非定常噴霧の噴口近傍部構造
に関する研究*小酒 英範^{*1}, 小林 治樹^{*2}, 神本 武征^{*2}

On the Near-field Structure of Unsteady Dense Sprays

Hidenori KOSAKA, Haruki KOBAYASHI and Takeyuki KAMIMOTO

ABSTRACT

In order to investigate the near-field structure of dense sprays, magnified photographs are taken of evaporating sprays as well as nonevaporating sprays. Image analysis of these photographs reveals several important characteristics. Spray characteristics, which are investigated here, include spray cone angle, inhomogeneity of fuel density, length of liquid-phase in evaporating sprays and its disturbance scale. In this paper, the correlation between these characteristics and injection pressure are studied over a wide range of injection pressures from 30 to 110 MPa. Experimental results show that higher injection pressure gives not only a larger spray cone angle but also a more homogeneous field of fuel concentration. Increased injection pressure also promotes the atomization. This is closely related to the enhancement of microscopic mixing in evaporating sprays.

Key Words: Internal Combustion Engine, Dense Spray, Near-field Structure, Atomization, Liquid-phase Length, Spray Cone Angle, Magnified Photograph, Image Analysis

1. まえがき

ディーゼル機関の出力と排気性能を改善するため燃料噴射圧力が高まる傾向にある。しかし、噴射圧力が噴霧特性、ひいては燃焼特性にどのような影響を及ぼすかについては不明な点が多い。

図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 ΔP_i は噴射圧力 P_i と雰囲気圧力 P_s 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。以上より本研究は、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、本研究では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

図1 噴射圧力と噴霧全体像 (ノズル: $\phi 0.16 \times 1, l/d=3.1$)

* 昭和63年7月13日 第7回内燃機関合同シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 平成元年2月15日。

^{*1} 准員, 東京工業大学大学院 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

^{*2} 正員, 東京工業大学。

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。

2. 実験装置と撮影方法

2.1 実験装置 噴射系には、電子油圧制御式単発高压噴射系⁽²⁾を用いた。図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 Re^* についても表中に示す。

図3に実験に用いた急速圧縮装置⁽³⁾の燃焼室、および撮影光学系を示す。非蒸発噴霧は急速圧縮装置を

図2 噴射率の時間変化

表1 実験条件

Injection condition	
Nozzle	Hole nozzle, $\phi 0.16 \times 1, l/d=3.1$
Fuel	n-C ₁₃ H ₂₈ , $\rho_f = 760 \text{ kg/m}^3$
Inj. press. : P_i (Re^*)	30.0, 52.0, 82.0, 110 MPa (2.3, 2.9, 3.6, 4.0×10^5)
Surrounding condition	
Gas	N ₂
Press. : P_s	Nonevaporating spray 1.5 MPa Evaporating spray 3.4~3.5 MPa
Temp. : T_s	Nonevaporating spray 293 K Evaporating spray 640~660 K
Density : ρ_g	17.3 kg/m ³ -

定容容器として用い、常温高压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压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 ρ_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50mmまでの範囲である。

2.2 撮影方法 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694.3nm、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 $3.0 \mu\text{s}$ 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488.0nm 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

図3 測定部と撮影光学系

図4 非蒸発噴霧（上）と蒸発噴霧（下）の瞬間影写真

倍である。

撮影用フィルムには、全ての撮影方法において、富士・ネオバン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のビデオデンスシトメータ（NAC VD-520B）により測定した。

3. 実験結果と考察

3.1 非蒸発噴霧の特性

3.1.1 燃料の半径方向分布 図4に各噴射圧力における非蒸発噴霧（上段）と蒸発噴霧（下段）の瞬間影写真を示す。撮影領域は噴口より15mmから45mm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90mm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5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 df は透過率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 df は、光路上の平均粒径 D_p 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。

$$1 - df \propto D_p^2 \cdot N_p$$

図5 非蒸発噴霧画像の等フィルム濃度線図

図5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。

筆者らは既に透過光減衰法を原理とする測定法⁽⁴⁾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6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。

3. 1. 2 噴霧角 非蒸発噴霧の広がり量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 $df=0.8$ 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10mmまでの領域で定めた噴霧角 θ_{s1} と噴口より20mmから45mmまでの領域で定めた噴霧角 θ_{s2} の二つの噴霧角を求めた。図7に噴射圧力に対する各噴霧角を示す。これを見ると、 θ_{s2} は供給運動量に対し直線的に増加しており、常に θ_{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 θ_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30mm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 ρ_{sp} と雰囲気密度 ρ_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 θ_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6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。

3. 1. 3 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35mmから45mm、かつ無次元フィルム濃度 df 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8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。

3. 2 蒸発噴霧の特性

3. 2. 1 液相部の特性 図4下段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

図6 噴射圧力とザウタ平均粒径

図7 噴射圧力と噴霧角

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。

図8 フィルム濃度に対する確率密度分布

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9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10(a)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10(b)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33mm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

図9 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10 (a) 液相部長さの時間変化
(b) 液相部長さ、液相部変動強度、変動周波数特性に及ぼす噴射圧力の影響

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10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ーであり、このようなオーダーのス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いと予想される。

以上観察した蒸発噴霧の瞬間影写真における液相部先端の様子から、非蒸発噴霧では、噴口からの距離が33mm以上 ($z/D_0 \geq 190$, z : 噴口からの軸方向距離, D_0 : 噴口径) の領域であれば、噴霧中心部においても燃料の分裂はかなり進んでおり、ほとんどが粒子として存在していると想像される。

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⁽⁸⁾によって、 $z/D_0 \geq 300$ 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。

3.2.2 燃料蒸気の不均一性 次に燃料蒸気の挙動を観察する。図9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により小さなスケールの混合を増進したと予想される。

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) 噴霧内部の巨視的構造は噴射圧力の影響を受けず、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射圧力によらずほぼ一定である。

(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。このことから、噴霧の微視的構造は、燃料の分裂など噴霧固有の特性に影響を受けると考えられる。

文献

- (1) 例えば, Reitz, R.D., 他1名, SAE paper, NO.790494.
- (2) 神本, 他2名, 機論, 53-487, B(昭62), 1117.
- (3) 小林, 他2名, 機論, 48-426, B(昭57), 389.
- (4) 横田, 他2名, 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) K.-J. Wu., 他2名, AIAA jour., Vol.22, NO.9, 1984.