmの領域のデータから，相対すす濃度の統計量を求めたところ，火炎断面内のすす濃度の平均値の事象ごとの変化は±15 %，すす濃度の空間変動強度の事象ごとの変化は±9 % であった．実験では同条件下で3～4組（LII 画像とLIS 画像で1組）の画像を撮影したが，以後に示す結果は，それらの中で1番平均的なものである．

**4．3．2　すす濃度，すす平均粒径，すす数密度の火炎断面内2次元分布**
図4－7に噴射圧力$\Delta P_{inj}$ = 55 MPaの場合の火炎断面内の相対すす濃度（上段），相対すす平均粒径（中段），相対すす数密度（下段）分布を示す．グレースケールは白から黒に変化するにつれ値が増加する事を示している．撮影時刻は，噴射開始からの経過時間，ｔ，で図中に示した．ｔ= 2.0 msは図4－5からわかるように拡散燃焼初期に相当し，ｔ= 3.2 msは噴射終了直前の拡散燃焼期中最も燃焼が活発で熱発生率も極大値を示す時刻である．ｔ= 3.8 msは噴射終了直後の状態である．また，同じ時刻，同じ領域のすす濃度，すす粒径，すす数密度は全て同一の火炎画像データから算出したものである．

相対すす濃度分布を観察する．噴口からｚ = 40～ 75 mm の領域からすすを観察出来るようになるが，すす存在上限位置は時間とともに上流へ移動しており，火炎が流れを遡っている様子がわかる．ｚ= 70～ 110mmの火炎先端を含む領域を見ると，ｔ= 2.0 msの拡散燃焼初期では火炎先端周囲でのみすす濃度が高いが，燃焼が進行するにつれ，ｔ=2.6，3.2，3.8 ms の画像に見られるように火炎中心部にもすす濃度の高い領域が現れる．これらは5～10 mmの幅で帯状に分布している．

すす平均粒径の分布（中段）を見ると，ｔ= 2.6 ms以後のｚ= 70～110 mm領域でみられるように，火炎先端の周囲領域ですす粒径が大きい事がわかる．更に注目すべき事に，同じ領域のすす濃度分布と比較すると，すす濃度が高い領域とすす粒径

表4－1　実験条件

| Surrounding conditions | | | |
|---|---|---|---|
| Pressure<br>Temperature | | 2.7 MPa<br>690 K | |
| Injection conditions | | | |
| Nozzle | Orifice dia. : $d_0$<br>$L/d_0$ | 0.15 mm<br>4 | |
| Injection amount : $M_f$ | | 12 mg | |
| Injection Pressure : $\Delta P_{inj}$<br>Injection duration : $t_{inj}$ | | 55 MPa<br>3.7 ms | 100 MPa<br>2.7 ms |

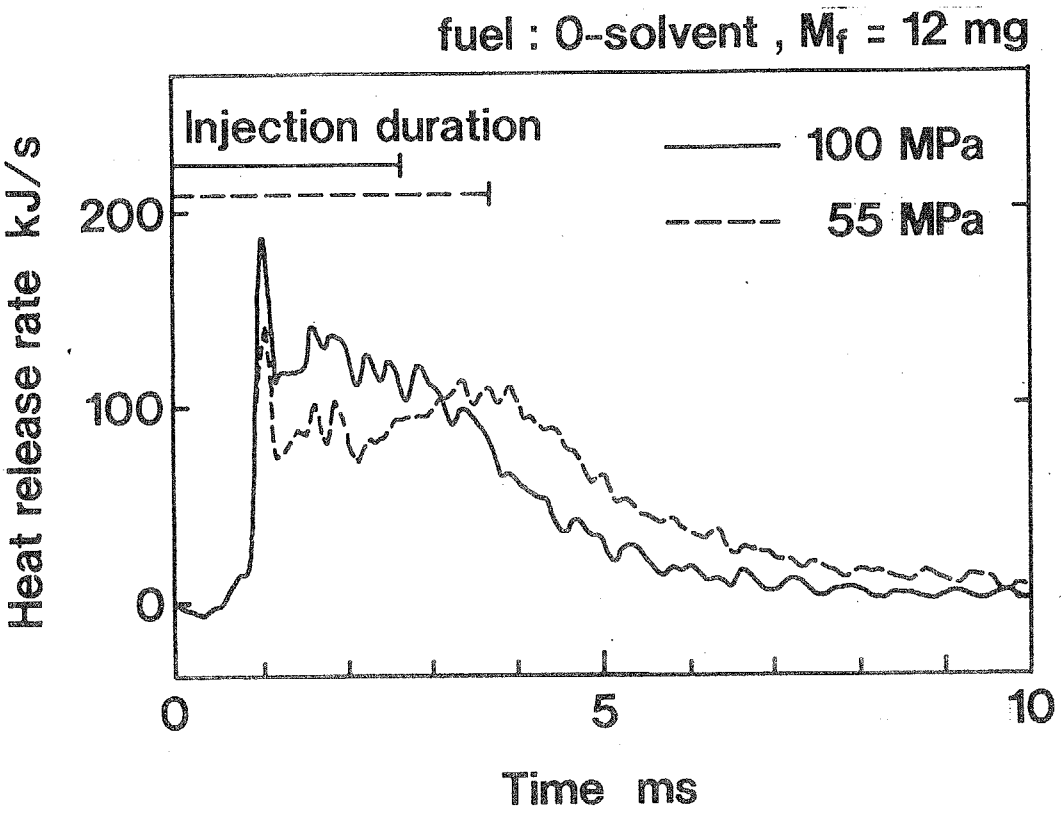



図４－５　熱発生率の時間変化に及ぼす噴射圧力の影響

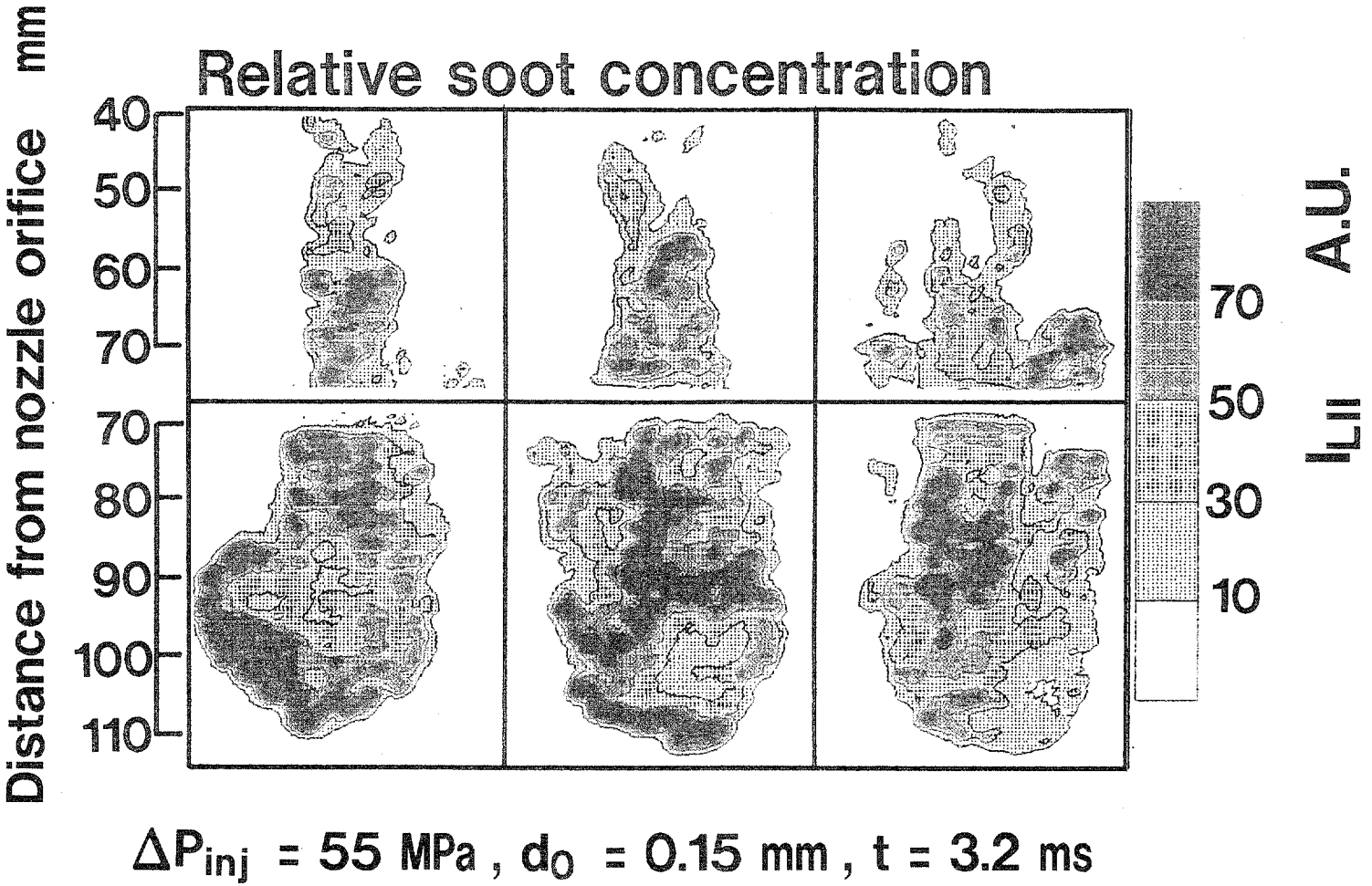



図４－６　事象ごとの火炎内すす濃度分布の変動

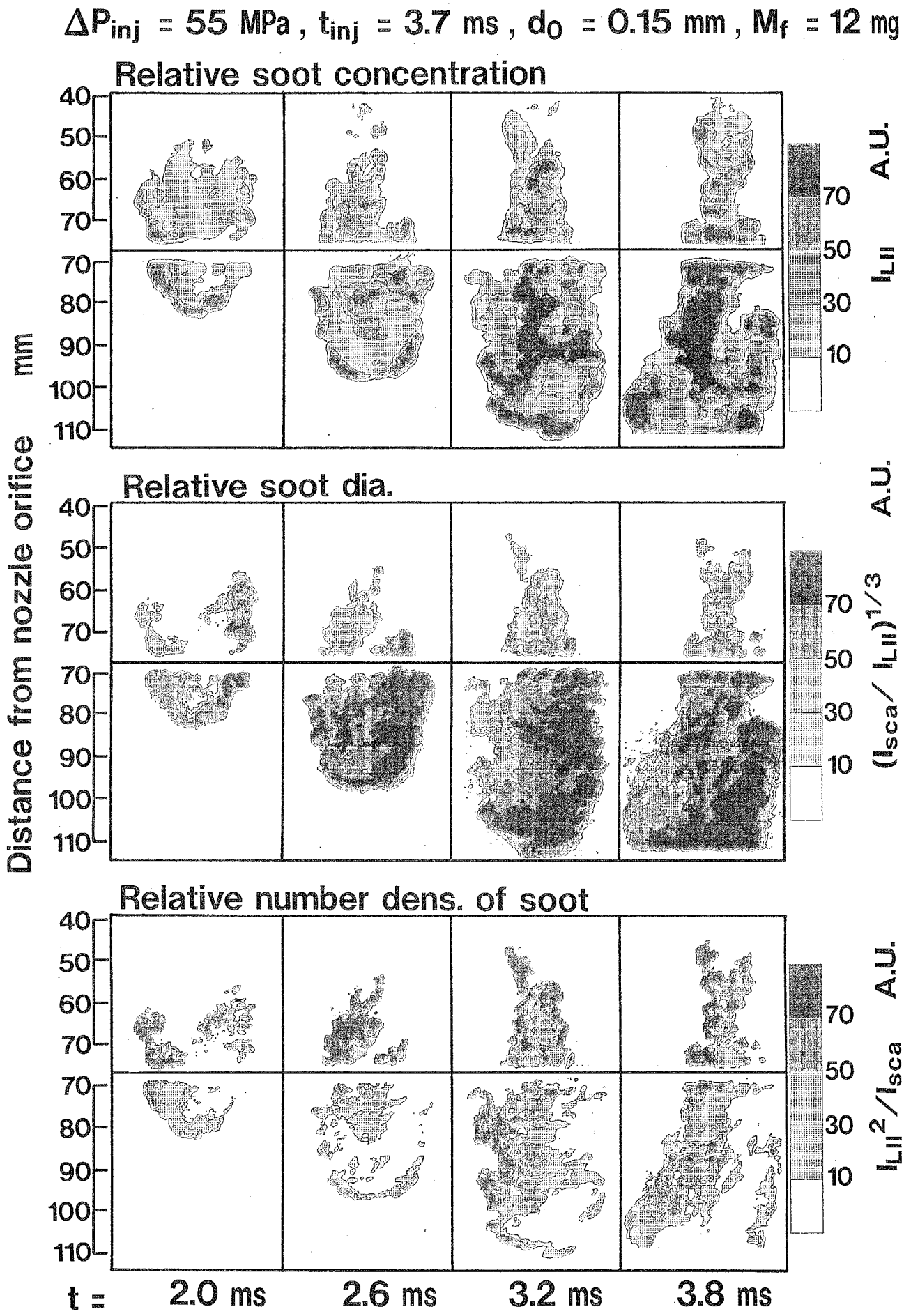



図４－７　火炎断面内相対すす濃度分布（上段）
相対すす平均粒径分布（中段）
相対すす数密度分布（下段）
（Δ P inj = 55 MPa）

が大きな領域は必ずしも一致しておらず，火炎中心付近ではすす濃度は高いがすす粒径は小さく，火炎最先端を除く火炎周囲領域ではすす濃度が低くすす粒径が大きな領域が広く分布している．更に，すす粒径分布とすす数密度分布（下段）を比較すると，拡散燃焼初期から噴射終了直後までの火炎全領域において両者間に負の相関が認められる．すなわち噴口からz＝ 50～70mmの領域ではすす粒径は小さく数密度は高い，逆に火炎先端領域の特に周辺部ではすす粒径は大きく数密度は低くなっている．

レーザー減衰法と散乱光法の同時計測により定常拡散火炎内のすす粒径，すす数密度の測定を行った研究[8, 9, 12]によると，すすが下流に輸送されるに従い，粒子同士の合体や凝集によりすす粒径が増加しすす数密度が低下するすす成長領域と，更に下流には酸化によりすす粒径とすす数密度が共に減少するすす酸化領域が存在する事が明らかにされている．非定常噴霧火炎先端領域の中心から，周囲にかけてのすす粒径と数密度の変化は定常拡散火炎のすす成長領域におけるすす粒径と数密度の変化と定性的に一致している．

噴口からz＝ 50～ 70 mmの領域において粒径の小さなすすが高数密度に分布するのは，この領域においてまさにすす粒子が生成され始めるためである．Wonら[5]はダブルパルスレーザーを用いて自由噴霧火炎内すす粒子群の速度ベクトル分布を測定した．その結果，すすは火炎中心を進行した後，火炎先端にて大規模渦運動に沿って火炎周囲領域へ輸送される事が示された．この経路を図４－７のｔ＝ 2.6 ms以降の噴口からz＝ 70～110 mmの火炎先端領域に当てはめてみると，上流域で生成されたすす粒子群は表面成長や粒子同士の合体により粒径を増加させると同時に乱流拡散により希釈され，その結果，数密度を低減され輸送されていく様子が推定できる．噴霧先端の周囲領域ですす粒径が最も大きく，すす数密度が最も低くなっているのは，この領域に存在するすすが発生より最も時間を経過したためと考えられる．

Yehら[13]は本実験と同噴射条件下の非燃焼蒸発噴霧の燃料蒸気濃度分布をレーザー誘起蛍光法により定量測定している．彼らの結果によれば，噴霧先端周囲領域の当量比は0.8 以下であり，すす粒子の酸化が期待される．しかし，酸化が活発に生じているならば，すす粒径が最大となる領域は火炎先端周囲領域ではなく，より火炎中心寄りの領域になるはずである．以上の事から火炎先端周囲領域は，平均的に酸素過剰雰囲気であるにも関わらず，すす粒子の酸化は極めて緩慢であると推定される．

**４．３．３　噴射圧力の高圧化がすす生成，酸化過程に及ぼす影響**　図４－８に$\Delta P_{inj}$ =100 MPaの場合の相対すす濃度分布（上段），相対すす平均粒径分布（中段），相対すす数密度分布（下段）を示す．撮影時刻は，各時刻における燃料噴射量が図４－７の低噴射圧力の場合の燃料噴射量と等しくなるようにそれぞれ設定した．図４－５の熱発生率の時間変化と対応させると，ｔ＝ 1.7 msは拡散燃焼初期，ｔ＝ 2.5 msは拡散燃焼最盛期で噴射終了直前，ｔ＝ 2.9 msは噴射終了直後にそれぞれ相当する．

すす濃度分布（上段）を低噴射圧力の場合のすす濃度分布（図４－７上段）と比較すると，噴射圧力の高圧化により，火炎全体ですす濃度が低下する事，すすの生

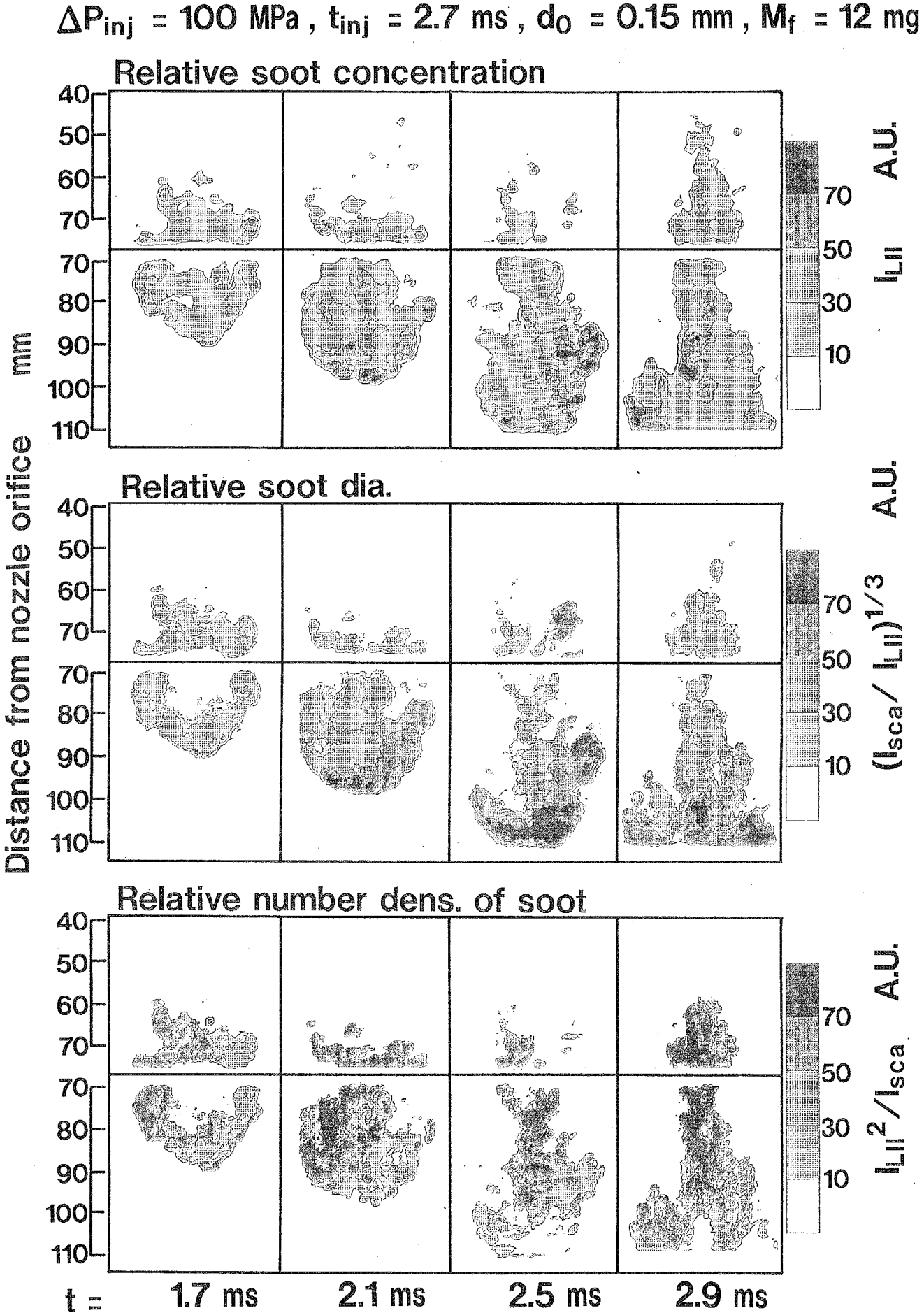



図４－８　火炎断面内相対すす濃度分布（上段）
相対すす平均粒径分布（中段）
相対すす数密度分布（下段）
（Δ P inj = 100 MPa）

成がより下流から始まる事，低噴射圧条件下にみられたすす生成開始位置の上流への移動が噴射期間中では観察できなくなる事などがわかる．

次に高噴射圧力下のすす粒径分布（図４－８中段）を低噴射圧力下の結果（図４－７中段）と比較すると，噴射圧力を増加させると火炎全域ですす粒径が低下する事がわかる．特に火炎先端周囲部においてすす粒径の減少が目立つ．これは噴射圧力の増加が火炎先端周囲領域におけるすすの酸化を促進したためと考えられる．

すす数密度分布について，高噴射圧力の場合（図４－８下段）と低噴射圧力の場合（図４－７下段）を比較すると，噴射圧力の高い方がすす数密度が高くなっている．特に噴口からｚ=70～110mmの火炎中心領域において，噴射圧力の増加に伴うすす数密度の増加が著しい．このことは噴射圧力の増加によりすすの生成が促進される事を示している．以上の結果から，噴射圧力を増加させると，すすが生成され始める火炎中心領域ではすすの発生が促進され，火炎の外周領域では酸化が促進されるが，酸化促進の度合いが生成促進の度合いを上回るため火炎全体のすす総量は低下する事が想像できる．

## ４．４．まとめ

１．非定常自由噴霧火炎では，すすは火炎中心領域で生成される．そのため火炎中心領域におけるすす粒径は小さく，すす数密度は高い．
２．生成されたすすはバルク流により火炎先端周囲領域に輸送される．その間，すす粒子同士の合体や凝集，乱流拡散により，すす粒径は増加し数密度は低下する．その結果，火炎先端周囲領域ではすす粒径は大きく，すす数密度は低い．
３．噴射圧力の増加は，火炎中心部のすす発生と火炎先端周囲領域におけるすすの酸化を促進する．酸化促進がすす生成促進を上回るため，火炎内平均すす濃度は噴射圧力の増加にともない低下する．

## 文献

(1).塩路,他3名,日機論,61-581,B(1995),p.344.
(2).Dec,J.E., et al., SAE paper, No.910224.
(3).Pinson,J.A., et al., SAE paper, No.932650.
(4).元,他3名,日機論,57-536,B(1991),p.267.
(5).Won,Y.H.,et al.,SAE paper,No.920114.
(6).Melton,L.A.,Appl.Optics,Vol.23,No.13,p.2201
(7).松井,昭和53年度学位論文,「ディーゼル機関の火炎温度とすす濃度の光学的測定に関する研究」,p.5-22,東京工業大学
(8).Charalampopoulos,T.T.et al.,Comb.&Flame,vol.87,p.89,1991.
(9).Puri,R.,et al.,Comb.&Flame,Vol.92,p.320,1993.
(10).小林,他2名,日機論,48-425,B(1982),p.168.
(11).神本,他2名,日機論,53-487,B(1987),p.117.
(12).Flower,W.L.,Proc.of 22th Sympo. on Comb.,p.425,1988.
(13).Yeh,C.N.,et al.,SAE paper,No.941953.

# 第５章　噴霧火炎内速度の２次元計測

## ５．１．まえがき

ディーゼル火炎内のすす生成・酸化過程は噴霧内の温度，燃料濃度分布の不均一性に影響を受けると考えられる．噴霧火炎の不均一な構造とすすの生成・酸化過程の関係を調べるために，レーザシート光を用いたディーゼル火炎断面内のすす濃度分布の瞬時２次元可視化が行われてきた．

Decら[1,2]、Pinsonら[3]、元ら[4]、小酒ら[5]は，レーザ誘起赤熱法と弾性散乱光法により火炎内すす濃度、すす粒径の２次元分布を得ている．これらの結果は、火炎中心領域には火炎周囲領域に比べ、より小径のすす粒子がより高密度に分布している事を示しており[2,5]、すすが火炎中心領域で生成された後、成長しつつ火炎周囲領域に輸送されることが推定される[5]。また小酒ら[6]はレーザ誘起蛍光法と弾性散乱光法を静止雰囲気中の非定常自由噴霧火炎に適用し，火炎断面内のOH分子とすすを同時２次元可視化している．彼らは非定常自由噴霧火炎ではすすとOHが分離して存在していることを明らかにし，OHがすすの酸化に関与している可能性を示唆している．しかしながら，これらの研究では噴霧火炎の１事象に対し瞬時画像を１画面ずつしか得ておらず，噴霧の不均一構造を形成する源である大規模渦運動とすす分布との関係は明らかにされていない．この関係を調べるにはすす粒子群の運動を捉える必要がある．

元ら[7]はダブルパルスNd:YAGレーザを用いて弾性散乱光法を静止雰囲気中の非定常自由噴霧火炎に適用し，得られた２枚の微小時間ずれた同一噴霧火炎のすす散乱光画像から，相互相関Particle-Image Velocimetry (PIV) 法によりすす粒子群の速度の２次元分布を得ている．彼らは，すす雲は火炎中心部を移動し，火炎先端部に到達した後は火炎外縁部に沿って上流へ輸送されることを明らかにしている．しかし，測定の空間分解能が悪く，火炎内の数mm程度の渦の運動を捉えられていない．

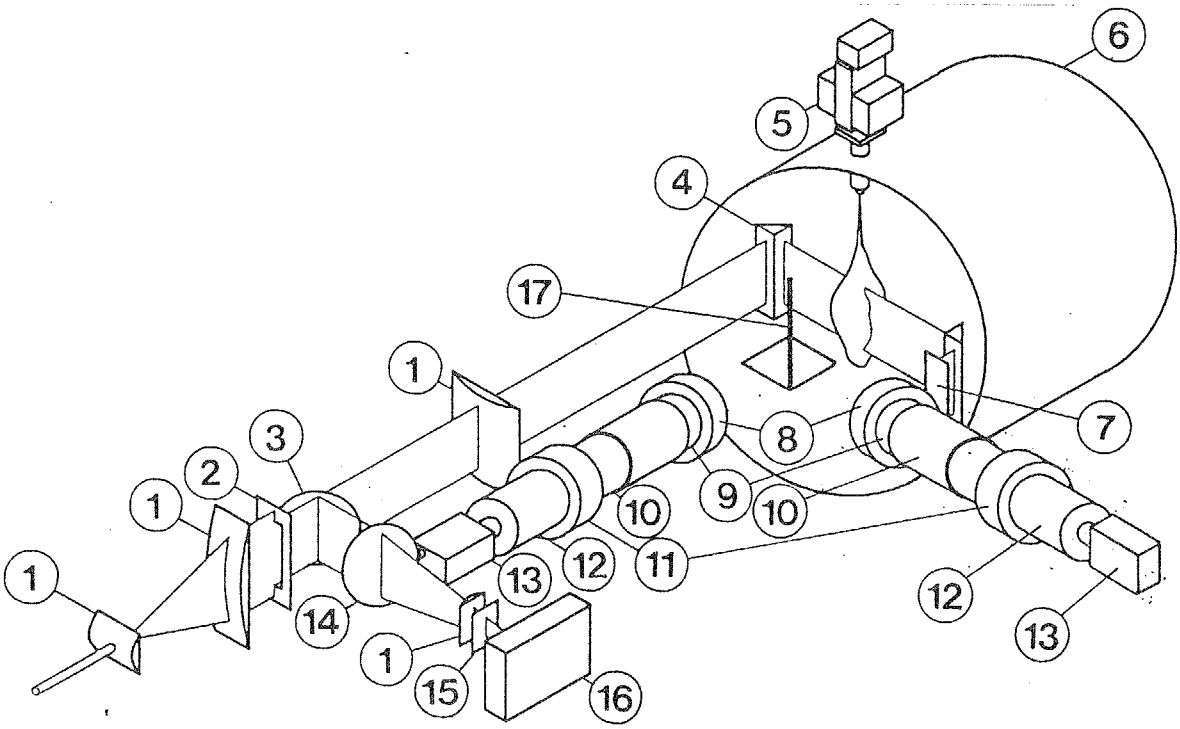
本章では，ディーゼル火炎内のすす生成・酸化過程と大規模渦運動との関係を調べることを目的に，弾性散乱光法と相互相関PIV法により，大型急速圧縮装置内の非定常自由噴霧火炎断面内すす粒子群の速度の２次元分布を計測する．

## ５．２．実験装置と実験方法

**５．２．１　撮影方法**　　図５－１に火炎内すすの２次元可視化のための撮影光学系を示す．同一噴霧の微小時間，$\Delta t$，ずれた２時刻におけるすす散乱光画像を得るために，光源にはダブルパルスNd:YAGレーザ（Continuum Powerlight 9010）の第二高調波を用いた．レーザのパルス間隔は40 $\mu$s，出力は260 mJ/pulse である．

３枚のシリンドリカルレンズにより整形した高さ40 mm、厚さ0.20 mmのシート光は、燃焼室内に設置されたプリズムにより直角に曲げられ火炎の中心断面を照射する。レーザの出力はショット毎に変化し、またレーザシート内の光強度分布が均一でないことから、レーザシートの一部を燃焼室に入射する前にビームスプリッタにより分離し、フォトダイオードアレイによって入射光強度分布を毎回測定した。測定したこの光強度分布は撮影画像の強度補正に用いた。

２時刻におけるすすの散乱光画像は，２組の撮像装置により撮影する．レーザシー




① Cylindrical lenses
② Slit
③ Beam splitter
④ Prism
⑤ Injector
⑥ Rapid compression machine
⑦ Beam stopper
⑧ Band pass and ND filters
⑨ Doubling prism
⑩ Lens
⑪ Gated image intensifier
⑫ Relay lens
⑬ CCD camera
⑭ Lens
⑮ ND filter
⑯ Photo-diode array
⑰ Half mirror

図５－１　相互相関PIV法のための火炎内すすの２次元可視化光学系

ト上のすすからの散乱光はシート光入射方向に対し直角の方向に設置されたハーフミラーにより２方向に分けられ，それぞれの撮像装置に導かれる．撮像装置は，バンドパスフィルタ（最大透過波長：532 nm，半値幅：2.8 nm，最大透過率：78 %），高速ゲート付イメージインテンシファイア（浜松ﾎﾄﾆｸｽ C4078-01），CCDカメラ（SONY XC77）から成る．イメージインテンシファイアの電子シャッタをそれぞれのレーザ閃光時刻と同期させることで２時刻のすす散乱光画像を別々に２台のカメラにより撮影する．イメージインテンシファイアの電子シャッタ開放時間は，火炎内すすからの輻射光を除去するために30 nsに設定した．

図５－２に同一火炎の２時刻におけるすす散乱光画像の例を示す．撮影領域は噴口から70 - 110 mm であり，撮影時刻は噴射開始後2.5 ms とその40 μs 後である．これらの画像を見ると，時間間隔が40 μsではすす粒子群の分布形状がすすの発生や酸化などにより大きく変化しないことが分かる．これらの画像に相互相関PIV法を適用し，すす粒子群の速度の２次元分布を求める．

**５．２．２　相互相関PIV法**　相互相関PIV法では，まず初めの時刻における画像に対し，速度を得る測定点の周囲に計算領域を設定する．この計算領域と同じ大きさの領域を次の時刻の画像上にも設定し，２つの領域の相互相関係数を計算する．初めの画像における計算領域の位置は固定し，次の画像における計算領域を移動させて相互相関係数を求めることで相互相関係数の２次元分布を得る．この分布から相互相関係数が最大となる位置を検出し，これを最初の画像の測定点に対する次の画像の対応点とする．すなわち最初の測定点周りの計算領域内のすす粒子群は，微小時間，Δt，後に対応点まで移動したとする．この移動距離を撮影間隔，Δt，で除すことですす粒子群の速度を求めることができる．この方法では，設定する計算領域の大きさが測定の空間分解能を決定する主たる要因である．本研究では，これを5.0 mm × 5.0 mm と 10.0 mm × 10.0 mmの２種類の正方形領域で処理を行った．すなわち本研究で求めた粒子群の速度分布は5.0 mm × 5.0 mm と 10.0 mm ×10.0 mmの空間フィルタにより空間平均された速度分布である．速度は，画像上に縦横 2.4 mm 間隔の格子を設け，その格子点で求めた．

２番目の時刻の画像上で対応点を探索する領域の大きさは，計測結果に影響を及ぼす．ここでは，探査領域の大きさを2.1 × 2.1 mm － 6.3 × 6.3 mm の範囲で増加させ処理を行い，処理結果が変化しない最小の大きさに設定した．

**５．２．３　実験装置と実験条件**　実験に使用した大型急速圧縮装置[8]はボアが200 mm、ストロークが560mm、圧縮比が14.7である。燃焼室は直径196mm厚さ40mmのパンケーキ型である。燃料噴射装置には電子制御式単発高圧噴射装置[9]を使用した。これによれば燃料噴射率を噴射期間中一定に保つことが出来る。実験条件を表５－１に示す。

## ５．３．結果と考察

**５．３．１　探査領域の大きさが速度分布の計測結果に及ぼす影響**　相関法において，移動点を探索する領域の大きさは，処理結果に影響を与える．ここでは，探査

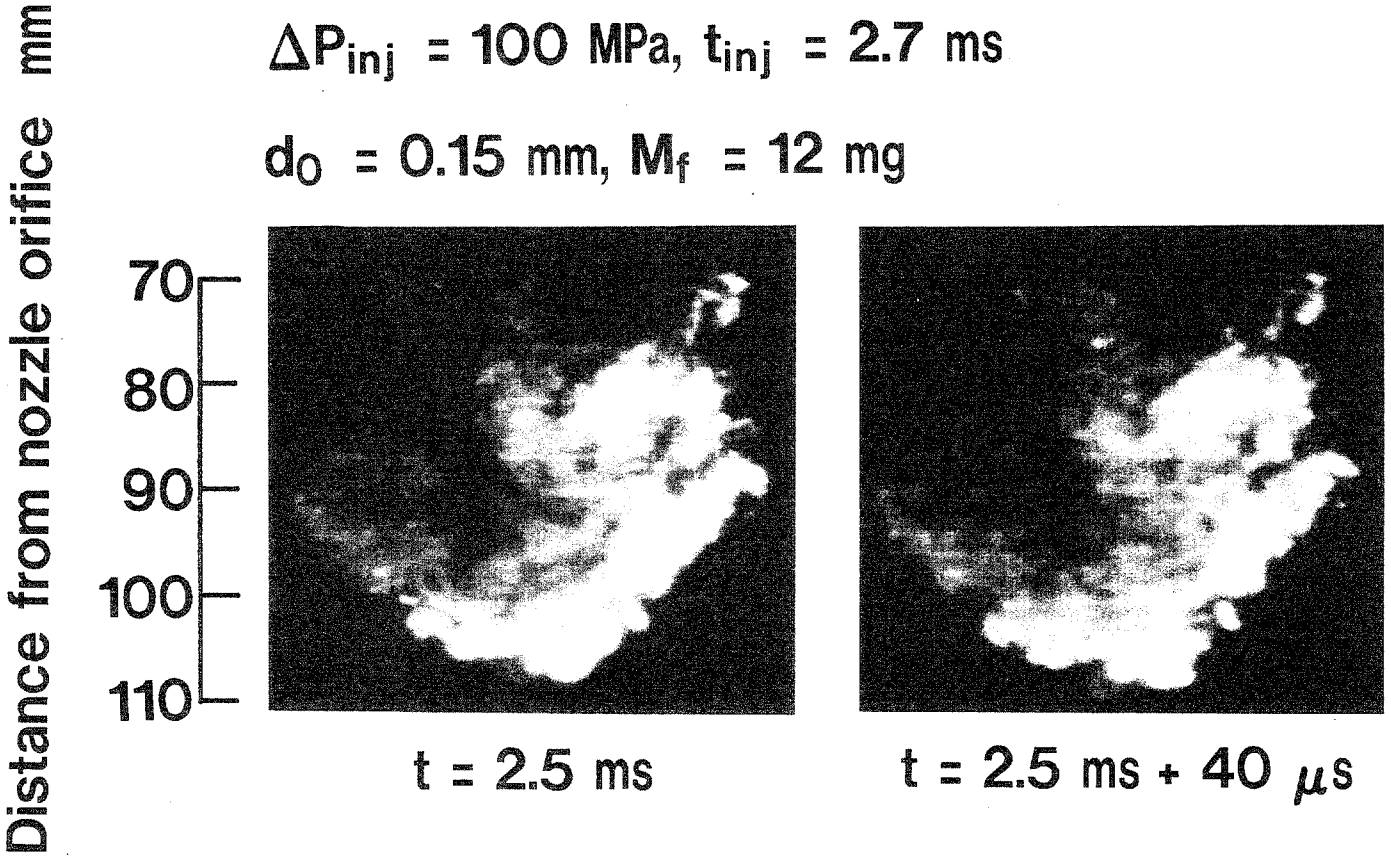



図５－２　40 μｓ ずれた２時刻における同一火炎断面内のすすからの散乱光画像

表５－１実験条件

| Surrounding conditions | |
|---|---|
| Pressure | 2.7 MPa |
| Temperature | 690 K |
| Injection conditions | |
| Nozzle orifice dia. : $d_0$ | 0.15 mm |
| $L/d_0$ | 4 |
| Injection pressure : $\Delta P_{inj}$ | 100 MPa |
| Injection duration : $t_{inj}$ | 2.7 ms |
| Injection amount : $M_f$ | 12 mg |

領域の一辺の長さ，Ws，をWs = 2.1 - 6.3 mmの範囲で変化させ処理を行い，その影響を見た．図５－３に噴口からの距離が70 - 110 mm の領域におけるすす粒子群の速度を各Wsにより算出した結果を示す．図中測定点は"+"印で示した．Cr は検出した移動点の元の点に対する相関値を噴霧領域内で平均した値である．火炎の輪郭は相対散乱光強度の値が10となる等値線である．Ws = 4.2 mm までは，探査領域の大きさを広くすると算出された速度，相関値は共に増加するが，Wsを4.2 mmより大きくしても処理結果はほとんど変化しないことが分かる．本研究では，Ws = 4.2 mm で処理を行った．

５．３．２　火炎内すす粒子群の速度分布　　図５－４に計算領域の大きさをWc（計算領域のx方向とy方向の幅）= 5.0 mm （上）と 10.0 mm （中）として処理した場合の火炎内すす粒子群の速度分布，すすからの相対散乱光強度分布（下）を示す．移動点検出の際，相関係数が0.9以下となった速度ベクトルは削除してある．

Wc = 5.0 mm で算出した速度分布を見ると，火炎先端部では，すすは火炎中心部を蛇行しながら進み火炎最先端部にて火炎外縁部へ広がるように進んでいることが観察される．火炎先端外周部には噴口方向へ向いたベクトルも存在し，火炎先端部に大きな渦運動が存在することを予想させる．

Wc = 10.0 mm の場合を見ると，火炎先端部の大規模渦運動がより明らかに捉えられている．

さらにこの噴霧火炎先端領域における大きなスケールの渦運動をより明確に捉えるため，火炎最先端部の軸方向速度を差し引いた火炎先端に対する相対速度分布を求めた．結果を図５－５に示す．これを見ると，非定常自由噴霧火炎の先端部には噴霧幅と同スケールの渦が存在していることが分かる．自由噴霧火炎内のすすは火炎中心部を進み，火炎最先端部に到達した後，火炎の外周部を上流方向へと進んでいる．

これらの渦運動とすすの生成・酸化過程の関係を調べるため，第４章に示した同噴射条件下の自由噴霧火炎内のすす濃度，すす粒径，すす数密度の分布[10]を図５－６に示す．図中上段より，相対すす体積濃度，相対すす粒径，相対すす数密度の火炎断面内分布である．これらの分布上で，図５－４，５－５で示されたすすの輸送経路をたどると，準定常領域の中心部で生成されたすすは，すす粒径の増加と数密度の減少を伴いつつ火炎中心部を進み，火炎最先端部に到達する．この間のすす粒径の増加と数密度の低下は主にすす粒子同士の合体，凝集によるものと考えられる．この後，すすは火炎外周部を火炎境界面に沿うように上流方向へ，噴霧幅と同スケールの渦運動に乗って輸送される．この火炎外縁部における移動中，すす粒径は酸化により減少する．最後にすすは大規模渦運動により再び火炎高温領域に巻き込まれ消滅する．

## ５．４．まとめ

非定常自由噴霧火炎断面のすす散乱光画像より，相互相関PIV法を用いてすす粒子群の速度分布を２次元計測した．その結果，以下の知見を得た．

１．非定常自由噴霧火炎の火炎先端部には噴霧幅と同スケールの渦が存在し，すすはこの渦に乗り輸送される．

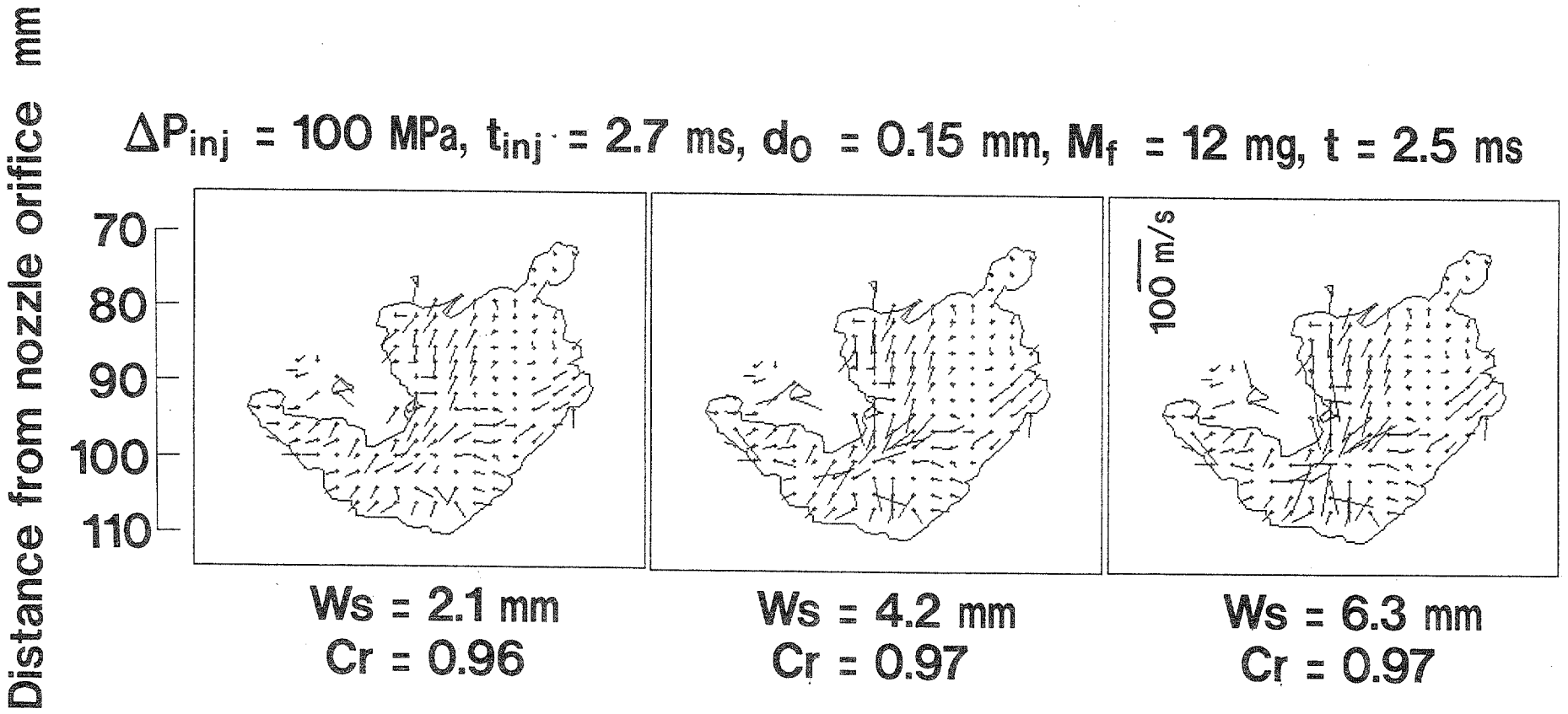



図５－３　探査領域の大きさが相互相関PIV法による速度ベクトルの解析結果に及ぼす影響

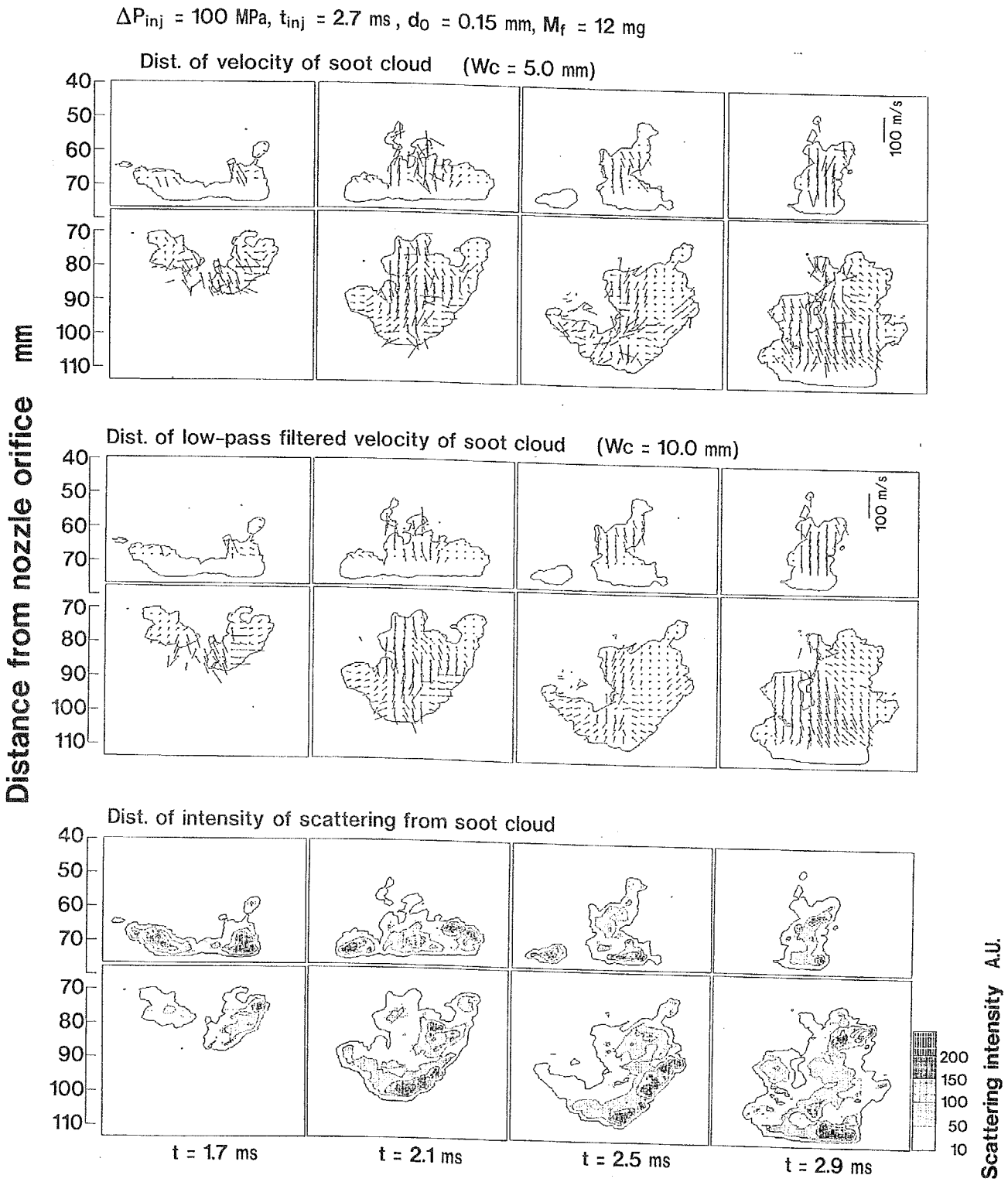



図５－４　自由噴霧火炎断面内すす粒子群の速度の２次元分布（$W_c$ = 5.0 mm：上）
自由噴霧火炎断面内すす粒子群の速度の２次元分布（$W_c$ = 5.0 mm：中）
自由噴霧火炎弾面内すす粒子群からの散乱光強度分布（下）

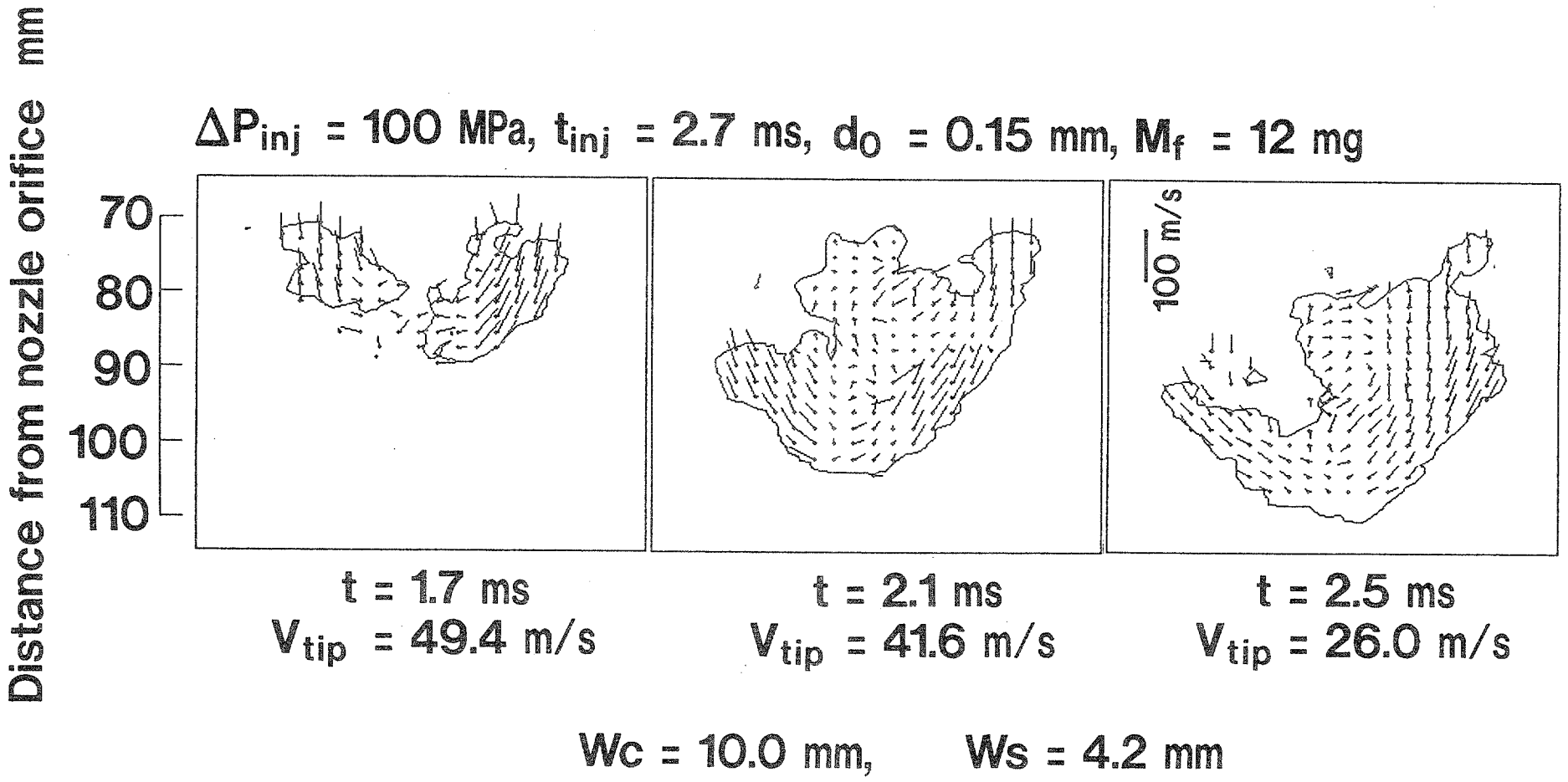



図５－５　噴霧先端速度に対するすす粒子群の相対速度の２次元分布

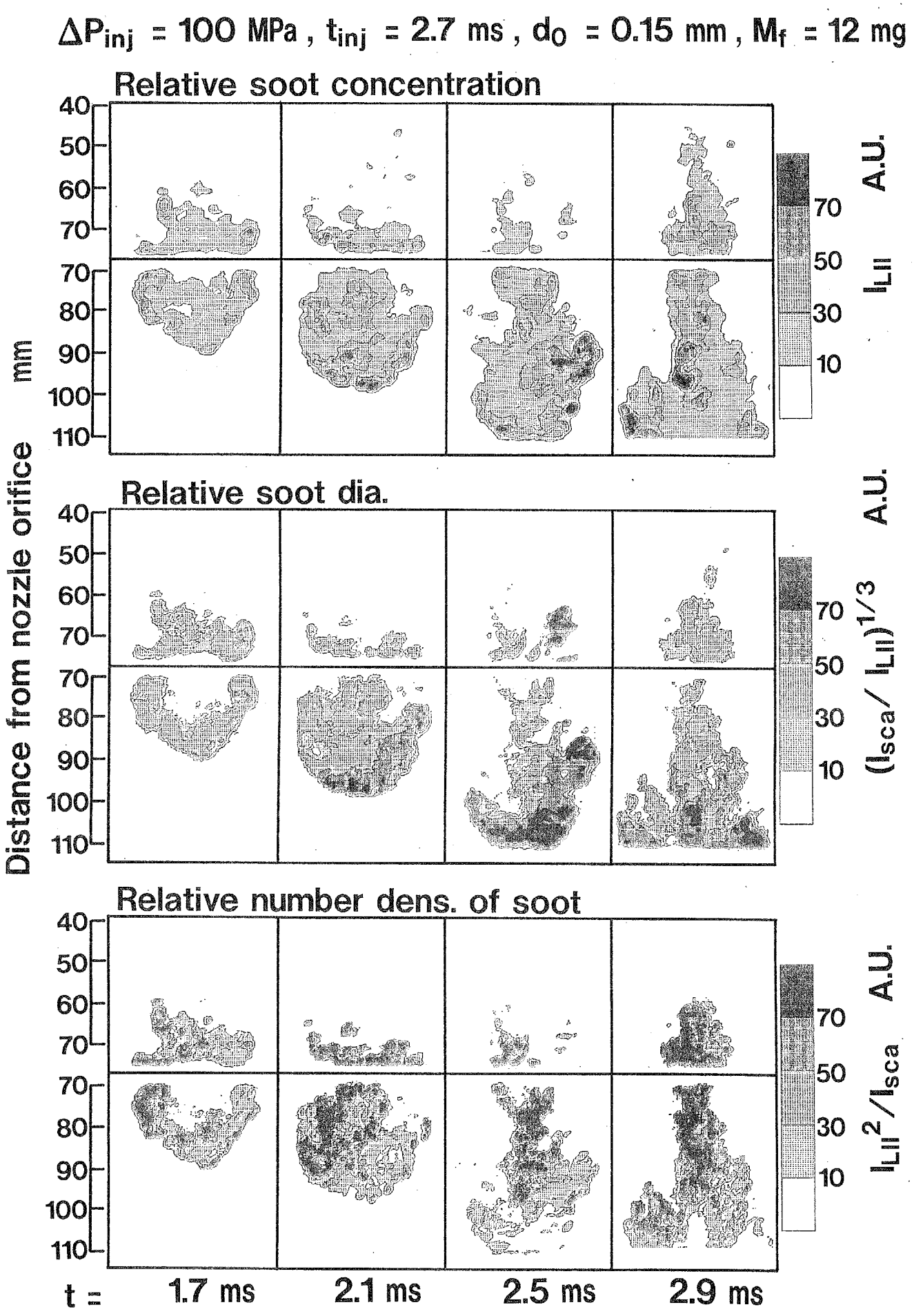



図５－６　火炎断面内相対すす濃度分布（上段）
相対すす平均粒径分布（中段）
相対すす数密度分布（下段）
（Δ P inj = 100 MPa）

2．すすは火炎中心部で生成された後，火炎中心を進み，火炎最先端部に達する．この間，すす粒子同士の合体・凝集などによりすす粒径は増加しすす数密度は低下する．火炎先端到達後，すすは火炎表面に沿うように火炎周囲領域へと輸送される．この時，酸化によりすす粒径は減少する．最後に，すすは火炎内の高温領域に大規模渦運動により再導入され消滅する．

## 文献


(1) Dec,J.E., SAE technical paper, No.920115, 1992.
(2) Dec, J.E., et al., SAE technical paper, No. 950456, 1995.
(3) Pinson,J.A., et al., SAE technical paper, No. 932650, 1993.
(4) Won,Y.H., et al., SAE technical paper, No.920114, 1992.
(5) 小酒，他3名，第１２回内燃機関シンポジウム講演論文集，pp.61-66, 1995.
(6) 小酒，他5名，日機論，62-596, B(1996), pp.1608-1613.
(7) Won, Y. H., et al., SAE paper, No. 920114, 1992.
(8) 小林，他2名，日機論，48-425, B(1982), pp.168-173.
(9) 神本，他2名，日機論，53-487, B(1987), pp.117-122.
(10) 小酒，他3名，日機論，61-590, B(1995), pp.3426-3431

# 第６章　噴霧火炎内のすすとOHの同時２次元可視化

## ６．１．まえがき

近年のレーザ計測手法の発達により、内燃機関の燃焼機構を解明するために、火炎中の様々な生成物が２次元可視化されるようになった。これらの中で、すすはディーゼル機関において排出低減が求められる生成物の一つであり、その生成機構と酸化機構を調べることを目的に、火炎内のすすの２次元可視化が行われてきた[1-5]。またOH分子（以下OHと記す）は、燃焼領域に多く存在し、吸光係数が他の分子に比べ高く蛍光強度が強いことから、内燃機関内の燃焼領域と既燃領域を特定化するために２次元可視化されている[6-11]。さらにOHはすすの酸化に関連の深い化学種の１つであると考えられるため[12-16]、すすの生成と酸化過程を考察する上で、OHの可視化は多くの情報を与えると期待される。

ディーゼル噴霧火炎内のすすについては、Decら[1,2]、Pinsonら[3]、元ら[4]、小酒ら[5]がレーザ誘起赤熱法と弾性散乱光法により火炎内すす濃度、すす粒径の２次元分布を得ている．これらの結果は、火炎中心領域には火炎周囲領域に比べ、より小径のすす粒子がより高密度に分布している事を示しており[2,5]、すすが火炎中心領域で生成された後、成長しつつ火炎周囲領域に輸送されることが推定される[5]。しかし、非定常噴霧火炎内のすすが存在しない領域における燃焼状態や、すすとOHの関係については不明である。

内燃機関内のOH濃度の可視化にはレーザ誘起蛍光法（以下LIF法と記す）が広く用いられており、火花点火機関[6-10]や、すすがほとんど発生しない燃料を用いたディーゼル機関[11]に適用されている。火花点火機関内でOHを可視化した結果では、OHからの蛍光強度が伝播火炎の前面で急増し最大値を示した後、火炎面後方の既燃領域で徐々に減少することが示されている[6]。Arnoldら[11]は直噴ディーゼル機関を用いてn-ヘプタンを燃焼させ、最大筒内圧力5 MPa下でLIF法によりOHの２次元可視化に成功している。これらの研究はOHが燃焼領域や既燃領域の指標になり得ることを示しているが、すすが発生する燃焼場におけるOHの役割については情報を与えていない。青山[12]らは、DIディーゼルエンジンにおいてOHとCHの自発光を分光計測と、二色法による相対すす濃度の測定を行っている。彼らは、これらのラジカル発光強度の変化が相対すす濃度の変化に先立ち生じることを示している。

すすとOHの関係については、従来、定常火炎において両者の濃度測定が定量的、定性的に行われている[13-17]。定常予混合火炎の実験では、噴口から下流に向かって、青炎領域、暗領域、すすが存在する輝炎領域が観察され、OH濃度は暗領域において急増し、平衡値の数倍の極大値を示した後、輝炎領域で急激に減少することが明らかにされている[13,15]。定常拡散火炎の実験においても、OH濃度は、すすが存在する火炎中心領域で急激に減少し、火炎周囲部で極大値を持つことが示されている[17]。これらの結果は、定常予混合および定常拡散火炎ではOHがすすの主な酸化種の１つであることを示唆している。また、すすの発生量を変化させた実験では、火炎内にすすが発生しない状態から発生する状態に移行しても、OH濃度の定性的な分布形状は変化しないことが示されており、すすの生成反応と酸化反応がすすが観察されない領域においても競合していることを示唆している[15,17]。以上の定常火炎における

OHとすすの関係が、非定常噴霧火炎において成立するか否かについては興味のあるところである。

本研究では、非定常噴霧火炎におけるすすの生成•酸化過程を調べることを目的に、急速圧縮装置内に実現した高温、高圧下の自由噴霧火炎内のすすとOHを、弾性散乱光法とLIF法により同時に２次元可視化している。従来、別々の火炎においてしか得られていないすすとOHの分布を同一、同時刻の火炎の情報として得、非定常噴霧火炎におけるすすとOHの関係について考察する。

## ６．２．実験装置と実験方法

**６．２．１　撮影方法**　　図６－１に火炎内のすすとOHの同時２次元可視化のための撮影光学系を示す。光源にはNd:YAGレーザ（Continuum Powerlite 9010）の第２高調波で励起した色素レーザ（LAMDA PHYSIK SCANMATE 3E）を使用した。中心波長は、OHの$Q_2(8)$と$Q_1(9)$の回転線、(1,0)振動バンド、$A^2\Sigma$-$X^2\Pi$電子遷移の励起波長に合わせ、283.91 nmとした。線幅は$2.4\times10^{-3}$ nm (0.3 $cm^{-1}$) である。この入射光波長は、水素拡散火炎を用いたOHの吸収スペクトル測定の結果により検定した。色素レーザの平均出力は3 mJ/pulseである。

３枚のシリンドリカルレンズにより整形した高さ25mm、厚さ0.15mmのシート光は、燃焼室内に設置されたプリズムにより直角に曲げられ火炎の中心断面を照射する。レーザの出力はショット毎に変化し、またレーザシート内の光強度分布が均一でないことから、レーザシートの一部を燃焼室に入射する前にビームスプリッタにより分離し、フォトダイオードアレイによって入射光強度分布を毎回測定した。測定したこの光強度分布は撮影画像の強度補正に用いた。

火炎内レーザシート上のOHからの蛍光とすすからの弾性散乱光は、入射光に対し直角の方向から撮影する。両光はダブリングプリズムと中心波長の異なる２枚のバンドパスフィルタにより分離し、高速ゲート付イメージインテンシファイア（浜松ホトニクス C4078-01）によって増幅し、CCDカメラで撮影した。OHからの(1,1)、(0,0)バンドの蛍光を分離検出するため、中心波長310.9 nm、半値幅11.3 nmのバンドパスフィルタを用いた。すすからの弾性散乱光は、中心波長283.2 nm、半値幅9.8 nmのバンドパスフィルタにより分離した。また、弾性散乱光はLIF光に比べて非常に強いため，両者が同程度の強度になるように、弾性散乱光を透過率0.5 ～ 3.0 %のNDフィルタにより減光した。イメージインテンシファイアのゲート幅は火炎からの自発光を除去するために30nsに設定した。

撮影領域は燃料の蒸発が完了した噴口から35 mmより下流である。各条件毎に３～５枚の画像を撮影したが、以後に示す結果はその中で平均的なものである。

**６．２．２　実験装置と実験条件**　　実験に使用した大型急速圧縮装置[18]はボアが200 mm、ストロークが560mm、圧縮比が14.7である。燃焼室は直径196mm厚さ40mmのパンケーキ型である。燃料噴射装置には電子制御式単発高圧噴射装置[19]を使用した。これによれば燃料噴射率を噴射期間中一定に保つことが出来る。実験条件を表６－１に示す。

火炎内の発生すす量を低減し、入射光と検出光のすす粒子群による減衰を抑え、

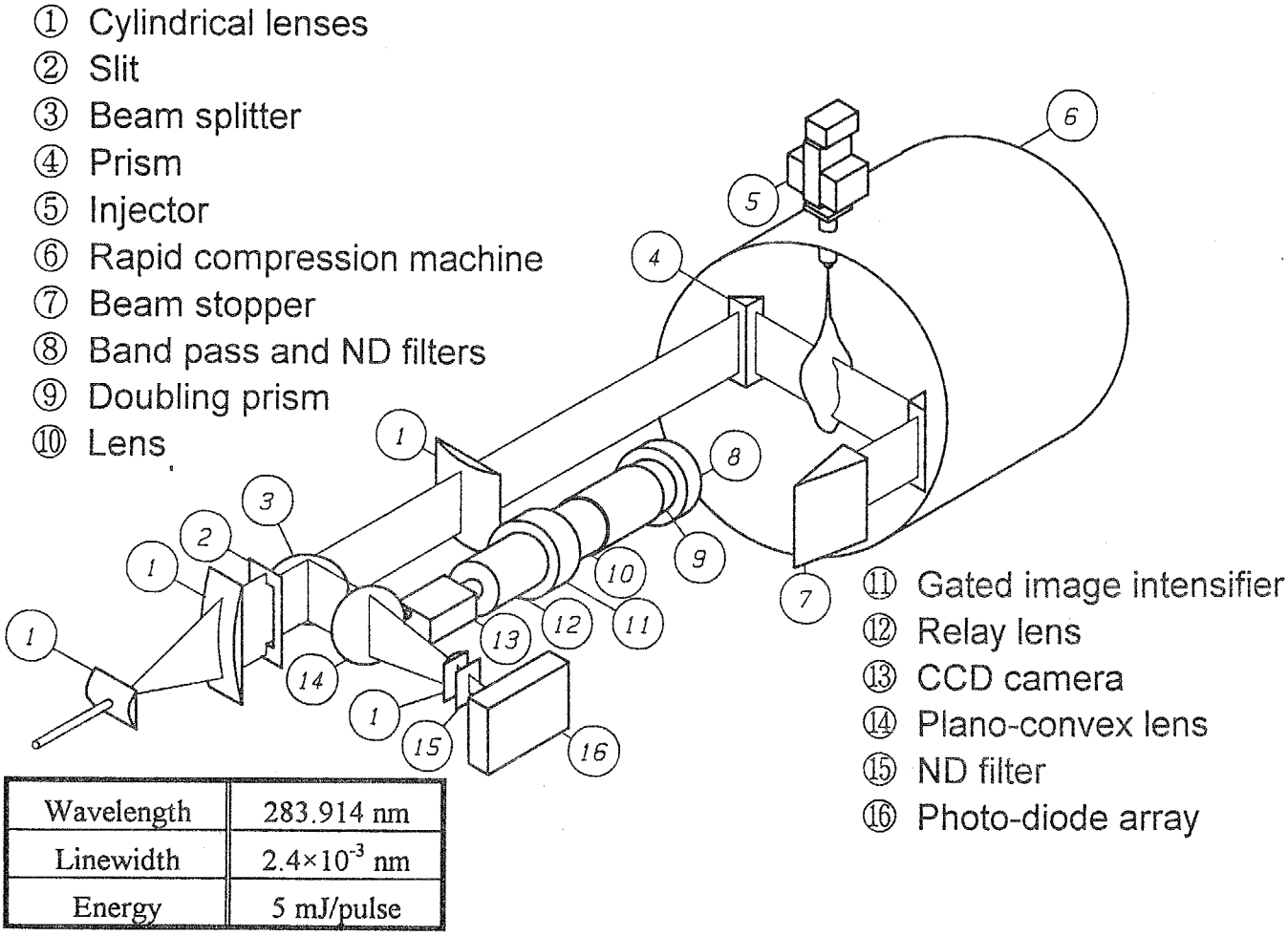



図６－１　火炎内すすとOHの同時２次元可視化のための撮影光学系

表６－１　実験条件

| Surrounding conditions | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Pressure<br>Temperature | | 2.9 MPa<br>760 K | | |
| Injection conditions | | | | |
| Nozzle | Orifice dia. : $d_0$<br>$L/d_0$ | 0.15 mm<br>4 | | |
| Fuel | | Reference fuel;<br>n-$C_{12}H_{26}$: 22 %<br>n-$C_{13}H_{28}$: 54 %<br>n-$C_{14}H_{30}$: 22 % | Blend fuel;<br>Ref. fuel: 90 %<br>Polypropylene-glycol: 10 % | Polypropylene-glycol: 100 % |
| Injection duration : $t_{inj}$ | | 3.7 ms | | 3.0 ms |
| Inj. Pressure : $\Delta P_{inj}$<br>Inj. amount : $M_f$ | | 55 MPa<br>12 mg | | |

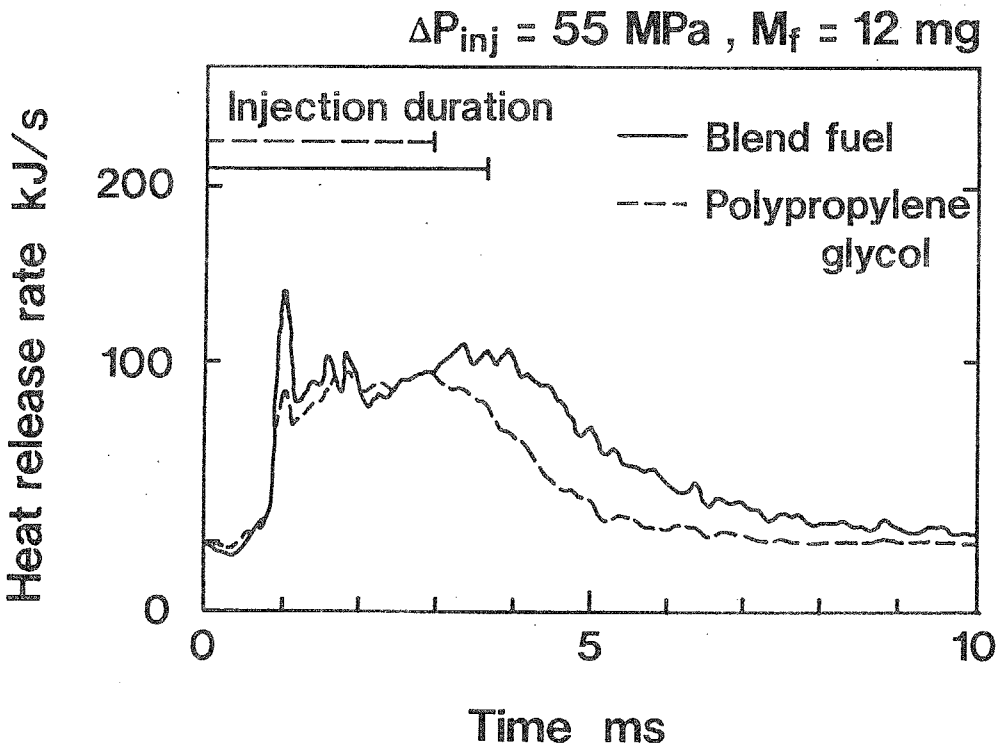



図６－２　実験に使用した燃料の噴霧火炎の熱発生率

火炎断面全域におけるOHとすすの可視化を可能とするため、燃料には基準燃料の0号ｿﾙﾍﾞﾝﾄ（n-$C_{12}H_{26}$:22%,n-$C_{13}H_{28}$:54%,n-$C_{14}H_{30}$:22%）に質量比で10%のﾎﾟﾘﾌﾟﾛﾋﾟﾚﾝｸﾞﾘｺｰﾙを混ぜた混合燃料を用いた。また、すす発生量が火炎内のOH分布に与える影響を調べるために、すすがほとんど発生しないﾎﾟﾘﾌﾟﾛﾋﾟﾚﾝｸﾞﾘｺｰﾙを燃料として用いた場合の火炎内OHの可視化も行った。燃料噴射量は12 mgで統一した。

各燃料を使用した場合の熱発生率曲線を図６－２に示す。各条件につき５つのデータの平均値を示す。ﾎﾟﾘﾌﾟﾛﾋﾟﾚﾝｸﾞﾘｺｰﾙのみを燃料として用いた場合には、着火遅れは約0.9 msであり、混合燃料を用いた場合とほぼ等しい。しかし、総熱発生量は混合燃料の場合に対し約23 %少ない。これは筒内平均温度で約1 %の減少に相当する。

## ６．３．結果と考察

**６．３．１　ディーゼル火炎からのLIFスペクトルの測定**　ディーゼル火炎の中にはOH以外にも、未燃燃料蒸気、PAHなど紫外の広い領域で光を吸収し蛍光を発する物質が存在する。従って、LIFで得られた画像がOHからの蛍光であるか否かを確認する必要がある。燃料、PAH等の吸収線はブロードバンドであり、多少入射光波長をずらしても蛍光を発するのに対し、OHは入射光波長に敏感であり、入射光波長が0.1 nmずれると蛍光を発しない。そこで入射光波長を吸収線に同調した場合としない場合の、火炎内シート光上からの蛍光スペクトルをポリクロメータにより測定した。測定は噴口から45 mm下流の位置で行った。燃料にはﾎﾟﾘﾌﾟﾛﾋﾟﾚﾝｸﾞﾘｺｰﾙを用い、噴射圧力は$\Delta P_{inj}$= 55 MPaである。図６－３に示す結果は、各条件につき３つのスペクトルデータを平均したものである。

図６－３右側は、水素拡散火炎による検定実験により得られたOHの吸収波長(283.914 nm)に入射光を同調させた場合の結果で、300～340 nmに強い蛍光スペクトルが観察できる。一方、入射光波長を励起波長より0.1 nm短くした場合のスペクトル（左）をみると、300～340 nmのスペクトルがほとんどみられない。このことから、入射光波長を283.914 nmとした場合に得られる300～340 nmの蛍光スペクトルは、OHからの(1,1), (0,0)バンドの蛍光であると考えられる。

図６－４には、すす発生傾向の強い基準燃料を用いた場合にLIF法により得られた火炎からのスペクトル（左）と、レーザを入射しない場合に得られた火炎の自発光スペクトル（右）を示す。各スペクトルは３つのデータを平均値である。測定位置は火炎内レーザ光上で、OHからの蛍光が検出可能なレーザ入射側の火炎周囲領域(噴口から85 mm, 中心軸から15 mm)内である。これをみると、レーザを入射した場合に、図６－３と同様に300～340 nmに強いスペクトルが観察でき、すす発生のある基準燃料を用いた場合にも、部分的にはOHからの蛍光を十分なS/N比で捉えられることが分かる。一方、火炎の自然発光スペクトルをみると、OHからの自然励起発光がほとんど無く、LIF法によりレーザシート光上のOHを選択的に可視化できることが分かる。また、これらのスペクトルには、350 nm以上の波長領域に、ポリプロピレングリコールの場合には観察されなかったすすからの熱輻射スペクトルが観察される。

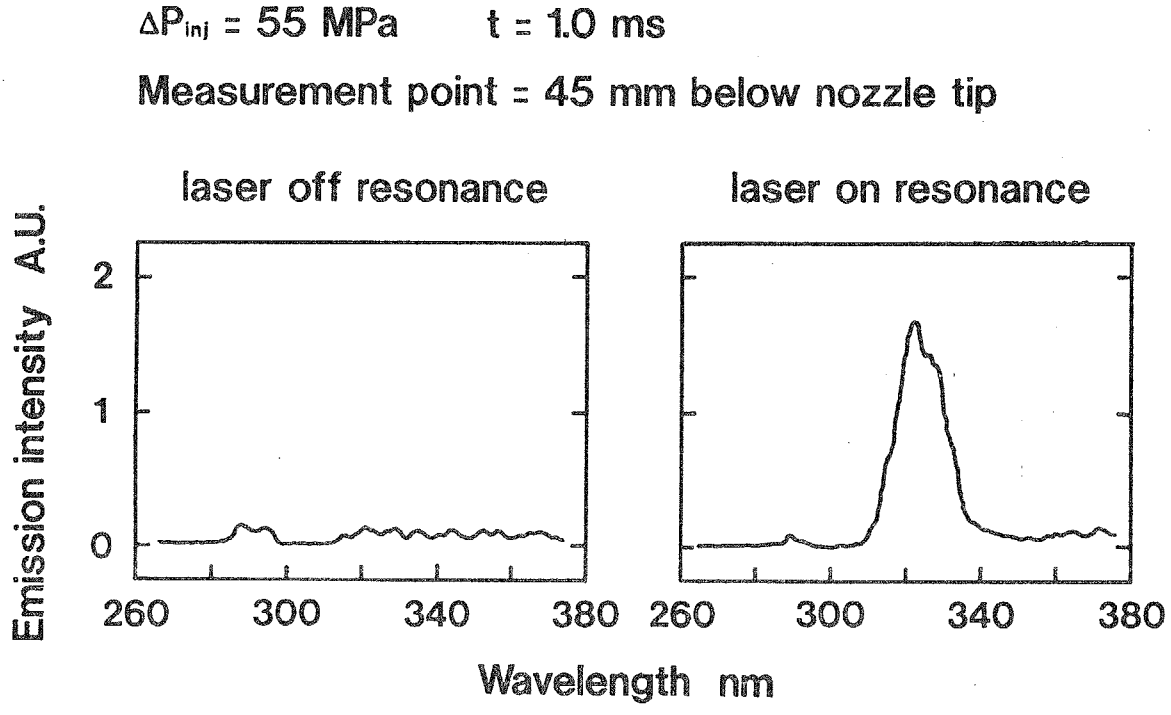
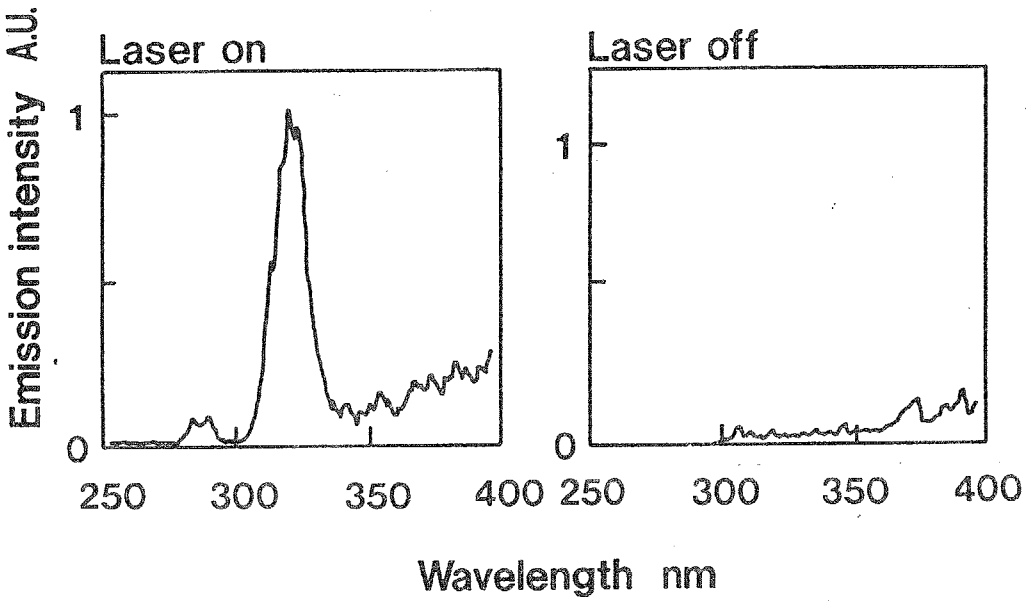



図６－３　ﾚｰｻﾞｰ波長をOHの励起波長に同調した場合(右)としない場合(左)の火炎からの発光ｽﾍﾟｸﾄﾙ




$\Delta P_{inj}$ = 55 MPa , $t_{inj}$ = 3.7 ms , fuel: reference fuel

z = 85 mm , r = -15 mm , t = 3.7 ms

図６－４　レーザーを入射した場合（左）としない場合（右）
の火炎からの発光スペクトル

**６．３．２　基準燃料の噴霧火炎内のすすとOHの同時可視化**　図６－５に基準燃料の噴霧火炎の場合に得られたOHからの蛍光画像と、すすからの弾性散乱光画像を示す。OHからの蛍光はレーザの入射側の火炎左側にしか観察できない。これはすすからの弾性散乱光画像からもわかるように、火炎内に多量のすすが生成され、入射光のすす粒子群の吸収による減衰と、検出器とレーザシート光の間に存在するすす粒子群による蛍光のブロック効果によると考えられる。この様に、すす粒子群による光の減衰効果が大きいため、これらの画像からOHとすすの火炎内分布について考察することは困難である。そこですすの発生量を抑えるため、混合燃料を用いた。

**６．３．３　混合燃料の噴霧火炎内のすすとOHの同時可視化**　図６－６に、混合燃料の場合の噴霧火炎内のOH（上３段）とすす（下３段）の同時可視化画像の時間変化を示す。同領域、同時刻の対をなすOHとすすの画像は、同じ火炎に対して同時に得られた画像である。図６－７には、図６－６のOHからの蛍光とすすからの弾性散乱光の分布を重ねて疑似カラー表示した。図６－７にて、赤色はすすからの弾性散乱光の相対強度を示し、青色はOHからの蛍光相対強度を示す。両光が共に存在する場合には、図中左下に示したカラーチャートに示すように色相を黄色から緑色に変化させた。

OHの画像を観察すると、すすとOHにより入射光が吸収され、OHの蛍光がレーザ入射方向（左から右へ）に対し減衰している様子が分かる。しかし、レーザ入射の反対側においてもOHからの蛍光は検出されており、火炎断面全体におけるOHの定性的分布は捉えられていると考えられる。以下図６－７の画像を考察する。

噴口から35 mm（噴口径の230倍）下流よりOHが観察できる。一方、すすは噴口から約50 mm(噴口径の330倍)下流より、OHの存在領域の火炎中心側に観察することができ、OHの発生がすすに先立つことが分かる。噴射期間中の噴口近傍領域(噴口からの距離が40～60 mm)では、火炎中心領域でOHからの蛍光もすすからの散乱光も認められない。この噴口近傍の噴霧中心領域では、燃料蒸気と周囲空気との混合が十分でなく燃焼反応が生じていないため、OHもすすも共に存在しないと考えられる。噴射終了後は、このOHもすすも存在しない領域が消滅し、燃焼領域が噴霧中心部まで広がっている。

より下流域の噴口から60～85 mmの噴霧先端を除く準定常領域を、図６－６と図６－７において観察すると、この領域では噴霧中心部にすすが存在し、噴霧周囲部にはOHが広く分布している。両者は、ほとんど共存していない、この構造は定常火炎のすすとOHの分布構造[13-17]に類似しており、高圧雰囲気下の非定常噴霧火炎の準定常領域は、大気圧下の定常火炎と相似な構造を有すると考えられる。

噴霧先端領域のOHとすすの分布を観察すると、OHは噴霧先端の周囲領域に分布し、先端領域の内部にはOH濃度が低い領域が広く分布する。このOH濃度が低い領域は非対称な形状で、すす濃度が高い領域がちょうどこのOH濃度の低い領域にはまる様に存在する。すなわちすすはOH濃度の低い領域にしか存在していない。以上の噴霧火炎内すすとOHの分布傾向は、定常火炎における研究結果[13-17]のように、 OHがすすの主な酸化種の１つであることを示唆している。

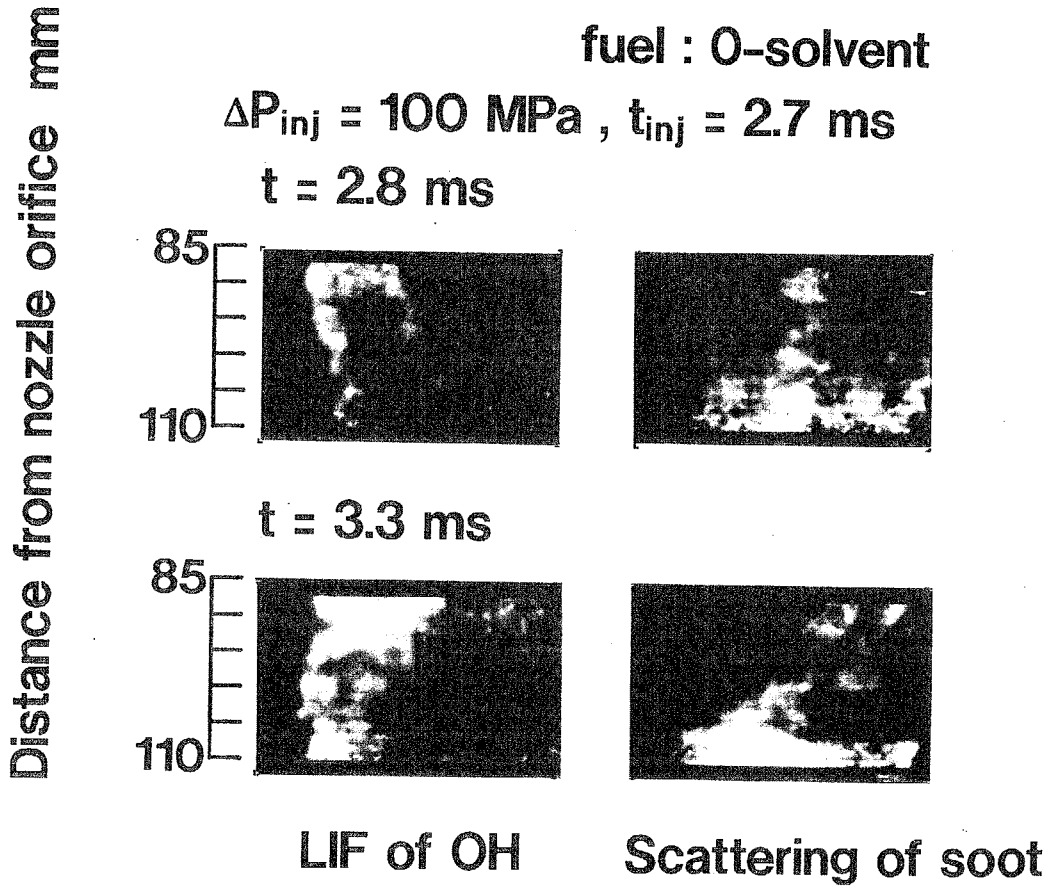



図６－５　基準燃料を用いた場合の火炎内OHからの蛍光(左)と
すすからの散乱光(右)の同時可視化画像

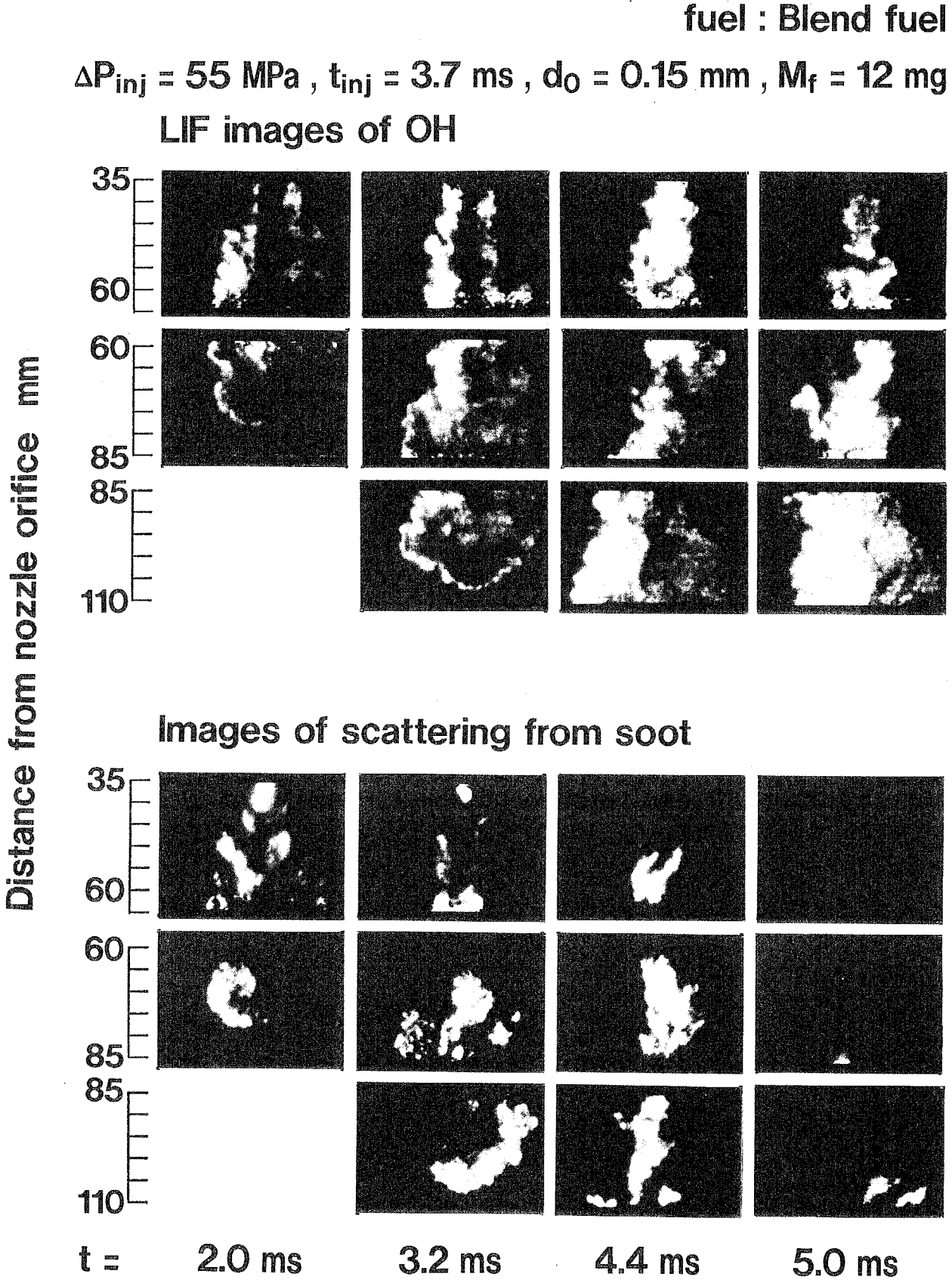



図６－６　混合燃料を用いた場合の火炎内OHからの蛍光(上)とすすからの散乱光(下)の同時可視化画像

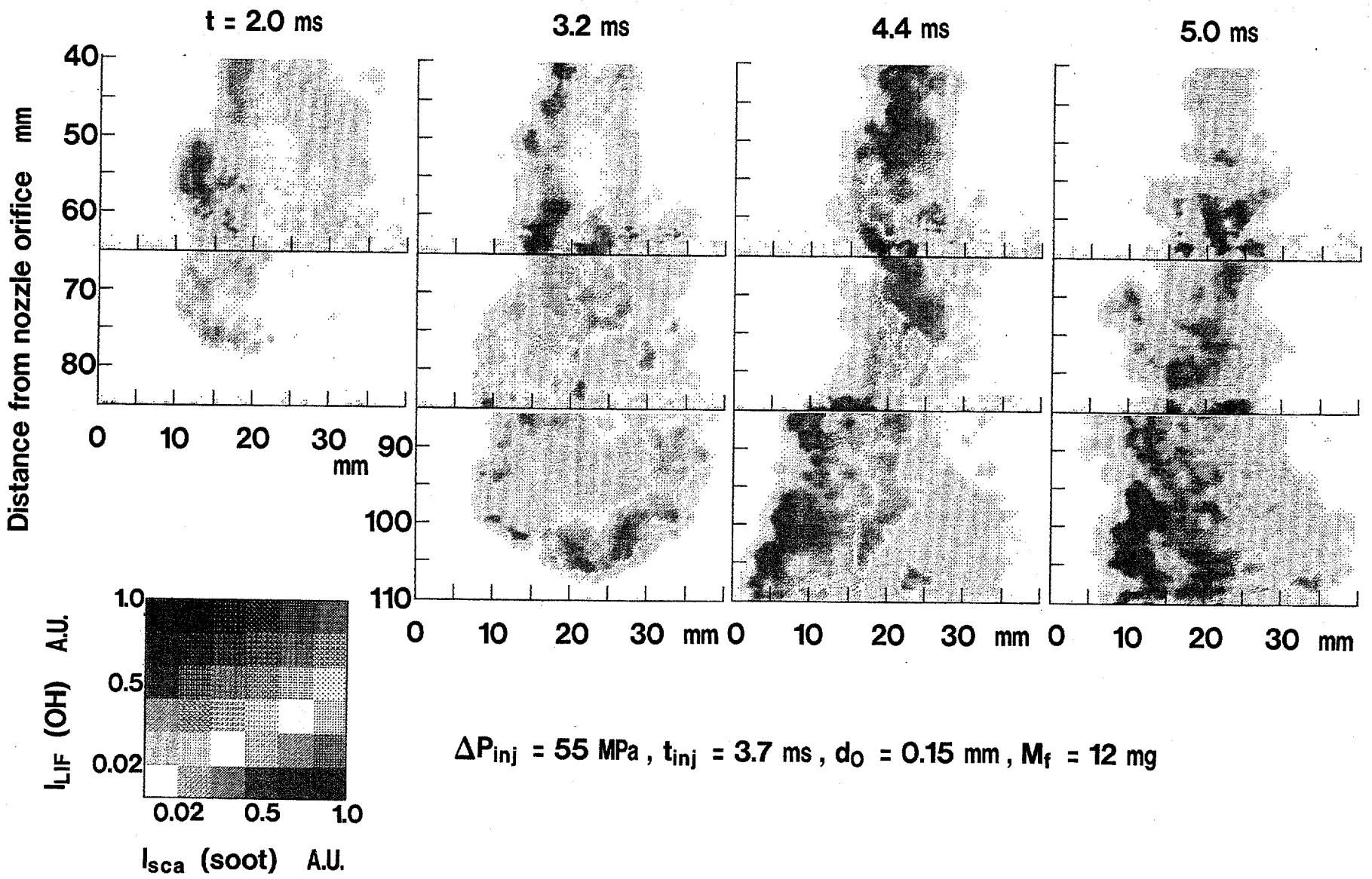



図６－７　噴霧火炎内OHからの蛍光とすすからの弾性散乱光の疑似カラー表示

第４章に示したすす濃度，粒径，数密度の２次元分布（図４－６，４－７）と，第５章に示した火炎内速度の２次元分布（図５－４，５－５）と図６－７を合わせて，すすの生成・酸化仮定について考察する．すすはOH濃度が低い噴霧火炎の準定常領域で発生し，OH濃度が低い火炎中心部を，合体や凝集，表面成長などによりその粒径を増加させながら進行する．火炎先端部ですす粒径は最大となる．その後，大規模渦運動によりすすはOH濃度が高い火炎外周域へ輸送される．ここですすは酸化により次第にその濃度と粒径を低下させ，火炎中心部へ再導入される領域で消滅する．

**６．３．４　ポリプロピレングリコールの噴霧火炎内OHの可視化**　最後に、すすの存在が火炎内OHの分布に与える影響を調べるため、ポリプロピレングリコールのみを燃料として使用し、ほとんどすすが生成されない火炎内のOHの可視化を行った。この結果と混合燃料の場合の可視化結果（図６－６、図６－７）を比較して火炎内のすすとOHの関係を考察する。

図６－８に火炎内OH分布の時間変化を示す。すすは、火炎最先端部のOH濃度が低い狭い領域内でのみ、わずかに検出された。噴射期間中の準定常領域では、火炎周辺部にのみOHが観察され、噴霧先端領域では、火炎周辺部でOH濃度が高く、中心領域に非対称形状のOHが存在しない領域が観察される。これらの特徴は混合燃料を用いた火炎のOHの分布傾向（図６－６、図６－７）に良く似ていることが分かる。

この様に火炎内のすす発生量が変化しても、OHの分布の定性的傾向に大きな変化が生じないことは、定常火炎における研究結果[15,17]とも一致する．従って、非定常噴霧火炎においても、すすの生成反応とOHやOなどによるすすの酸化反応が競合しており、すすの前駆物質やすすの生成反応速度が、OHやOによる酸化速度を上回る領域ですすの発生が始まり、いったん生成されたすすがOHやOの濃度の高い領域に輸送されると急速に酸化・消滅すると思われる。

## ６．４．まとめ

雰囲気圧力が2.9 MPaという高圧下の非定常噴霧火炎内のOHとすすを、LIF法と弾性散乱光法により同時に２次元可視化することに成功した。これにより得られた知見を以下に示す。

１．OHは、噴口から噴口径の約270倍下流の火炎周辺領域から観察される。すすは、OHの生成領域より下流、すなわち噴口から噴口径の約300倍下流から、OH存在領域より火炎中心側に観察される。噴口近傍の火炎の中心領域にはOHもすすも存在しない。
２．非定常噴霧火炎の準定常領域には、火炎中心領域にすすが存在し、火炎周辺領域にはOHが存在する。両者がともに存在する領域は狭い。
３．非定常噴霧火炎の先端領域では、噴霧内にすすが非対称に分布し、OHはそれを取り囲むように分布する。すすとOHはほとんど共存しない。

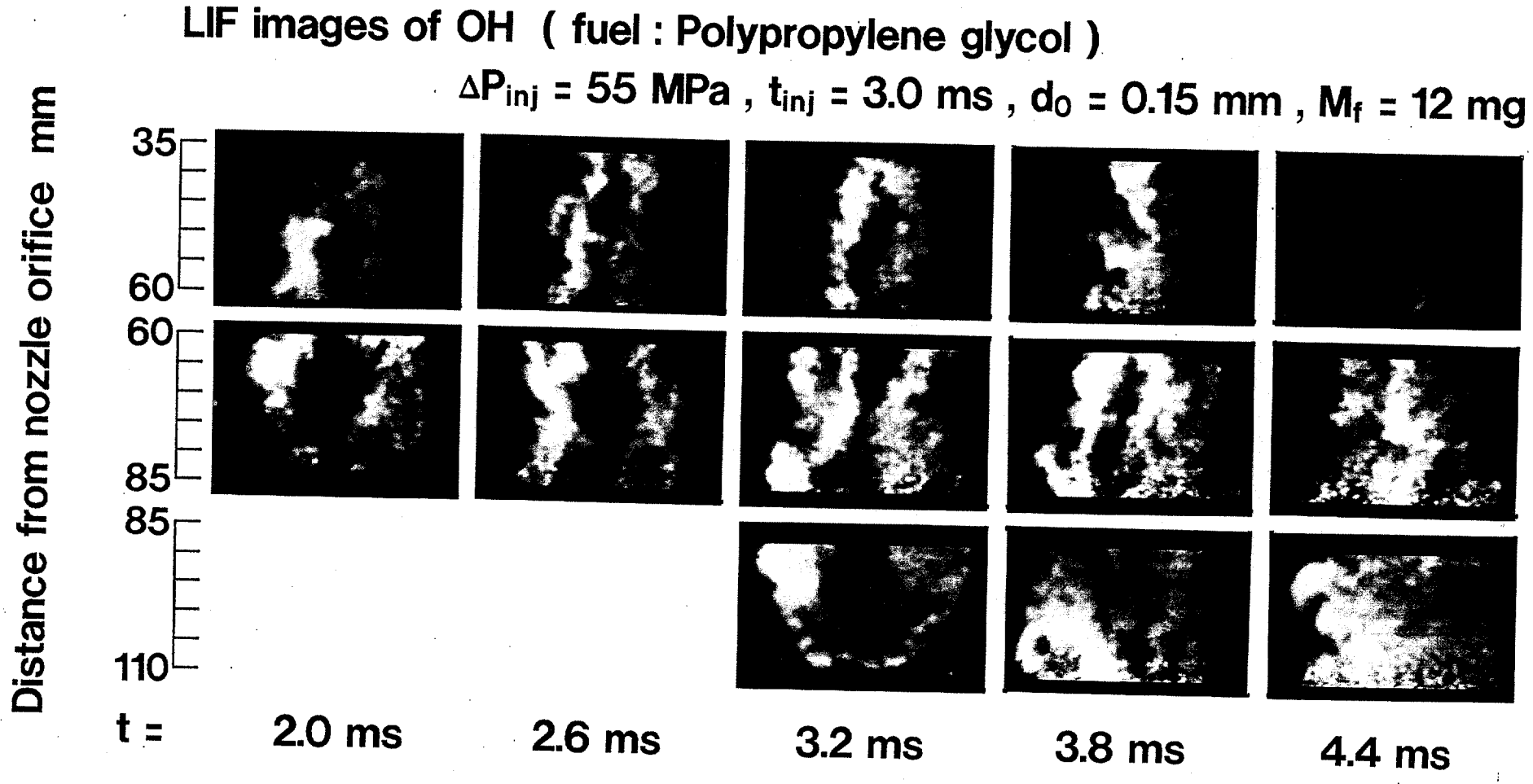



図６－８　ポリプロピレングリコールの噴霧火炎内OHからの蛍光画像

## 文献


(1) Dec,J.E., SAE technical paper, No.920115, 1992.
(2) Dec, J.E., et al., SAE technical paper, No. 950456, 1995.
(3) Pinson,J.A., et al., SAE technical paper, No. 932650, 1993.
(4) Won,Y.H., et al., SAE technical paper, No.920114, 1992.
(5) 小酒，他3名，第１２回内燃機関シンポジウム講演論文集，pp.61-66, 1995.
(6) Felton,P.G. et al., SAE technical paper, No.881633, 1988.
(7) Suntz,R. et al., Appl. Phys., B47, pp.287-293, 1988
(8) Andresen,P. et al., Appl.. Opt., vol.29, No.16, pp.2392-2404, 1990.
(9) Vannobel,F., et al., SAE technical paper, No.932696, 1993.
(10) Serpengüzel,A. et al., SAE technical paper, No.932701, 1993.
(11) Arnold,A. et al., Proc. of 24th Sympo. on Comb., pp.1605-1612, 1992.
(12) 青山, 他4名, 自技会論文集, 24-4, pp.53-57, 1993.
(13) Millikan,R.C., J. Phys. Chem., vol.66, pp.794-799, 1961.
(14) Fenimore,C.P., et al., J. Phys. Chem., vol.71, pp.593-597, 1967.
(15) Lucht,R.P., et al., Comb. Sci. and Tech., vol.42, pp.259-281, 1985.
(16) Dixon-Lewis,G., et al., Comb. and Flame, vol.86, pp.12-20, 1991.
(17) Puri,R. et al., Comb. and Flame, vol.97, pp.125-144, 1994.
(18) 小林，他2名，日機論，48-425, B(1982), pp.168-173.
(19) 神本，他2名，日機論，53-487, B(1987), pp.117-122.

# 第7章　結論

非定常噴霧火炎におけるすすの生成・酸化過程は，噴霧内の燃料蒸気濃度分布や温度分布の不均一性に強く支配される．噴霧構造の不均一性は，噴流により生じた大規模渦運動により形成されると考えられ，大規模渦運動と，燃料蒸気濃度分布の不均一性，すすの生成・酸化過程との関係を調べることは重要である．本研究では，非定常噴霧火炎の構造と噴霧火炎内のすす生成・酸化過程の解明を目的に，レーザーシート光を用いた様々な計測法を静止雰囲気中の非定常自由噴霧火炎に適用し，燃料蒸気，すす，OH などの濃度分布の2次元可視化と，すす粒子群の速度の2次元分布計測を行った結果，以下のことを明らかにした．

1．噴口から噴口径の 20 倍下流において燃料の1次分裂はほぼ完了しており，ほとんどの燃料は液滴として存在する．

2．蒸発噴霧の噴口近傍の未蒸発液相部の長さは，噴霧幅と同スケールで変動している．噴霧内の燃料蒸気濃度分布の大規模な不均一性は，蒸発完了時に既に形成されている．

3．蒸発噴霧内の燃料分布の大規模な不均一性は，非蒸発噴霧のそれと定性的に異なる．非蒸発噴霧に観察された，燃料の筋状の分布は蒸発噴霧には見られない．

4．蒸発噴霧内の燃料蒸気は間欠的，周期的に運動しており，噴霧中心部における燃料蒸気塊の通過周波数から求めたストローハル数は，単相噴流における大規模渦生成周波数で定義されるストローハル数と同オーダである．このことは，非定常蒸発自由噴霧の燃料蒸気濃度の不均一性は，大規模渦運動により形成されることを示唆している．

5．非定常自由噴霧火炎において，すすは準定常領域の中心部で発生し，噴霧中心部を火炎先端へと進行する．この領域では，OH 濃度は低く，すす粒子群は下流へ輸送されるにつれ，すす粒子同士の合体，凝集，表面成長などにより，その粒径を増加させる．火炎先端部においてすす粒径は最大となる．その後，大規模渦により，すすは火炎先端部から OH 濃度の高い火炎周囲領域へ輸送され，次第に酸化され小さくなる．最終的に，火炎の高温部へ再導入される領域においてすすは消滅する．

以上により，図７－１に非定常自由噴霧火炎の構造を模型的に描く．

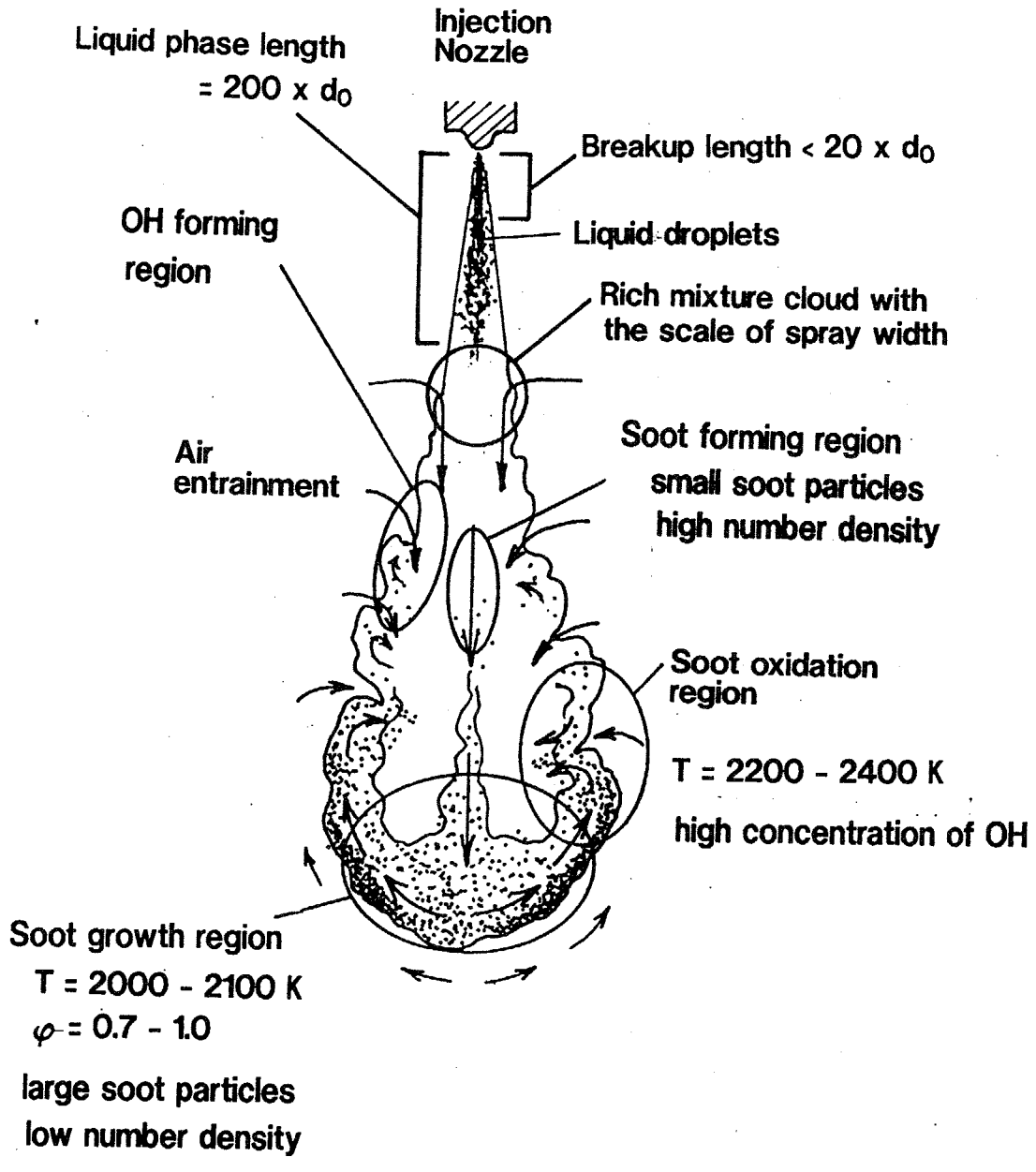



図７－１　非定常噴霧火炎の構造

# 付録A　離散渦法による非定常噴霧内の渦運動と液滴拡散に関する研究

## A．1．まえがき

第3章において，蒸発噴霧内と非蒸発噴霧内の燃料分布は定性的に異なることが示され，この原因として燃料蒸気と燃料液滴の大規模渦運動に対する追従性の違いが指摘された．本付録では，非定常非蒸発噴霧の不均一な燃料濃度分布を形成する一つの要因として，噴霧内の燃料液滴群の乱流拡散過程に注目し，これを離散渦法により数値解析している．

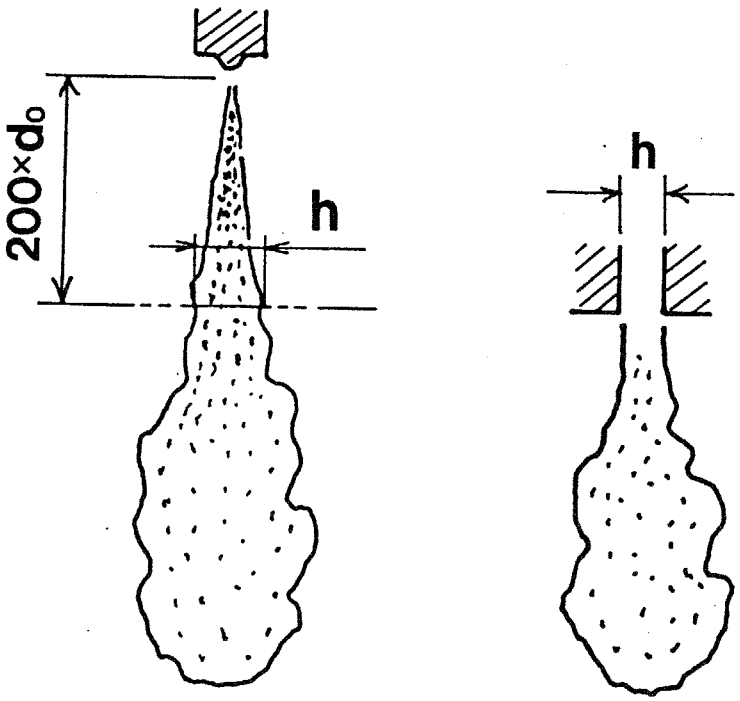
従来，燃料濃度分布の乱流混合過程を解明するために，非燃焼噴霧や固気2相流が実験や数値解析により調べられてきた．Azetsuら[1]やGülderら[2]は非燃焼ディーゼル噴霧にレーザーシート光を入射しシート光上の燃料液滴からの散乱光を撮影した．彼らの結果は，非定常噴霧における燃料液滴群の分布が間欠的，周期的である事を示している．葉ら[3]は蛍光法と散乱光法を非蒸発噴霧に同時に適用する事で，非定常噴霧断面内の燃料液滴の局所ザウタ平均径を2次元定量測定した．彼らの測定結果は噴霧の外周部で粒径が大きくなる事を示している．同様の結果が，Gülderら[2]のレーザー回折法による測定によっても得られている．これらの計測により噴霧内の燃料粒子群の不均一な分布の様子は明らかになりつつあるが，その成因については明らかにされていない．　Chungら[4]は離散渦法を用いて自由混合層における固体粒子群の乱流拡散を数値解析している．彼らは，粒子群の分布はストークス数に強く影響され，ストークス数が1を越えると粒子は気相の大規模渦に追従できなくなり，渦の外周域に輸送される事を明らかにした．しかしながら彼らの解析では粒子群を単分散系として扱うなど，非定常噴霧からの隔たりが大きい．

本付録では，非定常噴霧内の燃料液滴群の乱流拡散過程を調べる事を目的に，多分散系の平面2次元固気2相噴流を離散渦法により数値解析している．

## A．2．数値解析法

**A．2．1　離散渦法**　　大規模渦と燃料液滴群の相互作用により液滴群が拡散される過程を調べる事を目的とするため，乱流の大規模渦運動を記述できる数値解析法が必要である．さらに液滴群の運動方程式と液滴と気相の相互作用のモデルを気相の計算にカップリングするため，気相の数値解析法にはアルゴリズムが単純で計算時間をあまり必要としない解析手法が望まれる．以上の理由から気相部の計算には離散渦法を用いた．採用した離散渦法はすべての離散渦の相互作用を考慮するdirect interact-ion法[5]である．さらにこのコードに渦糸の伸長を表現する循環減衰モデル[6]と，分子粘性の影響を表現する渦核モデル[7,8]を組み込んだ[9]．

**A．2．2　噴霧モデル**　　本数値解析では，図A－1に示すように，実際のディーゼル噴霧の噴口から噴口径の200 倍下流の位置を計算開始点とし，これより下流の噴霧を以下に示す仮定を用いて平面2次元固気2相噴流として扱う．




図A－1　噴霧モデル

仮定(1).流れは平面２次元流である.
(2).計算開始位置では，燃料の分裂が完了し，燃料は球形粒子として存在する.
(3).計算開始位置では燃料液滴と気相の相対速度は０である.
(4).燃料液滴の２次分裂，液滴同士の衝突，合体は生じないとし，燃料液滴を固体球形粒子と等価とする.

仮定(1) については，非対称な大規模渦運動が粒子群の拡散に大きな影響を与えると考え，これを定性的に考察するするため，アルゴリズムが簡単な２次元離散渦法でも非対称渦運動を表現できる平面２次元流れを仮定した.

仮定(2) については，第２章において，噴口から噴口径の20倍の位置において既にほとんどの燃料が１次分裂を終了しており，液滴として存在することが示されている.

仮定(3) については，パラメータとして計算開始位置における粒子と気相の相対速度を変化させ計算を行った結果，|Vp - Vg|/Vg<1.0の範囲では計算結果に定性的な変化が認められなかった事から，計算開始位置における粒子と気相の相対速度を0 と仮定した.

仮定(4) については，葉ら[3] が蛍光・散乱光法により非蒸発噴霧断面内の局所ザウタ平均径を測定している．彼らは，噴口から噴口径の70倍の位置まで粒径は減少し，これより下流の領域では，噴口から離れるに従い徐々に粒径が増加する事を明らかにしている．噴口から噴口径の400 倍の位置における粒径は，噴口径の200 倍の位置における粒径の約1.1 倍に増加している．この結果は，噴口から噴口径の70倍の位置より下流では液滴の２次分裂より液滴の合体が支配的である事を示唆しているが，液滴の合体による粒径の増加は液滴群の乱流拡散過程を定性的に変化させるには至らないと仮定した.

以上の仮定より，実際の噴口から噴口径の200 倍の位置に計算上の噴口を設置した．この噴口幅には噴霧の影写真から得られた同位置における非蒸発噴霧の噴霧幅を与えた．計算開始位置における粒子と気相の噴出速度は，表Ａ－１に示す実際のディーゼル噴霧の噴射条件より，噴口と計算開始位置における燃料質量流束と全運動量流束が等しくなるように定めた．噴出速度分布はx方向速度成分分布に放物形を仮定し，y方向成分は０と仮定した．噴口以外の計算領域境界面には，自由流出入境界条件を与えた．なお表Ａ－１の噴射条件は葉らの非蒸発噴霧内の局所ザウタ平均粒径の測定[3] を行ったディーゼル噴霧と等しい．計算対象とする固気２相流の計算条件を表Ａ－２に示す.

**Ａ．２．３　粒子相モデル**　　粒子の運動は次式に示す運動方程式により算出した．粒子には気体から受ける抗力のみが外力として働くと仮定した.

$$\frac{dV_p}{dt} = -\frac{3}{4} C_d \frac{1}{D_p} \frac{\rho_g}{\rho_p} |V_p - V_g| (V_p - V_g) \qquad \text{(A-1)}$$

ここで抵抗係数には剛体球に対する式を用いた.

表A－1　ディーゼル噴霧の実験条件

| Injection conditions | |
|---|---|
| Nozzle orifice dia. : $d_0$ | 0.20 mm |
| Fuel | $n\text{-}C_{13}H_{28}$ |
| Fuel temp. | 293 K |
| Fuel dens. | 760 $kg/m^3$ |
| Kinematic visc. of fuel | 2.37 x $10^{-6}$ $m^2/s$ |
| Injection press. : $P_{inj}$ | 85 MPa |
| Injected fuel amount : $m_f$ | 12 mg |
| Injection duration : $t_{inj}$ | 1.6 ms |
| Momentum flux at nozzle | 5.34 $kg \cdot m/s^2$ |
| Surrounding conditions | |
| Surrounding gas | $N_2$ |
| Pressure | 1.5 MPa |
| Density | 17 $kg/m^3$ |
| Kinematic visc. | 1.04 x $10^{-6}$ $m^2/s$ |

表A－2　固気二相噴流の計算条件

| | |
|---|---|
| Width of slit : h | 6.88 mm |
| Injection velocity : U | 67.8 m/s |
| Velocity profile at nozzle | Parabolic |
| Momentum flux at nozzle | 5.34 $kg \cdot m/s^2$ |
| Reynolds No. | 415000 |
| Normalized injection duration | 15.8 |
| Normalized time step | 0.04 |
| Stokes No. (S.M.D) | 7.25(17.5 $\mu$m) |

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_D} \qquad \mathrm{Re}_D < 2$$
$$= \frac{18.5}{\mathrm{Re}_D^{3/5}} \qquad 2 \le \mathrm{Re}_D < 500 \qquad \text{(A-2)}$$
$$= 0.44 \qquad 500 \le \mathrm{Re}_D$$

式(A-1) 中の気相流速，Vg，には各粒子の位置にすべての離散渦が誘起する速度の合速度を与える．

放出される粒子群の粒径には，最大粒径，35 $\mu$m($2\times D_{32}$)，最小粒径，0.0175 $\mu$m ($D_{32}/1000$)の範囲で３パラメータLog-hyperbolic関数[11]を仮定した粒径分布に従う乱数を発生させ与えた．ザウタ平均粒径には，透過光減衰法により測定された同噴射条件下の非蒸発噴霧全体に対するザウタ平均粒径[12]を与えた．

**Ａ．２．４　粒子相と気相の相互作用モデル**　　気相が粒子の運動に与える影響については式(A-1) を解く事で考慮し，粒子の運動が気相に与える影響は以下に述べるモデルにより表現した．

気相の渦度方程式において，気相が単位体積当たりに粒子群から受ける力,F,の影響は次式で表せる[13]．

$$\frac{D\omega}{Dt} = \frac{1}{\rho_g}\nabla \times F \qquad \text{(A-3)}$$

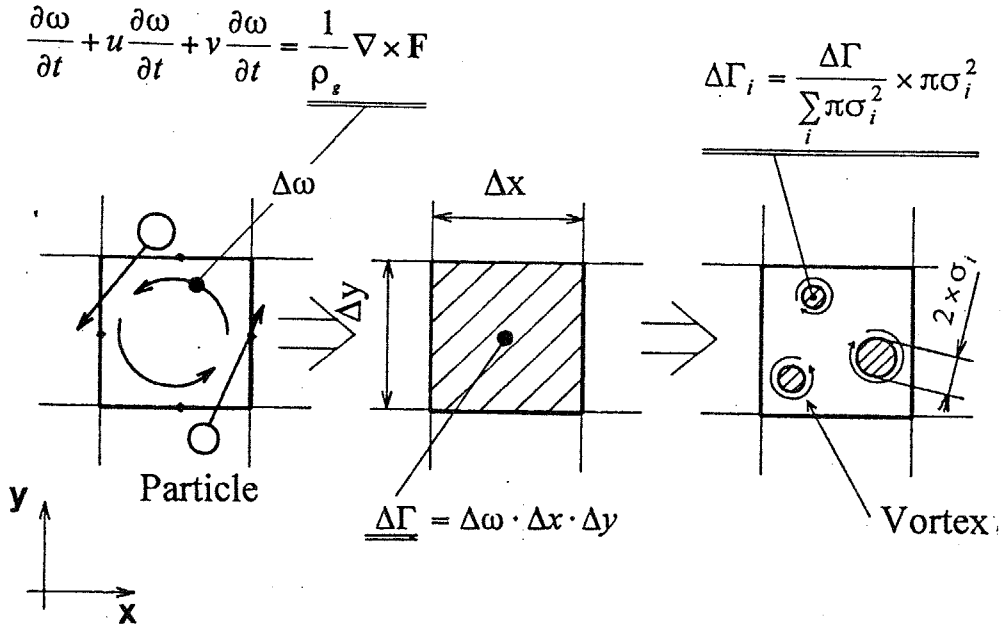
$$F = \frac{1}{S}\sum_i \left\{ \frac{\pi}{8} C_{d,i} \cdot D_{p,i}^{\ 2} \cdot \rho_g \left| V_{p,i} - V_g \right| \left( V_{p,i} - V_g \right) \right\} \qquad \text{(A-4)}$$

式(A-3) 右辺が粒子と気相の相互作用を表す項である．本計算では，図Ａ－２に示すように計算領域に$\Delta x/h = \Delta y/h = 0.5$ の格子系を設置し，各セルにおいて粒子との相互作用による渦度の変化量（式(A-3) 右辺）を計算し，これを用いてセル内に存在する離散渦の循環を補正した．

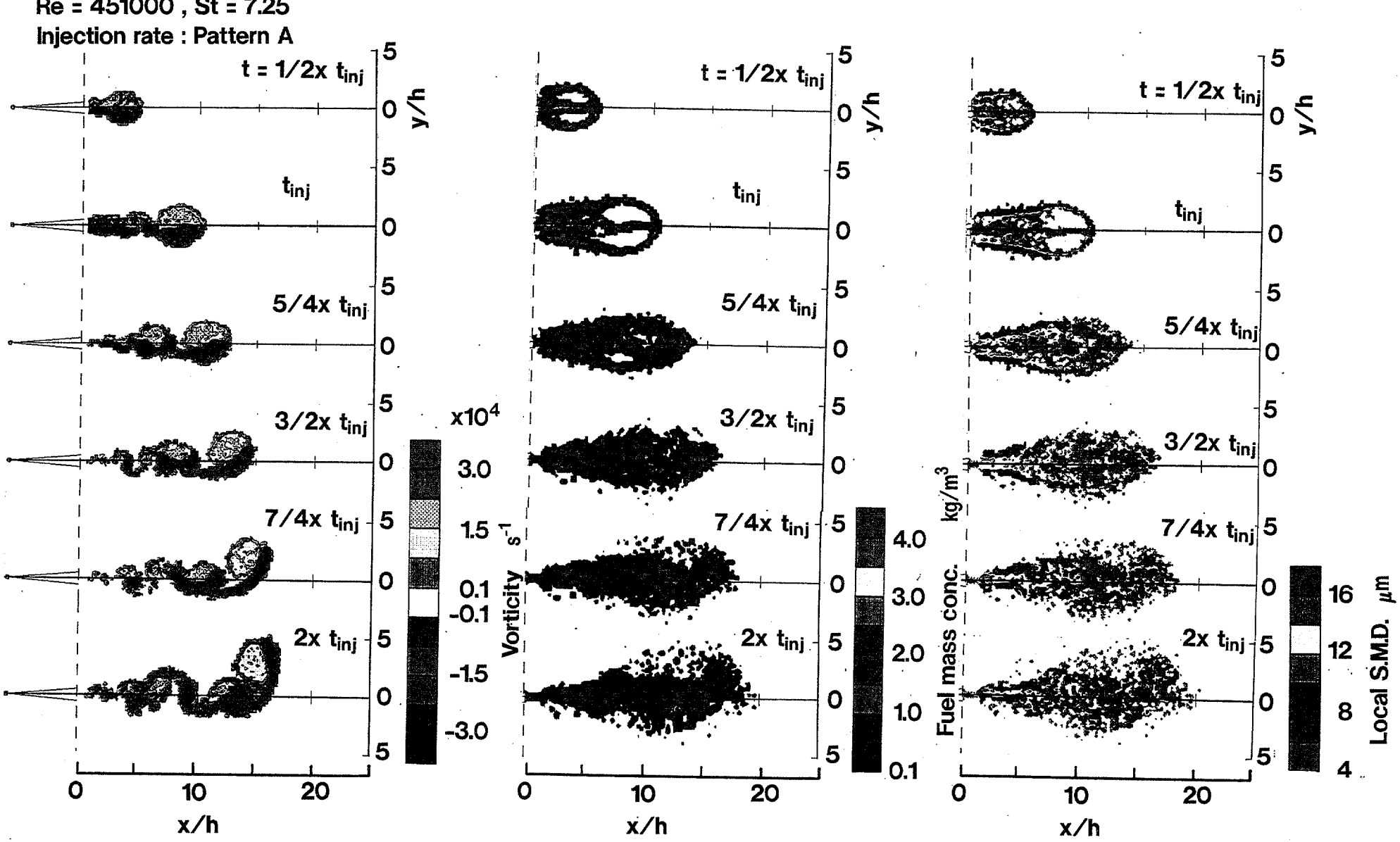
(1). １タイムステップ当たりに各セル内を運動する粒子の速度変化から式(A-3) 右辺を算出する．これを$\Delta\omega$とする．すべてのセルについて$\Delta\omega$を計算する．
(2).算出された$\Delta\omega$とセル面積の積をとり，セル全体に粒子群が与えた循環，$\Delta\Gamma = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta\omega$，をすべてのセルについて計算する．
(3).算出された$\Delta\Gamma$をセル内に存在する離散渦に分配する．この時，各離散渦の渦核面積に応じて比例配分する．
(4).補正された循環によりすべての離散渦の誘起速度を補正する．

## Ａ．３．結果と考察

**Ａ．３．１　噴霧内の燃料濃度分布，燃料液滴の局所ザウタ平均粒径分布，渦度分布**　　図Ａ－３に噴霧内の渦度(左)，燃料濃度(中央)，燃料液滴の局所ザウタ平均粒径(右)の分布を示す．各局所平均値は，縦横$0.25\times h$ の大きさの格子を計算領域内




図A－2　粒子相と気相の相互作用のモデル






図Ａ－３　非定常噴霧の渦度分布（左），燃料濃度分布（中），局所ザウタ平均径分布（右）

に設け，各セル内に存在する粒子群に対し平均値を算出し表示した．燃料濃度分布(中央)を見ると，噴射期間中，$t \leq t_{inj}$，では噴霧先端部に燃料がほとんど存在しない領域が観察できる．渦度分布(左)と対応させると，燃料が存在しない領域は先端渦の内部である事がわかる．これは液滴群が先端渦の運動に追従しきれずに，先端渦の外周域に慣性力により運ばれたためと考える．噴射終了後は，噴霧内部における液滴群の分布はより均一になり，噴射期間中に噴霧先端で観察された空洞は存在しない．噴射終了後は，大規模渦の運動が急速に弱まり，液滴群の拡散がより小さな渦により支配されるため，大きなスケールの不均一性が消滅すると推定される．

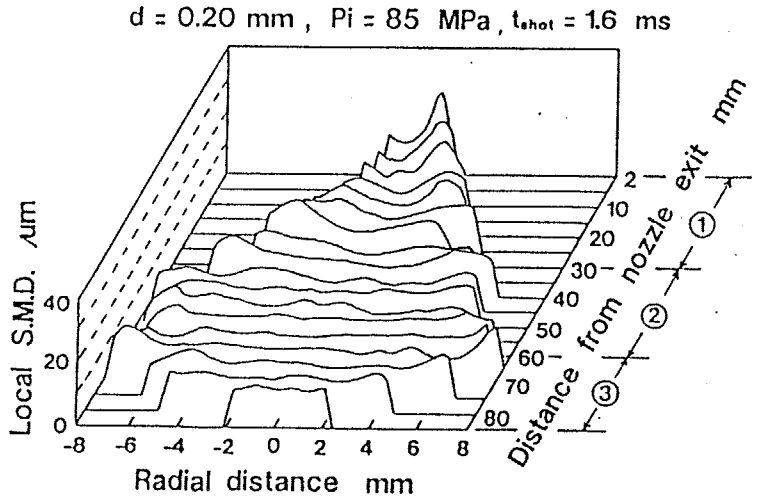
次に局所ザウタ平均粒径の分布を見ると，$t = 3/2x\ t_{inj}$ までは噴霧の外周域で液滴径が大きくなっている様子が観察できる．大きな粒子は慣性が大きく，大規模渦運動に対する追従が悪いため渦中心へ拡散しにくい事が，このような粒径の空間分布を生じた原因と考えられる．

局所ザウタ平均粒径の分布に関し測定値との比較を行った．図Ａ－４に葉ら[3]の蛍光法と散乱法を同時に非蒸発噴霧に適用し，噴霧内局所ザウタ平均径分布を測定した結果を，図Ａ－５に同噴射条件下の計算結果を示す．測定対象は円形オリフィスから噴出される噴霧であり，計算対象は平面２次元噴流であるから，定性的な分布傾向のみを比較する．噴霧外周域で粒径が増加する傾向は測定値，計算値ともに定性的に一致している．この傾向は，Gülderら[2]によるレーザー回折法による非蒸発噴霧の局所平均粒径の測定結果にも示されている．計算結果では噴霧中心部においても粒径が大きくなるのに対し，測定値では噴霧中心領域では粒径はほぼ均一な分布を示している．この違いは，実際の噴霧流の３次元性に起因すると考えられる．

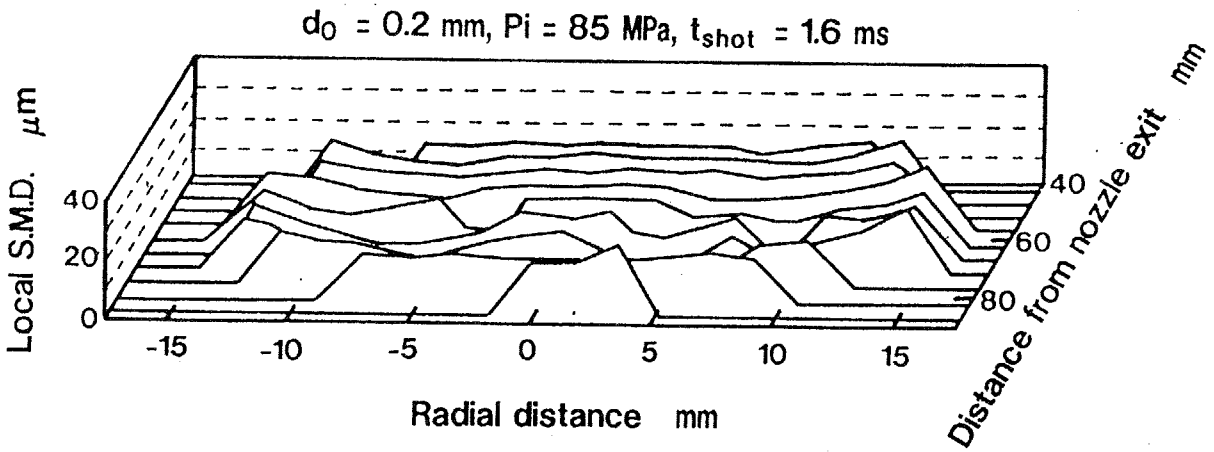
**Ａ．３．２　噴射率パターンが燃料濃度分布に及ぼす影響**　前節までに，本計算法が非定常噴霧内の燃料液滴群の拡散過程を定性的にほぼ妥当に表現できる事がわかった．そこで，本節では，図Ａ－６に示す３種類の燃料噴射率パターンを用いて計算を行い，噴射率形状が燃料液滴の拡散過程に及ぼす影響を調べる．各噴射率パターンに対し，噴射燃料の総質量は一定である．総噴出運動量については，パターンＢとＣがパターンＡの13/12 倍である．

図Ａ－７に各噴射率パターンにおける燃料濃度分布の時間変化を示す．これを見るとパターンＣの噴射時に最も噴射率が高くその後時間経過とともに減少する場合において，噴霧の先端到達距離は最も長く，噴霧の広がりは最小となる事がわかる．これに対し，噴射率が時間とともに増加するパターンＢの場合には，総噴出運動量がパターンＡより大きいにもかかわらず，噴霧の先端到達距離は３パターン中最も小さい．広がり角についてはパターンＢが最大である．

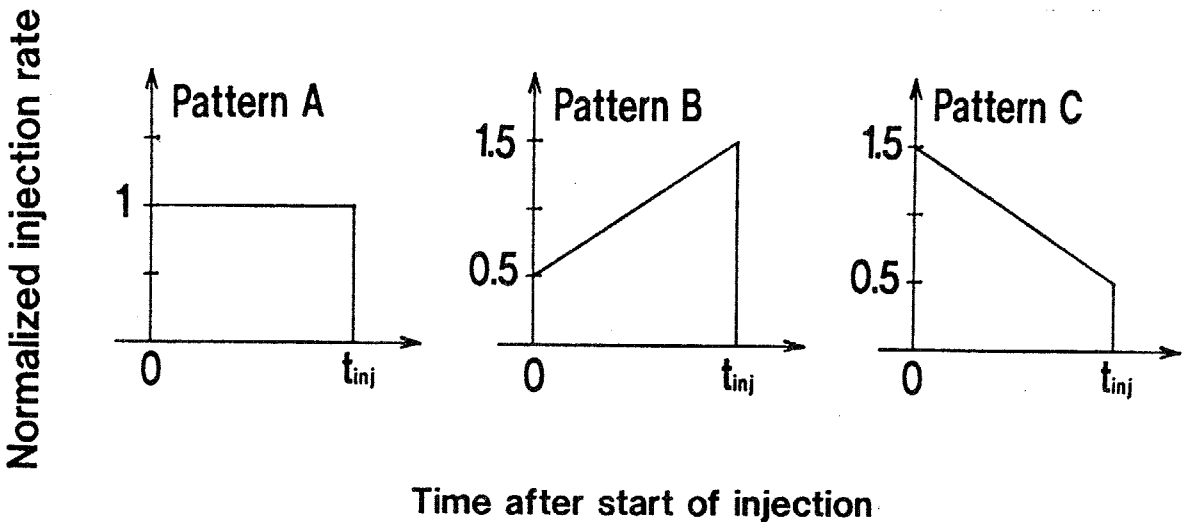
図Ａ－８に噴霧全体の平均燃料濃度の時間変化を示す．これを見るとパターンＣが最も混合がよい事がわかる．パターンＢは総噴出運動量がパターンＣに等しいにもかかわらず，噴射期間中では最も混合が悪い．これらの結果は，非定常噴霧の混合過程は，燃料の総噴射量や総噴出運動量のみで表す事は出来ず，噴射率パターンに強く影響される事を示している．



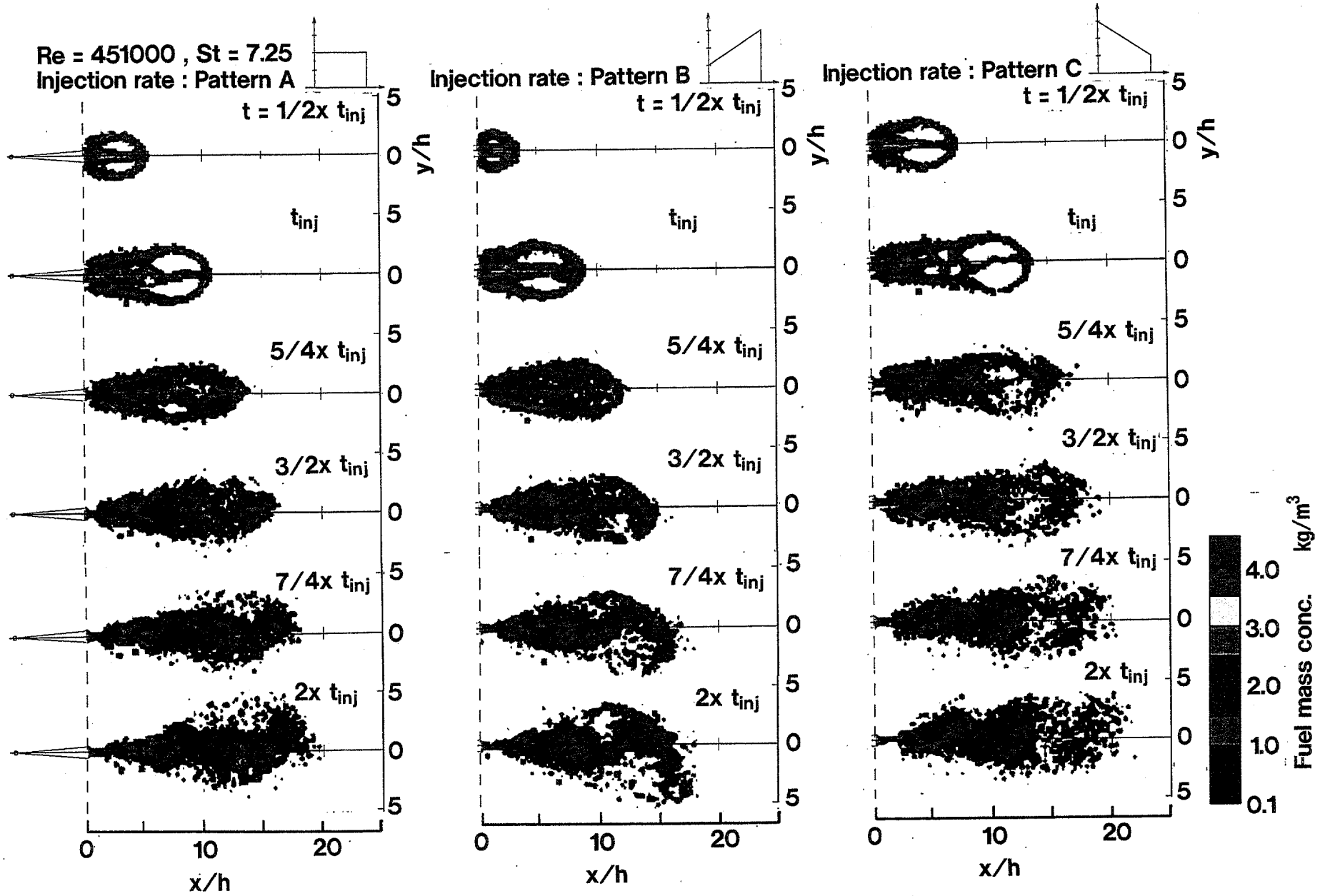

図A－4　局所ザウタ平均径の測定結果(3)



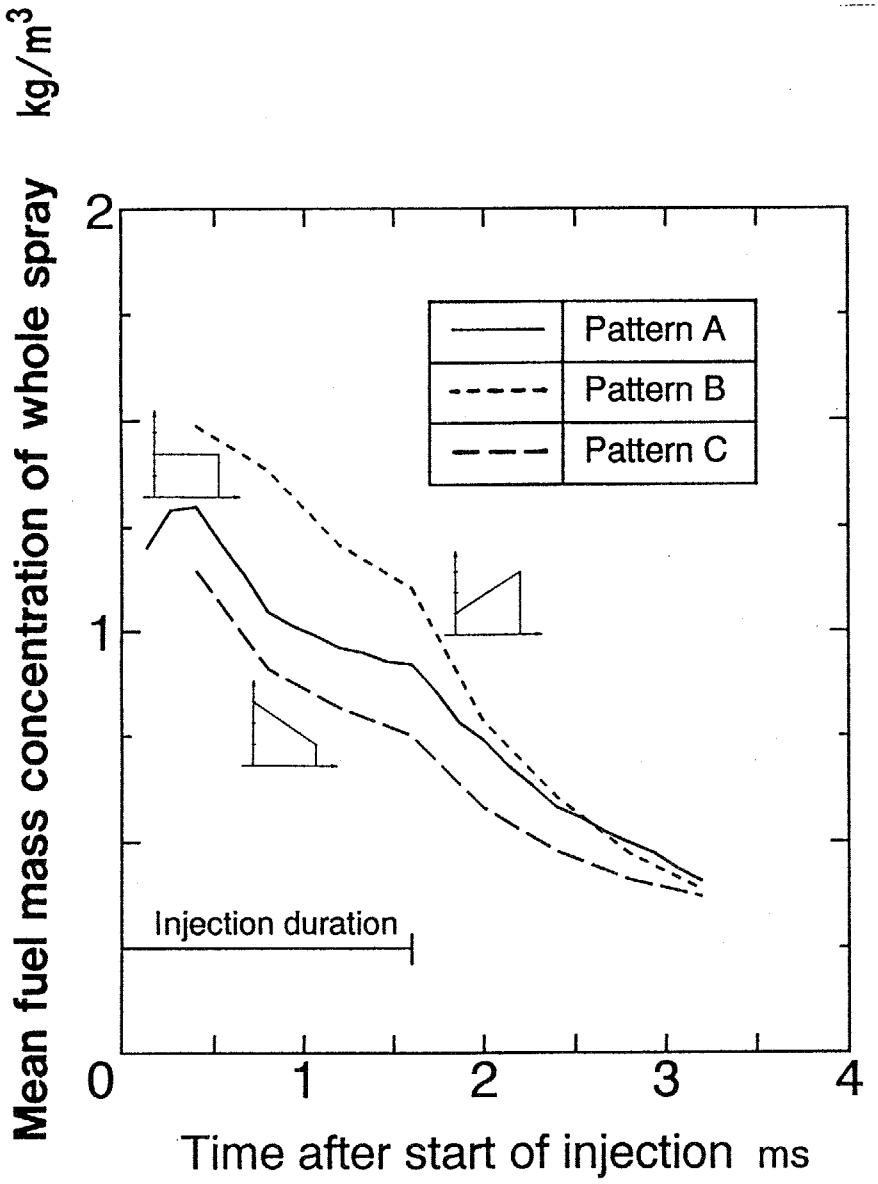

図A－5　局所ザウタ平均径の計算結果




図Ａ－６　計算に用いた３種類の噴射率パターン




図Ａ－７　噴射率パターンが燃料濃度分布に及ぼす影響




図Ａ－８　噴射率パターンが噴霧内平均燃料濃度に及ぼす影響

## A．4．まとめ

非定常噴霧における燃料液滴の拡散過程を明らかにするため，気相と粒子相の相互作用を考慮できる粒子群のサブモデルを離散渦法に組み込み，固気２相噴流の数値解析を行った．その結果以下の事がわかった．

1．液滴粒径が燃料濃度分布に大きな影響を与える．大規模渦運動に対し，小さな粒子ほど気相部への追従性が良く，大規模渦の内部にまで拡散するのに対し，大きな粒子は噴霧の外縁部にのみ存在する．
2．噴射量と総噴出運動量が同じ場合でも噴射率形状が異なると噴霧の混合特性は大きく変化する．噴射初期に噴射率が高く時間とともに減少する場合は，逆の噴射率形状に対し，噴霧の先端到達距離は長く，平均燃料濃度は低くなる．

### 本付録における主な記号

$C_d$：　抗力係数
$d_0$：　ノズル噴口径
$D_p$：　燃料液滴径
$D_{p32}$：　噴霧全体に対するザウタ平均粒径
F：　単位体積当たり気相が液滴群から受ける力
h：　計算開始位置のスリット幅
Re：　レイノルズ数　$=U\cdot h/\nu_g$
$Re_D$：　粒子レイノルズ数　$=D_p\cdot|V_p-V_g|/\nu_g$
S：　微小流体要素の体積　$=\Delta x\times\Delta y\times 1$
$S_t$：　ストークス数　$=(\rho_p\cdot D_{p32}^2\cdot U)/(18\cdot\mu_g\cdot h)$
$t_{inj}$：　噴射期間
U：　計算開始位置における気相と液滴の噴出速度
$V_p$：　液滴速度ベクトル
$V_g$：　気相速度ベクトル
$\Gamma$：　離散渦の循環
$\mu_g$：　気相の粘性係数
$\nu_g$：　気相の動粘性係数
$\rho_g$：　気相の密度
$\rho_p$：　液滴の密度
$\omega$：　渦度

### 文献


1)Azetsu,A.,Proc. of COMODIA90,p.199,1990
2 Gülder,O.L.,et al.,SAE paper,No.920577
3)葉,他2名,機論,59-568,B(1993),4008
4)Chung,J.N.,Proc. of COMODIA90,p.601,1990

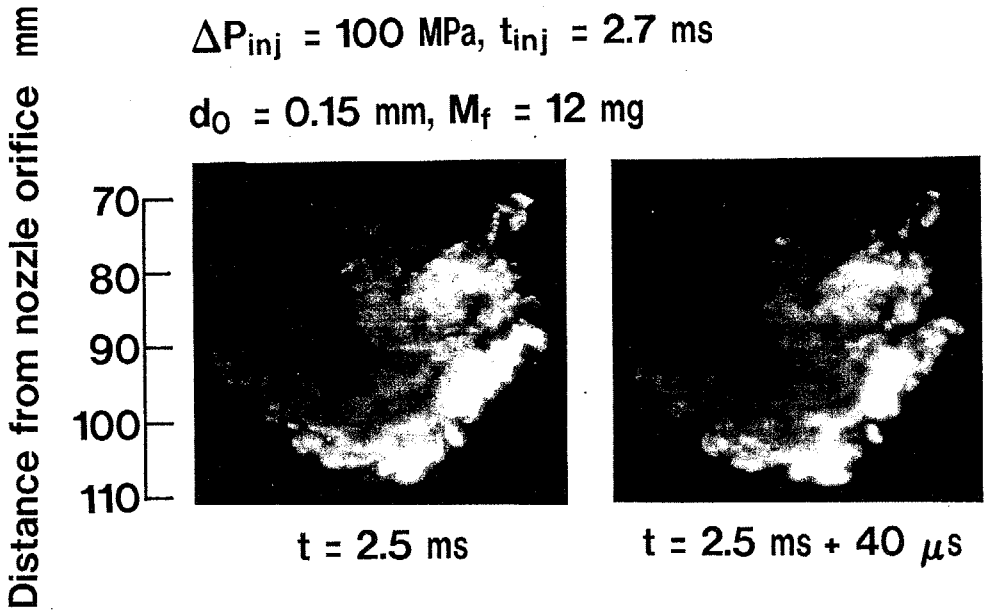
5)Ashurst,W.T.,Turb. Shear Flows I,p.402,1979
6)Kiya,M.,et al.,J.Fluid Mech.,120,p.219,1982
7)Chorin,A.J.,J.Fluid Mech.,57,p.785,1973
8)永野,他3名,機論,47-413,B(1981),32
9)山根,他3名,機論,60-572,B(1994),1457
10)Kosaka,H.,et al.,SAE paper,No.920107
11)Nielsen,O.B.,Proc.R.Soc.Lon.,A,353,p.401,1977
12)山根,他2名,機論,58-550,B(1992),1955
13)Tang,I.,et al.,Proc.of Int.Conf.on Mechanics of Two-Phase Flows,p.387,1989

# 付録B　噴霧火炎断面内すす散乱光画像の相関係数の２次元分布

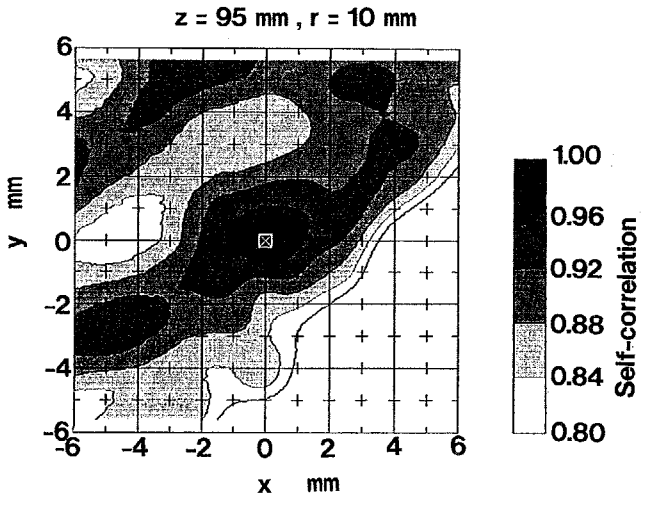
PIV法による火炎内すす速度の計測において，相互相関係数の２次元分布が空間精度を決定する１つの要素である．本付録では，噴霧火炎断面内すすからの散乱光画像に対する自己相関係数と，2時刻離れた2つのすす散乱光画像に対する相互相関係数の2次元分布を示す．

図Ｂ－２に，図Ｂ－１左側に示すすす散乱光画像にて噴口から95 mm噴霧中心軸から右へ10 mmの位置における散乱光強度の自己相関係数の2次元分布を示す．自己相関係数を計算する際の計算領域の大きさは5mmである．これを見ると右下方で相関係数が急激に低下していることがわかる．これは測定点が噴霧先端にあり，その右下が噴霧外部領域に相当するためである．噴霧内部の相関係数を見ると，噴霧内の散乱光強度の平均値を差し引いて相関処理を行っていないため，全体に高い値を示しているが，大きさ4-10 mm程度の相関係数が0．92以上を示す領域が存在することが観察でき，4-10 mmのスケールで散乱光強度分布にムラが存在することがわかる．

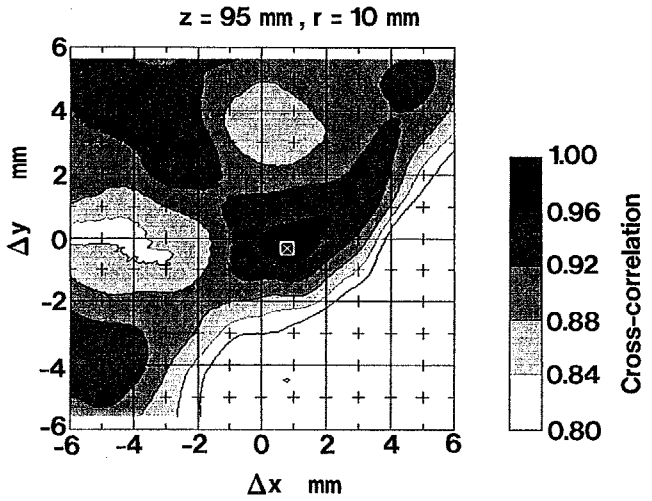
図Ｂ－３には，同一位置において，40μs後の画像（図Ｂ－１右側）との相互相関係数を求めた結果を示す．図中□印で示した点は，相互相関係数が最大となる位置であり，この点と中心点との距離がすす粒子群の移動距離に相当する．図Ｂ－２と図Ｂ－３を比較すると，中心点付近の相関係数の分布傾向は変化せず，全体に右下に移動していることがわかる．また，相互相関係数が0．92以上の領域の形状と大きさも，最初のすす散乱光画像における自己相関係数が0．92以上の領域に比べあまり変化していない．以上の結果から，40μs間隔で撮影された2枚のすす散乱光画像において，大きさ4-10 mmの散乱光強度のムラを対象にすす粒子群の移動を探索することは可能であると考える．




図Ｂ－１　40μsの時間差で撮影された同一噴霧火炎内のすすの散乱光画像




図Ｂ－２　火炎断面内すすからの散乱光強度分布の
自己相関係数の2次元分布



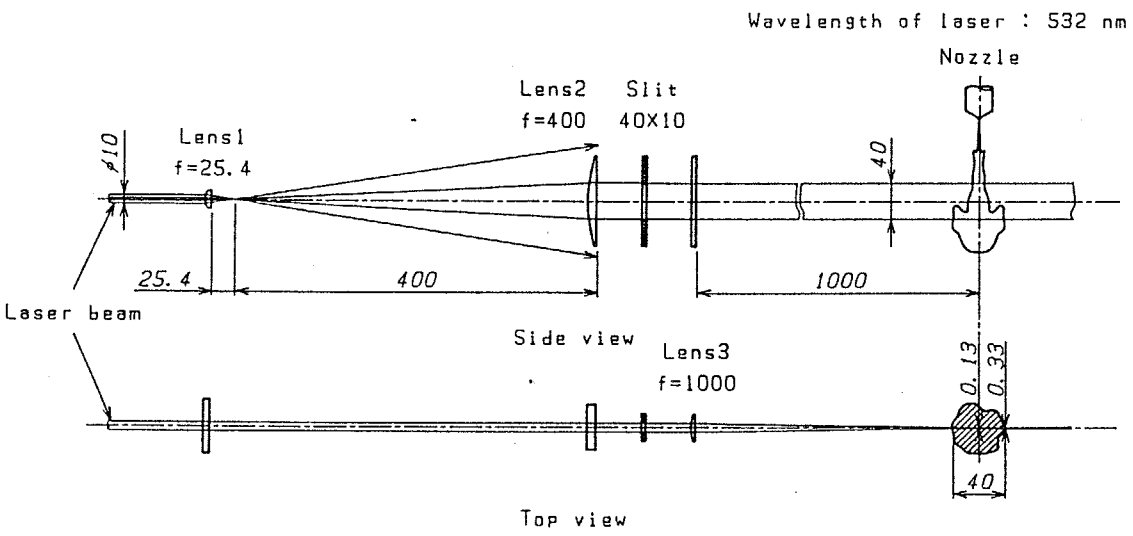

図Ｂ－３　40μs間隔で撮影された火炎内すす
散乱光画像間の相互相関係数の2次元分布

# 付録C　レーザシート作成のための光学系とシート内の光強度分布

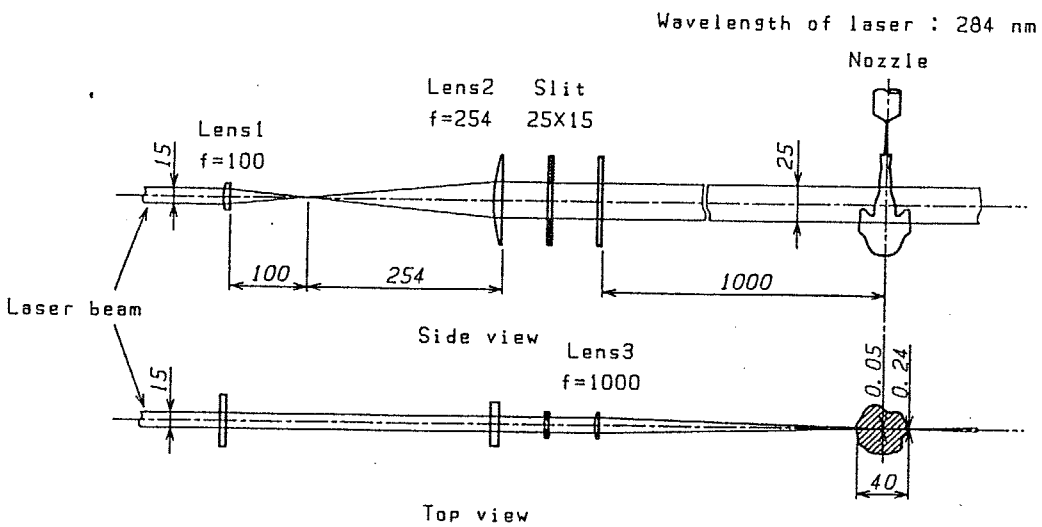
本研究ではYAGレーザとYAGレーザ励起の色素レーザのシート光を用いている．これらのシート光を作成する光学系と，作成されたシート光の形状，シート内光強度分布を本付録に記載する．

図Ｃ－１，Ｃ－２にYAGレーザー，色素レーザーのビーム光からシート光を成形する光学系とレーザーシート形状を示す．噴霧中心軸に焦点を合わせた焦点距離１ｍの円筒レンズによりシートの厚さを薄くしているため，シートの厚さは噴霧中心軸上で最小の値となりその前後では徐々に厚くなっている．図Ｃ－１，Ｃ－２には，噴霧中心軸上におけるシートの厚さと，噴霧幅が40 mmの場合の噴霧の端におけるシート光の厚さも示してある．

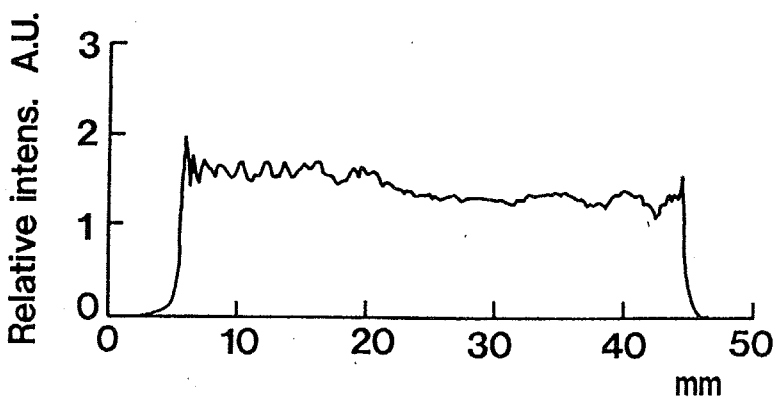
シート光の長手方向のエネルギー分布はYAGレーザーについては図Ｃ－３（第４章の図４－２）に示すようにほぼ平坦なエネルギー分布が得られる．色素レーザーについては図Ｃ－４の右側に示すように，中心部で高く周辺で低い分布になる．この場合には，撮影毎に測定しているこのレーザー強度分布を用いて，撮影された画像（OHのLIF画像とすすの散乱光画像）の補正を行っている．図Ｃ－４には補正前の原画像とレーザー強度分布補正後の画像も示してある．



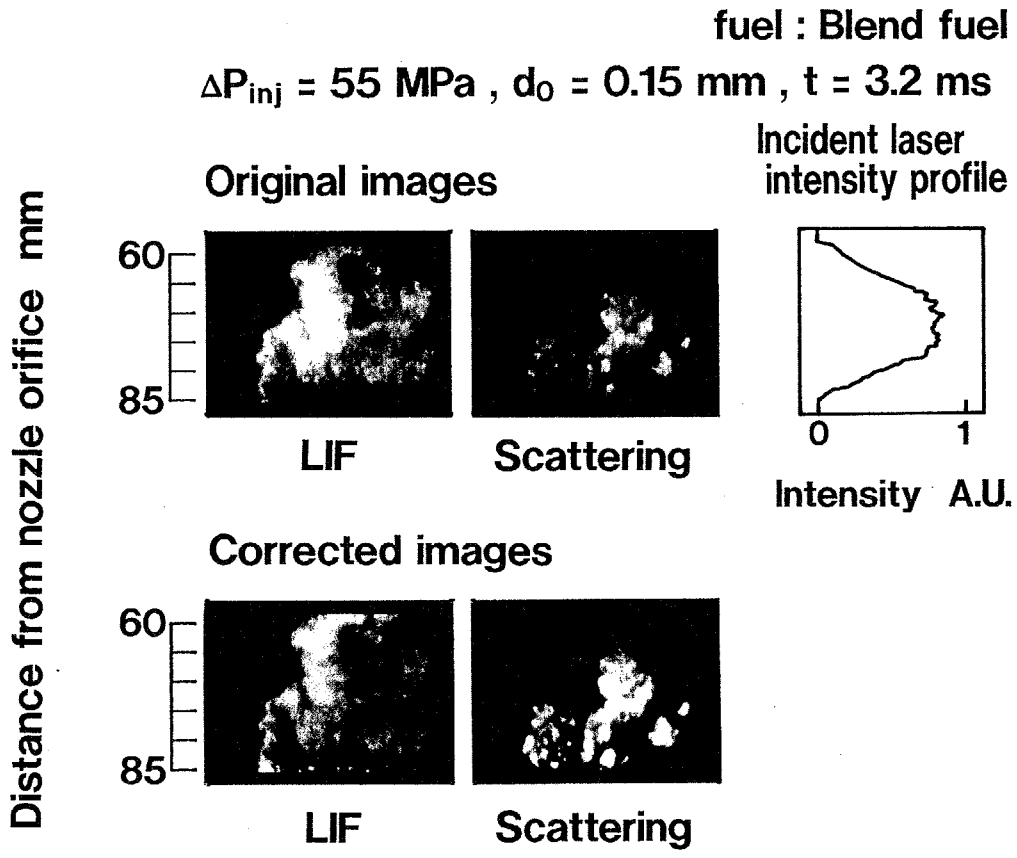

図Ｃ－１　レーザーシート成形光学系（YAGレーザーの場合）




図Ｃ－２　レーザーシート成形光学系（色素レーザーの場合）




図Ｃ－３　シート光のエネルギー分布（YAGレーザーの場合）




図C－4　噴霧火炎内すすとOHの同時可視化画像のオリジナル（左上）
レーザーシートのエネルギー分布（右上）
レーザーシートのエネルギー分布を補正したすすとOHの同時可視化画像（左下）

# 謝　辞

本研究を進めるにあたり，長年にわたり懇切丁寧なご指導を頂きました神本武征教授に深く感謝いたします．教授には，研究の技術面のみならず，研究に対する姿勢や方法論などソフトの面においても多くのことを教えていただきました．また，遅々として進まぬ研究に対し，忍耐強くご指導して下さり，本当に有り難うございました．

第４章，第５章，第６章については，当時，大学院修士課程の学生であった西垣隆弘氏，いすゞ自動車（株）から研究生として在学していた，佐野貴司氏，松谷映氏，原田伸一氏，中野太氏に負うところが大きい．付録については，当時，大学院修士課程に在学の鈴木貴雄氏に負うところが大きい．ここに感謝の意を表します．

実験や討論の場において，有益な意見を頂いた，助手の小堀繁治氏に感謝いたします．実験や，ゼミにおいて協力していただいたエネルギー変換研究室の諸氏に感謝いたします．

直接ご指導を受ける機会には恵まれませんでしたが，松岡信名誉教授には，研究室に来訪される度に貴重なご意見を頂き，有り難うございました．私のような若造に対し対等な研究者として接して下さることに深く感銘しました．

最後に，今までわがまま勝手に自分の好きなことだけをする私を許し，育てていただいた両親に心から感謝いたします．