レイリー散乱法による非定常ガス噴流の濃度分布測定*
(高圧雰囲気における混合気濃度の定量測定)辻村 拓^{*1}, 大田 篤志^{*2}, 徳永 佳郎^{*3}
千田 二郎^{*4}, 藤本 元^{*4}Distribution of Gaseous Fuel Concentration in Unsteady Jet Measured
by Planar Laser-induced Rayleigh Scattering
(Quantitative Measurement for Mixture Concentration
in a High-pressure Ambient)Taku TSUJIMURA^{*5}, Atsushi OHTA, Yoshiroh TOKUNAGA,
Jiro SENDA and Hajime FUJIMOTO^{*5} Energy Technology Research Institute, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology,
1-2 Namiki, Tsukuba-shi, Ibaraki, 305-8564 Japan

In this study, a planar laser-induced Rayleigh scattering (PLIRS) was applied to unsteady gas jets to understand processes of jet development process and ambient gas entrainment in a relatively high pressure ambient. In the verification of PLIRS, Rayleigh scattered light intensities were in proportion as incident light intensities and molar number densities of scatterer. From the results of this study, it is clarified that dense mixtures occupy in the center part of the jet and large-scale vortices exist around the jet axis as a large-hole nozzle is used, that dense mixtures do not clearly appear as a small-hole nozzle is used, and that in volumetric concentrations in the steady portion of jets distribute according to a law of $3/2$.

Key Words: Rayleigh Scattering, Laser Diagnostics, Mixture Concentration, Unsteady Jet

1 はじめに

水素は、燃焼において二酸化炭素を発生せず、エネルギー変換において環境負荷が最も少ない燃料である。水素内燃機関については、これまでに予混合火花点火機関の動力・排気性能が詳細に調べられている^{①, ②}。その結果、同機関では体積効率の低さや異常燃焼の発生等により機関性能を十分に発揮できず、直接噴射方式の採用が望まれている。水素を燃料とした直接噴射式機関については、燃料噴射時期、着火時期等をパラメータとした機関性能が調査されているが^③、筒内の混合気分布と燃焼性能の関係については不明な点が多い。

本研究では、高圧雰囲気における非定常ガス噴流の発達過程、噴流構造および周囲気体導入過程を把握するため、単色レーザシート光を利用した光学計測を実施した。ガス噴流内部の濃度計測については、非定常現象に影響を及ぼさない非接触計測法としてレーザ誘起蛍光法(以下、LIF 法)が試みられている^④。しか

しながら、本研究で対象とする高圧雰囲気におけるガス噴流の濃度計測の場合、LIF 法では吸収線のブロードニングやシフト、励起分子同士の衝突によるクエンチング、蛍光剤の相変化等により^{⑤, ⑥}、定性的な濃度を得ることも困難である。そこで本研究では、ガス分子自身の散乱光強度が分子数濃度に比例することを利用するレイリー散乱法により、噴射・雰囲気ガスの定量的な濃度計測を試みた。

本研究では、高圧雰囲気場に噴射されても噴孔出口でチョーク流れとなるように加圧した噴射ガスを測定対象とし、レイリー散乱光強度より得られる濃度情報から測定原理の妥当性を検証するとともに、高圧ガス噴流の体積濃度分布、噴流構造および発達挙動について考察する。

2 おもな記号

I_R : レイリー散乱光強度	C : 光学系で定まる定数
I_L : 入射光強度	N : 分子数密度
X_i : i 成分のモル分率	
α_{Ri} : i 成分のレイリー散乱断面積	
d_e : 噴孔径	p_0 : 噴射圧力
p_a : 雰囲気圧力	ρ : 密度
C_j : 体積濃度	y : 噴流軸方向距離
r : 噴流半径方向距離	

* 原稿受付 2005 年 7 月 21 日。

^{*1} 正員, (独)産業技術総合研究所(〒305-8564 つくば市並木 1-2)。^{*2} 学生員, 同志社大学大学院工学研究科[現: マツダ(株)(〒730-8670 広島県安芸郡府中町新地 3-1)]。^{*3} 正員, 川崎重工業(株)(〒673-8666 明石市川崎町 1-1)。^{*4} 正員, 同志社大学工学部。

E-mail: tsujimura-taku@aist.go.jp

3. 実験装置および方法

3.1 ガス加圧・噴射装置

噴射ガスを高圧縮し、任意の時期、期間に噴射するため、図1に示すような加圧・噴射装置を使用した。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、ブラダを介して燃料供給システム全体が加圧される。また加圧された噴射ガスは、電子制御・油圧駆動方式のガス噴射弁を使用して噴射される。また高圧雰囲気場は4面の光学計測用石英ガラス窓が取り付けられる定容容器（内部容積：約290 cm³）において形成した。

高圧ガスの噴射に際して2種のノズルチップを用意した。ノズルチップは噴孔径 d_n が 0.3 mm および 0.7 mm のストレートホールノズルであり、噴孔長径比はともに2である。なお、本研究では散乱光強度が微弱な分子散乱を捉えるため、供試ガス中および配管中の塵芥が散乱光強度の異常を招き、測定精度を低下させる。そこで噴射・雰囲気ガスの供給配管内には、焼結金属製の粒子除去フィルタ（> 0.5 mm 捕集可）に加え、超微粒子除去フィルタ（Swagelok, インラインフィルタ, 3 nm 以上 99.999999 % 除去可）を設け、測定対象場への微粒子の混入を防止した。

Fig.1 Schematic diagram of gas fuel pressurizing/injecting unit

3.2 レイリー散乱光撮影光学系

レイリー散乱法における撮影測定光学系を図2に示す。光源には Nd:YAG レーザ第二高調波($\lambda: 532$ nm, 出力: 290 mJ/pulse)を用い、光源より発せられたレーザ光束を片凸レンズおよびシリンドリカルレンズ(焦点距離: 光源側から $f=1000$ mm, $f=25$ mm, $f=100$ mm)を使用し、高さ約 25 mm, 厚さ約 0.1 mm のシート光を形成した。形成したシート光は定容容器内のガス分子を照射しながら容器内を通過する。噴射および雰囲気ガスのレイリー散乱光は、カメラレンズを取り付けたイメージインテンシファイア付き CCD カメラ（浜松ホトニクス, IL: C4078-01, CCD カメラ: C4742-95-10NR）で撮影した。また迷

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

光を除去するため、カメラレンズには光干渉フィルタ(中心波長 532.2 nm, 半値幅 0.9 nm)を取り付けた。ガス噴流に対するレーザシートの入射位置および撮影範囲は噴孔出口から軸方向に 5 ~ 30 mm, 25 ~ 50 mm, 45 ~ 70 mm とした。

3.3 濃度測定原理

レイリー散乱光撮影による濃度測定原理を以下に示す。測定対象が完全気体の混合物であるとする。入射光強度 I_L におけるレイリー散乱光強度 I_R は次式で与えられる。

$$I_R = C I_L N \sum_i (X_i \sigma_{Ri}) \quad (1)$$

式(1)はレイリー散乱光強度と温度、圧力、分子数密度の関係を与えるので、温度と圧力が一定の場合は、レイリー散乱光強度は分子数密度のみに依存する。すなわち、成分 A および B の 2 成分系の濃度を測定する場合、式(1)は

$$I_R = C N I_L (X_A \sigma_{RA} + X_B \sigma_{RB}) \quad (2)$$

と表せる。ここで $X_A + X_B = 1$ であり、また A, B 各成分の純粋気体のレイリー散乱光強度 I_{RA} , I_{RB} は

$$I_{RA} = C N I_L \sigma_{RA} \quad (3)$$

$$I_{RB} = C N I_L \sigma_{RB} \quad (4)$$

と表せる。容器内に成分 A あるいは B のみを充填し、レイリー散乱光強度 I_{RA} あるいは I_{RB} を求めることで、光学系で定まる定数 C が求められる。また式(2) ~ (4)より、A 成分のモル分率 X_A は以下の式で表せ、 X_A が求まる。

$$X_A = \left(\frac{I_R}{I_L C N} - \sigma_{RB} \right) / (\sigma_{RA} - \sigma_{RB}) \quad (5)$$

3.4 実験条件

化学種 i の空気に対するレイリー散乱断面積および屈折率^⑧は分子を構成する原子数や原子直径が増すと大になる。また 2 成分系のレイリー散乱法では、

Table 1. Experimental conditions for PLIRS in this study

Injected gas		Helium (He)
Injection pressure p_0 (Fuel density ρ_0)	[MPa] [(kg/m ³)]	12 (18.2)
Injected gas viscosity η_0	[$\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$]	20.02
Nozzle-hole diameter d_0	[mm]	0.3, 0.7
Injected gas temperature	[K]	298
Ambient gas		Ethane (C ₂ H ₆)
Ambient gas pressure (Ambient gas density ρ_a)	[MPa] [(kg/m ³)]	0.88, 1.26 (11.4, 16.9)
Ambient gas viscosity η_a	[$\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$]	9.70, 9.79
Ambient gas temperature T_a	[K]	298
Kinematic viscosity ratio ν_0/ν_a	[-]	16.6, 17.1
Ratio of Rayleigh scattering cross section $\sigma_{\text{RCS}}/\sigma_{\text{RHS}}$		420.6

各分子のレイリー散乱断面積の差異が大きいほど、より正確に各成分の濃度を算定できる⁹⁾。本研究では噴射ガスとして水素を想定するが、その際、窒素とのレイリー散乱断面積の差異が 4.6 倍程度と小さく、測定精度の低下が懸念される。そこで、レイリー散乱断面積の差異の大きなヘリウムおよびエタンを噴射および雰囲気ガスとして選択することで測定精度の向上を図る。これらのガスではレイリー散乱断面積が 421 倍もの差異がある。また、ヘリウムの窒素に対する相互拡散係数は $0.596 \text{ cm}^2/\text{s}$ ¹⁰⁾であり、水素の場合は $0.657 \text{ cm}^2/\text{s}$ であることより、両者は酷似した拡散性を示す。ただし、エタンを雰囲気ガスとする場合、窒素との拡散係数が異なることから分子レベルの混合過程については水素/窒素系の混合過程を模擬できない。しかしながら、噴射ガスの噴孔出口流速、出口密度および噴射ガスと雰囲気ガスの密度比条件を水素/窒素系とヘリウム/エタン系で同等に設定することでガス噴流の巨視的な発達過程や大規模渦構造等を模擬できると考えられる。

本研究における噴射・雰囲気気条件は表 1 に示すとおり、噴射圧力 p_0 を 12 MPa で一定とし、雰囲気圧力 p_a は 0.88 ~ 1.26 (分子数密度 N : 1.09×10^{23} ~ $3.05 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$) に変化させ、噴射圧力は雰囲気圧力よりも約 10 倍以上高压であり何れも噴孔出口においてチョーク流れとなる。前述のように、ノズルチップは噴孔径 d_0 : 0.3 および 0.7 mm の単噴孔ノズルを使用するが、ヘリウムの噴射率は最大の場合でも約 3.5 mg/ms である。ヘリウム噴射による容器内圧力は 1 %/ms 程度しか増加せず、レーザー光の発振期間が約 6 ns であることより、レーザー照射中において雰囲気圧力は一定と見做せる。

4. 実験結果および考察

4.1 レイリー散乱光強度に対する諸因子の影響

式(1)のように、レイリー散乱光強度 I_R はレーザー入射光強度 I_i 、分子数密度 N 、測定対象分子のモル分率 X_i に比例する。以下では、定容容器内に単成分あるいは 2 成分ガスを任意の圧力まで充填して、 I_R と I_i 、 N および X_i の関係を検証する。

レーザー入射光強度の影響

図 3 に、レーザー出口部での出力を 240 ~ 295 mJ の範囲で変化させ、エタンのみを p_a : 0.88 MPa (分子数密度 N : $2.14 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$) 充填した際のレーザーシート上の散乱光強度の平均値を示す。ここで示す散乱光強度は、容器内の散乱あるいは迷光の影響を除去するため、レーザー入射時の散乱光画像から、予め容器内を真空にして得た画像強度を差し引いている。また図 3 縦軸のレイリー散乱光強度は、入射光強度 295 mJ の場合を 1 として無次元化している。同図か

Fig. 3 Relationship between intensities of incident laser light and Rayleigh scattering

Fig. 4 Relationship between molar number density and intensity of Rayleigh scattering

Fig. 5 Relationship between C₂H₆ concentration in He/C₂H₆ mixture and intensity of Rayleigh scattering

らレイリー散乱光強度は入射光強度に比例しており、弾性散乱における入射光強度と散乱光強度の関係(式(1))が実験的に示された。したがって、レーザ発振強度の変動およびシート上の強度分布は、レイリー散乱法において甚大な影響を及ぼす。

分子数密度の影響

図4に、エタンの充填圧力を p_a : 0.45 ~ 1.26 MPa (N : $1.09 \times 10^{23} \sim 3.05 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$) とした場合、レーザ出口部の出力が 295 mJ のレーザ光を入射した際のレーザシート上のレイリー散乱光の平均値を示す。なお、同図ではレイリー散乱光強度は充填圧力 p_a が 0.88 MPa の場合を 1 として無次元化した。レイリー散乱光強度は定容容器内の分子数に概ね比例して変化することが確認され、少なくとも単成分系においては式(1)が成立し、レイリー散乱光強度は分子数密度に比例すると言える。

混合率の影響

図5に、レーザ出口部の出力が 295 mJ、充填圧力 p_a : 0.88 MPa (N : $2.14 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$) のヘリウム/エタン混合気について、混合気中のエタン分率を変更した際のレーザシート上のレイリー散乱光強度の平均値を示す。レイリー散乱光強度はヘリウム単体の場合を 1 として無次元化して示す。同図より、レイリー散乱光強度は概ねエタンの混合分率の増加に比例して変化するが、これはエタンのレイリー散乱断面積がヘリウムと比べて極めて大きいことによる。ヘリウム単体の場合 ($C_2H_6=0$ [mol.%]) でも微弱なレイリー散乱光が検知されており、2成分系混合気のレイリー散乱光強度は、式(2)のように、各成分のモル分率とレイリー散乱断面積の積の総和に比例すると考えられる。

4.2 レイリー散乱光画像の補正方法

前節で示したように、撮影画像を基に式(5)を用いて各成分の濃度算定が可能である。ただし、本法の測定原理から、レイリー散乱光強度は入射光強度に比例するため、入射光の強度変動およびレーザシート上の強度分布を撮影毎に測定し、撮影画像を補正する必要がある。

ここでは前述の撮影光学系において、比較的高強

Fig. 6 Schematic diagram of compensation method for intensity distribution of incident laser light sheet

度のレーザシートを形成するが、レーザビーム光はガウス分布をとるため完全均一強度のシートの形成は困難であり、シート上の中心域において高強度となる。ただし、レーザシートの入射側には図6に示すようにエタン分子のみが存在する領域がある。これを参照領域とすると、レーザシート上の強度分布が得られ、実験毎に参照領域の強度分布の逆数を噴流領域に乗ずることで撮影画像の強度補正を行なうことができる。また、レーザシート光の進行方向への強度減衰については、エタンのみを容器内に充填した際の散乱強度分布を基に補正を行なった。

4.1 で示したように、測定対象分子からのレイリー散乱光強度はレーザ入射光強度および測定対象分子の分子数密度に比例しており、検証の範囲内であるレーザ入射光強度および分子数密度 (p_a : 0.88 ~ 1.26 MPa) において 3.3 の濃度測定原理を満足する。また前述のように、レーザ発振毎にレーザシートの強度分布を平滑化し、雰囲気ガスのみ ($C_2H_6=100$ [vol.%]) からの散乱光強度で正規化して噴流内の濃度分布を測定した。

4.3 非定常ガス噴流における噴流構造および濃度分布

4.3.1 噴射ガス濃度の時系列変化

図7に噴射開始後 TASI Q2 ~ 1.6 ms 間の 0.4 ms 毎のヘリウム体積濃度 C_{He} を示す。ここで、レーザシート高さは約 25 mm であり、各々の撮影画像は各撮影時刻における異なる噴流画像を繋ぎ合わせたものである。3.2 で記したように 3 段のレーザシートは 5 mm 程度重なるように入射しており、撮影画像の繋ぎ合わせの目安とした。噴流中心軸付近には非常に高濃度の噴射ガスが分布し、この領域は噴射直後から終了まで存在する。また高濃度領域は、噴孔出口より $y = 20$ mm 程度

Fig. 7 Temporal sequence of concentration of helium jet injected into ethane ambient

離れると半径方向へ湾曲し始め、下流へ進むほど噴流中心軸付近の最高濃度は低下するが、下流域においても比較的高濃度の領域は観察される。一方、比較的高濃度の希薄な領域については、噴流上流部では高濃度領域の外側の狭い領域に分布する。また、軸付近の高濃度領域が湾曲する $y = \text{約 } 20 \text{ mm}$ より下流では、高濃度領域の流動に誘引されるように希薄領域が分布する。さらに噴流下流部では、過度に希薄化された混合気が広範囲に分布する。また噴流外縁における濃度については、トレーサ粒子を弾性散乱体とするミー散乱法による濃度勾配とは異なり、濃度勾配が緩やかに低下する。これはレイリー散乱法では気体分子を弾性散乱体とするため、ミー散乱法のようにトレーサ粒子による渦の巻上げ⁽⁴⁾の影響を受けないことによる。

4.3.2 噴流中心軸上の濃度分布

これまでに種々の噴射ガス、雰囲気ガスを用いた研究においてガス噴流の中心軸上の濃度分布が測定されており、定常・非定常領域の判定や非定常領域における流動特性に関する指針が得られている^{(2)~(5)}。図 8(a), (b), (c)に、レイリー散乱法で得たヘリウム噴流の中心軸上の濃度分布 C_μ を示す。(a)では、噴孔径 $d_c: 0.7 \text{ mm}$ のノズルを用い、密度 $\rho_a: 11.4 \text{ kg/m}^3$ の雰囲気中

Fig. 8 Profile of helium volumetric concentration along jet axis for conditions of ambient gas density of (a) 11.4 kg/m^3 and (b) 16.9 kg/m^3 , and (c) nozzle-hole diameter of 0.3 mm

に噴射圧力 $p_c: 12 \text{ MPa}$ で噴射した際の、噴射開始後の時間 TASI $0.2 \sim 1.4 \text{ ms}$ の軸上濃度分布を示す。噴孔出口近傍 ($y < 10 \text{ mm}$) では衝撃波をとまなう不足筋長流れを呈しており⁽⁶⁾、雰囲気圧力よりも噴流内圧力が高いためレイリー散乱法では定量的な濃度は得られない。 $y = 10 \text{ mm}$ 程度では C_μ が約 $40 \text{ vol. \%}$ と高濃度であり、下流側では低下する。非定常ガス噴流における中心軸上濃度については、ポテンシャルコア領域で一定となり、ポテンシャルコアより下流については双曲線近似が可能であり、軸上濃度は軸方向距離の増加にともなって低下することが知られている⁽³⁾。TASI 0.2 ms の場合には先端到達距離が短く、噴流内の大部分が高濃度領域であり、 C_μ 分布は急勾配になる。また噴流先端が約 50 mm に達する TASI 0.6 ms 以後の C_μ は濃度変動を示す凹凸が現れる。これは図 7 で観察されたように、中心軸付近の高濃度領域が大規模な巻き込み渦によって湾曲するため、中心軸上の濃度分布が変動したと考えられる。ただし、噴流先端領域以外は時間によらず C_μ がほぼ一致しており、時間依存性が低い。これより、噴流中・下流域における渦流動は比較的低速であり、また後続する噴射ガスが噴射初期に形成された流動に従って流れるものと推察される。

一方、図 8(b)のように雰囲気密度 ρ_a が 16.9 kg/m^3 と高く、噴射圧力と雰囲気圧力との比が小さい場合、噴射開始直後では急激な濃度変化が見られるが、TASI 0.6 ms から C_μ は緩やかに低下する。また図 8(a) で現れた凹凸もほとんど現れず、急激な濃度変化は噴流先端領域だけに観察される。これは、噴射/雰囲気圧力比の低下にともない、不足筋長流れに出現する衝撃波間隔が短縮し、噴流外縁に形成される渦規模も小さくなるため、渦流動によって中心軸付近の高濃度領域が湾曲され難く⁽⁶⁾、 C_μ の変動も小さくなると考えられる。

噴孔径 $d_c: 0.3 \text{ mm}$ のノズルを使用した場合を図 8(c) に示す。 $d_c: 0.7 \text{ mm}$ の場合と同様に、 $y = 10 \text{ mm}$ 程度では C_μ が約 $40 \text{ vol. \%}$ であり、下流側ほど C_μ が低下する。また、噴流中・下流域における C_μ の変動は小さく、図 8(a) の $d_c: 0.7 \text{ mm}$ の場合に比べて凹凸が小さく現れた。さらに、 $y = \text{約 } 25 \text{ mm}$ より下流側の C_μ は大孔径ノズルの場合と比して非常に小さく、 $y = 30 \text{ mm}$ より下流域では体積濃度が約 $15 \text{ vol. \%}$ の領域が広範囲に広がる。

4.3.3 噴流軸半径方向の濃度分布

噴孔径 $d_c: 0.7 \text{ mm}$ のノズルを用い、密度 $\rho_a: 11.4 \text{ kg/m}^3$ の雰囲気中に噴射圧力 $p_c: 12 \text{ MPa}$ で噴射した際の、噴流中心軸方向距離 $y = 40 \text{ mm}$ における半径方向の濃度分布を図 9(a) に示す。ここで $y = 40 \text{ mm}$ は観察容器の中心付近に位置し、噴孔出口付近での衝撃波および壁面

近傍での噴流の跳ね返りの影響を受け難いことから各噴流の比較位置として選定した。\$y=40\text{ mm}\$を噴流先端が通過するTASI \$0.4\text{ ms}\$では、中心軸上においても噴射ガス濃度が \$10\text{ vol.}\%\$以下と低く、雰囲気気体と混合された希薄な混合気が分布する。ただし、TASI \$0.4\text{ ms}\$を経ると、各時刻での濃度および噴流幅の変化が小さくなり、TASI \$1.0\text{ ms}\$以降では濃度および噴流幅はいずれもほぼ一定となる。これより、TASI \$1.0\text{ ms}\$以降では \$y=40\text{ mm}\$の軸方向位置は定常領域に位置すると考える。大気圧力雰囲気下における非定常噴流についても同様の流動特性を現すことが知られており、ここで扱うヘリウム噴流の構造についても、ある時刻を経過すると濃度がほぼ一定となる定常領域と、濃度が希薄で時間的変動が激しい非定常領域で構成されると考えられる。

噴孔径および雰囲気気密度条件の異なるヘリウム噴流について、噴流先端が \$y=40\text{ mm}\$より十分に発達した際の半径方向濃度変化を図9(b)に示す。ここでは \$d_n=0.7\text{ mm}\$のノズルを使用した場合はTASI \$=14\text{ ms}\$の噴流を、\$d_n=0.3\text{ mm}\$の場合はTASI \$=24\text{ ms}\$の噴流を示している。噴流先端が十分に発達した場合、全ての噴流で \$y=40\text{ mm}\$は定常領域に位置すると考えられ、このとき雰囲気気密度が増加するほど、あるいは噴孔径が小さいほどヘリウム濃度は低く、より希薄化されている。特に小噴孔径ノズルを使用した場合の混合作用は著しく、大孔径ノズルを使用した場合の凡そ半分程度の濃度まで希薄化される。

噴流半径方向の濃度分布は \$3/2\$ 乗則で表わせることが知られており⁽⁴⁾⁽⁵⁾、図10では本実験で得られた半径方向濃度分布を最大濃度で無次元化し、\$3/2\$ 乗則による濃度分布と比較する。図中の破線は式(6)の \$3/2\$ 乗則による算定値である。

$$C_{jr}/C_{jr,\max}=1-0.5(r/r_{0.5})^{3/2} \quad (6)$$

ここで、\$C_{j,\max}\$は半径方向位置における最大濃度、\$r_{0.5}\$は \$C_{j,\max}\$の半値半径を表わす。図10から、噴流外縁領域を除いて種々の噴射・雰囲気気条件における非定常ガス噴流における濃度分布は、概ね \$3/2\$ 乗則で表わせることがわかる。これより、本実験のように比較的高圧雰囲気場において形成された非定常ガス噴流についても、図9、10に示されたように、大気圧雰囲気場における非定常噴流に関する過去の報告と同様の特性を示す。また非定常噴流において、ほぼ定常と見做せる領域が存在し、定常領域については濃度分布の流体力学的な相似則が成り立つと考えられる。ただし、噴流内に分布する高濃度領域は大規模な巻き込み渦により湾曲されるため、必ずしも噴流中心軸上で最大濃度であると

Fig. 9 Volumetric concentration of helium jet in the direction of jet radius with changing conditions of ambient gas

Fig. 10 Non-dimensional concentration in the direction of jet radius with changing conditions of ambient gas density and nozzle-hole diameter

は限らない。また噴流外縁や噴流先端領域では、著しく希薄化された混合気が分布するため、上記の濃度分布則から逸脱すると考えられる。

4.3.4 噴孔径と噴流内濃度分布の関係

前項までに種々の噴射・雰囲気条件における非定常噴流について解析したが、本実験の実験変数においては噴孔径条件が噴流内濃度および噴流構造に対して著しく影響を及ぼす因子であった。図11では、噴孔径 \$d_n=0.3\text{ mm}\$および \$0.7\text{ mm}\$のノズルを使用した際に、噴流先端到達距離がどちらも約 \$65\text{ mm}\$に達した時期における噴射ガスの体積濃度を示す。\$d_n=0.3\text{ mm}\$のノズルを使用すると、\$y\approx 30\text{ mm}\$より下流域では噴流内の広範に渡って非常に希薄な領域が広がる。著者らの以前の研究では、\$d_n=0.3\text{ mm}\$の小噴孔径ノズルを使用すると、高圧ガス噴流で現われる不足膨張現象におけるショックセル構造内に多数の衝撃波が観察された⁽⁶⁾。すなわ

ち、 $y=30\text{ mm}$ より下流域では規模の小さな渦の流動により比較的均一かつ希薄な混合気が形成されると考えられ、噴流先端が約 30 mm より下流域では噴流内の希薄化が進行する。

一方、大孔径ノズルを使用した場合、噴流中心軸近傍において比較的大規模な渦が生成し、渦の合体、成長、崩壊とともに中心軸付近の高濃度領域が湾曲され、高濃度領域の周辺には渦流動によって希薄化された領域が分布する。しかしながら、中心軸付近の高濃度領域は崩壊することなく下流域まで保持され、下流域まで高濃度な混合気が分布すると考えられる。以上のように、非定常ガス噴流の中心軸上濃度分布は、濃度情報のみならず噴流構造を明確に表わしており、 C_{μ} および噴流構造は噴射・雰囲気条件の影響を受けて変化する。

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

5. 結 言

本報では、噴射および雰囲気ガス分子の弾性散乱光強度を利用したレイリー散乱法により、高圧雰囲気下において噴孔出口でチョーク流れとなるような非定常ガス噴流の内部構造および混合気分布を把握した。以下に、本報で得られた知見を記す。

- (1) ヘリウム/エタンのレイリー散乱断面積比は水素/窒素に比べて 100 倍程度高く、入射光強度および分子数密度と、レイリー散乱光強度の関係は本実験の範囲内において測定原理を満足した。
- (2) 大孔径ノズルを使用した場合、噴流中流部において噴流中心軸付近に存在する高濃度領域が下流域まで続き、小孔径ノズルでは高濃度領域は存在しない。また、大孔径ノズルでは噴流中・下流部において大規模な巻き込み渦によって湾曲されるの

に対し、小孔径ノズルでは噴流下流部において著しく希薄化された混合気が比較的均一に分布する。

- (3) 噴流中流部までに存在する定常領域における噴流軸半径方向の濃度分布は、概ね 3/2 乗則にしたがって分布する。

謝 辞

本研究は、文部科学省学術フロンティア推進事業「次世代ゼロエミッション・エネルギー変換システム」の支援を受けた。ここに謝意を表する。

参 考 文 献

- (1) Furuhashi, S., Mirai wo hiraku suiso jidousha, Tokyo Denki University Press, Tokyo (1992), p.26-34.
- (2) Stockhausen, W.F., et al., *SAE Technical Paper* (2002), No. 2002-01-0240.
- (3) Rottengruber, H., et al., *SAE Technical Paper* (2004), No. 2004-01-2927.
- (4) Dorer, F., et al., *Proceedings of XII World Hydrogen Conference* (1998), p.1457-1467.
- (5) Dec, J.E. and Cannan, R.E., *SAE Technical Paper* (1998), No.980147.
- (6) Deguchi, Y., *Journal of the Combustion Society of Japan*, No.114 (1998), p.1-10.
- (7) Handbook of Laser Measurement Techniques, Maruzen, Tokyo (1993), p.284-286.
- (8) Table B6.3 in ref. (7).
- (9) Espey, C., et al., *Combustion and Flame*, Vol.109 (1997), p.65-86.
- (10) Ohe, S., Sekkeisha no tameno busseichi teisu suisannhou, The Nikkan Kogyo Shinbun, Ltd., Tokyo (1985), p. 283-288.
- (11) Long, M.B. and Chu, B.T., *AIAA Journal*, Vol.19, No.9 (1981), p.1158-1163.
- (12) Abramovich, G.N., The Theory of Turbulent Jets, MIT Press, Massachusetts (1963), p.89-102.
- (13) Kido, A., et al., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.61, No.590 (1995), p.3407-3413.
- (14) Tanabe, H., et al., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.48, No.434 (1982), p.2088-2095.
- (15) Tomita, E., et al., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.64, No.626 (1998), p.3517-3524.
- (16) Tsujimura, T., et al., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.70, No.693 (2004), p.1348-1353.