

水素ディーゼル機関の基礎的研究*

(第1報 - 非定常水素噴流の混合気形成の解析 -)

藤本 元^{*1}, 千田 二郎^{*1}
大田 篤志^{*2}

Fundamental Study of Direct Injection Diesel Engine Fuelled with Hydrogen (1st Report: Analysis on Process of Mixture Formation in Unsteady Hydrogen Jet)

Hajime FUJIMOTO, Jiro SENDA
Atsushi OHTA

In this study, the mixture formation processes of high pressure hydrogen jets were investigated using a constant-volume vessel. The mixture formations of steady gas jets injected into atmospheric pressure ambient are well known. However, there are few works about the mixture formations of high pressure hydrogen jets injected into high pressure ambient. Also, in gas releases having a pressure ratio of exit pressure to ambient pressure greater than 1.89, underexpanded jet will be formed. So the mixture formations of high pressure gas jets are different from those of steady gas jets. Therefore, in this study, the jet flows near the nozzle exit and developing process of high pressure hydrogen jets were observed by shadowgraph photography with changing conditions of injection, ambient, and orifice diameter. In addition, the fuel distributions of unsteady jets were analyzed with Rayleigh scattering measurements. The conclusions of this study are shown as follows: (1) The pressure ratio has significant effects on underexpanded jet structures. (2) The jet penetration predicted by the modified momentum theory was in reasonable agreement with the experimental results for various condition of orifice diameter. (3) In the case of the smaller orifice, comparatively uniform mixtures distributed in the downstream region.

Key Words: Underexpanded jet, Mach Disc, Barrel Shock, Supersonic Jet Flow, Jet Developing process, Momentum Theory, Mixture Formation, Rayleigh Scattering

1. 緒 論

エネルギー供給危機および大気汚染問題を同時に解決できるエネルギーとして水素が注目されている。水素は、充填効率の向上、異常燃焼の回避および熱効率の向上といった点から筒内直接噴射式ディーゼル機関に適用することが望ましい。筒内直接噴射式機関においては、燃料噴射による混合気形成過程は燃焼に大きな影響を及ぼすことが知られており、良好な燃焼、排気性能を得るためには、混合気形成を時間・空間的に制御することが必要となる。

現在までに、比較的低速の定常ガス噴流においては混合気形成に関する研究は多く行なわれている^{例えは}^①。一方、ガス燃料を雰囲気圧力の影響を受けずに安定して噴射するためには、燃料ガス圧力を噴孔出口で臨界状態に達する程度まで高く設定する必要がある。しかしながら、高圧雰囲気場に高圧で噴射した際の非定常ガス噴流の混合気形成に関する知見は少ない。また、臨界状態に達したガス噴流は噴孔出口付近で不足

膨張を起こし、衝撃波を伴う複雑な構造を成すため^{②-④}、定常ガス噴流の混合気形成過程とは異なることが予想される。

そこで本研究では、高圧雰囲気場に小噴孔径ノズルから噴射された噴孔出口近傍における噴流構造をシャドウグラフ撮影により観察し、ガス噴流特有の不足膨張構造に関して詳細に調査した。また、水素噴流の発達過程を、シャドウグラフ撮影により巨視的に観察した。さらに、自着火・燃焼過程を把握する上で重要となる二次元濃度分布をレイリー散乱法によって計測し、噴射条件が濃度分布に及ぼす影響を調べた。

2 おもな記号

ρ : 密度	d : 噴孔径
κ : 比熱比	L_b : 樽型衝撃波長さ
M : マッハ数	L_{S1} : 衝撃波間隔
θ : 噴流半頂角	p : 圧力
T : 温度	C_{He} : ヘリウム体積濃度
C_d : 流量係数	x' : 噴流先端到達距離
a' : 実験定数	x_i : 化学種 i のモル分率
N : 分子数密度	I_L : 入射光強度
I_R : レイリー散乱光強度	

*原稿受付 2004年6月18日。

^{*1}同志社大学(〒610-0321 京都府京田辺市多々羅都谷1-3)。

^{*2}同志社大学大学院。

σ_{ri} : 化学種 i のレイリー散乱断面積

C : 光学系で定まる定数

添え字

a : 雰囲気 b : 樽型衝撃波

e : ノズル出口 MD : マッハディスク

0 : 貯気槽 A : A成分

B : B成分

3. 実験装置および解析方法

3.1 ガス加圧・噴射装置

ガス燃料を高圧縮し、任意の時期、期間に噴射するため、図1に示すような加圧・噴射装置を用いた。加圧装置は主に油圧ポンプおよびブラダ型とピストン型アキュムレータで構成されている。また、噴射時期・期間を任意に制御するため、電子制御・油圧駆動方式のガス噴射弁を使用した。

3.2 レイリー散乱光撮影光学系

本実験における光学系を図2に示す。光源としてNd:YAGレーザーの第二高調波(532 nm)を用い、レーザー強度 320 mJ/pulse でレーザー光を発振した。放出されたレーザー光を片凸レンズ($f=1000$ mm)および2枚のシリンドリカルレンズ($f=25$ mm, $f=100$ mm)によって、高さ約 30 mm, 厚さ 0.1 mm のレーザーシートを形成し、定容容器(内部容積約 290 cc)に入射した。

レイリー散乱光はイメージンシファイア(以下 II)付き CCD カメラで撮影し、カメラ直前には透過

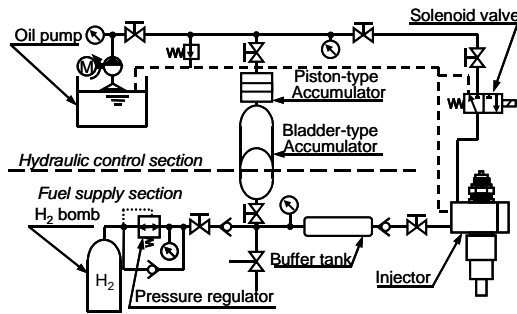


Fig.1 Schematic diagram of fuel pressurize / injection device

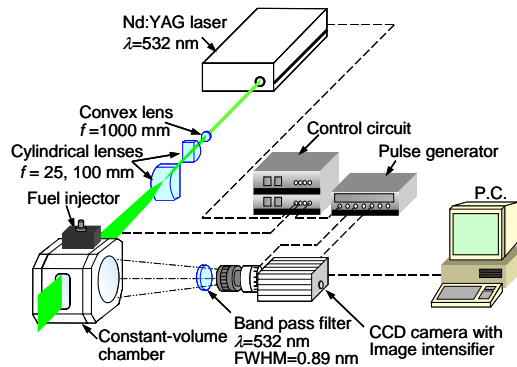


Fig.2 Optical set up to acquire images of planar laser induced Rayleigh scattering of injected gas and ambient gas

中心波長 532 nm (半値幅: 0.9 nm) の光干渉フィルタを取り付けた。

3.3 実験条件

3.3.1 シャドウグラフ撮影における実験条件

不足燃料長流の噴流構造および水素噴流の発達特性を調査するために行なったシャドウグラフ撮影における実験条件を表1に示す。不足燃料長流の噴流構造の観察においては、噴射圧力 P_0 を 2 - 15 MPa, 雰囲気圧力 p_a を 0.5 - 2.5 kg/m³ とし、定容容器内に形成した室温高圧窒素雰囲気場に水素を噴射した。なお、本報で扱う噴射圧力 P_0 とは、噴孔出口の臨界圧力ではなく、噴射弁前の貯気槽圧力を指す。

また、水素噴流の発達特性の観察においては、噴射圧力 $P_0=8, 12$ MPa, 雰囲気圧力 $p_a=1.0$ MPa (雰囲気密度 $\rho_a=11.3$ kg/m³) とし、室温高圧窒素雰囲気場に水素を噴射した。

両実験とも、使用した噴射ノズルは噴孔径 $d_e=0.3$ mm, 0.7 mm, 1.0 mm, 噴孔長径比が 2 のストレートホールノズルである。

3.3.2 レイリー散乱法における実験条件

レイリー散乱法の実験条件を表2に示す。噴孔径 d_e を変更し、噴射ガス濃度への各々の影響について調査した。使用噴射ノズルは全て噴孔長径比が 2 である。

レイリー散乱光を鮮明に捉えるためには、噴射 / 雰囲気ガスのレイリー散乱断面積比を大きくする必要があり。噴孔近傍における不足燃料長流のシャドウグラフ撮影実験と同様に、噴射ガスを水素、雰囲気ガスを窒素とした場合、レイリー散乱断面積比は 4.6 となり、測定精度が低下する。したがって、本実験では水素に比べて十分レイリー散乱断面積が小さく、音速および密度が水素と近いヘリウムを噴射ガスとした。また、ヘリウムとのレイリー散乱断面積比が 421 と十分大きいエタンを雰囲気ガスとして用いた。

Table 1 Experimental condition for Shadowgraph photography

Injected gas	Hydrogen (H ₂)
Nozzle-hole diameter d_e [mm]	0.3, 0.7, 1.0 (Single-hole nozzle)
Injection pressure p_0 [MPa]	2 - 15
Fuel density ρ_0 [kg/m ³]	1.6 - 11.1
Sound speed of fuel [m/s]	1336 - 1448
Fuel temperature T_0 [K]	300
Ambient gas	Nitrogen (N ₂)
Ambient gas pressure p_a [MPa]	0.1 - 2.5
Ambient gas density ρ_a [kg/m ³]	1.1 - 28.2
Sound speed of ambient gas [m/s]	353 - 358
Ambient gas temperature T_a [K]	300
Injection/ambient pressure ratio p_0/p_a	1.3 - 150

3.4 不足膨張噴流の撮影画像解析法

高圧のガスを先細ノズルより噴射する場合、気体の粘性は小さく、熱伝導率も低いため、等エントロピー流れを仮定できる。噴孔出口雰囲気圧力が約 2 倍以上になるとき、ノズルから出た流れは雰囲気圧力まで完全膨張することができずに、噴孔出口と雰囲気との間において圧力の不連続面が生じる。圧力の不連続点となる出口近傍部より膨張波が生じ、流れの方向は半径方向外向きに変えられ流速は超音速に達する。発生した膨張波は噴流の境界面において圧縮波として反射され、合体と干渉により樽型衝撃波を形成する。これにより、噴孔近傍部では膨張波、樽型衝撃波、反射衝撃波およびマッハディスクから成るショックセルが形成される⁽²⁾⁻⁽⁴⁾。図 3 に噴孔近傍部における噴流の概略図を示す。また圧力比が十分大きい場合、噴孔出口近傍からマッハディスクおよび反射波の形成に至る過程が繰り返される。

本研究での測定箇所は図 3 に示すように、不足膨張流に特徴的なマッハディスク径 d_{MD} 、樽型衝撃波の軸方向長さ L_b および衝撃波間隔 L_{st} とした。

Table 2 Experimental conditions for planar laser Rayleigh scattering

Injected gas	Helium (He)
Injection pressure p_0 (Fuel density [kg/m ³])	12 (18.2)
Injected gas viscosity η_0	20.02
Nozzle-hole diameter d_e	0.3, 0.7
Injected gas temperature	298
Ambient gas	Ethane (C ₂ H ₆)
Ambient gas pressure (Ambient gas density ρ_a)	0.88 (11.4)
Ambient gas viscosity η_a	9.70, 9.79
Ambient gas temperature T_a	298
Kinematic viscosity ratio ν_0/ν_a	16.6, 17.1
Ratio of Rayleigh scattering cross section $\sigma_{RC2H6}/\sigma_{RH6}$	420.6

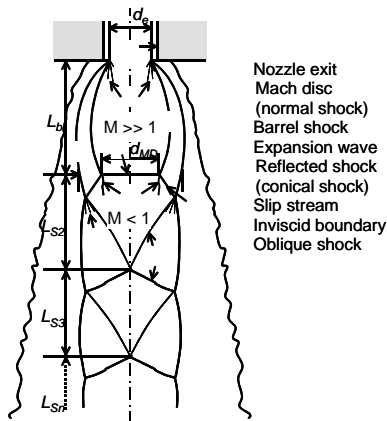


Fig.3 Schematic diagram of underexpanded jet and measurement points from shadowgraph images

3.5 レイリー散乱法による濃度測定原理⁵⁾

測定対象を完全気体の混合物であるとするときレイリー散乱光強度 I_R は次式で与えられる。

$$I_R = CI_L N \sum_i (X_i \sigma_{Ri}) \quad (3-1)$$

式(3-1)はレイリー散乱強度と温度、圧力および化学種濃度の関係を与えるので、温度と圧力が一定の場合においてはレイリー散乱強度は化学種濃度で決まる。成分 A および B の 2 成分系の濃度を測定する場合、式(3-1)は次のように変形できる。

$$I_R = CI_L N (x_A \sigma_{RA} + x_B \sigma_{RB}) \quad (3-2)$$

ここで、 $x_A + x_B = 1$ である。また、純粋気体 A および B のレイリー散乱光強度をそれぞれ I_{RA} 、 I_{RB} とすると、レイリー散乱光強度はそれぞれ、

$$I_{RA} = CI_L N \sigma_{RA} \quad (3-3)$$

$$I_{RB} = CI_L N \sigma_{RB} \quad (3-4)$$

となる。ここで、成分 A のモル分率 x_A は、式(3-2) - (3-4)より、

$$x_A = \left(\frac{I_R}{I_L CN} - \sigma_{RB} \right) / (\sigma_{RA} - \sigma_{RB}) \quad (3-5)$$

となる。

4. 実験結果および考察

4.1 不足膨張流の噴流構造

4.1.1 噴孔出口近傍の不足膨張流れの観察

図 4 に噴孔径 $d_e = 0.3, 0.7, 1.0$ mm のノズルを用いて、噴射圧力 $p_0 = 12$ MPa で雰囲気圧力 $p_a = 2.5$ MPa の雰囲気場に水素を噴射した際のシャドウグラフ撮影画像を示す。何れの条件でもマッハディスクは観察されなかった。しかし、噴流と雰囲気圧力との境界が鮮明になり、噴孔出口から噴流下部まで斜め衝撃波が連続して現れるショックセル構造が観察された。また、 d_e の拡大に伴い、ショックセルの出現間隔が長くなる。ショックセルの出現間隔およびその崩壊には噴流外縁で発達する渦層や渦規模が関与する⁶⁾。したがって、ショックセル構造は、噴孔近傍における噴流構造のみに留まらず、下部における発達過程にも影響を与えると

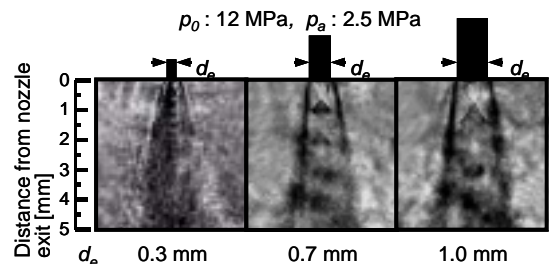


Fig.4 Shadowgraph photographs of underexpanded jet flows under various orifice diameters

推察される。

4.1.2 マッハディスク径への影響

噴孔径 d_e および噴射・雰囲気圧力比 p_0/p_a がマッハディスク径 d_{MD} に及ぼす影響を調査すべく、 d_{MD} を噴孔径 d_e で無次元化し、 p_0/p_a で整理して図5に示す。図5よりマッハディスクは噴射・雰囲気圧力比が約4 MPa以上で確認され、圧力比の増加に伴ない拡大することが分かる。また、 d_{MD}/d_e が d_e によらず概ね一致した。本実験で用いた噴射ノズルは d_e によらず流量係数が0.89で一定となっているため⁹⁾、噴孔出口での流出速度は d_e によらず同じである。したがって、 d_{MD} は d_e に比例して変化すると考えられる。

4.1.3 樽型衝撃波長さへの影響

樽型衝撃波長さ L_b を噴孔径 d_e で無次元化し、 p_0/p_a で整理して図6に示す。図6より、 L_b/d_e は p_0/p_a の増加と共に増加していることが分かる。しかし、 $d_e = 0.7$ および 1.0 mm のノズルでは概ね一致するものの $d_e = 0.3$ mm のノズルに関しては、両者より低い値を示す。Ung⁴⁾ は、噴孔長径比が不足腔長流の噴流構造に及ぼす影響について調査しており、 d_{MD} には影響は無いものの、 L_b は噴孔長径比の増加に伴ない短くなるとい

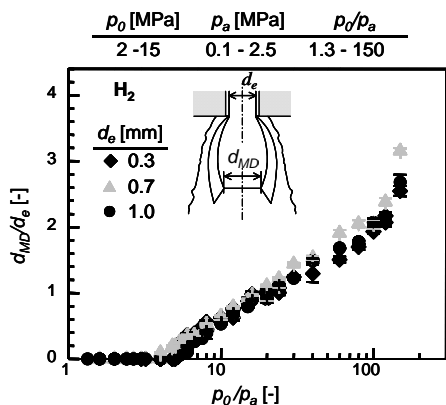


Fig.5 Normalized Mach disc diameter measured for various ratio of injection to ambient pressure and orifice diameters

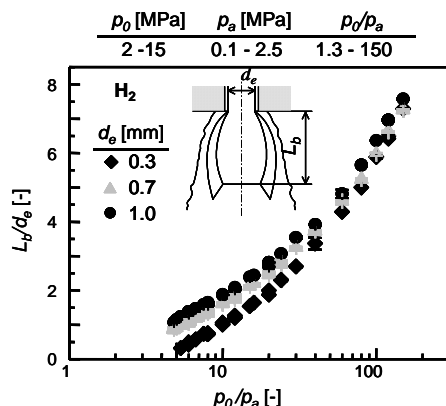


Fig.6 Normalized barrel length measured for various ratio of injection to ambient pressure and orifice diameters

う結果を得ている。これは、噴流境界層の発達過程や流量係数が影響を及ぼした結果であると指摘している。本研究においては、使用噴射ノズルによらず流量係数が一定であるため、 d_e の変更に伴ない噴流境界層の発達過程の差異が L_b に影響を及ぼしたと考えられる。

4.1.4 衝撃波間隔への影響

4.1.1 節で述べたように、ショックセルの出現間隔およびその崩壊には噴流外縁で発達する渦層や渦規模が関与し、下部部における発達過程にまで影響を及ぼす。したがって、衝撃波間隔を調べることによって、噴流外縁に発生する渦規模を推察することができる。図7にマッハディスクより下流に現れる衝撃波間隔を、マッハディスクに近いほうから、 $L_{S2}, L_{S3}, \dots, L_{Sn}$ とした。最初の衝撃波間隔 L_{S1} は樽型衝撃波長さ L_b に相当するため、図7では省略している。また、4番目以降の衝撃波は撮影感度が低かったため、確認できなかった。

図7より、噴射・雰囲気圧力比が低いほど多くの衝撃波が観察され、かつその間隔は短くなることが分かる。したがって、噴射・雰囲気圧力比の低下に伴ない、噴流外縁に発生する渦規模が小さくなり、ショックセル構造が崩壊し難くなると推察される。また、衝撃波間隔は d_e に概ね比例していることが分かる。この結果は d_e の拡大に伴ない衝撃波間隔が長くなることを示しており、噴流外縁に発生する渦規模が d_e の拡大と共に大きくなると考えられる。

4.2 水素噴流の発達特性

図8に噴孔径 $d_e = 0.7$ mm のノズルを用いて、噴射圧力 $p_0 = 12$ MPa で雰囲気密度 $\rho_a = 11.3$ kg/m³ の室温高圧雰囲気場に水素を噴射した際のシャドウグラフ時系列画像を示す。図中の TASI は Time after start of injection を意味

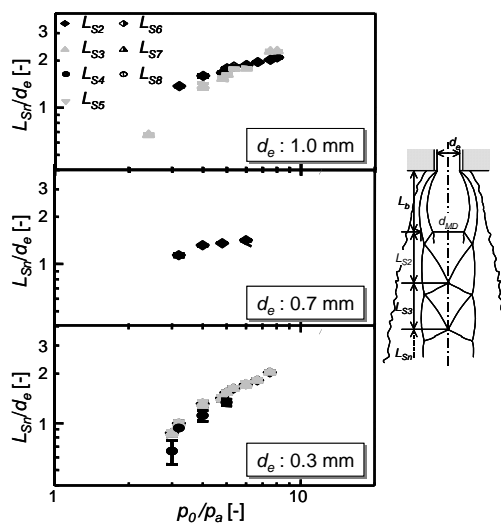


Fig.7 Measured shock-spacing for various ratio of injection to ambient pressure and orifice diameters

する．噴孔から軸方向へ約 20mm 以内は，噴流と周囲ガスとの境界は比較的滑らかである．一方，20 mm より下流域では，境界の乱れが大きく，この領域では乱流混合が活発となっていることが窺える．すなわち，これは非定常水素噴流は上流部の定常領域と中・下流部の非定常領域から構成されることを意味する．

図 9 に噴孔径 $d_e = 0.3, 0.7, 1.0$ mm のノズルを用いて，噴射圧力 $p_0 = 8$ MPa で雰囲気気密度 $\rho_a = 11.3$ kg/m³ の室温高圧雰囲気場に水素を噴射した際の噴流先端到達距離 x' を示す．図 9 には，後述する計算結果を合わせて示す． d_e の縮小と共に x' は短縮する．しかし， $d_e = 0.7$ mm と 1.0 mm では差異が小さいにも関わらず， $d_e = 0.3$ mm では 0.7 mm および 1.0 mm と比較して，大きく短縮する．前述のように使用噴射ノズルの d_e によらず流量係数は 0.89 で一定であるため，噴射率は噴孔断面積に比例すると考えられる．本実験で用いた $d_e = 0.3, 0.7, 1.0$

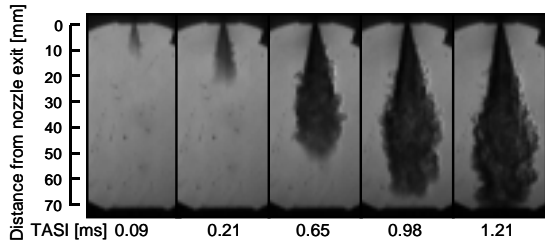


Fig.8 Temporal sequence of shadowgraph images of hydrogen jet (p_0 : 12 [MPa], ρ_a : 11.3 [kg/m³], Ambient gas: N₂)

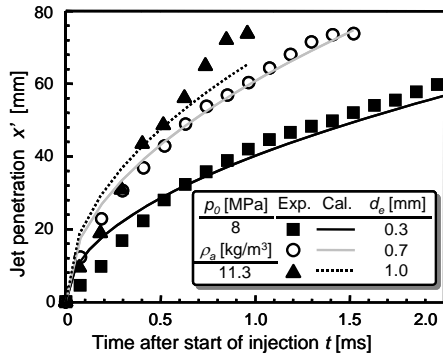


Fig.9 Comparison of measured jet penetration with predicted one for various orifice diameter

mm のノズルでは噴射率の比は 1 : 5.4 : 11.1 となり，これらの差異が x' に影響を及ぼすと考えられる．

噴霧・噴流先端到達距離の予測に関しては，ディーゼル燃料噴霧を対象にした和栗らの運動量理論式⁶⁾が代表的である．この式では噴孔径，噴射速度，燃料/雰囲気気密度比，噴霧円錐角を用いて近似を行なっている．ガス噴流の予測においても，実験結果に和栗らの運動量理論を適用することにより，半実験式が提案されている⁹⁾．しかし，4.1 節で述べたように，高圧ガス噴流では不足膨張によって噴流形状が変化するため，この影響を考慮する必要がある．Birch ら¹⁰⁾は噴孔からマッハディスクを含む噴流横断面までは質量が保存されるため，噴流横断面を擬似的噴孔と捉えることができるとしている．したがって，本研究では，擬似的噴孔を運動量理論で用いる d_e とし，求めた値に樽型衝撃波長さ L_b を加え， x' とした．和栗らの運動量理論に擬似噴孔径および樽型衝撃波長さ L_b を加えると，噴流先端到達距離は以下の式で表すことができる．

$$x' = a' \left[C_d \cdot \kappa \cdot \frac{p_0}{p_a} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{(\kappa+1)/2(\kappa-1)} \right]^{0.25} \cdot (d_e \cdot t / \tan \theta)^{0.5} + L_b \quad (41)$$

ここで， L_b については，Ewan ら¹¹⁾が提案する以下の実験式を用いた．

$$L_b = 0.77 d_e + 0.068 d_e^{1.35} \frac{p_0}{p_a} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\kappa/\kappa-1} \quad (42)$$

式(41)における全ての変数， $(p_0/p_a)^{0.25} d_e^{0.5}$ と θ の相関を基に実験定数 a' を算出すると 1.14 となった．図 9 中の線が計算結果である．式(41)を用いることによって， d_e を変化した場合の実測値を精度良く予測することが可能となることが分かる．

4.3 レイリー散乱法による噴流二次元濃度分布計測

図 10 に噴孔径 $d_e = 0.7$ mm の噴射ノズルを用いて，噴射圧力 $p_0 = 12$ MPa で雰囲気気密度 $\rho_a = 11.4$ kg/m³ のエタン雰囲気中に，ヘリウムを噴射した際のヘリウム体積濃度 C_{He} の時系列画像を示す．噴流軸付近は高濃度領域

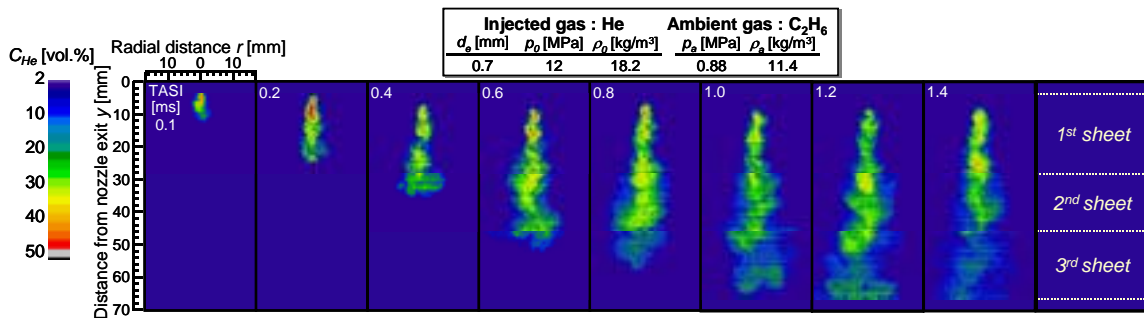


Fig.10 Temporal sequence of concentration images of helium jet injected into ethane ambient

となっており、噴流が壁面に衝突するまで、高濃度に保持されていることが分かる。また、噴孔出口より約20-30 mm付近から、噴流は半径方向に湾曲、すなわち蛇行し始める。噴流外縁に発生する大規模な渦塊が噴流軸付近まで影響を及ぼした結果であると考えられる。

図 11 に噴流が十分発達した時の濃度分布画像を示す。 $d_c=0.3\text{ mm}$ では TASI:2.2 ms, $d_c=0.7\text{ mm}$ では TASI:1.0 ms の時の画像である。 $d_c=0.7\text{ mm}$ では、壁面近くまで噴流軸付近が高濃度に保持されているのに対して、 $d_c=0.3\text{ mm}$ の条件では、噴孔出口より約 30 mm から下流域において広範にわたって低濃度領域が確認できる。噴流外縁で発生する渦規模が小さいため、ショックセル構造が崩壊され難く、30 mm までは高濃度に保持されると推察される。しかし、30 mm より下流では、小さな渦の流動により比較的均一な混合気が形成されると考えられる。

$d_c=0.3\text{ mm}$ では TASI:2.2 ms, $d_c=0.7\text{ mm}$ では TASI:1.0 ms の噴流軸上の濃度変化を図 12 に示す。 $d_c=0.7\text{ mm}$ では、噴流の蛇行によって濃度変動が大きくなっている

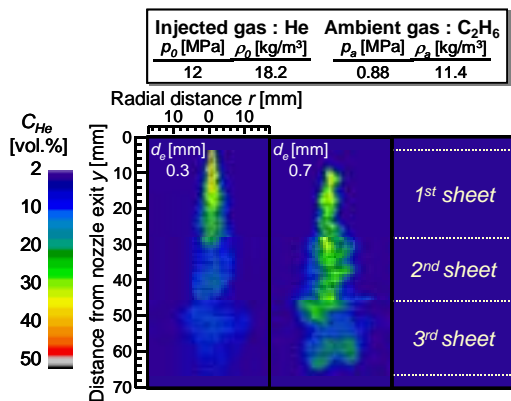


Fig.11 Images of volumetric concentration of helium jets for two different nozzles in case of diameters of 0.3 and 0.7 mm

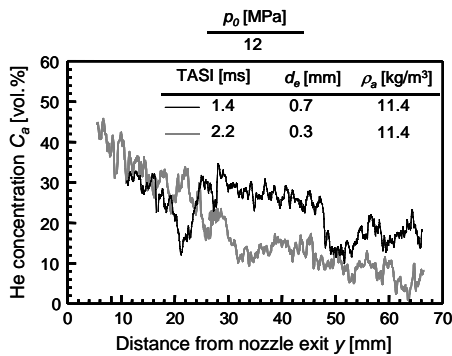


Fig.12 Profile of helium volumetric concentration along jet axis for conditions of nozzle-hole diameter of 0.3 and 0.7 mm

が、 $d_c=0.3\text{ mm}$ では $d_c=0.7\text{ mm}$ と比べて変動が小さい。4.1 節で述べたように、 d_c の縮小と共に噴流外縁で発生する渦規模が小さくなる。したがって、 $d_c=0.3\text{ mm}$ では $d_c=0.7\text{ mm}$ と比べ、噴流外縁で発生する渦規模が小さいため、噴流の蛇行が抑制され噴流軸上の濃度変動が小さくなったと考えられる。

5. まとめ

本報では、高圧雰囲気における不足膨張噴流をシャドウグラフ撮影により撮影し、噴射/雰囲気条件が噴流構造に及ぼす影響について調査した。また、水素噴流の巨視的観察をシャドウグラフ撮影にて行ない、噴孔径が噴流発達過程に及ぼす影響を調べた。さらに、レイリー散乱法により噴流二次元濃度分布を計測し、噴孔径が濃度分布に及ぼす影響について調べた。以下に本研究で得られた知見を記す。

- マッハディスク径および衝撃波間隔は概ね噴孔径に比例して変化する。
- 噴孔径の変更に伴う噴流境界層における発達過程の差異が、樽型衝撃波長さに影響を及ぼす。
- 高圧ガス特有の不足膨張流を考慮して運動量理論式を改良した結果、様々な噴孔径条件における実験結果を良く再現できた。
- 小噴孔径ノズルを用いた場合、噴流外縁に発生する渦規模が小さいため高濃度領域が蛇行しない。
- 小噴孔径ノズルを用いた場合、噴流外縁に発生する小さな渦の流動によって下流域において混合が促進される。

参考文献

- Ricou, F., and Spalding, D.B., J. Fluid Mech. 11 (1961), 21-32.
- Birch, A.D., Brown, D.R., Dodson, M.G., and Swaffield, F., *Combust. Science Tech.*, Vol. 36 (1984), 249-261.
- Ewan, B.C.R., and Moodie, K., *Combust. Science Tech.*, Vol. 45 (1986), 275-288.
- Ung, L.N. and Hargrave, G.K., The 10th int. Symp. on Flow Visualization (2002), F0051.
- レーザ計測ハンドブック編集委員会, レーザ計測ハンドブック, (1993), 84-85, 丸善, 東京.
- 梶, ながれ 20, 204-212, 日本流体力学会 (2001).
- Tsujimura, T., Mikami, S., Achiha, N., Tokunaga, Y., Senda, J. and Fujimoto, H., SAE Paper, No. 2003-01-0761 (2003).
- 和栗, 藤井, 網谷, 恒屋, 日本機械学会論文集 (第二部) 25 巻 156 号 (1959), 820-826.
- 塩路, 石山, 芝田, 田口, 自動車技術会 学術講演前刷集, No. 3-00 (2002), 9-12.