低ダムケラー数場における火炎構造の観察*

瀬 端 学^{*1}, 香 月 正 司^{*2}, 水 谷 幸 夫^{*1}

Observation of Flame Structure at Low Damköhler Number Fields

Manabu FUCHIHATA^{*3}, Masashi KATSUKI and Yukio MIZUTANI^{*3} Kinki University, School of Science and Engineering,
3-4-1 Kowakae, Higashi-Osaka, Osaka, 577-8502 Japan

We discussed the flame structure of piloted lean turbulent premixed flames, equivalence ratios of which were around the lean flammable limit. Laser tomography, chemiluminescence detectors, LDV and a thermocouple were used simultaneously for observing lean turbulent premixed flames with silica powder seeded. As a result, the transition of flame structure from a distributed reaction zone to a wrinkled laminar flame was observed in detail with the observing position being traversed from upstream to downstream.

Key Words: Combustion, Premixed Combustion, Laser-aided Diagnostics, Turbulent Premixed Flames, Flame Structure, Image Processing

1. 緒 言

Summerfield ら⁽¹⁾⁽²⁾が乱流火炎の分散反応領域構造を提案して以来, 第一ダムケラー数が1以下の場(以下, 低ダムケラー数場と記す)に形成される火炎の構造について, 多くの研究者が実験的観察および火炎構造モデルの提案を行ってきた。Chomiak⁽³⁾は燃焼反応がテイラースケールで伸長を受けたコルモゴロフスケールの渦管内の, スカラー消散率の高い領域で集中して起こると考えた。Tabaczynski ら⁽⁴⁾はこれと類似の火炎構造モデルをエンジン内の燃焼に適用し, 主に燃焼速度について実験値と一致するとしている。しかし小林ら⁽⁵⁾はChomiakのモデルと共通する特徴を持つ伸長円筒状火炎について詳細な検討を行い, 分散反応領域に分類されるような強い乱流場では火炎伸長率の制限により円筒状火炎片が存在できないことを明らかにした。

また吉田ら⁽⁶⁾⁽⁹⁾は対向噴流バーナを用いて分散反応領域火炎を形成し, 燃焼反応は主に群島状の層流火炎片で起こっており, 燃焼反応の後半部分において微小渦全体が反応する分散反応領域が形成されるとしている。Damköhler⁽¹⁰⁾の仮説でも微小渦が反応帯内の物質輸送を支配するとされているが, 近年の火炎構造の実験的研究^{(11)~(14)}の多くは, 微小渦は予熱帯において消散し, 反応帯には存在できないことを示しており, 反応帯内の微小渦の挙動に注目した火炎構造を裏付ける報告は, 少なくとも筆者らの知る限りでは見られない。

本研究は, 燃焼現象定式化の問題点となっている低ダムケラー数領域における火炎の構造について実験的観察を行い, その構造を解明することを目的とする。同様の研究は多くの研究者らによって行われてきているが, そのほとんどは利用された計測機器の時間的・空間的な分解能が十分でなく, 観察対象である高速乱流場における現象をとらえ切れていないと考えられる。その中で, 高橋ら⁽¹⁵⁾は非常に希薄な混合気流を用いて, 比較的大スケール・弱乱流強度の流れ場にダムケラー数の小さい火炎を安定化させることにより, 計測機器に高度な時間的・空間的な分解能を要求することなく, 詳細な火炎構造の観察を行った。その結果, 分散反応火炎は伝播性を消失した吹き消え寸前の火炎であるとした。しかしSummerfieldらが示した分散反応火炎は高速噴流中に定在する火炎であり, 伝播性を消失した火炎とは考えにくい。

そこで本研究では, 高橋らの研究と同様に希薄可燃限界付近の混合気流を用いて火炎を形成したうえで, 計測法に画像計測を含む多項目の同時測定法を採用することにより, 火炎構造の観察を行った。

2. 実験装置および方法

実験用のバーナとして, 図1に示すような, 内径17 mm, 外径19 mmの主流管の回りに幅9 mmのパイロット流用環状ポートをそなえたパイロットバーナ付きブレンゼンバーナを用いた。外側環状ポートの上部には, 図中左上に詳細を示したようなマトリックスバーナが取り付けられ, これらの穴の一つ一つに小さな火炎を形成することにより, 下流に高温既燃ガス流を作り出し

* 原稿受付 1999年11月29日。

^{*1} 正員, 近畿大学理工学部(☎577-8502 東大阪市小若江3-4-1)。^{*2} 正員, 大阪大学大学院工学研究科(☎565-0871 吹田市山田丘2-1)。

E-mail: fuchihata@mech.kindai.ac.jp

Fig.1 Burner

ている。このバーナの特徴は、環状パイロットバーナに通常より幅の広いものを使用していることである。これによってパイロット流外側の周囲空気との混合の影響をより下流まで抑えられ、主流予混合気とパイロット流との混合層中で反応帯の形成される様子が観察し易いようになっている。

燃料には、主流、パイロット流ともに、工業用ガス燃料として広く利用されている都市ガス13Aと空気の予混合気を使用した。他の燃料についての実験は行っていないが、希薄可燃限界付近の挙動としては同様の傾向を示すと考えられる。流れ条件は、主流が断面平均流速 $u_i = 5$ m/s および $u_i = 3$ m/s、当量比 $\phi_i = 0.45, 0.50, 0.55, 0.60, 0.65$ 、パイロット流が断面平均流速 $u_o = 1$ m/s、当量比 $\phi_o = 1.0$ である。パイロット流の当量比は、希薄可燃限界以下の主流予混合気を供給したときに、反応帯からのラジカル自発光をできるだけ強く観察できるように量論比とした。計測断面はバーナポート面から上方への距離 $z = 20$ mm および 40 mm の断面とした。

都市ガス13Aの常温における可燃限界は $\phi = 0.55$ 付近である。主流当量比が可燃範囲内であれば、主流ポート上に円錐状の反応帯が観察されるが、可燃範囲外の場合には、主流ポート上に先端の開いた円筒状の反応帯が観察される。主流予混合気の当量比は、主に予混合気の化学反応特性時間の大小に関係すると考えられるため、これを十分希薄に設定することにより、比較

Fig.2 Measurement system

的弱い乱れ強さの流れ条件下でも低ダムケラー数の反応帯が形成できる。

図2に測定装置を示す。断層写真撮影の光源には Ar^+ レーザ (Spectra-Physics 2017, 波長 514.5 nm, 出力 3 W) を用いた。これにより出射されるビームは約 10 m の光路を経てビーム径を約 8 mm に拡大された後、一枚目のシリンドリカルレンズによって垂直方向に広げられ、二枚目のシリンドリカルレンズによって水平方向に集光されて、シート光を形成する。水平方向の焦点は流速・火炎発光測定体積中心の 10 mm 前方に位置しており、測定体積部でのシート光の寸法は高さ約 50 mm、厚み約 0.3 mm となっている。これをバーナ出口上部に入射させ、主流中に混入されたシード粒子 (Micro Spherical Feather 公称平均粒径 $2.2\mu\text{m}$) によるミー散乱光像を、光干渉フィルタ (中心波長 514.5 nm, 半値幅 1.8 nm) を通して、レーザ光軸に直角方向に配置されたハイスピード CCD カメラ (KODAK EKTAPRO HS Motion Analyzer, 取り込み速度 9000 コマ/秒) に撮影し、火炎断層連続像を得る。得られた画像はパーソナルコンピュータ (NEC PC9801ES) を介してデジタル記録される。

ここでレーザシート光中の一点に LDV の測定体積を配置し、流速を測定した。LDV の光源には Ar^+ レーザ (Spectra-Physics 2017, 波長 488 nm, 出力 1.3 W) を用いた。これより出射されるビームはマニピュレータにより光ファイバへ導入され、LDV トランスミッターから測定部へ入射される。測定体積部でのレーザ光強度は 60 mW となっている。

さらに、LDV の測定体積上に焦点を結ぶように受光プローブが配置されており、火炎ラジカル自発光および LDV のドップラーバースト信号を同時に測定する。受光プローブには色収差のないカセグレン光学系⁽¹⁶⁾を用いており、波長の異なる複数の光信号について同一の視野を確保している。受光プローブにより受光された光は光ファイバを通して検出部へ導入され、ダイクロイックミラーと光干渉フィルタ (中心波長と半値幅は

Fig.3 Geometry of measurement volume

OH 自発光用が 308.5 nm と 18 nm, CH 自発光用が 430.5 nm と 10 nm, LDV 用が 488.0 nm と 10 nm) によって OH 自発光, CH 自発光, LDV ドップラーバースト信号に分離され, それぞれ光電子増倍管 (OH 自発光用, CH 自発光用が浜松ホトニクス R106UH, LDV 用が DANTEC 57X10) により電流信号に変換される. OH, CH 自発光信号は I-V コンバータ (NF Electronic LI-76) によって電圧信号に変換された後プリアンプで増幅され, プログラマブルフィルタ (NF Electronic FV-665) によって 5 kHz 以上の高周波成分が取り除かれた後, A/D コンバータ (Elmec EC-2390, サンプルタイム 20 μ s), パーソナルコンピュータ (NEC PC-9801UV) を介してデジタル記録される. LDV ドップラーバースト信号は専用信号処理機 (DANTEC 58N10) にて処理され, パーソナルコンピュータ (IBM PS/V 2405 YVB) により記録される.

LDV および火炎発光の測定点の 0.4 mm 下流に, シリコーティングを施した素線径 25 μ m の R 熱電対を配置し, 温度を測定した. 熱起電力信号はプリアンプで増幅された後, ハイスピード CCD カメラのフレーム取り込みタイミング信号やラジカル自発光信号と共に, A/D コンバータにより記録される. これらの信号の取り込みのタイミングは, パルスディレイジェネレータ (PDG) (Stanford Research Systems WC Model DG535) によって同期がとられている.

上に述べた同時測定系の測定体積の詳細を図 3 に示す. ハイスピード CCD カメラの解像度は約 100 μ m/pixel である. 時間分解能は, 火炎発光については使用したプリアンプの特性から約 100 kHz, LDV については内部タイマーの量子化誤差から約 1 MHz, ハイスピード

Fig.4 Examples of image processing

CCD カメラについては使用したフレームレートから 9 kHz となっている. LDV の速度データは処理機内部の量子化誤差により, 流速 3 m/s で $\pm 1.0\%$, 5 m/s で $\pm 0.6\%$ の誤差を含む. 遅れ補償熱電対の空間分解能は 10^{-1} mm のオーダーと考えられている⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾. 時間分解能については, 一次遅れ補償の補償可能範囲は 10 kHz 以下と考えられているが⁽¹⁷⁾, 実験によって得られる熱電対の起電力信号にはそれほどの高周波成分は含まれていない. 本実験においても, 熱電対の起電力信号のパワースペクトルには 2.5 kHz 以上の成分はほとんど見られず, 素線径 25 μ m の遅れ補償熱電対の総合的な周波数応答特性は 2.5 kHz 程度と考えられる.

観測部における座標軸は, 主流出口中心を原点として, 鉛直上方へ z 軸, 半径方向へ r 軸を設定した. 計測はポイント測定点が反応帯近傍に位置する範囲で, r 方向に 1 mm おきに行った.

3. データ処理方法

図 4 に画像処理の一例を示す. 画像はだまかに見て 3 段階の輝度レベルの領域に分かれる. そこで画像処理により画像を 3 値化し, 3 つの領域と 2 つの境界を抽出する.

画像処理は, まずハイスピードカメラの元画像に半径 1 pixel の範囲での輝度の移動平均をとることによるスムージング処理を施す (図 4(a) 参照). 図 4(a) において, 中央付近に明るく写っているのが熱電対である. 次に, この画像における各画素の輝度の PDF を描く (図 4(b) 参照). このグラフは典型的には 3 つの山と 2 つの谷を持つ形になる. そして, この 2 つの谷に対応する輝度レベルをしきい値として 3 値化する (図 4(c) 参照). 図 4(c) において, +印で表したのは熱電対およびカセグレンプロップの測定点である. 以後, 画像中の白い領域を white zone, 黒い領域を black zone, 灰色の領域を gray zone, white zone と gray zone の境界を inner boundary, black zone と gray zone の境界を outer boundary と記す. なお, black zone は既燃パイロット流領域, white zone

Fig.5 Local mean intensity of OH emission (▲) across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction

は主流未燃混合気領域と考えられる。gray zone は主流混合気の既燃ガス領域、主流混合気とパイロット流との混合領域またはそれらの混在する領域と考えられ、本研究における主たる観察対象として後に詳細に議論する。

本実験ではLDVデータから平均流速、乱れ強さ、乱れの積分スケールを抽出した。平均流速および乱れ強さは流速データの時間平均値およびrms値として、乱れの積分スケールは離散流速データからスロット法⁽¹⁹⁾により自己相関関数 $g(y)$ を求め、これに指数関数⁽²⁰⁾によるカーブフィットを施し、その値が $1/e$ となる点の y の値として求めた。

4. 実験結果および考察

実験は主流断面平均流速 $u_i = 3 \text{ m/s}$ と 5 m/s について行ったが、両方の結果に大きな差は見られなかったため、以下では $u_i = 3 \text{ m/s}$ の結果を中心に検討する。なお、 $u_i = 3 \text{ m/s}$ 、バーナポートからの距離 $z = 20 \text{ mm}$ における乱流強度 u' 、乱流レイノルズ数 Re 、層流火炎厚さ δ 、層流燃焼速度 S_u 、ダムケラー数 Da の諸値は表1に示すとおりである。

$z = 20 \text{ mm}$ と 40 mm において、主流予混合気の当量比 ϕ_i を0.55, 0.60, 0.65と変化させた場合のOHラジカル自発光強度の半径方向分布を図5に、局所温度の時間平均値の半径方向分布を図6に示す。なおCHラジカル自発光信号は、LDV用のレーザ光がシード粒子によ

Fig.6 Local mean temperature (▲) across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction

Table 1 Turbulence parameters

ϕ_i	u' m/s	Turbulent Re (integral scale)	Turbulent Re (Taylor scale)
0.65	0.49	120.0	53.9
0.60	0.53	138.1	57.9
0.55	0.57	152.2	60.9
ϕ_i	δ m	S_u m/s	Da (integral scale)
0.65	1.60×10^{-3}	0.184	1.69
0.60	1.94×10^{-3}	0.148	0.64
0.55	2.45×10^{-3}	0.114	0.57

り散乱されたと見られるノイズにより、画像上のwhite zoneからgray zoneにかけて強いバイアス成分がかかった状態で測定されたため、考察対象から省いた。

図中の折れ線は、カセグレン受光プローブの測定点が三値化画像上のそれぞれの境界 (inner boundary: 図中実線, outer boundary: 図中破線) の外側 (パイロット流側) にある時間割合を断層連続像から判定して示したものである。つまり図5(a), $r = 7 \text{ mm}$ の点を例にとると、この位置ではカセグレン受光プローブの測定点は時間割合として約85%は主流未燃混合気中に、そして約15%がgray zoneに存在することを示している。

図5においては、 $z = 20 \text{ mm}$ と 40 mm 断面におけるOH自発光強度が▲でプロットされているが、当量比が低い場合はouter boundary付近にピークを持つgray zone全体に広がった弱い発光分布を示し、当量比が高い場合はinner boundary付近に強いピークを持つ発光分布となっている。そして、遷移領域付近のOH自発光

Fig.7 Local rms temperature in terms of relative distance from the measuring point to the inner and outer boundary at $z = 20$ mm

強度分布を詳しく見ると、(b)ではピーク位置の両側にピークよりやや弱い発光を伴っており、(e)ではピーク位置外側の gray zone 中に、中程度の発光を伴っていることが分かる。なお、white zone 内で比較強い OH 自発光が計測されているのは、受光光学系が焦点からの発光だけでなく、前後の視野全領域からの発光を検出してしまうためと考えられる。このことと、測定点が gray zone にある確率が零でない位置ではその確率に応じた OH 自発光が出ることを考慮しても、(b)(c)(e)(f)ではピーク位置に強い反応帯が存在すると考えられる。

局所平均温度の分布は、図6に▲でプロットしたように、 ϕ_i が増加するにつれて inner boundary 付近の空間温度勾配が急になり、gray zone 中の空間温度勾配が緩やかになっている。これは、 ϕ_i が低い条件では発熱が gray zone 全域で起こっているのに対して、 ϕ_i が高い条件では inner boundary 付近で集中して起こっているためと考えられる。

この部分の火炎構造をもう少し詳しく見るため、火炎断層像中の inner boundary とポイント測定点との相対距離を横軸に、outer boundary とポイント測定点との相対距離を縦軸にとり、 $z = 20$ mm, $\phi_i = 0.55, 0.60, 0.65$ における変動温度分布を整理したグラフを図7に示す。

まず、この図の表す意味を図7中の凡例をもとに説明する。この図において、 $x_i = 0$ の垂直線は inner boundary を表し、 $x_o = 0$ の水平線は outer boundary を表す。そして第一象限は inner boundary および outer boundary 双方の外側にある位置、つまり図4の三値化画像上の black zone を表し、第三象限は inner boundary および outer boundary 双方の内側にある位置、つまり三値化

画像上の white zone を表す。さらに、第四象限は、inner boundary の外側で outer boundary の内側にある位置、つまり三値化画像上の gray zone を表している。図中で右上がりの線となる $x_i - x_o = w (= \text{const.})$ は、等 gray zone 幅線となる。ただし、グラフの左上半分は inner boundary が outer boundary より外側にあることを意味するが、このような条件は実在しない。

この結果からは、 $\phi_i = 0.55$ の場合は gray zone 全体に温度変動が見られるのに対して、 ϕ_i が 0.60, 0.65 と濃くなるにつれて inner boundary 付近に強い温度変動が現れることがわかる。このことから、 ϕ_i が低い条件では微細構造を持った反応帯が gray zone 全体に広がっているのに対して、 ϕ_i が高い条件では薄い反応強度の強い反応帯が gray zone 内の inner boundary 付近に出現していることを示していると考えられる。

つぎに、 $z = 40$ mm における局所平均温度分布（図6(d)~(f)）と OH 自発光強度の分布（図5(d)~(f)）を見比べると、(f) $\phi_i = 0.65$ では OH 自発光のピーク位置のすぐ外側に、平均温度の空間勾配がほとんどない領域がある。これは OH 自発光ピーク位置に伝ば火炎面があり、その外側には主流予混合気中を伝ばする伝ば火炎によって発生した既燃ガスが存在するため、この部分の温度は予混合気の当量比に依存し、パイロット流の影響をあまり受けていない。これに対して、(e) $\phi_i = 0.60$ では OH 自発光ピーク位置に薄い反応面はあるものの、出現直後ということもあって、まだその外側に既燃ガスの層が十分に形成されていないため、温度分布には主流予混合気とパイロット流との混合に支配された温度分布が現れているものと考えられる。

以上の結果から考えると、伝ば火炎は gray zone 内に広がった反応強度の弱い分散反応的な反応帯の中央付近から出現すると推察され、その火炎構造の遷移点は本実験において、(b) $z = 20$ mm, $\phi_i = 0.60$ 付近であったと考えられる。これよりも ϕ_i が薄い場合 (a)(d) では gray zone 内全域に広がった弱い反応帯が形成され、 ϕ_i が濃い場合 (c)(f)、または下流の位置 (e) では伝ば火炎構造が現れていると考えられる。

つぎに、各測定点における流速データより算出された乱れの積分 (Euler) スケールを図8に示す。先ほどと同様に、火炎構造の遷移域と考えられる (d)~(f)、($z = 40$ mm, $\phi_i = 0.55 \sim 0.65$) に注目すると、(d) $\phi_i = 0.55$ では gray zone の outer boundary 寄りに積分スケールのピークが一つだけ見られるのに対して、(e) $\phi_i = 0.60$ 、(f) $\phi_i = 0.65$ では gray zone 中央付近の小さなピークと、outer boundary 寄りの大きなピークとの二つが見られる。そしてこれら二つのピークの間の谷の位置は、

Fig.8 Integral (Euler) scale of turbulence (▲) across the reaction zone and local mean outside-of-boundary fraction

(e) $\phi_i = 0.60$ では図 5(e) に示した OH 自発光ピークの外側にあるやや発光の弱い領域にあたり、(f) $\phi_i = 0.65$ では図 5(f), 6(f) に示した、OH 自発光ピークの外側にある温度の空間勾配が小さくなっている部分と、そのさらに外側の温度勾配がやや大きくなっている部分との境目にあたっている。

まず、(f) $\phi_i = 0.65$ において、gray zone 中央付近に見られる積分スケールのピーク付近の領域について考えると、この領域は OH 自発光分布と温度分布についての考察では、伝ば火炎面背後の既燃ガス帯に相当すると考えられた。この領域では、伝ば火炎面背後の既燃ガス帯が火炎面前面に比べて高温となっているため、動粘度の増加により小さなスケールの渦が急速に消散した結果、積分スケールが増大したと考えられる。

一方、gray zone の outer boundary 寄りにある積分スケールのピーク付近の領域は、OH 自発光分布と温度分布についての考察では、主流予混合気がパイロット流と混合することにより、熱やラジカルの供給を受けて反応強度の弱い分散反応的な反応を起こした領域であると考えられた。そのため主にパイロット流の高温ガスの高動粘度と、予混合気の分散的な反応による発熱により積分スケールが増大したと考えられる。

つまり画像上は同じ gray zone でも流れや反応条件の違いがあるため、その境目において乱れの積分スケールに不連続な部分が現れたと推察される。

Fig.9 Schematic of flame structure

(e) $\phi_i = 0.60$ の場合、gray zone 中央付近にある積分スケールのピーク付近の領域は、伝ば火炎による完全な既燃ガス層ではなく、伝ば火炎による既燃ガスと分散反応的な反応帯との混合した領域であると見られる。よって、これら両方の影響によって積分スケールが増大したと考えられる。

図 5(c), (f) に現れている伝ば火炎面が存在すると思われる OH 自発光強度のピーク位置において、対応する図 8(c), (f) に示された積分スケールが小さくなっていることから、ここでは伝ば火炎帯の存在する領域で乱れスケールが小さくなっているといえる。しかし火炎帯厚さが積分スケールと同程度の大きさであることから、固定座標系で測定された速度データが火炎帯内部の現象だけをとらえているとは考えにくいと、測定結果の定性的な指摘にとどめる。

以上の結果から推測される火炎構造の変化を概念的に示すと、図 9 のようになる。(a) は inner boundary 付近に反応強度の強い、薄い反応帯を持つ通常の伝ば火炎構造であり、(c) は gray zone 全域に広がった反応強度の弱い分散反応的な反応帯である。そして (b) に示される二つの図が本実験で観察された遷移域の火炎構造である。この (b) の遷移域では、伝ば火炎の初期状態である薄くて強い反応帯が gray zone の中央付近に出現する。この薄くて強い反応帯が、温度の高い outer boundary 寄りには発生せず、gray zone 中央付近に発生する理由は、gray zone の outer boundary 付近では予混合気がパイロット流によってかなり希釈された結果、燃料濃度、酸素濃度ともに低下してしまうために反応速度が低下し、それほど強い反応を起こさないためと考えられる。つまり伝ば火炎は、パイロット流からの熱供給により予熱温度が自着火温度となり、かつ、燃料濃度と酸素濃度が可燃範囲内にある部分から出現するのであり、この条件を満たす位置が本実験では gray zone の中央付近であったと考えられる。そしてこの時点では伝ば火炎の外側には分散反応的な反応帯が残っているが、伝ば

Fig.10 Local mean intensity of OH emission in terms of relative distance from the measuring point to the inner and outer boundary at $z = 20$ mm and $\phi_i = 0.60$

火炎によって主流予混合気から切り離された形となると、伝ば火炎が自力で主流予混合気中を伝ばするまで成長する頃には燃え尽きてしまい、既燃ガス層となると考えられる。

つぎに遷移域の火炎構造をもう少し詳しく見るため、 $z = 20$ mm, $\phi_i = 0.60$ における OH 自発光強度分布を図 7 と同様に整理したグラフを図 10 に示す。

$w = 2 \sim 3$ mm では inner boundary 付近にピークが見られるものの、gray zone 全域で OH 自発光が観測されている。それに対して、 $w = 3 \sim 4$ mm になると inner boundary 寄りのピークと outer boundary 寄りのピークとに分かれている。これは、gray zone の幅 w の拡大が主流とパイロット流の混合や反応の進行に対応すると考えると、inner boundary 寄りのピークで表される反応帯が主流方向へ伝ばし始めることによって、伝ば火炎と伝ば火炎出現位置より外側にあった分散反動的な反応帯との間に既燃ガス層が形成されていく様子を表していると考えられる。これは図 9(b) に示した構造と合致する結論と言える。

5. 結 言

火炎断層像、ラジカル自発光、温度、流速の同時測定により、高温既燃ガスから成るパイロット流に囲まれた希薄可燃限界付近の予混合気の反応帯構造を観察した。その結果、以下の知見が得られた。

(1) 主流が希薄可燃限界に近い可燃混合気の場合、バーナ基部から直ちに伝ば火炎が発生するのではなく、最初は主流予混合気と高温パイロット流のせん断混合層内に分散反動的な反応帯が形成される。

(2) 主流予混合気流と高温パイロット流との混合層中に伝ば火炎が出現する際、伝ば火炎面は混合層の中央付近から出現し、伝ば火炎が出現する位置よりパイロット流側の混合層内には分散反動的な反応帯が存在する。

(3) 成長した伝ば火炎は混合層内の主流予混合気側境界に移動し、一般的なしわ状層流火炎の様相を示すようになる。このとき伝ば火炎背後のパイロット流側には分散反応域は存在しない。

文 献

- (1) Summerfield, M., Reiter, S.H., Kebely, V. and Mascolo, R.W., *Jet Propulsion*, **24** (1954), 254-255.
- (2) Summerfield, M., Reiter, S.H., Kebely, V. and Mascolo, R.W., *Jet Propulsion*, **25** (1955), 377-384.
- (3) Chomiak, J., *16th Symp. (Int.) on Combust.*, (1976), The Combustion Institute, 1665-1673.
- (4) Tabaczynski, R.J., Trinker, F.H. and Shannon, B.A.S., *Combust. Flame*, **39** (1980), 111-121.
- (5) 小林秀昭・北野三千雄, 燃焼の科学と技術, **2** (1994), 27-38.
- (6) Yoshida, A., *22nd Symp. (Int.) on Combust.*, (1988), The Combustion Institute, 1471-1478.
- (7) 吉田 亮・成澤道則・辻 廣, 機論, **58**-552B (1992), 2571-2576.
- (8) Yoshida, A., Narisawa, M. and Tsuji, H., *24th Symp. (Int.) on Combust.*, (1992), The Combustion Institute, 519-525.
- (9) 吉田 亮・成澤道則・辻 廣・廣瀬龍興, 機論, **59**-560B (1993), 1401-1407.
- (10) Damköhler, G., *Z. Elektrochem.*, **46** (1940), 601-626.
- (11) 古川純一・原田栄一・平野敏右, 機論, **55**-520B (1989), 3758-3765.
- (12) Furukawa, J., Harada, E., Hirano, T., *23rd Symp. (Int.) on Combust.*, (1990), The Combustion Institute, 789-794.
- (13) 丸田 薫・古川純一・五味 努・平野敏右, 機論, **59**-566B (1993), 3277-3282.
- (14) Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schäfer, T., Schäfer, M. and Wolfrum, J., *26th Symp. (Int.) on Combust.*, (1996), The Combustion Institute, 437-445.
- (15) 高橋丈雄・香月正司・水谷幸夫, 機論, **58**-547B (1992), 929-936.
- (16) 若林 卓・赤松史光・香月正司・水谷幸夫・池田裕二・河原伸幸・中島健, 機論, **64**-619B (1998), 925-930.
- (17) Yoshida, A., Kubozuka, S. and Nakamura, S., *Combust. Sci. and Tech.*, **65** (1989), 317-331.
- (18) 古川純一・岡本京子・平野敏右, 第 35 回燃焼シンポジウム前刷集, (1997), 498-500.
- (19) Gaster, M. and Roberts, J.B., *J. Inst. Maths Applics*, **15** (1975), 195-216.
- (20) Taylor, G.I., *Proc. Roy. Soc., Lond.*, **A151** (1935), 421-478.
- (21) 淵端 学・香月正司, 高温学会誌, **24**-4 (1998), 137-143.
- (22) 水谷幸夫, 燃焼工学, (1977), 森北出版
- (23) 水谷幸夫, 燃焼工学 第 2 版, (1989), 森北出版
- (24) 南 茂夫, 科学計測のための波形データ処理, CQ 出版社