

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

対向噴流バーナに形成される乱流予混合火炎の火炎構造

Flame Structure of Turbulent Premixed Flames in Opposed Jet Burner

安 鐵朱^{1*}・赤松 史光¹・香月 正司¹・北島 暁雄²・野口 佳樹³AHN, Chulju^{1*}, AKAMATSU, Fumiteru¹, KATSUKI, Masashi¹, KITAJIMA, Akio², and NOGUCHI, Yoshiki³¹ 大阪大学大学院工学研究科 〒565-0871 吹田市山田丘2-1
Osaka University, 2-1 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871, Japan² 産業技術総合研究所 〒305-8569 つくば市小野川16-1
National Institute of Advanced Industrial and Science Technology, 16-1 Onogawa, Tsukuba 305-8569, Japan³ 龍谷大学理工学部 〒520-2194 大津市瀬田大江町横谷1-5
Ryukoku University, 1-5 Yokotani, Seta Oe-cho, Otsu, Shiga 520-2194, Japan

2006年12月22日受付; 2007年4月11日受理/Received 22 December, 2006; Accepted 11 April, 2007

Abstract : Effects of turbulent intensity on the flame structure in an opposed jet burner have been investigated for a methane/air mixture by conducting time-series temperature fluctuation, OH-LIPF, and double-probe ion current measurements. Combustion regime of the flames also has been discussed. With an increase of turbulent intensity under the condition of Karlovitz number larger than unity, the results show that the preheat zone thickness of local turbulent flamelet increases, while the reaction zone thickness keeps almost constant or gets thinner compared to that of laminar premixed flames. Flames of Karlovitz number larger than unity are more reasonable to be classified to the thin reaction zones regime rather than the distributed reaction zone regime.

Key Words : Premixed Combustion, Opposed Flow, Flame Structure, Turbulent Flame

1. 緒言

乱流予混合火炎の火炎構造および火炎伝ば機構に関して、乱れによる火炎構造の変化および燃焼促進のメカニズムを示す数多くの火炎モデルが提案されてきた。その中で、1940年代に乱れのスケールに着目し、燃焼促進のメカニズムを提案した Damköhler の仮説は乱流火炎を考える基礎概念となり、乱流火炎研究の全般にわたって大きな影響を及ぼしてきた。

乱流火炎の微細構造に対するモデル[1-2]は、分子輸送過程に基づくモデルと、乱流輸送過程に基づくモデルの二つとなる。前者は一般に、“しわ状層流火炎”もしくは“層流火炎片”と呼ばれ、乱れが比較的弱くそのスケールが大きい場合 ($Ka < 1$) に現れるとされる。しわ状層流火炎は乱流中に存在する既燃ガスと未燃混合気の渦が隣接する界面に薄い火炎面が形成されるが、その火炎面の構造は層流火炎とほぼ同様であると考えられるものである。一方、後者は極

度に強い乱れに支配され、その最小スケールが層流火炎厚みより小さくなった場合 ($Ka > 1, Da > 1$) に現れると考えるもので、薄い層流火炎がさらに小さい渦によって乱され、種々の反応段階の小さな渦の集合体が厚い反応帯を形成している“分散反応領域火炎”と呼ばれる火炎構造をとるとされる。しかし、分散反応火炎が現れるとされる条件においても反応帯の厚みは薄いままであるという結果[3-7]も多数報告されており、高強度乱流場に形成される火炎の詳細構造はいまだ明確ではない。

本研究ではカルロピッツ数 (Ka) > 1 の条件において、乱れ強さの変化による乱流火炎の熱的構造と反応帯構造の変化を明らかにするため、強い乱れ場が形成できる対向流場に形成された予混合乱流火炎の火炎構造を詳細に調べた。1次元伝ば火炎の数値計算によって得られる層流燃焼速度に基づく化学反応の特性時間 (t_{CZ} もしくは t_{CD}) と LDV 計測から算出された乱流特性時間 (t_f) からカルロピッツ数 (Ka_Z もしくは Ka_D) を求め、予混合火炎の燃焼形態を分類するとともに、2次元 OH-LIPF 計測による反応帯の可視化、補償熱電対による変動温度の計測、イオン電流計測による

* Corresponding author. E-mail: ahncj@combu.mech.eng.osaka-u.ac.jp

反応帯厚みの計測を行った。

2. おもな記号

● 英語文字

c_p : 比熱

D_i : T_i における熱拡散率 $= (\kappa / c_p)_i / \rho_u$

Da : ダムケラ数 $= t_C / t_f$

Da_Z : $= (\delta_Z / S_L) / (L_f / u')$ [2,5]

Da_D : $= (\delta / S_L) / (L_f / u')$ [7]

Ka : カルロピッツ数 $= \xi t_C$

Ka_Z : $= (\delta_Z / \eta u')^2$ [2,5]

Ka_D : $= (\delta_D / \eta_D)^2$ [6-7]

L_f : 乱れのオイラスケール

L_{I2} : イオンプローブ探針間距離

S_L : 層流予混合火炎の燃焼速度

t_C : 化学反応の特性時間 $= (\delta / S_L)$

t_{CZ} : $= (\delta_Z / S_L)$

t_{CD} : $= (\delta_D / S_L)$

t_{CF} : $= (\delta_{th} / S_L)$

t_f : 流れの特性時間 $= L_f / u'$

t_{hw} : イオン電流の半値幅時間

T_{AD} : 断熱火炎温度

T_i : 内部層温度 [6-7] $= T((\partial T / \partial x)_{max})$

T_u : 未燃混合気温度

u' : 乱れ強さ

V_{F_r} : 火炎の半径方向の移動速度

● ギリシャ文字

δ : 火炎帯厚さ

δ_Z : ゼルドピッチ火炎帯厚さ [2,5] $= v_u / S_L$

δ_D : Peter らによる火炎帯厚さ [6-7]

$$= (\kappa / c_p)_i / (\rho_u S_L) = D_i / S_L$$

δ_p : 層流火炎計算による予熱帯厚さ

$$= (T_i - T_u) / (\partial T / \partial x)_{max}$$

δ_{th} : 層流火炎計算による熱的厚さ

$$= (T_{AD} - T_u) / (\partial T / \partial x)_{max}$$

$\delta_{ion_hw_L}$: 層流火炎のイオン電流半値幅
(層流火炎反応帯厚み)

$\delta_{ion_hw_T}$: 乱流火炎のイオン電流半値幅

$\delta_{ion_hw_T_r}$: 半径方向のイオン電流半値幅

ε : 乱流エネルギーの消散率 $= L_f^3 u'^3$

η_u : 未燃混合気流のコルモゴロフスケール
 $= (v_u^3 / \varepsilon)^{1/4}$

η_D : 火炎帯中 (T_i) の熱拡散率に基づく

$$\text{コルモゴロフスケール [6-7]} = (D_i^3 / \varepsilon)^{1/4}$$

θ : イオンプローブ探針と火炎がなす角度

κ : 熱伝導率

ν : 動粘性係数

ν_u : 未燃混合気の動粘性係数

ξ : 伸長率

$$= \text{コルモゴロフエディタイムの逆数} = (\varepsilon / \nu)^{1/2}$$

ρ_u : 未燃混合気密度

τ_{ccor_max} : 相互相関が最大となる時間

● 添え字

u : 未燃側における値

i : 内部層温度における値

Z : δ_Z の定義に基づく値

D : δ_D の定義に基づく値

3. 実験装置

3.1. 対向流バーナ

本研究で用いた対向流バーナは、高強度乱流場の形成に適した吉田ら[8-9]のバーナの構造を採用した。図1に対向流バーナの詳細図を示す。バーナは水冷された二つの円盤を上下に対向させて配置したもので、円盤には観測用の石英製ガラス窓が設けられている。予混合室で混合された予混合気はT字管により分岐され、上下の2本の供給管(長さ250mm)から供給される。上下の混合気供給管間の中央には上下円盤中央部に算盤珠形状の突起をもつインナーロッドが配置されており、上下混合気供給管からの混合気が半径方向に滑らかに向きを変えて、衝突噴流場が安定化され、火炎の安定性が向上して環状の火炎が形成される。形成される対向流火炎の直接写真(露光時間1/8sec)を図2に示す。火炎名はOP70～OP150など混合気流量に基づいてつけており、流量の増加に伴い火炎の外径は大きくなることわかる。

観測の際の座標軸は、バーナ中心を原点として、鉛直方向に z 軸、半径方向へ r 軸を設定した。表1に実験条件を、表2に実験に用いた混合気の層流火炎特性を示す。

乱流火炎構造を分類する Ka 、 Da 数等の無次元数は火炎帯厚みの定義によって変わるので、表1にはゼルドピッチ厚み δ_Z を用いた従来の無次元数[2,5]と火炎帯の熱拡散率から求める火炎帯厚み δ_D を用いた場合の無次元数[6-7]の両

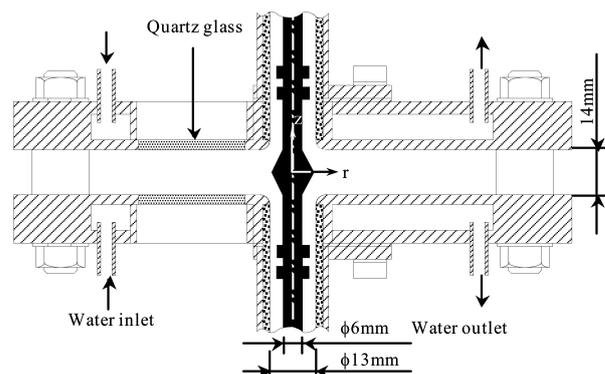


Fig.1 Details of opposed jet burner

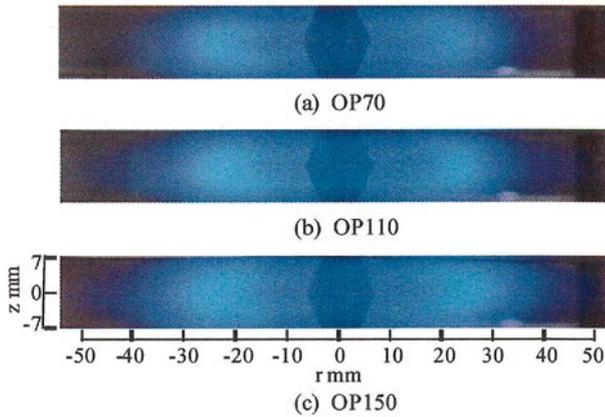


Fig.2 Direct photographs of the flames

Table 1 Experimental conditions
 L_f and u' are measured at $(z, r) = (0 \text{ mm}, 11 \text{ mm})$

Flame name	Q_{Air} L _N /min	u' m/s	L_f mm	η_u μm	Ka_z	Da_z	η_D μm	Ka_D	Da_D
OP70	70	1.57	1.40	35	1.90	6.3	101	3.50	1.6
OP110	110	2.17	1.22	26	3.30	4.0	77	6.10	1.0
OP150	150	2.87	1.21	21	5.00	3.0	62	9.30	0.8

Table 2 Flame parameters of laminar methane premixed flame
 $\phi = 0.9, T_u = 300 \text{ K}, P = 1 \text{ atm}, \nu_u = 15.89 \text{ mm}^2/\text{s}, D_i = 66 \text{ mm}^2/\text{s}$

S_L	0.334	m/s	δ_z	0.048	mm
T_i	2133	K	δ_D	0.189	mm
T_{AD}	1319	K	δ_p	0.260	mm
t_{CZ}	0.14	ms	δ_{th}	0.480	mm
t_{CD}	0.57	ms	t_{CF}	1.44	ms

方を示した. 表 1 から本研究で用いられた火炎は Ka 数に対してどのような定義を用いる場合でも $Ka > 1$ であることがわかる.

3.2. 計測装置

流速の測定には前方散乱型 LDV を用い, 平均流速, 乱れ強さ (変動速度), 乱れのスケールおよびパワースペクトルを求めた. 光源には Ar⁺ レーザ (波長 514.5 nm) を用いた. 測定の際には, 5 kHz から 60 kHz のデータレートで計測された 32768 個の速度変動のデータを用いて処理を行い, 平均速度, 変動速度, および乱れのオイラスケールを算出した.

乱れのオイラスケールは不等間隔で計測された流速の時系列データからスロット法 [10-11] を用いて自己相関関数を求め, その値が 1/e になる時間の値に平均速度を乗じてオイラスケール (L_f) とし, パワースペクトルはスロット法により得られた自己相関関数に高速フーリエ変換 (FFT) をかけることで算出した.

温度測定には, 触媒反応を防止するため SiO₂ 被覆を施した素線径 25 μm の R タイプ (Pt/Pt · Rh13%) 熱電対を用いた. 熱電対の起電力はローパスフィルタ (5 kHz) で高周波ノイズを取り除いた後, A/D コンバータを介して, パー

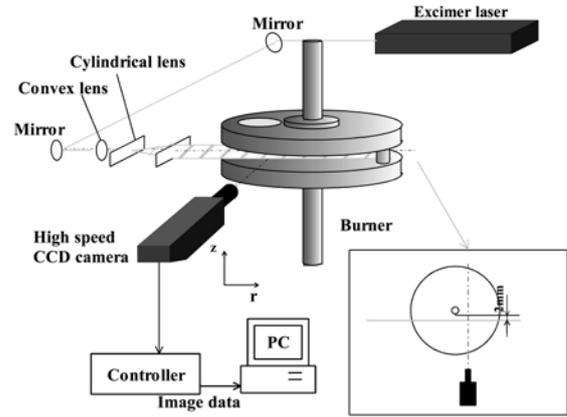


Fig.3 OH-LIPF measurement system

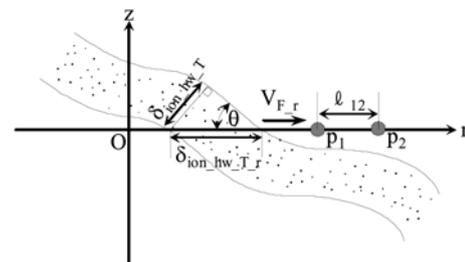


Fig.4 Double-probe ion current measurement

ソナルコンピュータに取り込んだ. 記録された熱電対の起電力信号は, 計算機上で一次遅れ補償ならびにふく射損失補正が行われ, 温度信号に変換される. 測定はサンプリング間隔 20 μs で 1.4 秒間とした. 温度測定システムの周波数応答性は 5 kHz 程度であり, 火炎中の温度変動を十分捉えることができる.

図 3 に LIPF (Laser Induced Pre-dissociative Fluorescence) による OH 濃度場の 2 次元断面計測に用いられた測定系の概要を示す. 励起光源には Kr-F Excimer レーザ (Lambda Physik, Compex 150T) を使用した. 励起波長は P2(8)line, 248.457 nm を用いた. シート光により励起された OH の蛍光発光を捉えるために, フィルタ (UG-11, 中心波長 330 nm, 半値幅 85 nm) を用いて背景光を除去した後, イメージインテンシファイア付きの CCD カメラにより撮影した. また, インナーロッドの反射光の影響を避けるために, インナーロッドの端から半径方向に 2 mm (バーナの中心断面から半径方向に 8 mm) 離れた縦断面にレーザーシートを通させた.

局所反応帯の構造を調べるイオン電流計測 [12-13] では, 二つの受感部を有する静電探針を図 4 のように配置した. 静電探針の受感部には Pt の素線径 0.1 mm, 長さ 0.5 mm のものを使用し, 受感部間の距離 (l_{12}) を 1.4 mm とした. 静電探針の二つの受感部のうち前方に配置されている受感部 (p1) からの信号を s1, 後方に配置されている受感部 (p2) からの信号を s2 とした. 火炎の半径方向の移動速度 ($V_{F,r}$) は,

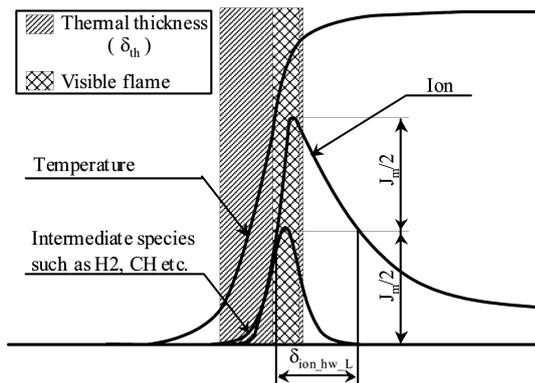


Fig.5 Schematics of ion concentration in laminar flame

記録されたイオン電流波形 s_1 と s_2 の相互相関係数を求め、これが最大となる位置での時間 (τ_{ccor_max}) と二つの受感部間の距離 ($L_{I2} = 1.4 \text{ mm}$) から求めた ($V_{F,r} = L_{I2} / \tau_{ccor_max}$).

図5に1次元層流予混合火炎におけるイオン濃度分布の概念図[12]を示す。通常、温度分布に基づいて定義される火炎厚み (Thermal thickness) に対し、火炎内のイオン濃度は高温の反応帯から急激に上昇し、ピークを示した後、緩やかに低下する分布を示す。層流火炎のイオン電流の半値幅 ($\delta_{ion_hw_L}$) および局所乱流火炎のイオン電流の半値幅 ($\delta_{ion_hw_T}$) はピークイオン濃度の半分 ($J_m/2$) におけるイオン帯の厚みに対応すると定義し、それを層流火炎および局所乱流火炎の反応帯の厚みとした。実際の計測においてはイオン電流の時系列データが得られるため、イオン電流波形の半値幅時間 (t_{hw}) を求め、火炎の移動速度を乗じることで反応帯の厚みを求めた。

なお、イオン電流波形は 200 kHz (サンプルリング間隔 5 μs), 10 bit の分解能でA/D 変換し、パーソナルコンピュータに取り込んだ。サンプリング時間は2秒とした。

4. 実験結果

4.1. LDV による流速および乱流特性の測定

$z = 0 \text{ mm}$ における各火炎の平均速度および変動速度の半径方向分布を図6に、オイラスケールの半径方向分布を図7に示す。平均流速は流量にほぼ比例して増加するが、最大流速を示す半径方向位置は流量が多くなってもあまり変化していない。また、対向流火炎のオイラスケールは上下供給管出口付近で最小値をとったあと、下流に向かうにつれてその値は大きくなっているものの、どの火炎に対してもそのオイラスケールは、1 mm から 5 mm の範囲にとどまり、小さいスケールの乱れ場が発生していることがわかる。上下供給管出口付近では供給流量によらず同程度の大きさのスケールを示したあと、下流に向かうにつれて値に多少のばらつきがでている。

未燃領域 ($r = 12 \text{ mm}$) における乱れのコルモゴロフスケールは、OP70 火炎が 35 μm , OP110 が 26 μm , OP150 が

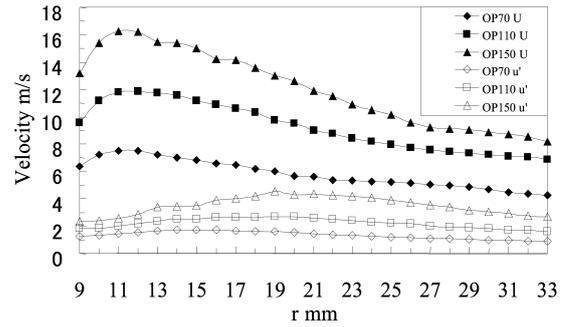


Fig.6 Radial profiles of mean and R.M.S velocities

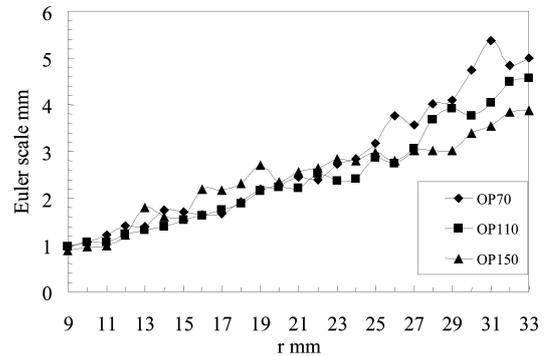


Fig.7 Radial profiles of Euler scale of turbulence

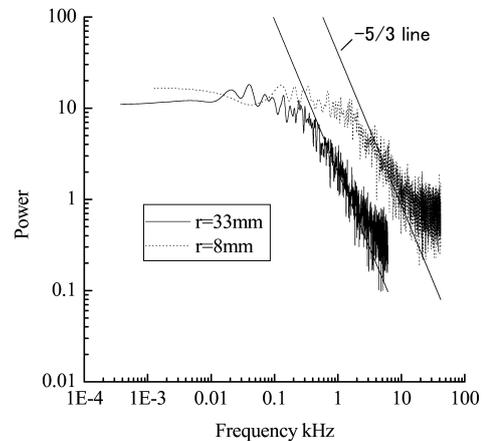


Fig.8 Power spectrum of velocity (OP150)

21 μm で、層流火炎の熱的厚み (0.48 mm) に比べてはるかに小さい値となっている。

例として図8にOP150火炎の半径 $r = 8 \text{ mm}$ と $r = 33 \text{ mm}$ における速度変動のパワースペクトルを示す。この図より、下流に移動するにしたがい、パワースペクトルの形状が周波数の小さくなる方向に平行移動していることがわかる。この理由として、対向流バーナがその構造上、放射状流であることによる面積増加のために流れは減速し、それに伴い乱れも減衰すること、燃焼反応の進行に伴う粘性の増加によって高周波の乱れは粘性消散により減衰し、低周波数

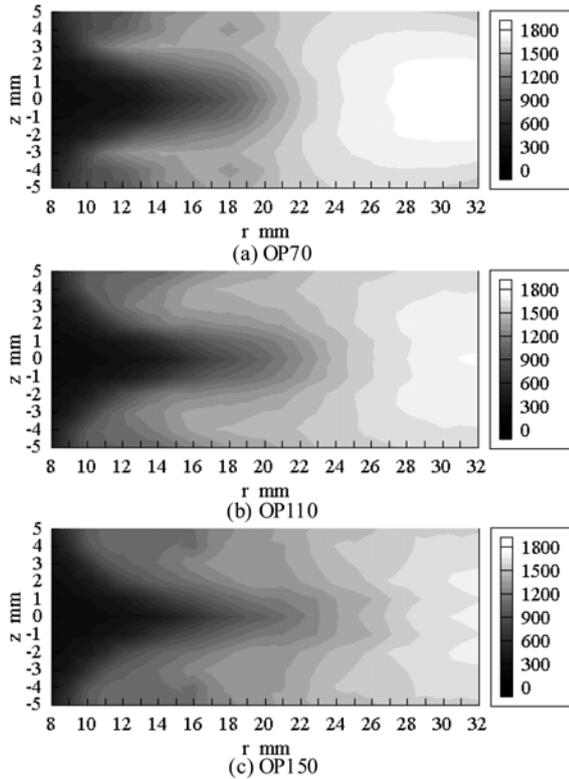


Fig.9 Contour plot of mean temperatures

の大スケールの乱れだけが残っていることが考えられる。また、未燃焼に近い $r = 8 \text{ mm}$ でのパワースペクトルの形状から、対向流場の流れ場では 10 Hz から 1 kHz くらいの速度変動が支配的であることがわかる。

4.2. 温度計測による火炎構造の観察

図 9 に、平均温度の等高線図を示す。供給管出口付近に温度勾配のやや緩やかな領域が確認できるが、これは供給管から流路が急拡大するため流れにはく離が生じ、環状の循環流が形成されることを示している。この循環流によって未燃混合気に既燃ガスが混合して温度が上昇し、一部の混合気が反応していると考えられる。また、流量が大きくなるにつれて循環流領域が大きくなっていくことが確認された。

図 10 に温度変動が最大となる位置における温度変動確率密度分布 (PDF) を、図 11 に変動温度の時系列データを示す。OP70 火炎の温度変動確率密度分布は、低温部である未燃混合気側と高温部である既燃側の両端にピークをもつ双峰状の形状となっている。次に、変動温度の時系列データを見ると、既燃ガス温度、未燃ガス温度に短い時間ではあるが留っている様子がわかる。これはしわ状層流火炎での温度変動の傾向と一致する。一方、OP150 火炎の温度変動確率密度分布を見ると、いわゆる台形状の分布をしており、局所乱流火炎の熱的構造が大きく変わっていることを示している。OP150 火炎の温度変動の確率密度分布で中間

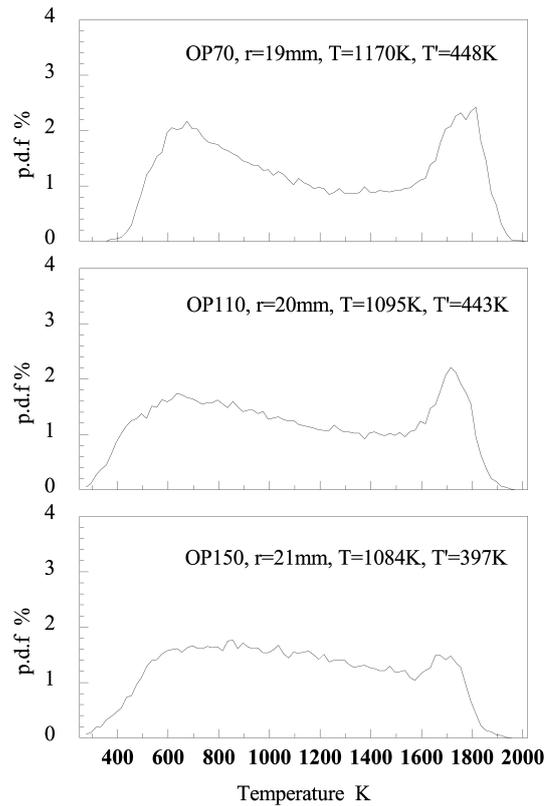


Fig.10 PDF of temperature fluctuation

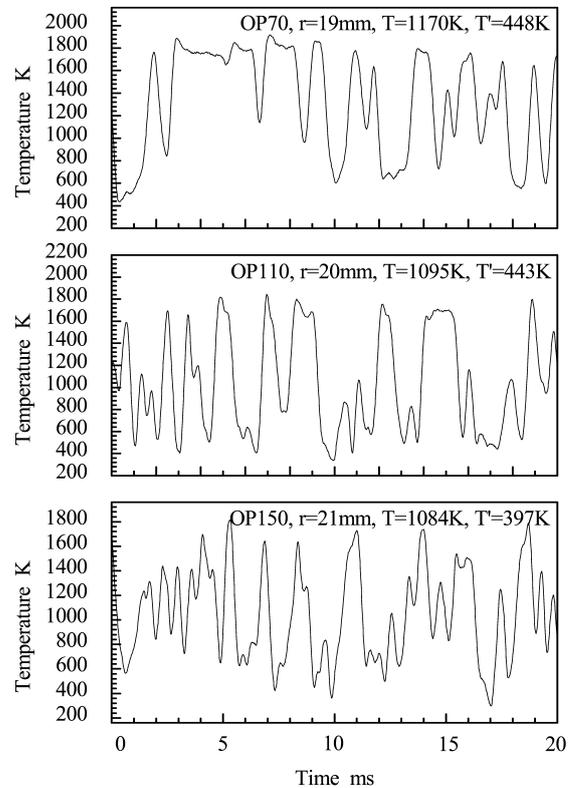


Fig.11 Time-series data of temperature fluctuation

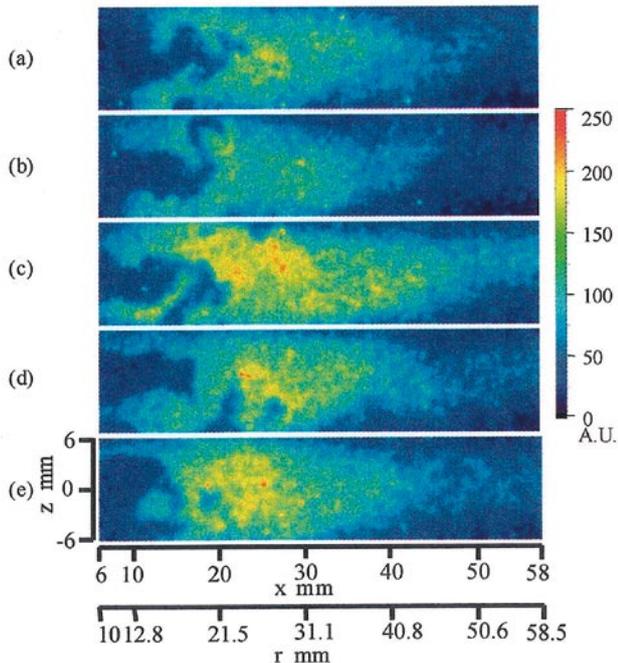


Fig.12 Instantaneous OH-LIPF images (OP70)

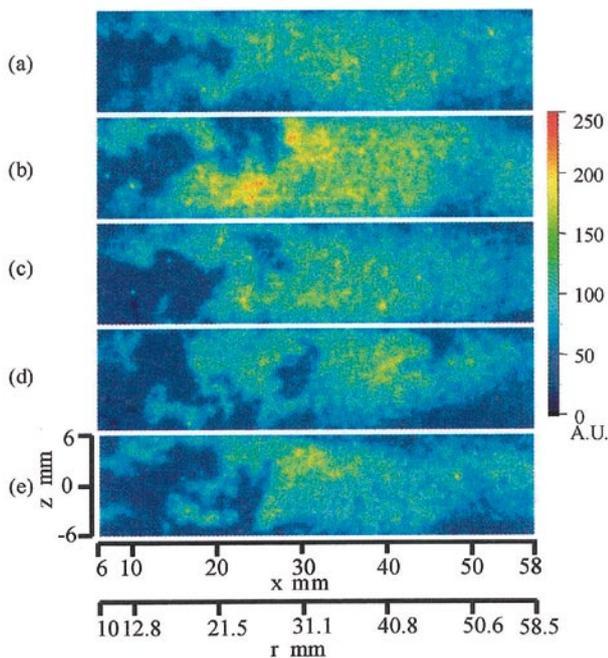


Fig.13 Instantaneous OH-LIPF images (OP150)

温度の確率が高くなっているのは強い乱れにより火炎前方に予熱帯の物質が運ばれることによって局所乱流火炎の予熱帯が厚くなるケースが多発することが考えられる。

4.3. OH 濃度場からみた火炎構造の観察

図12にOP70火炎におけるOH-LIPF断面画像を、図13にOP150火炎におけるOH-LIPF断面画像を示す。OP70火炎、OP150火炎に共通する特徴として、図9の平均温度の

等高線図で見られた循環流の領域にOHラジカルが存在することから、循環流によって未燃混合気に既燃ガスが混合されること、およびふく射熱の影響で混合気の温度が上昇し、一部の混合気が燃焼している様子がOH-LIPFの断面画像からも確認された。対向流場に形成される火炎の特徴として、流れ場の可視化の結果とOH-LIPFの断面画像の結果から、主に非定常に変動する循環流とその2つの循環流の間を流れる主流の乱れによって火炎が変動すると同時に、その循環流が燃焼反応を持続するための熱とラジカルの供給源の役割を果たしていると思われる。

次に各実験条件におけるOH画像の特長を述べると、OP70火炎では図12(a), (b), (c)のように連続した1枚の火炎面をもつものが数多く観察された。また、(d), (e)のように既燃ガス中に未燃混合気の塊を含むもの、未燃ガス中に既燃ガスの塊を含むものも見られたが、頻度としては低く、確率的に多くの場合が1枚の連続した火炎面を有することが観察され、層流火炎片構造をしていると考えられる。

P150火炎については、図13(a), (b)のように1枚の火炎面が繋がっているような火炎構造を示している画像の頻度は低く、(c)のように既燃ガス中に未燃混合気の塊が存在するもの、(d), (e)のように未燃混合気中に既燃ガスの塊が多数存在するもの、もしくは既燃ガス中に未燃ガスの塊が多数存在するもの、両方が同時に起こっているものの頻度が圧倒的に多く観察された。OP150火炎では、乱れ強さが強くなったことによって、大きな変動を受ける火炎の一部がひきちぎられる現象が、火炎面のいくつかの部分で次々と起こり、より複雑な火炎構造を示していると考えられる。また、図10に示したOP150火炎の温度変動確率密度分布が台形状の分布を示していることと合わせて考えると、乱れが強くなるにつれ、局所的に予熱帯が分厚くなると同時に、局所消炎に至る頻度が高くなり、より複雑な火炎構造に遷移すると考えられる。しかし、その乱れ強さがOHおよびCHで代表されるような局所乱流火炎の反応帯の構造にまで影響を及ぼしているのかについては明確ではない。

4.4. イオン電流計測による反応帯構造の観察

局所乱流火炎の反応帯の構造をより詳細に調べるために、二つの受感部を有する静電探針により計測を行った。得られたOP70火炎のイオン電流波形の一例を図14に示す。静電探針の二つの受感部のうち後方に配置されている探針からの信号s2は極性を反転して表示している。記録されたイオン電流波形s1とs2は似通った波形であり、図15に示す信号s1とs2の相互相関係数から分かるように高い相関を示している。

図16にイオン電流波形s1におけるイオン電流ピークの半値幅時間 t_{hw} の確率密度分布を示す。イオン電流の半値幅時間 t_{hw} は火炎の移動速度に反比例[12]するため、混合気流量が増加するに従い、その最頻値(Mode value)および

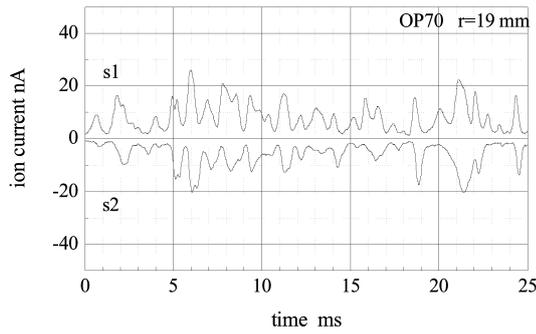


Fig.14 Typical example of ion currents

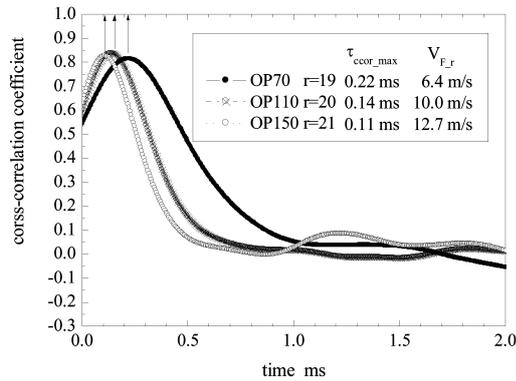


Fig.15 Cross-correlation coefficients of ion currents

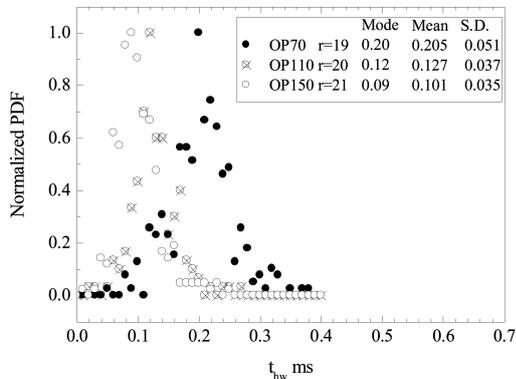


Fig.16 PDF of half-width time of ion currents (t_{hw})

平均値 (Mean value) が低下している。また、イオン電流の半値幅時間 t_{hw} に火炎移動速度を乗ずることで、イオン電流波形からイオン電流の半値幅 $\delta_{ion_hw_T,r}$ を求めることができる。ただ、図 4 に示すように、局所乱流火炎のイオン電流半値幅 $\delta_{ion_hw_T}$ を求めるためには、火炎が探針となす角度 θ の情報が必要であるが、二つの受感部をもつイオン電流計測からは火炎が探針となす角度 θ の情報は得られない。したがって、図 17 に示すイオン電流半値幅 $\delta_{ion_hw_T,r}$ の確率密度分布は、 $\delta_{ion_hw_T}$ の厚み変化の影響と、火炎が探針となす角度 θ の変化の影響が重ね合わさった結果であるため、その解釈に注意を要する。

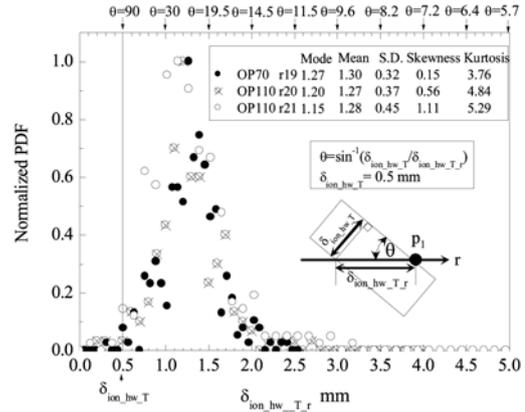


Fig.17 PDF of radial half-width of ionized zone in turbulent flame front ($\delta_{ion_hw_T,r}$)

しかし、OP70, OP110, OP150 火炎が探針となす角度 θ の平均値を平均火炎温度等高線図 (図 9) から見積もるとおむね $\theta = 25^\circ$ である。また、乱流予混合火炎が探針となす角度 θ の分布は 25° を中心とする χ^2 分布であることが明らかにされている[13]ことから、各計測条件において、イオン電流半値幅 $\delta_{ion_hw_T,r}$ の確率密度分布に及ぼす角度 θ の影響は同程度であることが容易に推察できる。

平野ら[12]は量論のプロパン火炎に対し、探針電位、探針の受感部長さおよび直径の変化による $\delta_{ion_hw_L}$ の変化を詳しく調べ、探針電位や探針の受感部直径が小さくなるにつれ $\delta_{ion_hw_L}$ の値が 0.4 mm に漸近することを明らかにしている。このことから $\delta_{ion_hw_L}$ は層流火炎の熱的厚みとほぼ同じオーダーであると推定される。

イオン電流半値幅 $\delta_{ion_hw_T,r}$ の確率密度分布 (図 17) は、 $\delta_{ion_hw_T,r} \approx 0.5$ mm 近傍からその確率が急激に立ち上がることが確認できる。つまり、 $\delta_{ion_hw_T,r}$ の最小値は探針と火炎がなす角度が $\theta = 90^\circ$ の場合であるので、局所乱流火炎では $\delta_{ion_hw_T} = \delta_{ion_hw_T,r} (\theta = 90^\circ) \approx 0.5$ mm となり、層流火炎のイオン電流半値幅 $\delta_{ion_hw_L}$ と同程度であることが分かる ($\delta_{ion_hw_L} \approx \delta_{th} = 0.48$ mm)。

次に、図 17 内に示す統計量に注目すると、OP70 火炎から OP150 の順に乱れが強くなるにつれ、 $\delta_{ion_hw_T,r}$ の標準偏差 (S.D) はやや増加するが、 $\delta_{ion_hw_T,r}$ の最頻値 (Mode value) は OP70 火炎の場合は 1.27 mm, OP110 の場合は 1.20 mm, OP150 の場合は 1.15 mm であり、やや減少する (平均値も同傾向)。

ここで、乱流予混合火炎が探針となす角度 θ の分布は 25° を中心とする χ^2 分布であり、乱流火炎のイオン電流半値幅 $\delta_{ion_hw_T}$ が層流火炎 $\delta_{ion_hw_L}$ と同じである場合の χ^2 分布 ($\theta = 25^\circ$ を中心) と $\delta_{ion_hw_T}$ が $2\delta_{ion_hw_L}$, $3\delta_{ion_hw_L}$ に増加した場合の χ^2 分布を示す。図 18 からわかるように、乱流火炎のイオン電流半値幅 $\delta_{ion_hw_T}$ が増加すると、 $\delta_{ion_hw_T,r}$ の最頻値 (もしくは平均値) は増加するはずであ

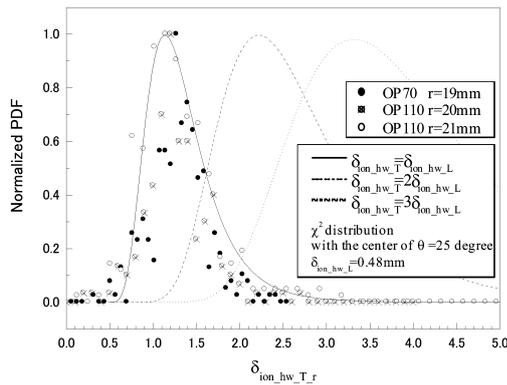


Fig.18 Ideal χ^2 distributions with increasing half-width of ionized zone in turbulent flame front ($\delta_{ion_hw_T}$)

る。しかし、計測されたデータは、乱れ強さが増加するにもかかわらず、 $\delta_{ion_hw_T}$ の最頻値はむしろやや減少する傾向を示す。この際、 $\delta_{ion_hw_T}$ の最頻値は $\theta = 25^\circ$ で現れるはずであり、火炎面に垂直な距離に換算すると ($\delta_{ion_hw_T} = \delta_{ion_hw_T} \times \sin(\theta = 25^\circ)$)、 $\delta_{ion_hw_T}$ は OP70 火炎の場合は 0.54 mm, OP110 の場合は 0.51 mm, OP150 の場合は 0.49 mm であり、層流火炎のイオン電流半値幅 $\delta_{ion_hw_L}$ と同程度であることがわかる。

以上のことから混合気流量の増加 (乱れ強さの増加) にもかかわらず、 $\delta_{ion_hw_T}$ の平均値は $\delta_{ion_hw_L}$ と同程度であると推測され、本実験条件の範囲において、乱れ強さの増加による反応帯厚みの増加は見られず、反応帯は薄いままであると言える。

5 考察

乱流予混合火炎の火炎構造を議論する上で乱れ強さと層流燃焼速度の比および乱流スケール (オイラスケールからコルモゴロフスケール) と火炎帯厚みの比で構成される乱流火炎構造の位相図[1,2,7]が一般的に使われている。そのため、混合気の化学的特性値である層流燃焼速度および火炎帯厚みを知ることは必要不可欠である。特に、火炎帯の定義の仕方によって、化学反応の特性時間 ($= \delta / S_L$) や Ka , Da などの無次元数の値が大きく異なり、火炎構造位相図において火炎構造の分類に違いが生じるため、乱流予混合火炎の研究において無次元数をもって火炎構造を議論する上で一般性にかげ、他の研究での火炎との比較を難しくする要因でもある。

本研究における火炎は、未燃混合気流の動粘性を用いる場合の乱れのコルモゴロフスケール (η_u) と火炎帯厚み (δ_z)、火炎の内部層温度における熱拡散率を用いる場合の乱れのコルモゴロフスケール (η_D) と火炎帯厚み (δ_D) の両方を比較しても、すべての条件においてコルモゴロフスケールが火炎帯厚みより小さい $Ka > 1$ の火炎である。また、未燃混合気流のコルモゴロフスケールと 1 次元層流火炎の

数値計算から得られる熱的厚みを比較した場合、1 桁程度火炎帯厚みが厚いことから、通常のしわ状層流火炎が現れるような条件ではなく、いわゆる分散反応火炎が現れるとされる条件と言える。

本研究における火炎は Ka が大きくなるにつれ、変動温度の PDF は双峰状から台形状に変化しているのに対し、イオン電流計測から推測される反応帯の厚みは層流のそれとほぼ同じあることが明らかとなった。Chen らは $Ka > 1$ の条件において、詳細なレーザ温度計測を行い、乱れにより予熱帯が変形し、局所的に厚くなることを明らかにしている[6]。したがって、ここで変動温度の PDF が未燃側と既燃側の両側にピークを持つ双峰状から未燃混合気温度と火炎温度の中間温度の確率密度が高くなる台形状の分布を示すことは予熱帯が乱れにより分厚くなる頻度が高いためであると考えられる。

上記の結果は、対向流火炎の実験条件の範囲において、乱れの増加によって予熱帯が著しく変化するが、反応帯はそれほど変化しない、いわゆる thin reaction zone の火炎構造を有することを示す。しかし、さらに乱れ強さが強くなっていく場合において、乱れによって反応帯の構造までが変化するかどうかはまだ明らかではなく、どれほどの Ka 数条件で、いわゆる broken reaction zone の火炎が現れ、その火炎構造がどのようなものになるかについては今後さらなる研究が必要である。

6. まとめ

対向流バーナにおいて弱乱流場から強乱流場へと乱れが変化することによる火炎構造、燃焼形態の変化について、流れ場の計測、変動温度計測、OH-LIPF による反応帯の可視化、イオン電流計測による局所乱流火炎の反応帯厚み計測を行って得られた結果を以下にまとめる。

1) 対向流乱流場ではスケールの小さい強い乱れ場の形成が可能であり、比較的乱れ強さが弱い場合、未燃混合気側と既燃ガス側温度に二つのピークを持つ双峰状の温度変動確率密度分布が現れるが、乱れ強さが増加するに従い、温度変動確率密度分布の中間温度の確率が高くなり、台形上の分布に遷移していく。このことは乱れ強さが増加するにつれ、局所乱流火炎の熱的構造が強い乱れの影響で分厚くなることを示す。

2) OH-LIPF 画像の観察によれば、乱れ強さが強くなるにつれ、より複雑な火炎構造に遷移することが確認されるが、イオン電流の計測結果からは、局所乱流反応帯の構造はそれほど変化がなく薄いままである。このことは、 $Ka > 1$ の条件においても、乱れが強くなるにつれ予熱帯が影響を受け分厚くなるものの、反応帯は薄いままであり thin reaction zone の火炎構造を有することが明らかになった。

謝辞

本研究を実施するにあたって、実験装置の製作に東京電機大学の吉田亮教授のご教示を、イオン電流計測には東京都立工業高等専門学校の高川純一教授のご助言を、OH-LIPF 計測には産業技術総合研究所の竹内正雄主任研究員、鳥飼宏之研究員(現弘前大学助教授)のご協力を頂いた。ここに記して謝意を表す。

References

1. Borghi, R., *Recent Advances in the Aerospace Sciences*, Pergamon, London, 117-138 (1985).
2. Peters, N., *Proc. Combust. Inst.* 21: 1231-1250 (1986).
3. Furukawa, J., Maruta, K., Nakamura, T., Hirano, T., *Combust. Sci. Tech.* 90:267-280 (1993).
4. Bédard, B., Cheng, R.K., *Combustion and Flame* 100:485-494 (1995).
5. Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schafer, T., Schafer, M., Wolfrum, J., *Proc. Combust. Inst.* 26:437-445 (1996).
6. Chen, Y.C., Mansour, M.S., *Proc. Combust. Inst.* 27:811-818 (1998).
7. Peters, N., *Turbulent combustion*, Cambridge University Press, (2000).
8. Yoshida, A., *Proc. Combust. Inst.* 22:1471-1478 (1988).
9. Yoshida, A., Narisawa, M., Tsuji, H., *Proc. Combust. Inst.* 24:519-525 (1992).
10. Gaster, M., Roberts, J.B., *Journal of the Institute of Mathematics and Its Applications* 15: 195-216 (1975).
11. Van Maanen, H.R.E., Nobach, H., Benedict, L.H., *Meas. Sci. Technol.* 10: L4-L7 (1999).
12. Hirano, T., Suzuki, T., Hashimoto, Y., Mashiko, I., *JSME Trans. B.* (in Japanese) 46-405B:1007-1015 (1980).
13. Maruta, K., Furukawa, J., Gomi, T., Hirano, T., *JSME Trans. B.* (in Japanese) 59-566B:3277-3282 (1993).