

■原著論文／ORIGINAL PAPER■

かく拌燃焼器内に形成される分散型火炎の構造

Structure of Distributed Reaction Zone in a Well-Stirred Reactor

吉田 亮<sup>1\*</sup>・内藤 浩由<sup>1</sup>・MISHRA, Debi P.<sup>2</sup>

YOSHIDA, Akira<sup>1\*</sup>, NAITO, Hiroyoshi<sup>1</sup>, and MISHRA, Debi P.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 東京電機大学工学部 〒101-8457 東京都千代田区神田錦町2-2  
Tokyo Denki University, 2-2 Kanda-Nishikicho, Chiyoda-ku, Tokyo 101-8457, Japan

<sup>2</sup> Department of Aerospace Engineering, Indian Institute of Technology, Kanpur, India - 208 016

2005年10月1日受付；2006年3月15日受理／Received 1, October; 2005; Accepted 15 March, 2006

**Abstract :** The flame structure at small Damkohler number and large Karlovitz number is still unknown. In the present study, the reaction zone structure in a well-stirred reactor was investigated extensively. The OH-PLIF images suggested that there are no thin laminar flamelets and that the reacting eddies are distributed throughout the reactor. With the cross-correlation of ion signals, the scale of the reacting eddies was determined to be of the order of 4 mm, and the convection velocity of these eddies or zones was found to coincide with the mean flow velocity of the order of 100 m/s. In this combustion regime, NOx concentration was extremely low and this is very attractive for the practical use to meet the environmental requirements.

**Key Words :** Turbulent Premixed Flame, Distributed Reaction Zone, PLIF, Integral Scale, Laminar Burning Velocity, Kolmogorov Micro Scale

1. 緒言

乱流燃焼速度の予測は、予混合燃焼を利用する燃焼機器の設計には極めて重要である。乱流燃焼速度は、未燃混合気を持つ乱流特性に大きく依存することは明らかであり、これまでに乱流特性を用いて種々の乱流燃焼速度の推定式が提案されてきた。しかし、これらの適用範囲は乱流燃焼速度が層流燃焼速度の数倍程度、比較的乱れ強度が弱い場合に限られる[1-3]。実際の高負荷燃焼器、たとえば自動車競技用のエンジンでは、乱流燃焼速度は層流燃焼速度の100倍程度になり、このように速い燃焼速度は、提案されている推定式では予測することはできない。

よく知られるように乱流予混合火炎の構造は、未燃混合気の乱流特性によって異なる。大きく分類すれば、乱れ強度が小さく、乱れスケールが大きい場合に形成される皺状層流火炎と、乱れ強度が大きく、乱れスケールが小さい場合に形成される分散型火炎に分けることができる。皺状層流火炎では、局所的な火炎構造は層流火炎と同じであり、熱および物質の輸送は分子過程によって支配されるが、分

散型火炎では微小渦が火炎帯に進入し、これらの渦が輸送過程に大きな役割を果たす。分散型火炎領域における火炎の乱流燃焼速度の予測はできないので、現在でも高負荷燃焼器の設計は勘と経験に頼らざるを得ない。

図1はBorghi [4]により提案され、Petersによって修正さ

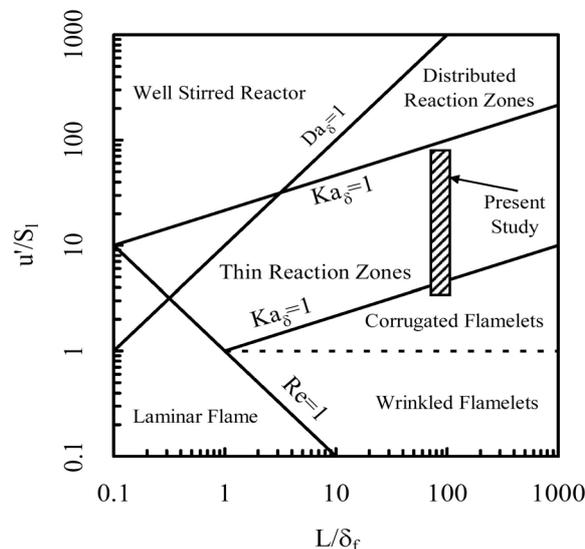


Fig.1 Phase diagram of the turbulent combustion regime.

\* Corresponding author. E-mail: yoshida@yl.m.dendai.ac.jp

れた乱流予混合火炎構造位相図であり,  $S_L, u', L, \delta_F$  はそれぞれ層流燃焼速度, 乱れ強さ, 乱れの積分スケールおよび層流火炎帯厚さを示す. また  $\delta$  は薄い反応帯厚さであり,  $\delta = 0.1\delta_F$  とした[5].  $K_a$  および  $K_{a\delta}$  はそれぞれ  $\delta_F, \delta$  を基準としたカルロヴィツ数を,  $D_{a\delta}$  は  $\delta$  を基準としたダムケラー数を, また  $R_e$  は積分スケールを基準としたレイノルズ数を表す. 乱れ強さが層流燃焼速度よりも小さく, 乱れスケールが比較的大きい場合には皺状層流火炎が形成される.

皺状層流火炎片の領域では, 火炎は局所的に層流火炎構造を保持しているため, 火炎帯での化学反応の特性時間が最小の特性時間となり, 化学反応と乱流輸送現象を分離することができる. この場合, ダムケラー数  $D_a$  は明らかに 1 より大きく, 皺状層流火炎片を伴った燃焼は, 乱流モデルとは独立に計算することができる[6,7].

層流火炎構造は比較的厚い予熱帯(ほぼ  $\delta_F$ )と薄い反応帯( $\delta$ )に分けることができる. 最近, Peters は予熱帯構造に影響をおよぼす乱れのスケールについて考察している[5]. 乱れによって予熱帯の混合気が薄い反応帯の前方に輸送される最大の距離として混合距離,  $l_m$ , を導入し, この混合距離,  $l_m$ , が予熱帯厚さ,  $\delta_F$ , よりも大きければ, 予熱帯厚さは乱れによって厚くなると考えられる. もちろん  $l_m$  程度の乱れは薄い火炎帯には影響をおよぼさない. この条件は  $\delta < \eta < \delta_F$  で表される. コルモゴロフのマイクロスケール,  $\eta$ , が予熱帯厚さ,  $\delta_F$ , より小さくても, 反応帯自体は局所的に層流であると考えられ, これは分散型火炎への遷移状態にある皺状層流火炎である. そのため, 従来, 皺状層流火炎の存在限界と考えられていた Klimov-Williams の基準[8],  $\eta < \delta_F$  よりも広い範囲で, 少なくとも反応帯が薄い層流であるような火炎が形成されることになる.

ブンゼンバーナ上に形成される乱流予混合火炎に平面レーザー誘起蛍光法 (PLIF) とレーリ-散乱法を適用して, 微小渦が予熱帯に侵入することにより予熱帯の厚さは増加するが, 反応帯は渦の影響を受けないことが確認され, 皺状層流火炎から分散型火炎への遷移的な火炎構造の存在が実験的に明らかにされた[9]. しかし, V 型希薄乱流予混合火炎に, 二平面レーリ-散乱法を用いた三次元温度勾配の測定により, 乱れ強さが小さい場合には, 乱れによる熱輸送よりも, 分子拡散の方が支配的となり, 火炎帯厚さはレイス数  $Le$  の影響で, 火炎面の曲率に依存することも報告されている[10].

図 1 によれば, 乱れ強さが大きく, 乱れスケールが小さい場合には, 分散型火炎が形成され, さらにスケールが小さくなるとかく拌燃焼が実現される. Longwell and Weiss [11]によって開発されたかく拌燃焼器内の燃焼はこの範疇に入ると考えられる. もし, かく拌燃焼が実現されたとすれば, Peters [5]によって提案された薄い局所的な反応帯は存在しえず, 燃焼器全体で反応することになる. このような燃焼形態は超高負荷予混合燃焼器内でも実現されているが, 反応帯の構造はほとんど解明されていない[12-15].

本研究では, 分散型火炎領域あるいはかく拌燃焼領域の

反応帯構造の解明を目的として, Longwell 型のかく拌燃焼器を光学測定ができるように改良した. 未燃混合気は熱交換器により 1200 K まで予熱可能である. 燃焼室の石英製ガラス窓を通して反応帯の直接写真撮影, シュリーレン写真撮影および平面レーザー誘起蛍光法 (PLIF) による OH 濃度の測定, 探針による温度測定およびイオン電流測定を行い, 皺状層流火炎片モデルを適用することのできない, 高乱流場に形成される反応帯の構造を明らかにした.

## 2. 実験装置

理想的なかく拌燃焼器では, 濃度と温度が既知の様な予混合気か燃焼器に入り, 燃焼器内で瞬時にかつ完全に燃焼ガスと混合しなければならない. その結果, 燃焼器内のガスは組成も温度も様になり, また, 燃焼器からの排出ガスの組成と温度は燃焼器内のガスと同じになり, 排出ガスの質量流量は流入する未燃混合気の質量流量に一致する. 燃焼器の設計に当たっては, 定常状態で未燃混合気と燃焼ガスの完全な混合が実現するように注意を払った. また一方では, 光学測定および探針測定ができる必要があるため, 本研究では, かく拌燃焼器の形状を円筒型とした. 燃焼器の材質はステンレスとし, 熱損失を最小限にするために冷却は行っていない. また OH-PLIF 測定のため, 燃焼器側面には高さ 35 mm, 幅 5.0 mm のスリットが設けられており, シート状のレーザー光を通過させることができる.

空気と燃料であるメタンの流量はマスフローコントローラーにより計測制御される. 空気は熱交換器により 800 K から 1200 K まで予熱され, メタンと混合することにより, 予混合気の温度を  $\pm 5$  K 精度で所定の温度に設定することができる. 本報告では 873 K に予熱された場合について報告する.

図 2 に本研究で使用されたかく拌燃焼器を示す. 燃焼器内径は 80 mm で, 奥行きは 10 mm である. 予熱された空気は燃焼器底部にある混合室で燃料であるメタンと混合する. 混合気は外径 10 mm, 内径 8 mm の混合気供給管を通り, 噴射管に入る. 噴射管はステンレス製で周囲に内径 1 mm の噴射孔が 12 個あけられている. また燃焼器周囲には 12 個の排気ポート (内径 4 mm) があり, その中心は, 噴射孔と 15 度の角度をなしている. 燃焼器内の圧力は, 排気ポートの内径が十分に大きいので, 大気圧と仮定した. 燃焼器の前後面は石英ガラスでできており, 直接写真撮影, シュリーレン写真撮影および平面レーザー誘起蛍光法による OH 濃度の測定が可能である. 未燃混合気は高速噴流として噴射孔より噴射され, 剪断応力によって生じた微小渦により, 周囲の燃焼ガスと混合する. 微小渦中で反応が進行しており, これらの反応渦が燃焼器内壁と噴射管の間の反応領域を満たすことになる. 高速の混合気噴流は運動量が大きいため, 剪断によって生じる規則的なスケールの大きな渦構造は微小渦によって破壊され, 噴射された混合気は急速にその個性を失い燃焼室内の温度と組成はほぼ同様

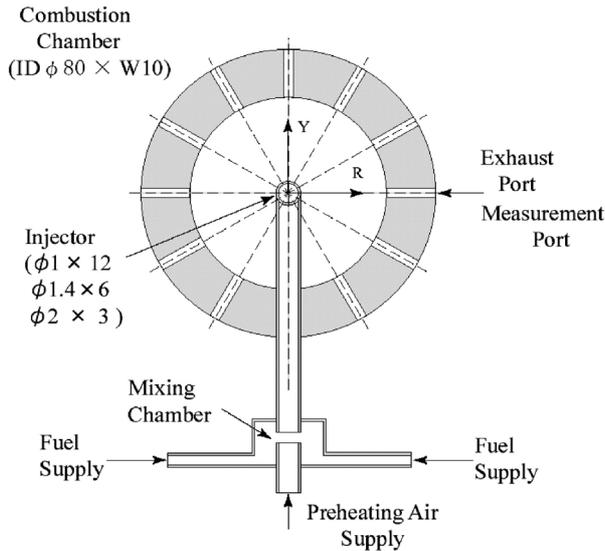


Fig.2 Well-stirred reactor.

となる。その過程で薄い反応帯は破壊され、皺状層流火炎片構造は存在し得ないと思われる。

本研究では、燃料としてはメタンを用い、当量比 $\phi$ は1.0である。予熱空気とメタンの流量はそれぞれ5.0 kg/hと0.29 kg/hである。燃焼器からの熱損失はかなり大きいと思われるが、冷却していないので本研究では無視できると仮定した。しかし、燃焼器内の化学反応は赤熱したステンレス製の燃焼室壁からの放射熱によって保持されていることが明らかなので、熱損失の少ないセラミック製の燃焼器で同様に実験を行い、熱損失が火炎構造に及ぼす影響は小さいことを確認した。

小型静電探針は時間および空間分解能が高いために乱流燃焼の研究に広く用いられ、これまでに多くの有用な情報を提供してきた[16-19]。本研究で用いられた小型静電探針は直径0.1 mm、長さ0.2 mmである。時間分解能はほぼ $10^{-6}$  s以下であり、インパルス応答性は十分に速い。感知部は外径0.5 mmの石英管で保護されている。石英管は銅製のスリーブにより水冷されており、高温にさらされた石英管が電氣的な熱破壊を起こさないようにしてある。この静電探針を排気ポートから挿入し、イオン電流の空間分布を測定する。感知部の電位は燃焼器に対して-18 Vに保たれている。燃焼器内の平均温度の測定には石英被覆された素線径50  $\mu$ mの熱電対を用いた。ガスサンプリングには水冷された内径1.0 mmのステンレス製プローブを用いた。これらの測定装置も排気ポートより挿入した。NO<sub>x</sub>、O<sub>2</sub>およびCO/CO<sub>2</sub>の濃度はそれぞれ、化学発光式NO<sub>x</sub>分析計、磁気風式O<sub>2</sub>分析計および赤外式CO/CO<sub>2</sub>分析計により測定した。流速測定にはLDVを用いたが、散乱粒子が高温の石英ガラス窓に付着し、ドップラー信号を得ることはできなかった。そのため、水冷されたピトー管を排気ポートから挿入することにより流れ場の測定を行った。

OH-PLIF測定装置を図3に示す。この装置はNd-YAG

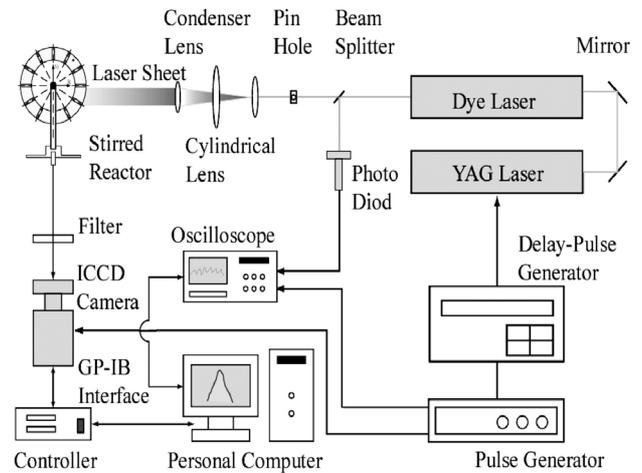


Fig.3 OH-PLIF measuring system.

レーザー、波長可変色素レーザー光学装置、イメージインテンシファイヤー付CCDカメラおよびコンピュータを用いたデータ処理装置より構成される。燃焼室内の現象を軸対称と仮定し、測定は燃焼器の下半分に関して行った。入射レーザー光は円筒レンズとコンデンサーレンズにより、測定面で薄いレーザーシートを形成する。OHの誘起蛍光はレーザーシートと直角方向で測定され、二次元画像としてコンピュータに取り込まれる。ピンホールの直径は3 mmで、測定部におけるレーザーシートの厚さは0.09 mmである。OHの吸収線としてA<sup>2</sup> $\Sigma$ -X<sup>2</sup> $\Pi$ 遷移における(1,0)バンド吸収線Q1(7)、 $\lambda = 283.222$  nmを用いた。これにより312.2 nm、(1,1)帯にスペクトルエネルギーの大きい蛍光が得られる。OHの蛍光と他の波長の信号を分離するために、中心透過波長320 nm、半値幅10 nmの干渉フィルターを用いた。実験で必要なタイミング制御は遅延パルス発生器によって行った。またレーザー強度のパルスごとの変動はフォトダイオードによって検出し補正している。

### 3. 燃焼領域

未燃混合気の種類々の特性値を求めるために、未燃混合気中のメタンの割合は小さいので物性値は空気に等しいと仮定し、温度依存性を考慮した。また乱れ強さは、吉田らと同様に、未燃混合気の平均流速の20%とした[20]。高温における層流燃焼速度は次式を外挿することにより求めた[21]。

$$S_1 = 10 + 0.000371T_u^2,$$

ここで $S_1$ は層流燃焼速度で単位はcm/sであり、 $T_u$ は絶対温度で表した未燃混合気の温度である。層流火炎帯厚さの算出には、熱理論から求められる $\delta_F = \lambda_w / \rho_u C_{pu} S_1$ を使用し

た. ここで,  $\lambda_u$ ,  $\rho_u$  および  $C_{pu}$  はそれぞれ未燃混合気の熱伝導率, 密度および定圧比熱である. 本研究では  $S_j = 292$  cm/s,  $\lambda/\rho C_p = 138$  mm<sup>2</sup>/s [22]となり,  $\delta_F$ は 0.047 mm である.

本研究では, 未燃混合気の乱れ強さが極めて強いいため, 分子輸送過程はほとんど無視することができる. 従って, 未燃混合気と燃焼ガスの境界で起きている輸送現象は流体力学的な渦によって支配される. 現象論的には, ある大きさを持った渦が, 火炎帯に侵入した場合, 予熱帯の未燃ガスあるいは燃焼ガスを取り込むことにより, H<sub>3</sub>O<sup>+</sup> イオンの濃度が高くなり, イオン電流が観測できる. これらの渦の周囲には, まだ反応の進んでいない渦もあり, イオン電流の値は低くなる. 従って, 乱れの積分スケールは, イオン電流信号から求められた積分スケールにほぼ等しいと考えられる.

本研究で用いた燃焼器では, 未燃混合気は 1200 K まで予熱することができる. しかし, 前にも述べたように, 本報告では未燃混合気温度  $T_u$  が 873 K の結果について述べる. 未燃混合気噴流の速度  $V_j$  は 403 m/s から 805 m/s まで変化させた. 従って, 本研究での実験範囲を火炎構造位相線図 (Fig. 1) で表すと, 図中のハッチングをした領域になる. 本実験条件は薄い反応帯領域から分散型火炎領域にわ

たっていることがわかる. Peters はもし湾曲した層流火炎の内部構造が, 予熱帯厚さと同じ位のスケールを持つ渦によって乱されても, 薄い反応帯は保持されるという新しい燃焼形態が, 皺状層流火炎と分散型火炎との間に存在することを提案している[5]. しかし, 剪断応力が十分大きければ, スケールの小さな強い渦が発生し, 当然薄い反応帯は破壊され, 混合の時間スケールが, 薄い反応帯における化学反応の時間スケールより小さくなる. このようなことが起これば, 乱れと化学反応の間の相互干渉を無視することができず, 分散型火炎へ移行する.

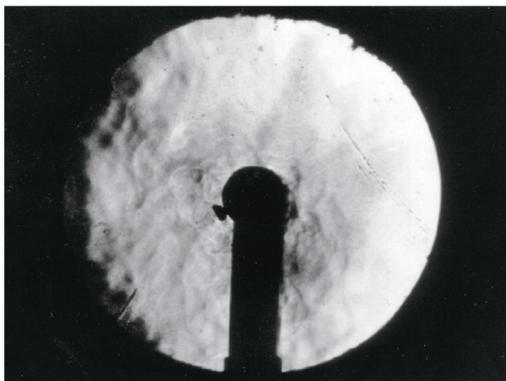
4. 実験結果および考察

図 4(a) と (b) に火炎の直接写真とシュリーレン写真を示す. 露光時間 1/60 s で撮影された直接写真に示されるように, 中心付近では反応帯は少し暗く, 周囲は明るくなっており, 反応は燃焼室内で必ずしも一様ではないことがわかる. 一方, 露光時間 10 ns で撮影されたシュリーレン写真では不明確な明暗の領域が観察される. これは反応領域内で急激な密度勾配が存在しないことを示している. このことは, 層流火炎片のように, 火炎帯で急激に密度変化を起こすような皺状構造は存在しないことを示している.

図 5 は, 半径方向の平均イオン電流, 平均温度, 化学種の濃度分布を示す. ここで, R は噴射管中心からの距離を表す. 混合気噴射速度  $V_j$  は 403 m/s である. 酸素濃度は半径方向に向かって徐々に減少するが, 燃焼器外縁でも, 酸素濃度は 4% である. このことは燃焼室内で燃料が完全に反応が終了していないことを示している. NO<sub>x</sub>, CO および CO<sub>2</sub> 濃度は半径方向に徐々に増加し, 燃焼器の外側の領域でほぼ一定になる. 反応領域内の温度上昇は極めて小さい. この原因としては, 排気ガスの強い内部再循環が考えられ, また不完全燃焼も原因のひとつである. 不完全燃焼



(a) Direct photograph.



(b) Schlieren photograph.

Fig.4 Reaction zone photographs for  $V_j = 403$  m/s,  $T_u = 873$  K and  $\phi = 1.0$ .

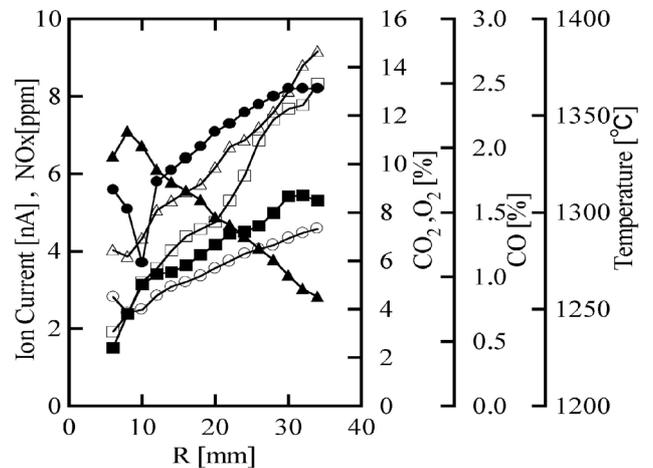


Fig.5 Mean distributions of temperature, ion current and species concentrations. (■:temperature, □:ion current, ▲:O<sub>2</sub>, ○:CO<sub>2</sub>, △:CO, ●:NO<sub>x</sub>).

はステンレス製の燃焼器壁を通した熱損失によって生じる。反対に赤熱した燃焼器壁からの輻射熱が化学反応を維持するために重要な役割を果たしている。温度が低いことが燃焼器内の  $\text{NO}_x$  濃度を低下させていると考えられる。

前述のように排気ポートは混合気噴流の方向に対して 15 度オフセットしているため、排気ポートから挿入されたプローブは隣り合う二つの混合気噴流の間の状態を測定することになる。混合気噴射孔近傍の流れ場は極めて複雑であり、未燃混合気の微小渦が二つの未燃混合気噴流の間に逆流する。その結果、 $R = 8 \text{ mm}$  から  $10 \text{ mm}$  の範囲では、 $\text{O}_2$  濃度が増加し、 $\text{CO}$  と  $\text{CO}_2$  濃度が減少すると考えられる。

未燃混合気の子熱温度は自己着火温度よりも高いので、燃焼室に噴射された未燃混合気の内部でも化学反応は進行している。また、噴射された直後から反応渦が周囲の燃焼生成物と内部再循環によって混合する。その結果、 $R = 20 \text{ mm}$  までは、イオン電流の上昇率は減少し、反応速度は遅くなる。これより外側では、イオン電流は急激に上昇し、ほぼ一定値に達する。従って、この領域では化学反応は急激に進行する。しかし、反応領域での平均温度上昇は、内部再循環の影響により極めて小さい。従って、化学反応の時間スケールは混合の時間スケールよりも長くなる。このような燃焼形態の特徴は可視反応帯が極めて厚く、 $\text{NO}_x$  の生成量が少ないという点であり、かく拌燃焼領域の火炎に極めて近いと言える。

$V_j = 403 \text{ m/s}$ ,  $\phi = 1.0$  の場合について、イオン電流信号を図 6 に示す。 $R = 6 \text{ mm}$  および  $11.5 \text{ mm}$  では、イオン電流は非常に小さいがゼロではない。これは、噴射孔から噴出した未燃混合気内で化学反応がわずかではあるが進んでいることを示している。しかし、皺状層流火炎で観察されるほど鋭いピークは現れていない[18]。従って、この領域では一様に弱い酸化反応が起きていると考えられる。これは未燃混合気の子熱温度が高いためである。 $R = 17 \text{ mm}$  では、イオン電流の値は少し大きくなる。しかし、皺状層流火炎の特徴である鋭いスパイクは観察されない。この燃焼機構は明らかに皺状層流火炎とは異なる。小さなスケールの渦が予熱帯はもちろん、薄い反応帯の中にまで侵入し、薄い反応帯の厚さを増加させる。これは混合が化学反応よりも速いためである。 $R = 28.5 \text{ mm}$  ではイオン電流波形には、鋭いスパイクは観察されず、緩やかな波状となり、化学反応が周囲よりも進んでいる厚い反応帯あるいはガス塊が存在していることを示している。このような領域は周囲の余り反応が進行していない領域あるいは燃焼が完結した領域と混合する。かく拌燃焼器全体としては、完全に混合しているわけではないが、反応進行度の様々な段階のガス塊あるいは厚い反応帯が反応領域全体に分散していると考えられる。燃焼室の外周付近でも ( $R = 40 \text{ mm}$ )、イオン電流波形の波状の特徴は残っているが、その平均値は燃焼室壁の冷却効果により低下し、また変動幅も減少している。これは、反応領域が、かく拌燃焼器の構造に近づいていることを示している。図 7 は異なる半径方向位置で測定されたイ

オン電流波形のパワースペクトルを示す。 $10^4 \text{ Hz}$  以上の周波数の微小渦の寄与はほとんど無視できる。スペクトル中には、ある特定の周波数の寄与度が高いことを示すスパイクは見られず、皺状層流火炎の特徴と異なる[16]。

低周波数領域ではイオン電流は大きな変動エネルギースペクトルを持つ。一方、高い周波数領域では、反応が進行しているガス塊はその大きさが減少し、反応しつつあるガス塊と周囲の燃焼ガスとの差が消滅していくために、イオン電流の変動幅も減少する。従って、比較的大きな反応ガス塊が反応帯を内部に包含していると考えられる。パワースペクトルの形状は半径方向位置によらずほぼ相似であり、火炎構造は半径方向位置によってそれほど大きく異なることはない。パワースペクトルにスパイク状のピークが現れない原因は、Peters が提唱するような薄い反応帯が存在しないことである[5]。積分スケールはサンプリングレート  $1 \mu\text{s}$  で抽出されたイオン電流信号の自己相関係数から求

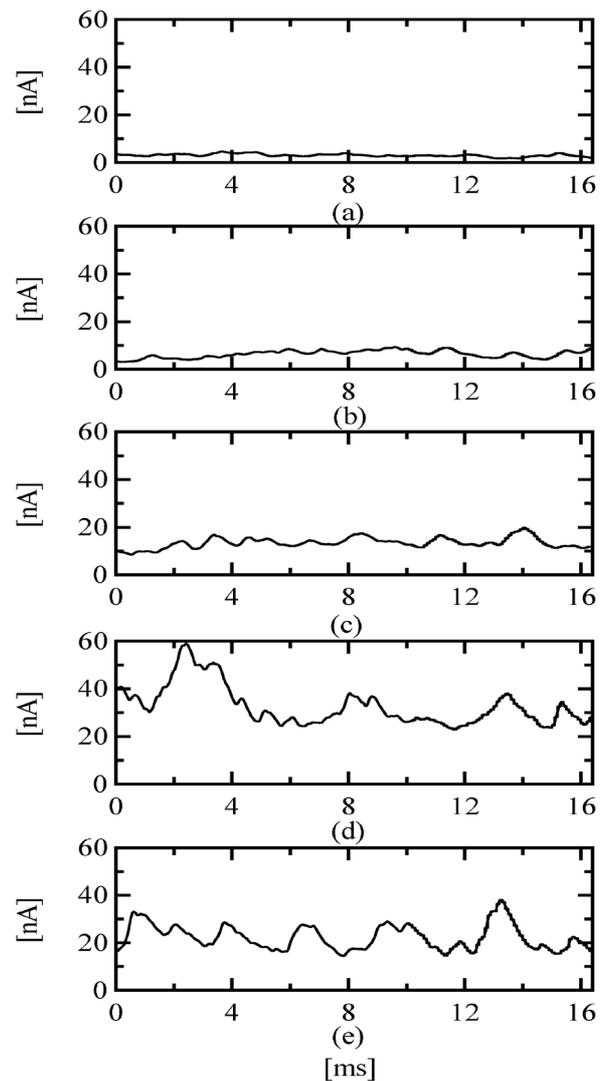


Fig. 6 Ion current signal for  $V_j = 403 \text{ m/s}$ ,  $T_j = 873 \text{ K}$  and  $\phi = 1.0$ . (a)  $R = 6 \text{ mm}$ , (b)  $R = 11.5 \text{ mm}$ , (c)  $R = 17 \text{ mm}$ , (d)  $R = 28.5 \text{ mm}$ , (e)  $R = 40 \text{ mm}$ .

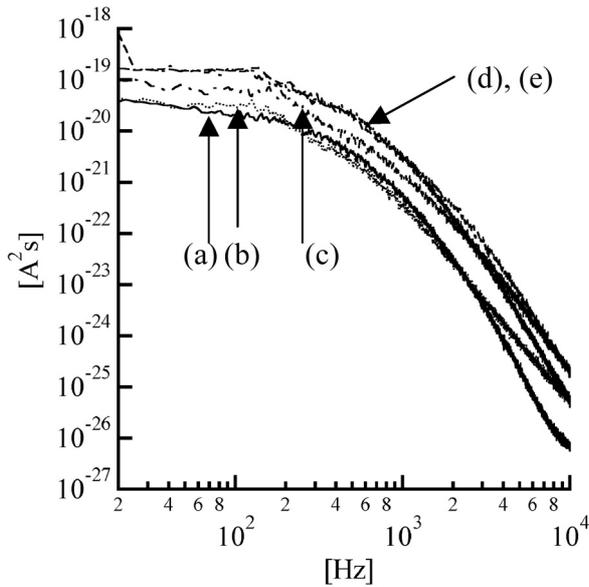


Fig. 7 Power spectra of ion current. (a)  $R = 6$  mm, (b)  $R = 11.5$  mm, (c)  $R = 17$  mm, (d)  $R = 28.5$  mm, (e)  $R = 40$  mm

めた。図8に  $V_j = 403$  m/s,  $\phi = 1.0$  の場合に、イオン電流信号から求められた積分時間スケールを示す。イオン電流が測定できることは、炭化水素系の燃料の酸化過程で  $H_3O^+$  イオンが生成されていることを意味している。積分時間スケールは半径方向に減少する。反応帯では熱膨張が起きているにもかかわらず、半径方向の平均速度は図9に示すように、半径方向に徐々に減少する。なお、この平均速度測定にはピトー管を使い、差圧から速度を求める際に、その場所の密度を用いた。積分時間スケールが減少する理由は反応しているガス塊あるいは厚い反応帯の大きさが減少するためである。しかし、積分時間スケールの減少率はそれ

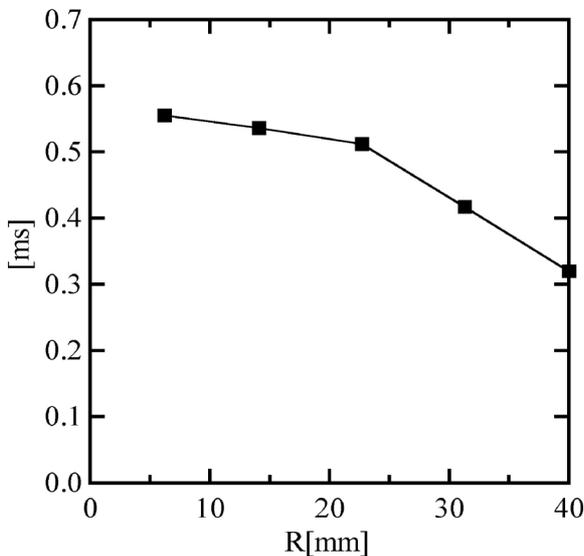


Fig. 8 Time scale of ion current for  $V_j = 403$  m/s,  $T_j = 873$  K and  $\phi = 1.0$ .

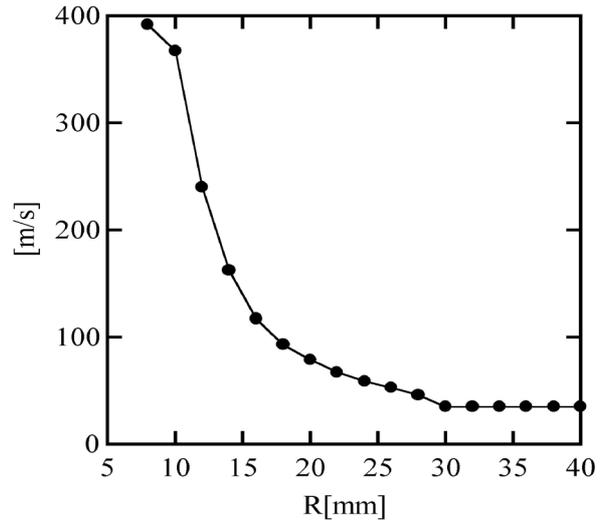


Fig. 9 Mean gas velocity in reactor for  $V_j = 403$  m/s,  $T_j = 873$  K and  $\phi = 1.0$ .

ほど大きくない。

相互相関係数を求めるために、二本の静電探針を燃焼器内に挿入し、一本は測定位置に固定し、もう一本を下流方向に移動した。図10に  $R = 20$  mm における、相互相関係数を示す。ここで  $d$  は二本の静電探針の間隔である。なお、サンプリングレートは  $1 \mu\text{s}$  で、平均化の回数は100である。多少周期性が見られるが、無視できる範囲である。静電探針間の距離が増加するにつれて、相関係数の最大値は減少し、最大値はある遅れ時間の後に観察される。

この遅れ時間から、反応ガス塊あるいは厚い反応帯の輸送速度を計算することができる。その結果を図11に示す。この図より反応ガス塊あるいは厚い反応帯は平均速度 80-100 m/s で移動していることがわかる。この値は図9から

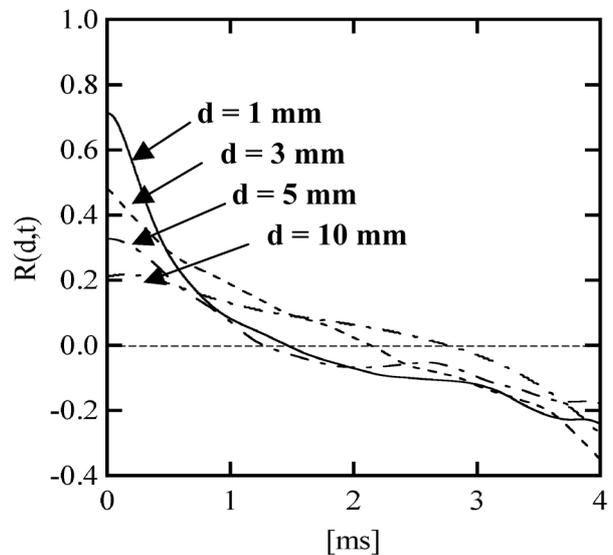


Fig. 10 Cross-correlation of ion current.

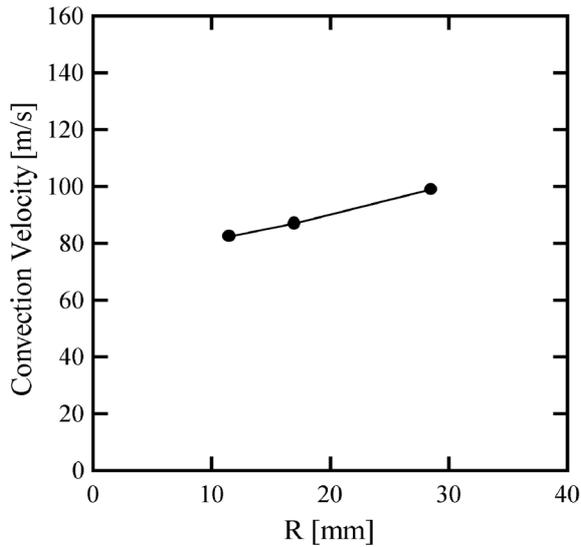


Fig.11 Convection velocity of reacting lumps

もわかるように、平均流速とほぼ一致する。従って、反応ガス塊あるいは厚い反応帯は平均流速によって輸送されていることがわかる。遅れ時間がゼロの場合、相互相関係数は二本の静電探針の距離が増加すると減少する。その様子を図 12 に示す。相互相関係数は半径方向距離に対する依存性は小さい。相互相関係数を二本の静電探針の間隔  $d$  の指数関数と仮定すると、空間的な積分スケールを求めることができる。反応ガス塊あるいは厚い反応帯の積分空間スケールは半径方向距離に対して 4.5 mm から 3.5 mm に減少する。従って、ほぼ 4 mm 程度の反応ガス塊あるいは厚い反応帯が平均速度 80-100 m/s で燃焼器内を移動していることがわかる。

図 13 に  $T_u = 873$  K,  $V_j = 403$  m/s および  $\phi = 1.0$  の条件で得られた、燃焼器下半分の OH-PLIF 像である。黄色の半円は燃焼器の内壁を示す。燃焼器内の燃焼領域を可視化するために、反応領域の軸対称性を仮定して、燃焼器の下半分の OH-PLIF 像を撮影した。蛍光の明るさは OH 濃度にほぼ比例すると考えられる。この写真より、多くの明るい点が燃焼器内に分布しており、OH の濃度分布は一様で、OH-PLIF 像に連続面がないことが明らかである。ここで、1 ピクセルは  $0.08 \text{ mm} \times 0.08 \text{ mm}$  に対応する。前述したように、高速で噴射される未燃混合気によって発生する乱れは極めて強い。また燃焼ガスとの混合により、化学的な特性時間は乱れの特性時間に比較して長くなる。その結果、燃焼室内の燃焼は不完全となる。半図 13 で、赤の長方形で囲われた部分を拡大したものが図 14 である。この図より明らかなように、OH 濃度の高い、すなわち反応している領域あるいは完全に燃焼したガス塊が、燃焼室全体に分散していることがわかる。従って、火炎面を特定することはできない。図 5 に示されるように、この領域での平均温度上昇は余り大きくなく、最高温度でも 1600 K 以下である。これは燃焼器で排気ガスの内部再循環が起きているためで、

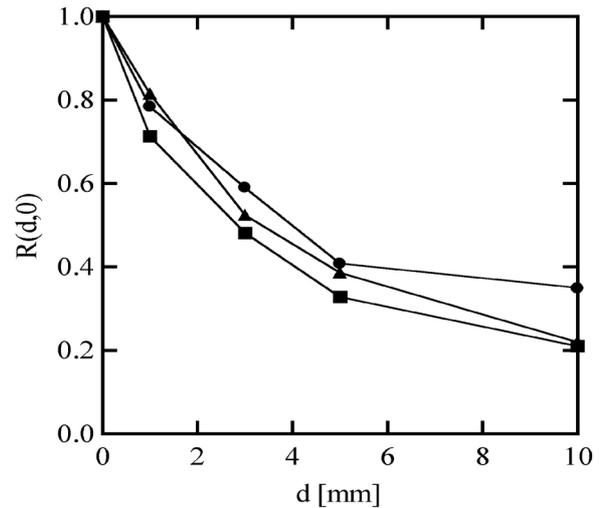
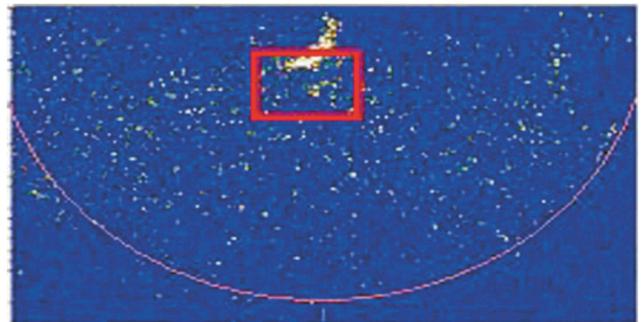
Fig.12 Peak cross-correlation of ion current with separation distance (●:  $d = 11.5$  mm, ■:  $d = 17$  mm, ▲:  $d = 28.5$  mm).

Fig.13 OH-PLIF image of reaction zone in a stirred reactor.

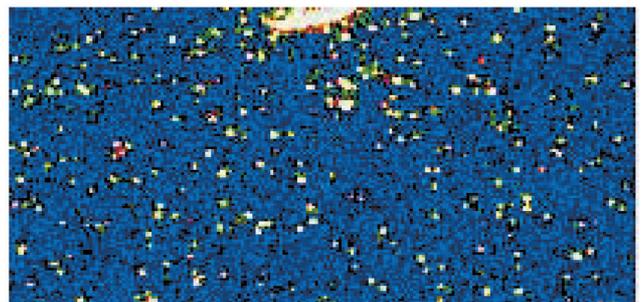


Fig.14 Enlarged image of OH-PLIF of reaction zone.

その結果  $\text{NO}_x$  の生成量は極めて少ない。このことは図 5 に示されるように、かくはん燃焼器の大きな特徴である。

## 5. 結論

本研究では、かくはん燃焼器を製作し、内部に形成される反応帯の構造を調べるために OH-PLIF を含めた種々の測定を行い、スケールが小さく、強い乱れの場合に形成される火炎の特徴を明らかにした。本研究で得られた結論をま

とめると以下ようになる。

- (1) 直接およびシュリーレン写真より, 予混合気噴射管の近傍を除けば, 化学反応は燃焼器内でほぼ一様に起きており, 急激な密度の不連続面は観察されなかった。
- (2) イオン電流測定の結果から, 半径方向に向かって化学反応が徐々に進行していることが明らかとなり, また, 皺状層流火炎の特徴である鋭いピーク波形は観察されず, 滑らかな波状となる。このことは分散型火炎構造あるいはかく拌燃焼領域の火炎構造の存在を示している。
- (3) かく拌燃焼器内では, スケールが 4 mm 程度の反応渦あるいは厚い反応帯が燃焼器全体に分散しており, 流れ場の平均流によって外側に輸送され, 燃焼器内で反応は終了していない。その結果, 排気ガス温度は低く, NO<sub>x</sub> 濃度は極めて低くなる。
- (4) 皺状層流火炎とは異なり, OH 濃度の高い領域は点状に分散しており, 反応がかく拌燃焼器全体で進行している。

## References

1. A. Y. Abdalla, B. B. Ali, D. Bradley, and S. B. Chin, *Combust. Flame* 43 (1981) 131-143.
2. R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, and M. Lawe, *Proc. R. Soc. Lond. A* 414 (1987) 389-413.
3. I. G. Shepherd and R. K. Cheng, *Combust. Flame* 127 (2001) 2066-2075.
4. R. W. Borghi, Recent Advances in the Aerospace Science, (C. Casci, Ed.), *Plenum*, 1985, p. 117.
5. N. Peters, *J. Fluid Mech.* 384 (1999) 107-132.
6. K. N. C. Bray, and R. S. Cant, *Proc. R. Soc. Lond. A* 434 (1991) 217-240.
7. N. Peters, *J. Fluid Mech.* 242 (1992) 611-629.
8. F. A. Williams, *Combust. Flame* 26 (1976) 269-270.
9. M. S. Mansour, N. Peters, and Y.-C. Chen, *Proc. Combust. Inst.* 27 (1998) 767-773.
10. A. Soika, F. Dinkelacker, and A. Leipertz, *Proc. Combust. Inst.* 27 (1998) 785-792.
11. J. P. Longwell and M. A. Weiss, *Indust. Eng. Chem.* 47 (1955) 1634-1643.
12. A. Yoshida, *Proc. Combust. Inst.* 22 (1988) 1471-1478.
13. A. Yoshida, M. Narisawa and H. Tsuji, *Proc. Combust. Inst.* 24 (1992) 519-525.
14. A. Yoshida, M. Narisawa and H. Tsuji, T. Hirose, *Trans. JSME B* 59 (1993) 1401-1407.
15. H. Naito and A. Yoshida, *Trans. JSME B* 68 (2002) 256-262.
16. J. Furukawa, E. Harada, and T. Hirano, *Proc. Combust. Inst.* 23 (1990) 789-794.
17. M. Summerfield, S. H. Reiter, V. Kebely, and R. W. Mascolo, *Jet Propulsion* 25 (1955) 377-384.
18. J. Chomiak, *Proc. Combust. Inst.* 16 (1976) 1665-1673.
19. A. Yoshida, and R. Günther, *Combust. Sci. Tech.* 26 (1981) 43-50.
20. A. Yoshida, H. Naito, and M. Narisawa, in: A. Yoshida (Ed.), *Smart Control of Turbulent Combustion*, Springer-Verlag, Tokyo, 2001, p. 50.
21. G. E. Andrews, and D. Bradley, *Combust. Flame* 19 (1972) 275-288.
22. 技術資料, 流体の熱物性値表, 日本機械学会, (1983).