

## 旋回噴流燃焼器を用いた強乱流予混合火炎の研究\*

### (第3報, Slot-Correlation 法による燃焼場の乱れスケールの計測)

山本和弘\*<sup>1</sup>, 西澤泰樹\*<sup>2</sup>, 小沼義昭\*<sup>1</sup>

## A Study on Highly Turbulent Premixed Flames in a Cyclone-Jet Combustor (3rd Report, Measurement of Turbulence Scale in Combustion Field by Slot-Correlation Method)

Kazuhiro YAMAMOTO\*<sup>3</sup>, Yasuki NISHIZAWA and Yoshiaki ONUMA

\*<sup>3</sup>Mechanical Engineering, Toyohashi University of Technology,  
1-1 Hibarigaoka, Tempaku-cho, Toyohashi-shi, Aichi, 441-8580 Japan

Premixed flames in highly turbulent flow have been investigated by a cyclone-jet combustor. The velocity field has been measured using LDV (laser-doppler velocimeter) to analyze the experimental conditions on the combustion diagram. Especially, the requirement for determination of turbulence scale has been examined. In conventional data-sampling, the interpolated velocity data does include errors so that the auto-correlation coefficient is higher, resulting in the larger integral time scale of turbulence. Slot-Correlation method is useful to examine the velocity fluctuation based on randomly sampled data by LDV. For determining integral time scale, the data number of the order of  $10^5$  is needed within 10% error. The flow field is changed by combustion and the turbulence is reduced, with the turbulence scale smaller. On the combustion diagram, the condition of  $U_m < 15$  m/s belongs to the flamelet regime, and that of  $U_m > 20$  m/s belongs to the distributed reaction zone regime.

**Key Words:** Premixed Combustion, Turbulence, LDV, Flow Measurements, Slot-Correlation Method

### 1. 緒 論

乱流予混合火炎の構造に関する研究は、これまでも数多く行われ、火炎の特性と乱れのスケールを用いて、火炎モデルにより検討が行われている<sup>(1)-(3)</sup>。比較的乱れが弱い場合はいわゆるしわ状層流火炎(Wrinkled Laminar Flame)が形成されるが、乱れが強い場合は、乱れにより生じる渦が火炎の反応構造に影響を及ぼし、反応領域が分散して厚くなった反応帯(Distributed Reaction Zone)をもつと考えられてきた<sup>(4)(5)</sup>。しかし、近年のレーザ計測技術の発達により瞬間の火炎構造を直接調べることが可能となってきた。それによると、乱れが強い場合でも反応帯が厚くなった火炎構造は観測されておらず<sup>(6)(7)</sup>、さらに検討する必要がある。これらの結果を踏まえて、Petersは火炎モデルを一部修正し、乱れが強い場合は層流火炎と同程度の薄い反応帯(Thin Reaction Zone)をもつ火炎が形成され、さらに乱れが強くなると局所的に

消炎が起きる火炎構造(Broken Reaction Zone)となる新しい火炎構造位相図を提案している<sup>(3)</sup>。

このような位相図をもとに火炎構造を議論する場合、正確に乱れのスケールを求める必要がある。一般的に燃焼場の流速測定にはレーザドップラー流速計(LDV)が用いられる。最近では粒子画像流速計(PIV)などにより二次元の速度ベクトルを求めることも可能となってきた<sup>(8)</sup>。古川らのグループは、LDVと静電探針を組み合わせることにより未燃ガスと既燃ガスの乱れを区別し、火炎面前後の流れの変化と乱れのスケールについて検討した<sup>(8)(9)</sup>。それによると、燃焼時の反応帯前方の乱れの特性は非燃焼時にほぼ等しいが、予熱帯では乱れが減衰するため、反応領域において乱れのスケールが増加することを指摘した。

これまでに著者らは、リング状の強制再循環流火炎をパイロット火炎とした旋回噴流燃焼器を用いて、強乱流予混合火炎のトモグラフィ像と静電探針によるイオン電流測定を行い、火炎構造を調べた<sup>(10)(11)</sup>。しかし前報では、熱線流速計による非燃焼場の流速測定の結果から乱れのスケールを求め、位相図上で実験条件を検討していた。前述のように、燃焼により乱れのスケールが変化するので、非燃焼場の値を用いて火炎構造を議論することは適切でない。そこで本報では、

\* 原稿受付 2001年3月30日。

\*<sup>1</sup> 正員、豊橋技術科学大学(☎441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。

\*<sup>2</sup> 学生員、豊橋技術科学大学大学院。  
E-mail: yamamoto@mech.tut.ac.jp

LDVにより燃焼場の流速を測定し、得られた乱流特性値から火炎構造の分類を行った。このときLDVの不等間隔の時系列データを補間する必要がなく、直接乱れスケールを求めることが可能なSlot-Correlation法<sup>(12)~(14)</sup>(スロット法)を適用した。加えて、従来の補間法についても検討し、補間による誤差を明らかにした。

## 2. 実験装置

強乱流中に安定に予混合火炎を形成させるため、本実験では旋回噴流燃焼器を使用した。前報<sup>(10)(11)</sup>においてすでに説明したので、その詳細は省略する。今回は乱れの影響を調べるため、主噴流流速  $U_m$  (混合気の体積流量を主噴流ノズル断面積で割った平均流速) を 10 m/s から 30 m/s まで変化させ、主噴流当量比を一定にした ( $\Phi_m=0.75$ )。パイロット火炎の条件は  $U_p=20$  m/s,  $\Phi_p=0.70$  である。また燃焼器出口からの軸方向距離を  $Z$  とした。

燃焼場の流速測定にはLDVを使用した。ただし、1波長2ビーム式のLDVシステムであるため、主流方向である軸方向の速度のみを測定した。光源には波長 514.5 nm, 出力 300 mW のアルゴンイオンレーザー (NEC, GLG 3200) を用い、デュアルビーム後方散乱方式の光学系および信号処理器からなるレーザー流速計システム (TSI, IFA 755) を使用した。ビーム径とレンズの焦点距離から求められる測定体積の寸法は、高さ 0.11 mm, 長さ 1.14 mm である。散乱粒子には、平均粒径 1.77  $\mu\text{m}$  のタルク粉体 (竹原化学工業製, ハイミクロン HE-5) を使用した。なお、実験条件により散乱粒子の供給量とシフト周波数を調整した。

燃焼場における反応領域を特定するため、静電探針を用いてイオン電流測定を行った。静電探針の素線には、直径 0.1 mm の白金線を使用し、受感部の長さを 0.5 mm とした。素線の受感部以外は外径約 1 mm の石英管で被覆し、その外側を水冷できる構造とした。電流値を抵抗により電圧信号に変換し、直流増幅器で増幅した後、分解能 14 bit, 最大サンプリング周波数 50 kHz のカード形 A-D 変換器 (KEYENCE, NR 110) を介してパーソナルコンピュータに取り込み解析を行った。また、 $\text{SiO}_2$  のコーティングを施した Pt-Pt/13%Rh 熱電対 (素線径 50  $\mu\text{m}$ ) を用いて平均温度の測定を行った。ただし、熱慣性による応答遅れの電気補償およびふく射補正は行っていない。

## 3. 乱れスケールの算出方法

一般に、燃焼場の流れを計測する場合LDVが用い

られる。ただし、LDVにより測定される流速データは時間間隔が不規則であり、不等間隔の時系列データから直接乱れのスケールを求めることはできない。従来は次のデータが計測されるまで前の値を保持する方法 (Hold 法) や、データ間を直線などで補間する方法 (補間法) などにより等間隔の時系列データを得ていた。その場合、正しい速度変動が得られず、周波数が高い領域で不自然なパワースペクトルとなるなど補間による誤差が問題となる<sup>(12)(13)</sup>。特に乱れが強く速度変動が大きい場合は誤差の影響が大きくなるため、LDVのデータを補間して乱れスケールを求めることは適当でない。そこで本研究では、補間の必要がなく直接LDVの出力データを扱うことが可能なスロット法<sup>(12)~(14)</sup>を適用して乱れスケールを求めた。以下にスロット法による乱れスケールの算出方法について簡単に説明する。

まず自己相関係数  $R$  を求め、積分時間スケールから積分空間スケールを計算する。自己相関係数は以下の式で求められる。

$$R_{u'u'(k\Delta\tau)} = \frac{\frac{1}{N_{k\Delta\tau}} \sum \{u'(t_i)u'(t_j)\}_{(k\Delta\tau)}}{\frac{1}{N} \sum \{u'(t_i)\}^2}$$

ただし、 $(k-1/2)\Delta\tau \leq (t_j - t_i) \leq (k+1/2)\Delta\tau$

ここで、 $\Delta\tau$  を slot 幅といい、遅れ時間  $\tau$  は  $\Delta\tau$  の倍数となる。また、 $k$  は自然数、 $u'_i, u'_j$  はそれぞれ時刻  $t_i, t_j$  における流速の変動成分、 $N_{k\Delta\tau}$  は上の不等式を満たす流速データの組 ( $u'_i, u'_j$ ) の数であり、Slot 内に入るデータ数となる。このようにスロット法では、LDVにより測定された流速データから直接速度の相関を求めるため、データを補間する必要がない。また、Slot 幅を小さな値に設定することで、高い時間分解能で計測されたデータを有効に利用することができる。

LDVの流速データはパーソナルコンピュータに保存される。あらかじめFORTRANにより作成したプログラムを用いて自己相関係数を計算した後、それを遅れ時間で積分することにより積分時間スケール  $L_t$  を求めた<sup>(15)(16)</sup>。積分空間スケール  $L$  はテイラー仮説により、積分時間スケール  $L_t$  とその場の平均流速  $U$  との積から求めた<sup>(15)</sup>。また、Kolmogorov スケール  $l_k$  は、前報と同様に積分空間スケールから算出した<sup>(11)</sup>。

## 4. 結果と考察

**4.1 LDVの時系列データと補間の影響** まず、LDVにより得られる流速の時系列データを調べ、通常乱れスケールを求める際に行われる補間の影響を明

らかにした。熱線流速計の信号はアナログの連続データであるため、A-D変換器を用いることで直接等間隔の時系列データが得られ、相関などから乱れスケールを算出することができる。しかし、LDVにより得られるデータは時間間隔の不規則な不連続データである。一例として、非燃焼場で得られた時系列データの時間間隔のPDFを図1に示す。流速  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm であり、測定時の平均サンプリング周波数は 14.5 kHz である。これによると、LDVにより測定される流速データの時間間隔にはばらつきがあることがわかる。サンプリング周波数から平均の時間間隔  $\Delta t_{\text{mean}}$  を求めると 0.069 ms であり、平均データレート以上で計測されたデータが数多く含まれていることがわかる。

通常 LDV のデータから乱れスケールを求める場合、等間隔の時系列データを得るため平均のデータレート付近で測定されていない間の流速データを補間することが多い。熱線流速計で乱流流れを解析する場合、12.5 kHz 以上のサンプリング周波数が望ましいとされているが<sup>(17)</sup>、LDV では添加粒子の密度が変動することに加えて、燃焼場では温度変化により混合気の密度も変動するので、流速データを補間した場合はかなりの誤差が含まれることが考えられる。そこでまず、LDVにより測定された流速データを補間し、補間の影響を調べた。

図1と同じ非燃焼場の条件で得られた流速の時系列データを図2に示す。ここで、Real Dataが実際に測定されたLDVの信号である。補間した場合のデータと比較するため、Hold法と直線補間法により平均のサンプリング周波数でデータを補間した。補間後の時系列データを Hold と Linear としてそれぞれ示す。図2(a)によると、Hold法ではデータが存在しない区間は前のデータを保持するため、例えば 1.0 ms から 1.4 ms では速度変化がないことになる。また図2(b)の直線補間法では、データが存在しない区間に前後のデータから値を内挿するため、例えば 2.1 ms か

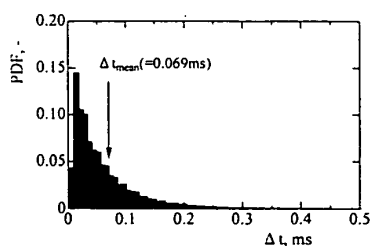


Fig. 1 PDF of inter-arrival time in cold flow;  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm

ら 2.3 ms において速度変動が小さく見積もられる。

このように補間した場合は、実際とは異なる時系列データとなる。誤差の影響を定量的に調べるため、図2と同じ条件で平均流速と乱れ強さ(変動の rms 値)を求め比較した。これら平均量を計算する時間を変えて求めた結果を図3に示す。これによると、いずれの補間方法でも、補間により平均速度が実際の値よりも小さくなっていることがわかる。また乱れ強さは、Hold法では実際の値より大きく、直線補間法では逆に小さく見積もることがわかった。

したがって自己相関係数を求める際にも、補間による誤差が生じると考えられる。そこで、同じ条件でスロット法により自己相関係数を求め、これら二つの補間法で得られた値と比較した。その結果を図4に示す。計算に使用したデータ数は  $10^6$  点であるが、自己相関係数を求める際のデータ数の影響については後で検討を行う。これによると、補間した場合はスロット法で得られた場合よりも自己相関係数が大きく、速度の相関を高く見積もることがわかった。その理由は、

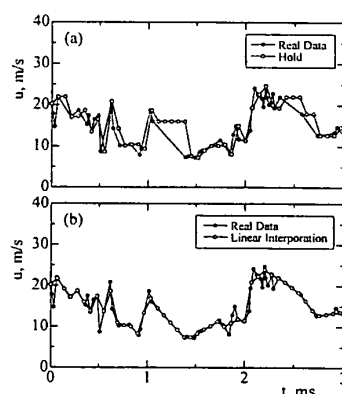


Fig. 2 Measured velocity fluctuation and data points by (a) hold, (b) linear interpolation in cold flow;  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm

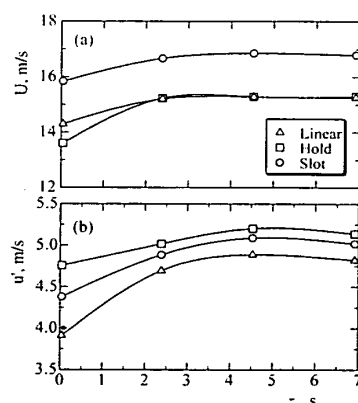


Fig. 3 (a) Time-averaged, and (b) rms fluctuation velocities in cold flow;  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm

補間により高い時間分解能で測定されたデータが切り捨てられ、本来存在しないデータ間で相関を求めたためであると思われる。また直線補間法のほうが Hold 法より相関がより高くなったが、これは、図3でも明らかとなったように直線補間法が実際より変動を小さく見積もるためであると考えられる。この傾向は、齊藤らが行った実験結果<sup>(14)</sup>と同様であった。また、本実験に先立ち行った熱線流速計による流速測定において、(1) 0.04 ms ごとにサンプリングした流速データ、(2) 0.2 ms ごとにサンプリングしたデータを 0.04 ms ごとに Hold 法と直線補間法で補間したデータ、の二つの場合について自己相関係数を求め比較した。その結果、Hold 法のほうが直線補間法よりも自己相関係数が(1)の値に近いものの、いずれの場合も補間により実際より高い相関を示すことを確認した。

以上により、流速データを補間した場合は、補間による誤差が含まれ、正しい相関が得られないことが確認された。そこで本研究では、補間の必要のないスロット法を用いて乱れスケールを求めることにした。ただし、熱線流速計のデータから乱れスケールを求めた場合でも、サンプリング周波数とデータ数の影響が存在することが指摘されている<sup>(17)</sup>。そこで、データ数とサンプリングの時間間隔に相当するスロット幅について調べ、乱れスケールを求める条件について検討した。

**4.2 データ数とスロット幅の検討** まず、データ数について調べた。その結果を図5に示す。測定は  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm の非燃焼場において行った。ここで、 $\Delta t$  は 0.04 ms とした。これによるとデータ数  $N$  が  $10^4$  点以下では自己相関係数が大きく変動していることがわかる。これは、Slot 内に入るサンプル数が少ないためであり、データ数を大きくすることにより変動は小さくなる。特にデータ数が  $10^5$  点では遅れ時間に対して自己相関係数が滑らかに零に収束した。

さらに、自己相関係数を積分することにより積分時

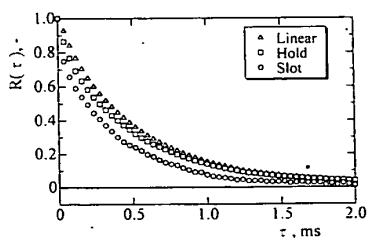


Fig. 4 Auto-correlation coefficient in cold flow by LDV;  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm

間スケール  $L_t$  を求め、データ数の影響を調べた。その結果を図6に示す。図6には、平均流速  $U$  と乱れ強さ  $u'$  も示す。同一条件で5回測定し、それぞれの最大値、最小値、および平均値を示し比較した。平均流速  $U$  と乱れ強さ  $u'$  は、データ数が  $10^4$  点程度でもばらつきが  $\pm 2\%$  程度と小さい。一方積分時間スケールは、平均流速と乱れ強さよりもばらつきが大きいことがわかる。ただし、データ数が  $10^5$  点であれば変動は  $\pm 10\%$  であり、したがって積分時間スケールを求めるにはデータ数が  $10^5$  点程度必要であることがわかった。

次に、Slot 幅  $\Delta t$  について検討した。スロット法では、遅れ時間  $\tau$  がスロット幅の倍数となるため、Slot 幅を小さな値に設定することで時間分解能は向上する。そこでデータ数を  $10^5$  点に固定し、スロット幅の影響を調べた。 $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm の非燃焼場の結果を図7に示す。これによると、スロット幅が小

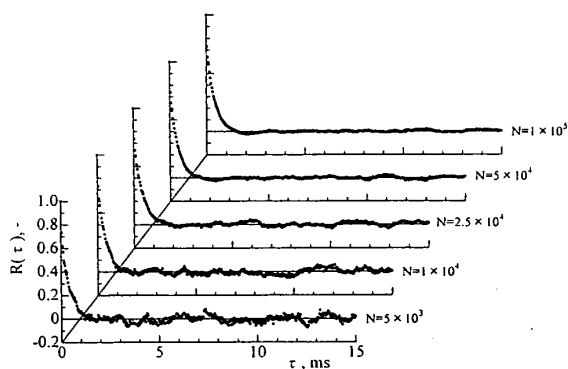


Fig. 5 Auto-correlation coefficient in cold flow;  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm,  $\Delta t=0.04$  ms

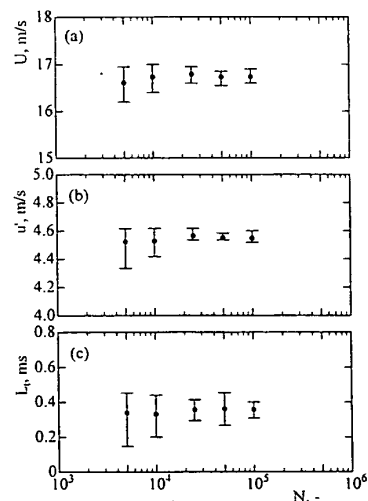


Fig. 6 Variations of (a) time-averaged velocity, (b) turbulence intensity, and (c) integral time scale with data number in cold flow;  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm

さい場合は、自己相関係数に細かい変動が出ることがわかる。これは、スロット内に入るデータ数が少ないためであると思われる。しかし、あまりスロット幅を大きくしすぎると時間分解能が低下し、正しい相関が得られないことが考えられる。

そこで、同条件でスロット幅を変えて積分時間スケールを求めた。このとき、LDVにより得られた時系列データの最小時間間隔は0.007 ms、サンプリング周波数から求めた平均時間間隔は0.069 msであったので、この範囲内でスロット幅を変化させた。また補間した場合と比較するため、Hold法と直線補間法を用いてサンプリング周期を変化させ、積分時間スケールを求めた。その結果を図8に示す。これによると補間した場合は、スロット法で求めた積分時間スケールよりも大きな値をとり、また、サンプリング周期を変えると積分時間スケールは大きく変動した。これは補間による誤差であると思われる。ただし、スロット法でもスロット幅を大きくすることにより積分スケールはゆるやかに増加した。スロット法では、ある範囲内の遅れ時間を  $k\Delta\tau$  の値で代表させるため、スロット幅を大きくすると遅れ時間の誤差が生じる。しかし、スロット幅を変えても積分時間スケールは大きく変化せず、その影響は比較的小さい。この傾向は齊藤らの結果と同様であった<sup>(14)</sup>。したがって、積分時間スケール

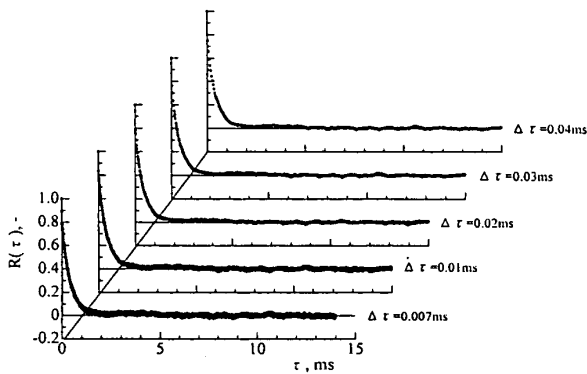


Fig. 7 Auto-correlation coefficient in cold flow;  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm,  $N=10^5$

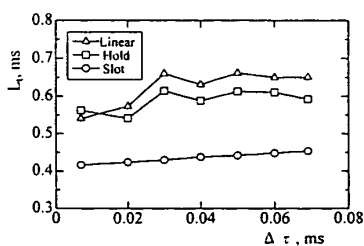


Fig. 8 Integral time scale in cold flow;  $U_m=30$  m/s,  $Z=60$  mm

を求める場合は、スロット幅よりデータ数の影響が大きく、スロット幅をある程度小さくし、データ数を  $10^5$  点以上に設定する必要があることがわかった。

**4.3 燃焼場の流れ場と乱れスケール** 次に、燃焼場の流れについて検討した。 $U_m=30$  m/s の条件で、非燃焼場と燃焼場の中心軸上の平均流速  $U$  と乱れ強さ  $u'$  を図9に示す。比較のため、時間平均の温度  $T$  とイオン電流値  $I$  を同時に示す。まず非燃焼の流れ場であるが、すでに熱線流速計により行った結果と同様な傾向を示していることがわかった<sup>(10)</sup>。すなわち、燃焼器からの軸方向距離  $Z$  が増加すると、平均流速は単調に減少するが、乱れ強さはノズル出口付近でいったん最大になり、その後下流にいくにしたがい減少した。一方燃焼場では、平均流速が  $Z=150$  mm まで変化しておらず、その減衰が遅れることがわかった。乱れ強さは、非燃焼のときと比べてノズル出口付近で低く抑えられ、下流域で著しく増加した。すなわち、燃焼場では中心軸上の乱れのピークが著しく下流へ移動した。平均温度と平均イオン電流の分布から、軸方向距離が増加するとまず平均温度が上昇し、その後イオン電流値が増加した。イオン電流が高い領域は反応領域にほぼ対応すると考えられる。したがって火炎は変動しているものの、 $Z=40\sim 60$  mm に予熱帯があり、 $Z=60\sim 200$  mm が反応領域に対応することがわかる。流速分布と比較することにより、温度が最大となって再び減少し始めると、乱れ強さが増加して平均流速は減少した。これらの傾向は、すでに Yoshida らが行った乱流予混合火炎の実験結果と定性的に一致した<sup>(18)</sup>。したがって、火炎が存在することにより流れ場が大きく変化することがわかった。その原因としては、温度が増加したことによる粘性の増加の影響、密

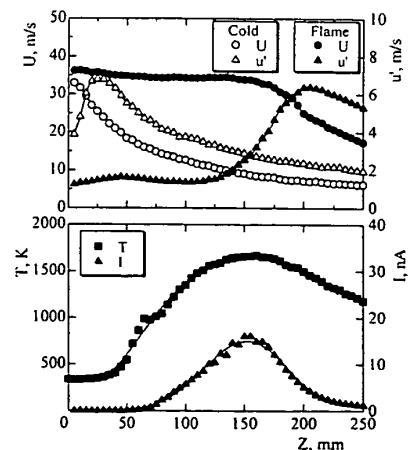


Fig. 9 Axial distributions of velocity, temperature, and ion current;  $U_m=30$  m/s,  $\phi_m=0.75$

度が低下したことによる乱流輸送の減少, 火炎による乱れの増幅などが考えられる<sup>(19)</sup>.

次に, スロット法により乱れスケールを求めた. 火炎構造と乱れについて議論する場合, 反応帯の厚さと乱れのスケールを比較することが多い. 燃焼場では温度変化があることから, 未燃ガスの乱れが予熱帯で減衰することが指摘されている. このため, 未燃ガスと乱れのスケールが反応帯付近で変化するので, 燃焼場で乱れスケールを求め, 火炎構造位相図上で火炎構造を分類する必要がある<sup>(8)(20)</sup>. そこで本研究でも, 燃焼場の流速測定を行い, 乱れのスケールを算出した. なお, 反応帯に流入する混合気の乱れが重要であると考えられるため, イオン電流の軸方向分布から反応帯前方の位置を特定し, そこで乱れのスケールを求めた (特定した軸方向位置は図 11 参照). 比較のため, 非燃焼場についても同様の測定を行った. 出口平均流速を変化させて得られた Kolmogorov のスケールを図 10 に示す. いずれの場合も流速が増加して乱れが強くなると, Kolmogorov のスケールは単調に減少した. ただし, 燃焼時のスケールは非燃焼時の約 2 倍であり, 予熱領域で乱れのスケールが大きくなることがわかった.

最後に, 火炎構造位相図<sup>(1)(2)</sup>により火炎構造を分類した. この結果を図 11 に示す. 比較のため, 非燃焼時の条件も示した. これによると平均流速  $U_m = 15$  m/s 以下では Corrugated Flamelets の領域に位置し,  $U_m = 20$  m/s 以上では Distributed Reaction Zone の領域に位置した. これらの結果は, すでに行った静電探針およびレーザトモグラフィ像を用いた火炎構造の観察結果によく対応した<sup>(10)(11)</sup>. 一方, 非燃焼場の値を用いて分類した場合, 乱れが強くとスケールは小さいため, いずれの流速条件でも Distributed Reaction Zone の領域に位置した. したがって, 非燃焼場の乱流特性値をもとに火炎構造を議論することは適切でないことが確認された.

## 5. 結 論

旋回噴流燃焼器を用いて強乱流予混合火炎の流れ場を LDV により調べた. また, スロット法により不等間隔の時系列データから直接乱れスケールを求めた. このとき, データ数とスロット幅の影響を調べ, 乱れスケールを計算する際の条件について検討した. 従来の補間による方法でもスケールを算出し, 補間による誤差を調べた. 最後に, 乱流特性値から火炎構造位相図を用いて火炎構造の分類を行った. その結果, 以下のことが明らかとなった.

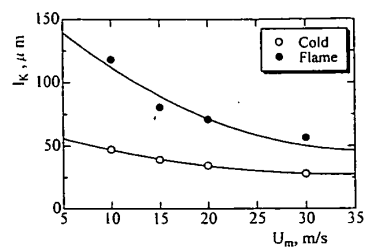


Fig. 10 Variations of Kolmogorov scale with mean exit velocity

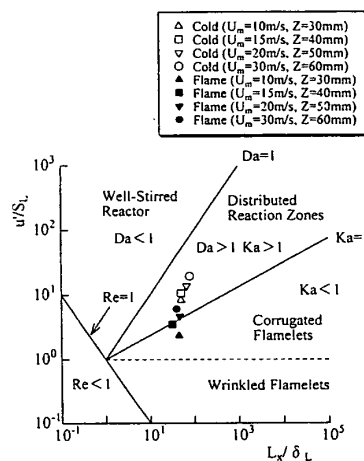


Fig. 11 Phase-diagram of premixed flames

(1) 補間により平均流速は小さくなり, 乱れ強さは直線補間法では実際の値より小さく, Hold 法では逆に大きくなる. この誤差により補間をした場合は速度の相関が高くなり, 乱れスケールを大きく見積もる.

(2) スロット法により正しく積分スケールを求めることができるが, その算出にはスロット幅よりもデータ数の影響が大きく, 10%以内の誤差で求めるにはデータ数が  $10^5$  点程度必要である.

(3) 燃焼時の流れは非燃焼時とは大きく異なる. 予熱領域で乱れは小さくなるため, 乱れのスケールは増加する.

(4) 火炎構造位相図上で実験条件について検討したところ, ノズル出口平均流速が 15 m/s 以下ではしわ状層流火炎の領域に, 20 m/s 以上では分散形火炎の領域に位置した.

産業技術総合研究所の齊藤剛研究員にスロット法についてアドバイスをいただいた. ここに記して感謝の意を表す.

## 文 献

- (1) Borghi, Recent Advances in Aeronautics Science, (1985), 117-134, Pergamon.
- (2) Peters, N., (Borghi, R. and Murthy, S. N. B., eds.), *Turbulent Reactive Flows*, (1989), 242-256, Springer-Verlag.
- (3) Peters, N., *J. Fluid Mech.*, **384** (1999), 107-132.
- (4) Domkohler, G. Z., *Elektrochem.*, **46** (1940), 601-626.
- (5) Ballal, D. R. and Lefebvre, A. H., *Proc. R. Soc., London, Ser. A.*, **344** (1975), 217-234.
- (6) Buschmann, A., Dinkelacker, F., Schafer, T. and Wolfrum, J., *Proc. 26th Symp. Int. Combust.*, (1996), 437-445.
- (7) Mansour, M. S., Peters, N. and Chen, Y. C., *Proc. 27th Symp Int. Combust.*, (1998), 767-773.
- (8) 岡本京子・古川純一・平野敏右, 燃焼の科学と技術, 5-2 (1997), 113-123.
- (9) 野口佳樹・古川純一・平野敏右, 燃焼の科学と技術, 8-2 (2000), 97-106.
- (10) 山本和弘・阿知波朝士・小沼義昭, 機論, 65-637, B (1999), 3185-3190.
- (11) 山本和弘・阿知波朝士・小沼義昭, 機論, 66-642, B (2000), 585-590.
- (12) Adrian, R. J. and Yao, C. S., *Exp. Fluids*, **5** (1987), 17-28.
- (13) Gaster, M. and Robert, J. B., *J. Inst. Math. Its Appl.*, **15** (1975), 195-216.
- (14) 斎藤剛・池田裕二・細川茂雄・中嶋健・黒澤要治・田丸卓, 機論, 65-633, B (1999), 1813-1821.
- (15) Hinze, J. O., *Turbulence*, 2nd. ed., (1975), Chaps. 1-4, 1-357.
- (16) 日野幹雄, 流体力学, (1992), 363-380, 294-317.
- (17) 岡本京子・榎本一穂・古川純一, 燃焼の科学と技術, 8-2 (2000), 107-119.
- (18) Yoshida, A. and Tsuji, H., *Proc. 17th Symp. Int. Combust.*, (1979), 945-956.
- (19) 山本和弘・西澤泰樹, 機論, 68-665, B (2002), 238-245.
- (20) 平野敏右, 燃焼の科学と技術, 2 (1-2), (1994), 5-13.