

条件付き 2 ライン OH-PLIF を用いた能動制御下における 同軸噴流火炎の温度計測 *

齋木悠 *¹, 栗本直規 *¹, 鈴木雄二 *¹, 笠木伸英 *²

Temperature Measurement with a Conditional Two-line OH-PLIF Technique in an Actively Controlled Coaxial Jet Flame

Yu SAIKI*³, Naoki KURIMOTO, Yuji SUZUKI and Nobuhide KASAGI

*³Department of Mechanical Engineering, The University of Tokyo
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

A novel flame temperature measurement technique based on two-line OH planar laser-induced fluorescence (PLIF) is presented. In order to measure temperature of an unsteady flame using a single excitation laser and a single ICCD camera, a new conditional image processing method has been introduced. In this method, ensemble-averaged OH fluorescence intensities at the flame front, which are taken by two excitation lines, are used, and the mean temperature at each streamwise position is calculated. The present thermometry is applied to a methane/air coaxial jet flame, which is actively controlled by periodically driven magnetic flap actuators. The uncertainty interval at 95% coverage is estimated as +130 K and -120 K at the mean flame temperature of 2000 K. The measured mean temperatures of controlled flames coincide with the theoretical adiabatic flame temperatures within the uncertainty intervals. When the stoichiometric mixture is supplied, the mean flame temperature is the highest (~ 2200 K), and thus CO emission is drastically reduced. On the other hand, when a lean flammable limit mixture is supplied, the mean temperature is decreased to 1600 K, and this results in the increased CO emission.

Key Words : Flame, Jet, Laser, Combustion Control, Laser-Induced Fluorescence, Temperature Measurement

1. 緒言

火炎温度は、各燃焼素反応の反応速度定数および平衡状態を決定する基礎的かつ重要なパラメータであり、その高精度な計測手法の開発が必要とされている。分光計測技術の発達に伴って、レーザ計測を用いた非接触火炎温度計測法として、CARS (Coherent Anti-Stokes Raman Scattering)、ラマン散乱法、レーザ散乱法および LIF (Laser-Induced Fluorescence) が提案されてきた⁽¹⁾。しかしながら、CARS 法は、高精度な反面、点計測であるため、温度分布を得るには多大な時間を必要とする。ラマン散乱法は、一次元温度分布が計測可能であるが、強いレーザエネルギーを必要とし、また燃料過濃領域においては、散乱光が大きく乱さ

れ、計測精度が低下する。レーザ散乱法は、二次元温度分布を取得できるが、燃焼反応の全過程を通して、ガス分子の有効散乱断面積が一定である火炎にのみ適用可能であるなどの弱点がある。LIF あるいは PLIF (Planar Laser-Induced Fluorescence) による火炎温度計測法は、用いる励起線の数により、シングルライン法⁽²⁾、2ライン法⁽³⁾⁻⁽⁹⁾ およびマルチライン法⁽¹⁰⁾ に分類される。2ライン PLIF は、2つの励起レーザ光により得られる蛍光強度の比から、非定常火炎の二次元温度分布を計測する。しかしながら、2組のレーザ計測装置が準備できない場合には、励起ラジカル分布の変動が小さい層流火炎への適用に限られる⁽⁶⁾。

近年、マイクロアクチュエータを用いた様々な熱流動現象の能動制御が試みられている⁽¹¹⁾。著者らは、同軸二重ノズルの内壁に 18 枚のフラップ型電磁アクチュエータ⁽¹²⁾を配備することで、メタン・空気の混合特性を柔軟に制御し⁽¹³⁾、同軸噴流火炎における燃焼排出ガス特性の改善を試みた⁽¹⁴⁾。

* 原稿受付 2007 年 1 月 19 日。

*¹ 正員、東京大学大学院工学系研究科 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)。

*² フェロー、東京大学大学院工学系研究科。

E-mail: ysuzuki@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

本研究では、燃焼場に豊富に存在するOHラジカルに注目し、1組のレーザ計測装置により、非定常火炎の平均温度計測を可能とする条件付き2ラインOH-PLIFの構築を目的とした。さらに、本手法を能動制御下にある同軸噴流火炎に適用し、CO排出特性および燃料濃度分布と温度分布の関係を調べた。

2. 実験・計測装置

2.1 同軸ノズル 図1に本研究で用いた軸対称同軸円管ノズル ($D_o = 20$ mm, $D_i = 10$ mm, 肉厚 $t = 0.3$ mm) を示す。環状ノズルの内壁に18枚のフラップ型電磁アクチュエータ (9×3 mm²)⁽¹²⁾ が配備され、入力信号波形に従い動作する。本報では、すべてのフラップの位相を揃えて軸対称に駆動し、その駆動周波数 f_a を63 Hzから126 Hzまで変化させた。個々のフラップの動作モードには、鋸波を採用した。フラップは、共振周波数 ($f_{res} = 310$ Hz) に相当する振動波形を含みながら鋸波状に立ち上がり、最大変位0.3 mmに達した後、急速に壁面に振り下ろされる。このとき、フラップ動作と完全に同期した大規模渦が、ノズル近傍の内外せん断層に生成され、内側流体の輸送・混合特性を改善できる⁽¹³⁾。なお、座標系は、流れ方向および半径方向を (z, r) とする。

2.2 実験装置 同軸噴流の内外流体には、それぞれメタンおよび空気を使用した。メタンは高圧ボン

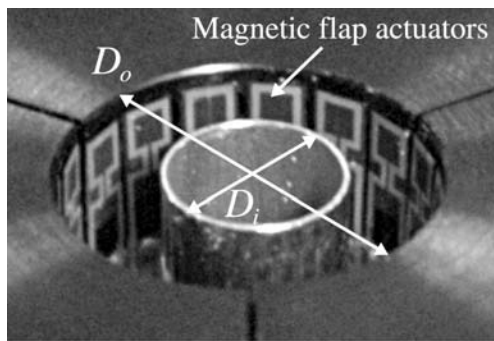


Fig. 1 Coaxial nozzle equipped with eighteen miniature magnetic flap actuators.

Table 1 Experimental conditions.

Equivalence ratio	$\phi = 0.72$	$\phi = 0.48$
$U_{m,o}$ [m/s]	1.8	2.2
$Re (= U_{m,o} D_o / \nu_o)$	2400	2900
$m (= \rho_o U_{m,o}^2 / \rho_i U_{m,i}^2)$	42	95
Thermal Power [kW]	1.1	0.88
$St_a (= f_a D_o / U_{m,o})$	Natural, 0.7, 1.4	1.1

ベから供給され、ステンレス製直管内で十分に発達した層流となり、中心噴流を形成する。空気は、圧縮機から供給され、メンブレン式除湿フィルタ (SMC, IDG10V-02) により露点 253 K まで除湿された後、整流チャンバおよび収縮ノズル (面積収縮比 60:1) を通り、環状噴流を形成する。内外流体の流量は、質量流量計 (Yamatate, CMQ series) により管理した。メタンおよび空気は、ステンレス製燃焼器 ($40 \times 40 \times 200$ mm³) 内に噴出した後、火炎を形成する。噴流火炎は、 $z/D_o = 1.5$ に設置したリング型ブラフボディ (外径 12.75 mm, 内径 8 mm, 肉厚 0.95 mm) により保持した。

表1に実験条件を示す。本研究では、当量比 $\phi = 0.72$ の自然および制御噴流火炎、および $\phi = 0.48$ の制御噴流火炎を計測対象とした。環状噴流のバルク平均流速 $U_{m,o}$ に基づくレイノルズ数および運動量流速比は、それぞれ $Re = U_{m,o} D_o / \nu_{air} = 2400, 2900$ および $m = \rho_o U_{m,o}^2 / \rho_i U_{m,i}^2 = 42, 95$ に設定した。出力は 1.1 kW および 0.88 kW である。また、フラップ駆動周波数 f_a で定義されるストローハル数 $St_a (= f_a D_o / U_{m,o})$ は、特徴的な燃焼・混合気特性が得られる条件として、当量比 $\phi = 0.72$ では $St_a = 0.7, 1.4$, $\phi = 0.48$ では $St_a = 1.1$ を選んだ。

なお、燃焼実験は、Kタイプの熱電対により燃焼器外側壁面の温度をモニタし、熱平衡状態 (~ 600 K) に達した後、開始した。

2.3 OH温度計測 図2に平面レーザ誘起蛍光法 (PLIF) の計測装置概略図を示す。本研究では、OHラジカルを用いた2ラインPLIFにより、燃焼場の温度を計測する。OHの励起光源には、Nd:YAG第二高調波励起の色素レーザ (Lambda Physik, SCANmate2C, Rhodamine 6G) を用いた。レーザビーム光は、円筒面

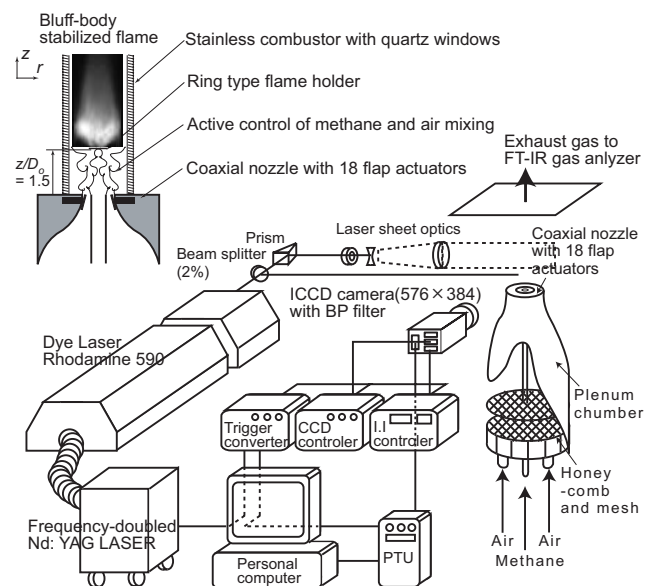


Fig. 2. Schematic of PLIF measurement system.

レンズおよび球面レンズによりシート光 ($50 \times 0.5 \text{ mm}^2$) を形成し、燃焼器側面に設置した石英窓を通して、保炎器直下流に導かれる。蛍光画像は、干渉フィルタ (透過光 $\lambda > 295 \text{ nm}$) を装備した UV レンズを通して、ICCD カメラ (La Vision, Flamestar2, $576 \times 384 \text{ pixels}$) により取得される。本計測では、ショットノイズを低減するために、16画素の平均値を蛍光値情報として用いた。計測領域は $60 \times 40 \text{ mm}^2$ であり、空間解像度は 0.4 mm/pixel である。

レーザパルス強度変動およびレーザシート光の空間強度分布の補正には、励起レーザ光強度に対するアセトン蛍光強度の線形性を考慮し⁽¹³⁾、アセトン蒸気を均一に満たした石英セルを用いた。即ち、レーザパルス強度の補正には、ビームスプリッタ (反射率 $R=2\%$) により分岐したレーザ光を、燃焼器近傍に設置した石英セルに導くことで、アセトン蛍光を OH 蛍光と同時に計測し、参照画像とした。また、シート光の強度分布は、石英セルにレーザシートを照射することで、2つの励起線に対する補正量を求めた。これは、各励起線において、色素レーザ装置内の光学系配置が異なり、空間強度分布が変化するためである。また、蛍光画像には、CCD 素子の暗電流によるノイズ、レーザ反射光および火炎自発光による背景光が含まれる。本研究では、吸収線から 0.01 nm 外れた非吸収光を火炎に照射することで背景画像を取得し、計測画像から差し引いた。

2・4 OH 濃度計測 式 (1) に OH-PLIF により得られる蛍光値 I の理論式を示す。

$$I = \left(\frac{\eta \Omega}{4\pi} \right) \cdot (g_v B) \cdot F_y \cdot (f_B N_t V_c) \cdot \tau_p \quad (1)$$

ここで、 η は光学系の効率、 Ω は立体角、 g_v は励起レーザ強度スペクトルおよび OH 吸収スペクトルの干渉度、 B はアインシュタインの吸収係数、 F_y は量子収率、 f_B はボルツマン関数、 N_t は OH 分子数密度、 V_c は計測体積、 τ_p はレーザパルスの照射時間である。Allen ら⁽¹⁵⁾ の研究に従い、量子収率 F_y が含む衝突失活速度をモデル化すると、式 (1) は、

$$I = \text{const} \cdot \chi_m \cdot \left[\frac{f_B(T)}{T} \right] \quad (2)$$

のように記され、 $f_B(T)/T$ で表される温度依存項を含む。ここで、 χ_m は OH モル分率である。本計測では、式 (2) を考慮して、温度依存性が弱く、また強い蛍光強度が得られる $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi(1, 0)$ バンドの $Q_1(8)$

(283.553 nm)⁽¹⁶⁾ 吸収線を用いて、OH 相対濃度を評価した。レーザシート光は、保炎器直下流に入射し、平均レーザエネルギー密度は、 $\sim 50 \text{ mJ/cm}^2/\text{cm}^{-1}/\text{pulse}$ に設定した。なお、温度計測と同様の手法により、蛍光値の平均化、レーザ強度の補正および背景光の除去を行った。

2・5 燃料濃度計測 燃料濃度分布は、アセトン蒸気をトレーサとした PLIF により、非燃焼噴流に対して計測した⁽¹⁴⁾。アセトン蒸気は、アセトンで満たされた密閉容器中で、メタンをバブリングすることにより混入される。このとき、アセトン蒸気圧は、約 $2.4 \times 10^4 \text{ Pa}$ に保った。レーザ光の波長および平均レーザエネルギー密度は、それぞれ 283 nm および $\sim 20 \text{ mJ/cm}^2/\text{pulse}$ に設定した。なお、シート光は、同軸ノズルの直下流に入射した。蛍光値の平均化およびレーザシート光の空間強度分布の補正法は、温度計測と同様である。レーザパルス強度に関しては、噴流ポテンシャルコアの平均蛍光値を用いて補正した。

2・6 CO 排出濃度計測 反応が凍結したと考えられるノズル中心軸上、火炎高さの約 2 倍の位置において⁽¹⁴⁾、径 10 mm のステンレス管を用いて燃焼ガスを採取し、前処理セット (Shimadzu, CFP-8000) により、すす・水分を除去した後、PVF 製バックに蓄えた。試料ガスを酸素濃度計 (Horiba, MEXA-400I) を通して FT-IR 排気ガス測定装置 (Horiba, MEXA-4000FT) に導き、CO 体積濃度を分析した。

3. 条件付き 2 ライン OH-PLIF

3・1 計測原理 2 ライン PLIF は、基底状態における原子・分子の異なる回転エネルギー準位を励起することで得られる蛍光強度の比から、温度を計測する手法である。本研究では、燃焼場に豊富に存在する OH ラジカルを励起分子として選択した⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾。従って、計測される温度は、厳密には OH の回転温度である。

式 (1) の量子収率 F_y が、回転準位に依存しないと仮定すると、2 ライン OH-PLIF による温度の算出式は、

$$T = \frac{\Delta E}{k} \left[\ln \left(\frac{I_1}{I_2} \cdot \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{B_2}{B_1} \cdot \frac{2J_2''+1}{2J_1''+1} \right) \right]^{-1} \quad (3)$$

のように表される。ここで、 ΔE は基底状態における 2 つの回転準位のエネルギー差、 k はボルツマン定数、 E はレーザ強度、 J'' は回転量子数、添え字は回転準位の違いを表す。しかしながら、式 (3) に従う温度算出は、2 組のレーザ計測装置を用いた I_1, I_2 の同時計測ができ

ない場合, OH 濃度分布の時空間変動が小さい安定な層流火炎にのみ適用可能である⁽⁶⁾. そこで本研究では, 1組のレーザ計測装置により非定常火炎に適用可能な, 条件付き2ライン OH-PLIF を提案する.

2つの励起線には, $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi(1, 0)$ バンドの $P_1(7)$ (285.005 nm)⁽¹⁶⁾ および $Q_2(11)$ (285.073 nm)⁽¹⁶⁾ 吸収線を選択した. 本計測条件におけるレーザ光のバンド幅(半値全幅)は, $\sim 0.4 \text{ cm}^{-1}$ と見積られる. これより, 算出される平均レーザエネルギー密度を, 各励起線において, 共に約 $20 \text{ mJ/cm}^2/\text{cm}^{-1}/\text{pulse}$ (レーザ強度比 $E_1/E_2 = \sim 1.0$) と低い値に設定し, 飽和蛍光を避け, また基底状態における回転遷移速度の相違による影響を抑制した⁽¹⁷⁾.

図3に, 中心軸断面における自然噴流火炎および制御噴流火炎のOH-PLIF瞬時画像を示す. いずれの噴流火炎においても, OH はしわ状に分布し, その時空間的な非定常性は大きい. そこで本手法では, 以下の手順に従い, 非定常火炎における平均温度分布計測を試みる. 図4に, 別時刻において $P_1(7)$ および $Q_2(11)$ 吸収線の励起により取得した, 中心軸断面における噴流火炎のOH-PLIF瞬時画像を示す. はじめに, 各流れ方向距離における半径方向 OH 最大蛍光値 $I_{max}(z, r = ar-$

bitrarily) を結ぶことで, 火炎面を同定する (図4 中太線). なお, 本研究では, 半径方向 OH 最大濃度位置を火炎面と定義した. 次に, 2つの励起線において取得した瞬時画像から, 火炎面の蛍光値 $I_{max,1}(z, r = \text{arbitrarily}), I_{max,2}(z, r = \text{arbitrarily})$ をそれぞれ抽出する. 後述するように, 蛍光値と温度は近似的に線形関係とみなせるので, 各流れ方向位置において蛍光値のアンサンブル平均 $\bar{I}_{max,1}(z), \bar{I}_{max,2}(z)$ を求め, 式(3)により, 流れ方向平均温度分布 $\bar{T}(z)$ を算出する. なお, 本計測において, 各励起線により別時刻の火炎から評価した火炎面半径方向位置の確率密度関数が良く一致することを確認している. 従って, 本研究における火炎の平均温度とは, 計測中に半径方向に変動する火炎面の温度の集合平均と定義する.

まず, 本手法で定義した火炎面における蛍光値の変動値を算出した. 図5に, 自然噴流火炎 ($\phi = 0.72$) および制御噴流火炎 ($\phi = 0.72, 0.48$) における $Q_1(8)$ 励起線に対する蛍光値変動分布を示す. いずれの条件においても, OH濃度変動は30%程度であることが分かる.

3.2 励起線を選択 2ライン PLIF では, ショットノイズに伴う誤差を低減するため, 温度変化に対す

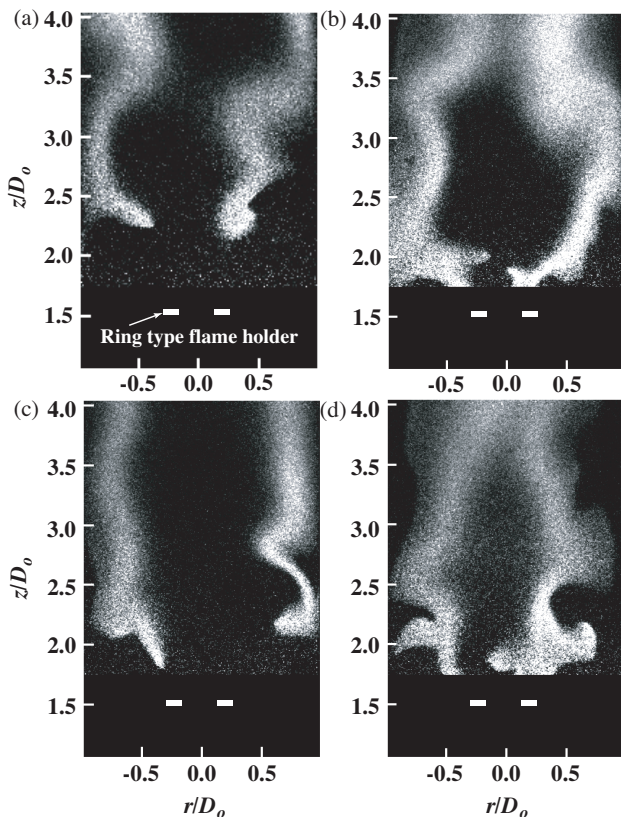


Fig. 3 Snap shots of OH-PLIF images in coaxial jet flames: (a) Natural flame ($\phi=0.72$), (b) $St_a=0.7$ ($\phi=0.72$), (c) $St_a=1.4$ ($\phi=0.72$) and (d) $St_a=1.1$ ($\phi=0.48$).

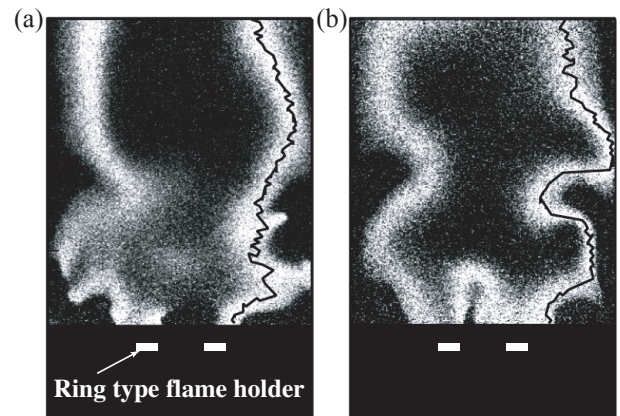


Fig. 4 Instantaneous OH-PLIF images of a jet flame. (a) and (b) images are taken by different excitation lines. (a) $P_1(7)$ line and (b) $Q_2(11)$ line. Bold lines denote the flame front.

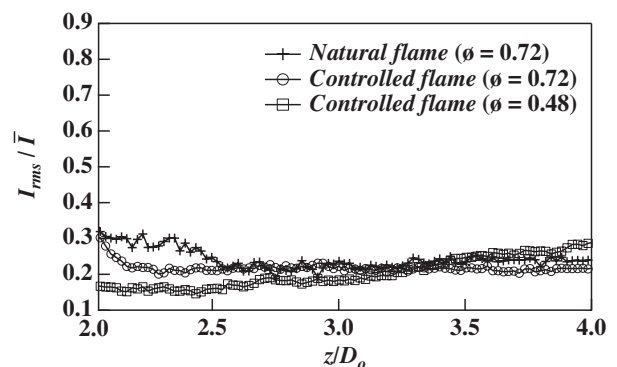


Fig. 5 Rms value of OH concentration at the flame front.

る蛍光強度比 I_1/I_2 の感度を良好にすることが求められる．その観点から，Seitzmannら⁽⁵⁾は，式(3)における $\Delta E/k$ を計測領域における最高温度付近に設定することを提唱し，いくつかの励起線の組み合わせを提案した．本計測では，メタン・空気の拡散火炎を対象とするため，最高温度は2000 K程度と見積もられる．従って $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi(1, 0)$ バンドにおいては $\Delta E/k=2026$ および2046である， $R_2(5)$ と $Q_1(10)$ 励起線および $P_1(7)$ と $Q_2(11)$ 励起線の組み合わせが有望である．通常の2ライン PLIF では，いずれかの組み合わせを選択すれば良いが，本手法では，OH 最大濃度位置(火炎面位置)とOH 最大蛍光位置が一致しなければならないため，温度依存性の低い励起線を選択する必要がある．図6に，候補となる励起線の温度依存項 $f_B(T)/T$ を示す． $R_2(5)$ 励起線は，強い温度依存性を示すことが分かる．そこで，本研究では温度依存性が共に低い $P_1(7)$ と $Q_2(11)$ 励起線の組み合わせを選択した．

本手法で用いる $P_1(7)$ および $Q_2(11)$ 励起線により，OH 最大蛍光位置としてOH 最大濃度位置の抽出が可能であるか，ブンゼンバーナにより形成される層流火炎を用いて検証した．図7にブンゼン火炎の直接写真およびOH-PLIF 平均画像を示す．ブンゼン火炎では，

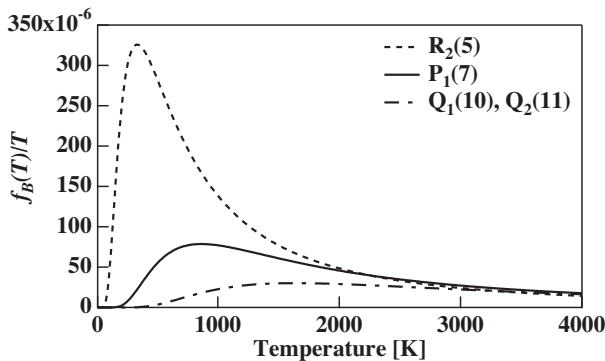


Fig. 6 Thermal dependence of excitation lines for the OH two-line method.

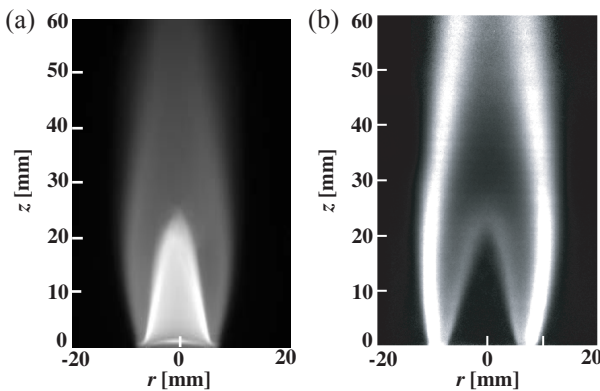


Fig. 7 OH-PLIF measurement in a Bunsen laminar flame. (a) Direct image and (b) ensemble-averaged OH-PLIF image.

燃料希薄な外炎に，高濃度のOHが存在する様子が分かる．検証は，外炎付近において， $Q_1(8)$ 励起線により得られるOH最大蛍光位置と比較することで行なった．図8に流れ方向 $z = 45, 30, 15$ mmにおける，OH 最大蛍光半径方向位置の確率密度関数(PDF)を示す．ここで，PDFは，各励起線において，それぞれ300枚の瞬時画像から算出した．いずれの流れ方向位置においても， $Q_1(8)$ ， $P_1(7)$ および $Q_2(11)$ 励起線によるPDFの分布は良く一致していることが分かる．従って，温度勾配が存在する領域においても， $P_1(7)$ および $Q_2(11)$ 励起線によるOH最大濃度位置の抽出は可能であると考えられる．

3.3 計測精度 条件付き2ラインOH-PLIFを用いた平均温度計測に含まれる不確かさ⁽¹⁸⁾を系統的に解析した．本計測下における要素誤差要因には，

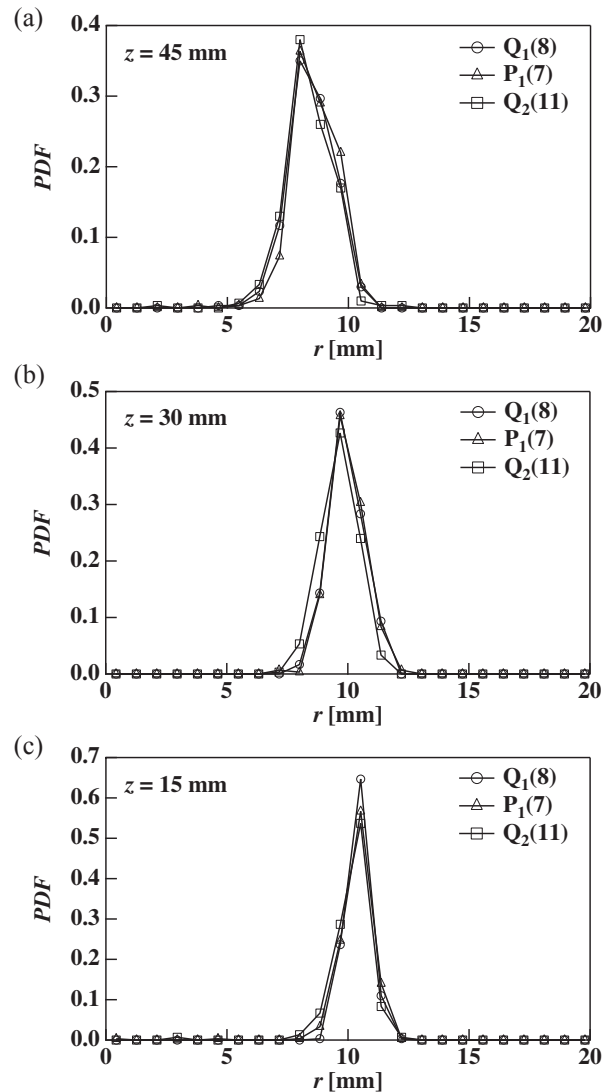


Fig. 8 PDFs of radial position for OH maximum fluorescence intensity evaluated by $Q_1(8)$ ， $P_1(7)$ and $Q_2(11)$ excitation lines in a Bunsen flame. (a) $z = 45$ mm, (b) $z = 30$ mm and (c) $z = 15$ mm.

ショットノイズ, 火炎面における OH 濃度変動, レーザ光中心波長のパルス変動⁽⁵⁾および温度の非正常性が挙げられる. ショットノイズによる偶然誤差に関しては, Seitzman ら⁽¹⁹⁾により提案された理論式を用いて評価し, OH 濃度変動に関しては, 図 5 より 30% を偶然誤差として計上した.

また, レーザ光の中心波長は, パルス毎に偶然的に変動し, 励起波長におけるレーザエネルギー強度 E の誤差要因となる. レーザビーム光の強度分布がローレンツ分布に従い, またパルス毎の波長変動が ± 0.001 nm であることを仮定すると, 励起波長におけるレーザ強度変動の大きさは 9.8% となる.

また本手法では, 瞬時温度ではなく, 各励起線により得られる瞬時蛍光値 I_1, I_2 のアンサンブル平均値の比から平均温度を算出する. しかしながら, 式 (2) で示す通り, I_1, I_2 は, 温度に対して非線形であるため, 誤差要因となる. 図 9 に, OH の温度計測範囲 (1300-2200 K) における $P_1(7)$ および $Q_2(11)$ 励起線の温度依存項 $f_B(T)/T$ を示す. ここで, 計測時間内に 1300-2200 K の温度変動があり, その平均温度が 1750 K と仮定すると, 真の値は図に示した各曲線上に存在する. 実際には, 温度依存項 $f_B(T)/T$ の非線形性により, 計測値は偏り誤差を伴い, その大きさは, $P_1(7)$ および $Q_2(11)$ 励

起線において, それぞれ 1.08% および 2.00% である.

上記の誤差要因を考慮すると, 相対精密密度 S_T/T および相対正確度 B_T/T の誤差伝播方程式は, それぞれ, のように記述される. ここで式 (4) 中の N は, 平均化

$$\frac{S_T}{T} = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \frac{T}{2046} \cdot \left[\left(\frac{S_{I_1}}{I_1} \right)^2 + \left(\frac{S_{I_2}}{I_2} \right)^2 + \left(\frac{S_{E_1}}{E_1} \right)^2 + \left(\frac{S_{E_2}}{E_2} \right)^2 + \left(\frac{S_{\chi_{m1}}}{\chi_{m1}} \right)^2 + \left(\frac{S_{\chi_{m2}}}{\chi_{m2}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

$$\frac{B_T}{T} = \frac{T}{2046} \cdot \left[\left(\frac{B_{f_B(T)/T_1}}{[f_B(T)/T]_1} \right)^2 + \left(\frac{B_{f_B(T)/T_2}}{[f_B(T)/T]_2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

にいる蛍光画像数を表し, 本計測では, $N = 250$ である. 式 (4) および (5) を総括することで, 本計測法の不確かさ (包括度 95%) は, 平均温度 $T = 2000$ K に対して, $U_{RSS95\%}^+ = 130$ K (精密度 120 K, 正確度 10 K), $U_{RSS95\%}^- = 120$ K (精密度 120 K, 正確度 0 K) と見積もった.

3.4 検証実験 非正常火炎の温度計測に対する検証を行なうのは困難であるため, 本研究では, はじ

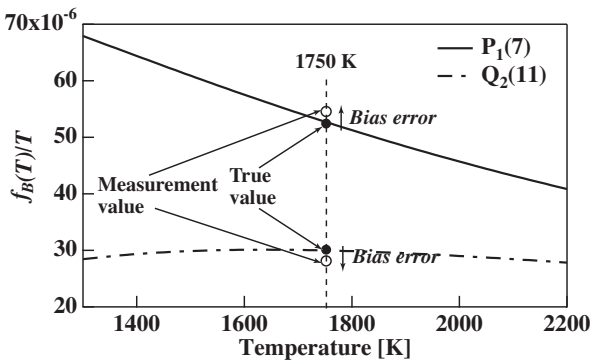


Fig. 9 Bias error due to nonlinear thermal dependence of OH fluorescence intensities taken by $P_1(7)$ and $Q_2(11)$ excitation lines.

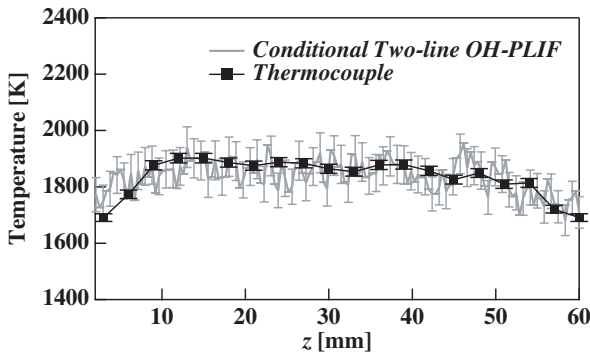


Fig. 10 Streamwise mean temperature distributions measured with conditional two-line OH-PLIF and thermocouple.

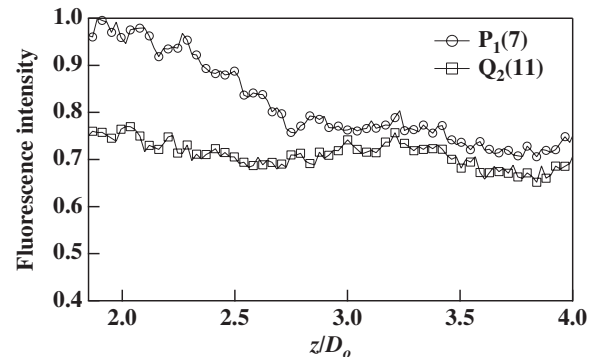


Fig. 11 Streamwise mean fluorescence intensity distributions taken by $P_1(7)$ and $Q_2(11)$ excitation lines for natural flame.

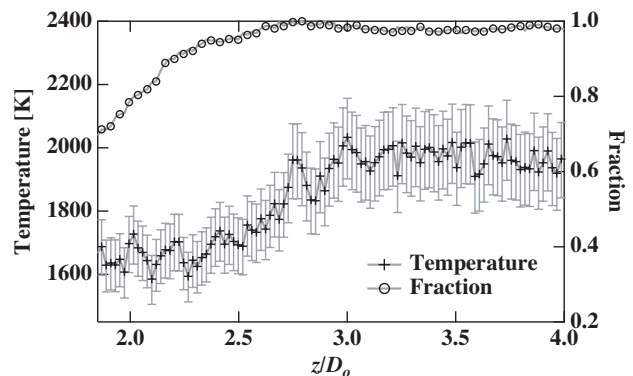


Fig. 12 Streamwise mean temperature distribution and existing fraction of usable OH fluorescence intensity for natural flame.

めに,条件付き2ラインOH-PLIFをブンゼン層流火炎に適用し,熱電対による火炎温度計測結果と比較することで,その検証を行なった.熱電対には,径100 μmのPt-30%Rh/Pt-6%Rh素線を用い,白金の触媒作用を防ぐため,二酸化ケイ素の被膜を施した.計測は,火炎面半径方向位置のPDFがピークを持つ場所(図8参照)において,流れ方向3 mm間隔で行なった.なお,輻射の補正には,Kaskanら⁽²⁰⁾により提案された手法を用いた.

図10に,計測された流れ方向平均火炎温度分布を示す.ここで,層流火炎における不確かさ(包括度95%)は,平均温度 $T=2000\text{ K}$ に対して, $U_{RSS95\%} = \pm 80\text{ K}$ (精密度80 K,正確度0 K)である.層流火炎に対して見積もった不確かさが,噴流火炎におけるそれと比べて小さいのは,火炎面におけるOH濃度変動値の相違に起因する.本手法および熱電対の計測結果は,推定した両者の不確かさ区間内において良く一致していることが分かる.また,前述のように本手法により計測される物理量はOHの回転温度であるが,火炎温度に対する相違が小さいことも確認できる.

4. 計測結果

4・1 自然噴流火炎の温度計測 図11に自然噴流火炎において, $P_1(7)$ および $Q_2(11)$ 励起線により得られる流れ方向平均蛍光強度分布を示す.温度依存性の低い $Q_2(11)$ 励起線の結果より,OH平均濃度分布は,流れ方向にほぼ一定であることが分かる.一方, $P_1(7)$ 励起線による結果では, $z/D_o = 2.0 \sim 2.7$ における蛍光

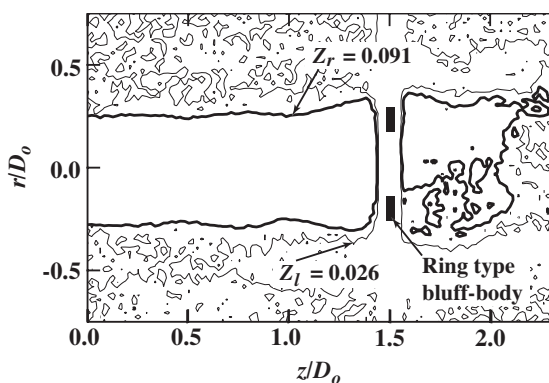


Fig. 13 Instantaneous contours of rich and lean flammable limits (bold and thin lines, respectively) for natural jet.

Table 2 CO emission characteristics of jet flames.

Equivalence ratio	$\phi = 0.72$			$\phi = 0.48$
Strouhal number	Natural	$St_a = 0.7$	$St_a = 1.4$	$St_a = 1.1$
CO [ppm@15%O ₂]	151±5.8	71±4.1	95±4.1	946±18

強度が高い.

図12に,得られた2つの蛍光強度分布より算出した,流れ方向平均温度分布を示す.なお,本手法では,計測精度の観点から,蛍光値がショットノイズ値に対して3倍以上となるデータのみ温度算出に用いた.図12には,取得画像枚数中,各流れ方向位置において,上記しきい値よりも大きなOH蛍光値の存在割合を示した.平均温度分布は, $z/D_o \sim 2.0$ において $T \sim 1700\text{ K}$ と低く,流れ方向へと徐々に上昇し, $z/D_o \sim 2.7$ において $T \sim 2000\text{ K}$ に一定に落ち着くことが分かる.

$z/D_o \sim 2.0$ において,温度が低下する要因は,次のように考えられる.まず,図12のしきい値よりも大きなOH蛍光値の存在割合を見ると,温度分布と同様の傾向を示しており, $z/D_o \sim 2.0$ において蛍光値が頻繁に低下する確率が大いことを示している.ここで,図13に,アセトンPLIFにより計測した⁽¹⁴⁾,等温自然噴流におけるメタン混合分率 Z の希薄燃焼限界 $Z_l = 0.026$ および過濃燃焼限界 $Z_r = 0.091$ の瞬時等値線図を示す.保炎器上流では,可燃混合気層が非常に薄い.従って,火炎基部付近において安定燃焼が達成されず,図3aに示すように, $z/D_o \sim 2.0$ において局所的な消炎が頻発し,これが,温度低下の原因として考えら

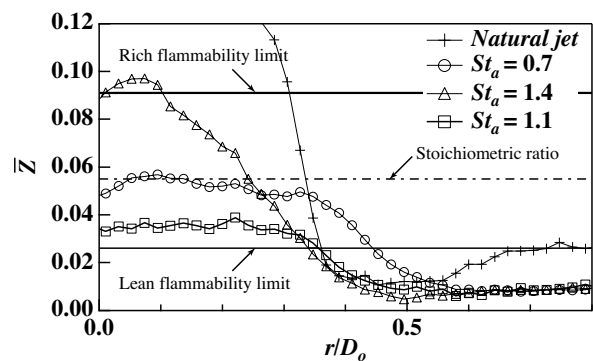


Fig. 14 Radial distribution of mean mixture fraction of methane at upstream region of a flame holder.

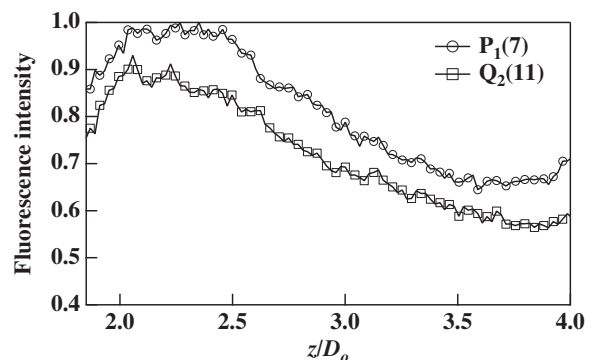


Fig. 15 Streamwise mean fluorescence intensity distributions taken by $P_1(7)$ and $Q_2(11)$ excitation lines for controlled flame with $St_a = 1.4$.

れる。

4.2 制御噴流火炎の特性 表2に、特徴的な制御効果が得られた噴流火炎のCO排出濃度値(15%酸素濃度換算値)を示す。 $\phi = 0.72$ の条件では、ストローハル数が低い $St_a = 0.7$ の制御によりCO排出量は71 ppmと最も低減され、自然噴流火炎の50%程度である。また、ストローハル数が高い $St_a = 1.4$ の制御においてもCO排出量は改善されるが、 $St_a = 0.7$ と比較し、制御効果は低い。一方、 $\phi = 0.48$ の条件では、 $St_a = 1.1$ の制御によりはじめて火炎を安定保持できる。ただし、過剰なCOが排出されることが分かる。

図14に、アセトンPLIFにより計測した保炎器直上流($z/D_o = 1.4$)における、制御噴流の平均燃料濃度(メタン混合分率)分布を示す。 $St_a = 0.7$ の条件では、大規模渦の生成およびそれに伴う混合が間欠的になり⁽¹³⁾、化学量論比付近の混合気が火炎に供給される。一方、 $St_a = 1.4$ の制御では、弱い大規模渦が連続的に生成されるため⁽¹³⁾、混合が噴流中心軸付近で局所的に行なわれ、過濃可燃限界付近の混合気が供給される。また、 $St_a = 1.1$ の制御では、大規模渦が密に生成するため⁽¹³⁾、混合が促進し、希薄可燃限界付近の混合気が供給されることが分かる。

以上の特性を持つ制御噴流火炎に対して、条件付き2ラインOH-PLIFを適用し、温度の変化を考察した。

4.3 制御噴流火炎の温度計測 一例として、図15に $St_a = 1.4$ の制御噴流火炎に対して、 $P_1(7)$ および $Q_2(11)$ 励起線により得た、流れ方向平均蛍光強度分布を示す。 $Q_2(11)$ 励起線による結果から、制御噴流火炎では、自然噴流火炎と比較し、火炎基部付近でのOH濃度が高くなることが分かる。これは、制御により可燃部分予混合気が供給されることで、燃焼反応が促進するためと言える。

図16に、各制御噴流火炎に対して、2つの蛍光強度分布から算出した流れ方向平均温度分布を示す。 $St_a = 0.7$ の条件では、最高温度が高く、 $T \sim 2200$ Kであることが分かる。これは、化学量論比付近の混合気が供給され(図14)、燃焼反応が活発化するためと言える。一方、過濃燃焼限界付近の混合気が供給される $St_a = 1.4$ の制御では(図14)、温度が比較的低く、 $T \sim 1850$ Kとなる。そして、 $St_a = 1.1$ の制御では、著しく温度が低下し、 $T \sim 1600$ Kである。希薄燃焼限界付近の混合気が供給され(図14)、燃焼反応が頻繁に失活することが原因と考えられる。なお、常温常圧下におけるメタン・空気燃焼の理論断熱火炎温度は、化学量論比、過濃燃焼限界および希薄燃焼限界において、それぞれ ~ 2200 K、 ~ 1800 Kおよび ~ 1500 Kである。従って、

本手法により得た平均温度分布は、推定した不確かさ区間に対して、理論断熱火炎温度と一致する。

また、CO酸化反応は、平均温度に強く依存する。従って、 $St_a = 0.7$ の制御噴流火炎において、CO排出量が顕著に低減された要因の一つは、平均温度が高いことであると言える。一方で、 $St_a = 1.1$ の制御噴流火炎におけるCOの過剰排出は、顕著な温度低下が主要因であると考えられる。

従来の2ラインOH-PLIFによる温度分布計測は、2組のレーザ計測装置が準備できない場合、OHラジカル分布の時空間変動が小さい層流火炎にのみ適用可能であった⁽⁶⁾。これに対し、本手法では、OH蛍光強度値を条件付きで抽出することで、非定常火炎の平均温度分布を得ることができる。平均温度に強く依存するCO排出量をはじめとした燃焼排出ガス特性の解明に

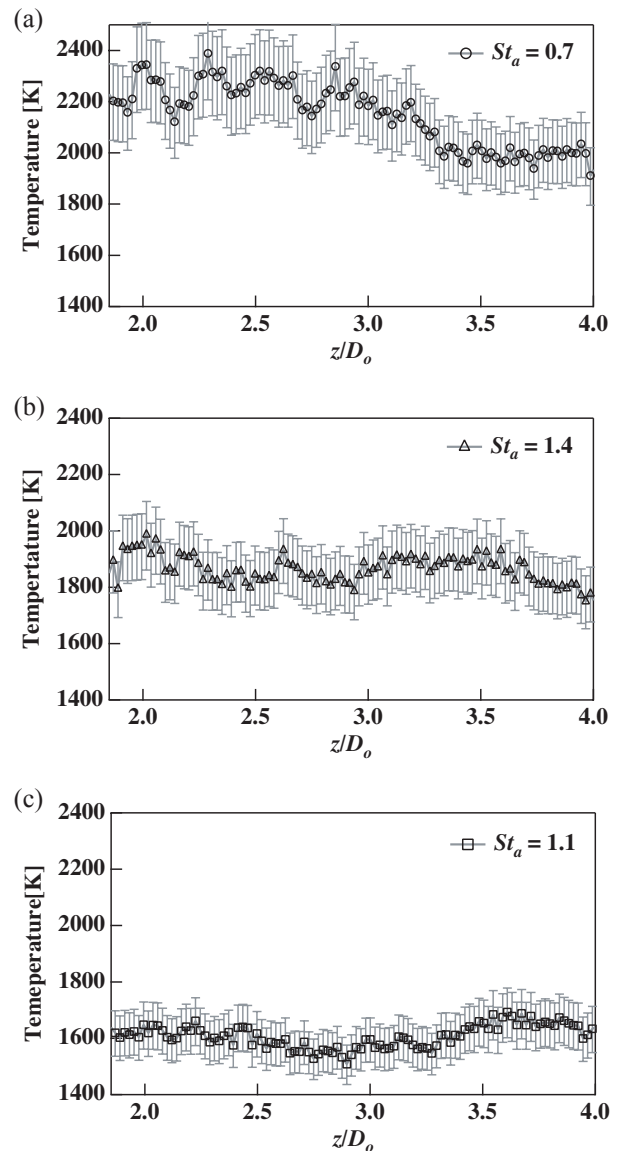


Fig. 16 Streamwise mean temperature distributions in controlled flames : (a) $St_a = 0.7$, (b) $St_a = 1.4$ and (c) $St_a = 1.1$.

有効であると考えられる。

5. 結 言

本研究では、条件付き2ラインOH-PLIFによる火炎温度計測手法を新たに開発し、その計測精度を評価し、能動制御下にある同軸噴流火炎に適用して制御効果を確認した。以下に得られた結果をまとめる。

- (1) 本手法では、2つの励起線により別時刻に得られるPLIF画像から、OH蛍光値をそれぞれ条件付き(本研究ではOH最大濃度位置の蛍光値)で抽出することにより、1組のレーザ計測装置により、非定常火炎の流れ方向平均温度分布を計測可能である。
- (2) 本手法を用いた火炎温度計測に含まれる不確かさ(包括度95%)は、統計的な解析から、平均温度2000 Kに対して、 $U_{RSS95\%}^+ = 130$ K, $U_{RSS95\%}^- = 120$ Kと推定される。
- (3) 能動制御下にある同軸噴流火炎(非定常火炎)に本手法を適用した結果、推定した不確かさ区間に対して、混合気特性と符合した温度分布が得られ、CO排出特性の変化は主として、火炎温度の変化によることを明らかにした。

6. 謝 辞

本研究を行なうにあたり、21世紀COEプログラム「機械システム・イノベーション」による支援を受けた。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Laurendeau, N. M., *Progress in Energy and Combustion Science.*, Vol. 14, (1988), pp. 147-170.
- (2) Seitzman, J. M., Kychakoff, G. and Hanson R. K., *Optics Letters.*, Vol. 10, No. 9, (1985), pp. 439-441.
- (3) Alden, M., Grafstrom, P., Lundberg, H. and Svanberg, S., *Optics Letters.*, Vol. 8, No. 5, (1983), pp. 241-243.
- (4) Cattolica, R., *Applied Optics.*, Vol. 20, No. 7, (1981), pp. 1156-1166.
- (5) Seitzman, J. M., Hanson, R. K., DeBarber, P. A. and Hess, C. F., *Applied Optics.*, Vol. 33, No. 18, (1994), pp. 4000-4012.
- (6) Sakiyama, Y., Kurosawa, Y., Gomi, M., Suzuki, K., *Technical Report of National Aerospace Laboratory*, (1999), NAL TR-1394.
- (7) Giezendanner, R., Meier, U., Meier, W., Heinze, J. and Aigner, M., *Applied Optics.*, Vol. 44, No. 31, (2005), pp. 6565-6577.
- (8) Tamura, M., Luque, J., Harrington, J. E., Berg, P. A., Smith,

- G. P., Jeffries, J. B. and Crosley, D. R., *Applied Physics B, Laser and Optics.*, Vol. 66, (1998), pp. 503-510.
- (9) Bessler, W. G., Hildenbrand, F. and Schulz, C., *Applied Optics.*, Vol. 40, No. 6, (2001), pp. 748-756.
- (10) Bessler, W. G. and Schulz, C., *Applied Physics B, Laser and Optics.*, Vol. 78, (2004), pp. 519-533.
- (11) Suzuki, Y. and Kasagi, N., *Comprehensive List of Micromachine Technology (In Japanese)*, (2003), pp. 737-748, Industrial Technology Service Center.
- (12) Suzuki, H., Kasagi, N. and Suzuki, Y., *Experiments in Fluids*, Vol. 36, (2004), pp. 498-509.
- (13) Kurimoto, N., Suzuki, Y. and Kasagi, N., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 70, No. 694, B(2004), pp. 1417-1424.
- (14) Kurimoto, N., Suzuki, Y. and Kasagi, N., *Experiments in Fluids*, Vol. 39, (2004), pp. 995-1008.
- (15) Allen, M. G., Parker, T. E., Reinecke, W. G., Legner, H. H., Foutter, R. R., Rawlins, W. T. and Davis, S. J., *AIAA Journal.*, Vol. 31, No. 3, (1993), pp. 505-512.
- (16) Dieke, G. H. and Crosswhite, H. M., *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 2, (1962), pp. 97-199.
- (17) Daily, J. W. and Rothe, E. W., *Applied Physics B, Laser and Optics.*, Vol. 68, (1999), pp. 131-140.
- (18) ANSI/ASME PTC 19.1 ed., *Measurement uncertainty. Supplement on instruments and apparatus, part 1*, (1985), ASME.
- (19) Seitzman, J. M. and Hanson, R. K., *AIAA Journal.*, Vol. 31, No. 3, (1993), pp. 513-519.
- (20) Kaskan, W. E., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 6, (1956), pp. 134-143.