

## Team G-Spray 直噴ガソリンエンジンの冷間始動時における噴霧・壁面衝突のモデル化

担当者

向山 智之 (D2) 市川 創平 (M1) 岡田 雄太郎 (B4)

2017 年度班紹介資料

## 1. 緒言

欧州における粒子数規制導入など、筒内直噴ガソリンエンジンの課題である粒子状物質(PM)の排出規制が厳しさを増している。筒内直噴ガソリンエンジンはエンジン始動直後の触媒暖気運転時に成層運転が限定的に使用され、低エミッション化に重要な役割を果たす一方で、噴射した燃料が筒内の壁面に付着することにより、PM 排出量が増加する。

本研究では PM 排出量低減のため、冷間始動時における PM 排出過程に着目しモデル化を行なうことを目的とする。そのためには、ピストン壁面に衝突した噴霧の挙動を詳細に解析する必要がある。実験では多孔ホールノズルを用いて、壁面に衝突しない条件での噴霧特性および壁面衝突による噴霧特性の把握を行なう。噴霧形状の測定には広視野かつ高解像度を有する超高解像度撮影法(SHSRP : Super High Spatial Resolution Photography)を用いた。

## 2. 実験装置

図 1 および図 2 に本実験で用いた超高解像度レンズ系および光学系の概略図を示す。光源には、第一

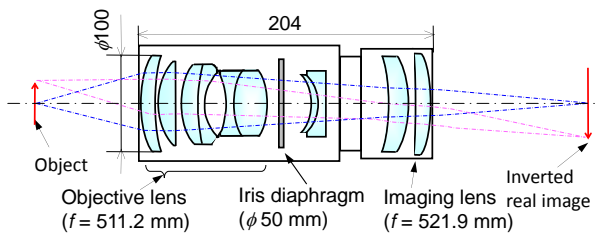


Fig.1 Schematic diagram of special lens system

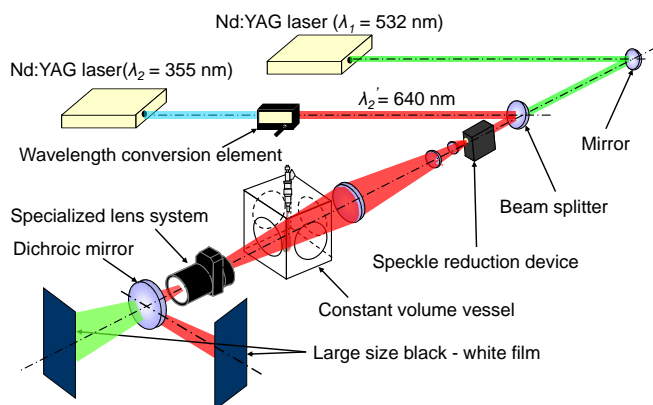


Fig.2 Schematic diagram of transmitted light photography

露光に Nd:YAG レーザ(Spectra Physics : PRO200, 波長 : 532nm, 発光半値幅 : 8ns/pulse), を, 第二露光には Nd:YAG レーザ(Spectra Physics : PRO200, 波長 : 355nm, 発光半値幅 : 8ns/pulse)を波長変換素子にて 640nm に変換したものをを用いた。この二つのレーザーに時間差を設けることにより、二つの異なるタイミングでの高解像度撮影を行ない、PIV 解析および壁面衝突による変化を計測した。

## 3. 粒子解析法

本研究においてはフィルムスキャナ(EPSON : GT-X970)を用いることで、噴霧の写真画像として PC に取り込む。取り込まれた画像は、2 値化処理および 4 近傍ラベリング処理により、個々の粒子像として識別される。それぞれの粒子像において、本画像解析法の液滴評価項目である液滴像の位置、円相当直径、相対分散度および液滴像外周の平均輝度勾配(AIG : Average intensity gradient)を算出する。これらの値を用いて、撮影系の空間分解能未満の液滴および液滴像の重なり等を計測対象から除外した。

## 4. 実験結果および考察

## 4. 1. 自由噴霧の撮影結果

図 3 に燃料噴射差圧  $\Delta P_{inj}=15\text{MPa}$  における雰囲気圧力  $P_a$  を変化させた場合の自由噴霧の撮影画像を示す。左図は噴霧の撮影画像であり、右図はその解析結果を示す。また、本実験で用いたインジェクタは 6 噴孔であり、撮影画像の右側に 1 つ、左側に 5 つの噴霧が存在する。そのため、噴霧左側に置いては液滴密度が高いため解析は困難であり、右側に着目し解析を行なった。そして、時間差を付け画像を取得し PIV 解析を行なった結果を図 4 に示す。これより、雰囲気圧力の増加に伴いプロットが左側に移行していることから、雰囲気圧力の増加による抗力により液滴速度の低下および微粒化の促進が進んでいると考えられる。このようにダブルパルス撮影を行なうことにより、液滴粒径および液滴速度の同時取得を噴霧全域において行なうことが可能である。

### 4. 2. 壁面衝突が噴霧に与える影響

図 5 に雰囲気圧力  $P_a=0.1\text{MPa}$ 、燃料噴射差圧  $\Delta P_{inj}=15\text{MPa}$  において、壁面温度  $T_w$  を変化させた場合の二波長分光型 W パルス超高解像度撮影法による撮影画像を示す。これにより、異なる温度の壁面に噴霧が衝突することにより、沸騰領域の違いによる粒径の変化を計測した。なお、壁面衝突の有無による変化を把握するため、自由噴霧の撮影も行なった。図 6 に噴霧先端部の平均粒径  $d_{10}$  の変化を示す。まず、壁面衝突の有無による平均粒径の変化を把握するため、自由噴霧における平均粒径の変化についても計測を行なった結果、時間の経過に伴い平均粒径が大きくなった。これは運動量の影響により大粒径の液滴が噴霧先端部に運ばれたためであると考えられる。次に壁面に衝突した場合 ( $t/t_{inj}=1.0$ ) では、すべての壁面温度において壁面衝突後の粒径が小さくなっているが、その変化の程度は壁面過熱度によって異なることが観察される。そこでそれぞれの沸騰領域に分割し、 $t/t_{inj}=1.0$  の結果について考察を行なうこととする。まず、非沸騰領域 ( $\Delta T_{sat}=-80, -20, 0\text{deg.}$ ) お

よび核沸騰領域 ( $\Delta T_{sat}=40\text{deg.}$ ) の場合、壁面過熱度の上昇に伴い壁面衝突後の粒径は小さくなっている。しかしながら、膜沸騰領域 ( $\Delta T_{sat}=100\text{deg.}$ ) においては液膜と壁面の間に蒸気層を形成するため、壁面から液滴への熱伝達が核沸騰領域の場合と比較して低下する。そのため、噴霧液滴は壁面上をリバウンドし分裂が行なわれず、大粒径の液滴が残存し平均粒径が核沸騰領域よりも粗大化したと考えられる。

### 5. まとめ

以下に二波長分光型 W パルス超高解像度撮影法により得られた知見を示す。

- (1)二波長分光型 W パルス超高解像度撮影法を開発し、これにより噴霧特性を詳細かつ時間変化で捉えることが可能である。
- (2)雰囲気圧力の上昇に伴い、液滴粒径および液滴速度の分布は小粒径かつ低速度な領域に移行する。
- (3)噴霧の壁面衝突により微粒化が進行し、壁面衝突後の平均粒径は核沸騰領域 ( $\Delta T_{sat}=40\text{deg.}$ : 最大蒸発率点) において最小値を取る。

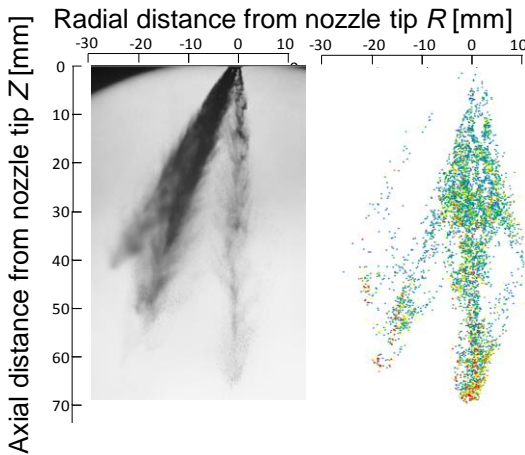


Fig.3 Spray images under free spray ( $\Delta P_{inj}=15\text{MPa}$ ,  $P_a=0.1\text{MPa}$ )

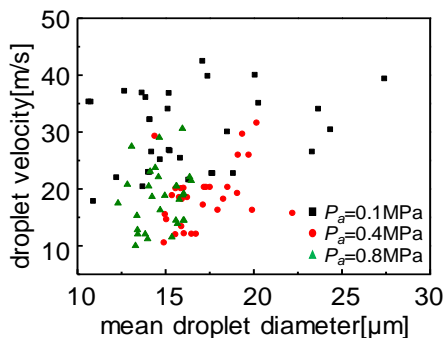


Fig.4 Correlation between droplet velocity and droplet diameter ( $\Delta P_{inj}=15\text{MPa}$ )

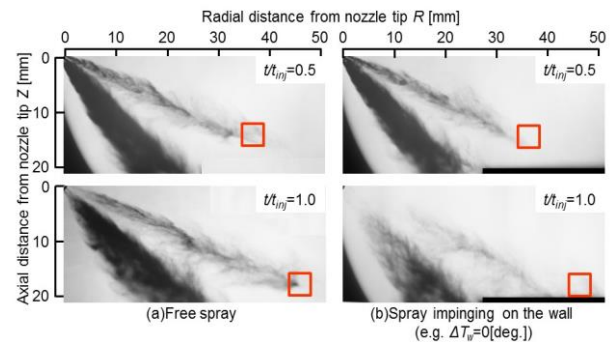


Fig.5 Spray images under  $P_a=0.1\text{MPa}$ ,  $\rho_a=1.1\text{kg/m}^3$ ,  $\Delta P_{inj}=15\text{MPa}$ ,  $t_{inj}=0.934\text{ms}$

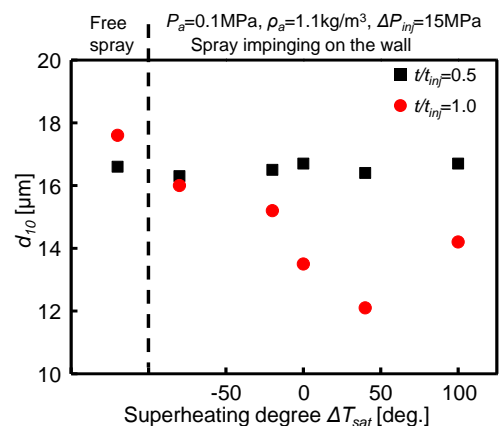


Fig.6 Temporal changes of mean diameter  $d_{10}$