三重噴流拡散火炎に関する検討*

小沼義昭^{*1}, 泉浦 篤^{*2}, 小宮俊博^{*2}

Experimental and Numerical Studies of Triple Jet Diffusion Flames

Yoshiaki ONUMA, Atsushi IZUMIURA and Toshihiro KOMIYA

A coaxial jet diffusion flame is often used to experimentally analyze the phenomena in turbulent diffusion combustion and to examine the modeling technique for them. In this flame, however, a low turbulence region is inevitably formed in the periphery, which becomes a disadvantage in its use as a research object. In the present study, another coaxial air jet of high velocity was added to usual coaxial jet diffusion flames between the central fuel jet and the surrounding air flow. In this flame, called a triple jet diffusion flame, large turbulence is generated in the peripheral region of the flame by controlling the high-velocity air. In this report, the characteristics and usefulness of the flame are clarified by experiments and numerical simulations.

Key Words: Combustion, Turbulent Diffusion Flame, Coaxial Jet Flame, Modeling, Laminarization

1. ま え が き

燃焼場における諸現象を解析したり, それらのモデリング手法を検討する際の研究対象として同軸噴流火炎が用いられることが多い。これは, 流れ場が比較的単純で, 安定な火炎が得やすく, また境界層近似可能で, 流れ場を表す基礎式が二次元の放物形になるからである。図1は燃料として水素を用いた典型的な噴流拡散火炎の中心軸に垂直な断面における時間平均流速 $\bar{U}$, rms乱れ速度 u' , 温度 T および化学種濃度の半径方向分布⁽¹⁾を示す。 r , a は中心軸からの半径方向距離およびノズル半径4 mmである。図1より, 速度, 温度および濃度境界層の外縁はすべて $r/a=3$ 付近に集中していることがわかるが, これはせん断層の形成, したがって乱れの生成が燃料噴流そのものによってなされているからである。その結果, 反応領域の外縁は乱れが非常に弱い領域に位置することになる。また, この噴流火炎の外周領域では火炎の存在による乱れの抑制現象, いわゆる燃焼による層流化現象が現れ, こ

れが火炎全体の構造に大きな影響を及ぼすことは文献(1), (2)で報告したとおりである。この乱れの抑制現象は, 乱れの弱い領域の温度が燃焼によって上昇し, それによる分子粘性の増大のため局所乱流レイノルズ数が低下することによって出現するものと考えられる。これは低レイノルズ数領域で生ずる現象であるので, $k-\epsilon$ モデルなどの通常の乱流モデルでは表現できず, 噴流火炎の数値シミュレーションでは大きな障害になっている。

一方実用燃焼器では, あらかじめ乱れが与えられた流れ場に燃料を供給して火炎を形成する場合が多く,

図1 噴流拡散火炎の半径方向分布

* 原稿受付 平成5年10月15日。

^{*1} 正員, 豊橋技術科学大学 (〒441 豊橋市天伯町字雲雀ヶ丘1-1)。^{*2} 豊橋技術科学大学大学院。

反応帯外縁部の乱れは必ずしも小さい。しかしながらそのような実機内の乱れ場は複雑な構造をもち、現象解析のための研究対象としては適当でない。

そこで本研究では、境界層近似可能で、単純な形状の流れ場を有し、しかも反応帯周辺部の乱れが十分に大きな火炎を作れることを目的に、あとに示す三重噴流拡散火炎を考案した。この火炎においては燃焼による高温領域はすべて強い乱流場に存在するため、上記の層流化現象が弱められ、通常の乱流モデルを用いた計算によっても良好な予測が期待できる。以下に、この三重噴流火炎の特性を検討するために行った実験および数値シミュレーションを示す。

2. 火炎構造に対する実験的検討

2.1 実験装置および実験方法 図2は使用した燃焼器の概要を示したものである。内径140 mmの円孔から上向きに流出する低速空気流の中心に二重円筒ノズルを設置した。二重円筒ノズルの中心ノズルは内径6 mm、肉厚1 mmで、外側ノズルから50 mm突き出ており、中心ノズルからは容積比1:2の H_2/N_2 混合気を、外側ノズルからは高速空気を噴出させた。この三重噴流拡散火炎においては、高速空気流の速度を変えることによって、境界層近似可能な流れ場を維持したままで、反応帯周辺部の乱れを自由に変えることができる。本実験では燃料および周囲空気の平均流速を30 m/sおよび3 m/s一定とし、高速空気流速 U_{air} を3 m/sおよび30 m/sに変化させた2種の火炎について検討を行った。 $U_{air}=3$ m/sは周囲空気の流速と同じで、この火炎は通常の同軸噴流火炎と変わらない。以後これを二重噴流火炎と呼び、 $U_{air}=30$ m/sの火炎を三重噴流火炎と呼ぶことにする。

なお測定は、流速および乱れ速度、温度、濃度について、それぞれレーザドップラ流速計、熱電対、ガスクロマトグラフによって行った。

2.2 実験結果および検討 図3に燃料ノズル直後、 $x=0.7$ mm (x : ノズル先端からの距離)断面にお

図2 三重噴流火炎用燃焼器の概要

ける初期流速分布を示す。図3(a)は二重噴流火炎、図3(b)は三重噴流火炎に対するもので、 a は燃料ノズル半径3 mmを示す。図3(a)から、 $U_{air}=3$ m/sの場合は、外側ノズルリムの影響が若干現れているものの、初期流速分布は通常と同軸噴流のそれと違いがないことがわかる。一方図3(b)に示す三重噴流火炎の初期流速分布を見ると、 $\bar{U}$ 分布には中心噴流と高速空気流に対応して二つのピークが存在する。また、

(a) 二重噴流火炎

(b) 三重噴流火炎

図3 初期流速分布

図4 半径方向流速分布の変化

u' 分布には三つのピークがあるが、これらは $\bar{U}$ 分布において速度こう配の急なところに形成されており、特に高速空気流と周囲空気流の間にあるせん断場において作られる乱れは大きなピークを形成していることがわかる。このように三重噴流火炎の初期流速分布は複雑な形状を示しており、これはモデリングの対象としては好ましくない。しかし図4に示す他断面における流速分布を見ると、初期断面における複雑な分布形状が急速に単純な形に変化していることがわかる。 d はノズル直径 6 mm を表す。

図5、6は二重および三重噴流火炎における水平断面での半径方向 u' 分布の変化を示し、図5、6において(a)は非燃焼時、(b)は燃焼時の実験結果である。図5と図6を比較すると、三重噴流においては高乱流領域が著しく拡大していることが認められるが、これにより三重噴流火炎では燃焼領域および高温領域はすべて強い乱流場の中に存在することになる。

図7(a)、(b)は両火炎に対する上流部 $x/d=4$ 断面における濃度分布である。図7(a)、(b)を比較すると、三重噴流火炎のほうが H_2 と O_2 の共存領域が大きく、また反応速度が速いにもかかわらず H_2O 濃度

は低くなっている。これらの原因は、上述のごとく三重噴流火炎においては周辺部の乱れが大きく、火炎中心に向かう O_2 および外部へ向かう H_2O の拡散速度が速いためである。

図8に火炎中心軸上における流速および温度分布を示す。図8(a)は二重噴流、図8(b)は三重噴流に対する測定結果で、図8中の Flame および Cold は燃焼時および非燃焼時を表す。図8(a)は通常と同軸噴流火炎における典型的な分布形状を示している。つまり、非燃焼噴流では、 u' がノズル直後に鋭いピークをもち、 $\bar{U}$ は上流部で急激に減衰するのに対し、燃焼時には、上流部の乱れは抑制されて u' のピークは著しく下流へ移動し、 $\bar{U}$ の減衰も遅い。燃焼によって噴流における乱れの挙動にこのような変化が現れる理由としては、熱膨張や浮力の影響で流れ場に変化が生ずること、およびガス密度の変化の影響が考えられるが、もう一つの理由として、前述の噴流周辺部、特に上流部における燃焼による乱れの抑制現象があげられる^{(2)~(5)}。一方、図8(b)の三重噴流の場合を見ると、非燃焼時の乱れの分布形状は二重噴流に比べ複雑になっているが、燃焼による分布の変化は定性的には二重

図5 二重噴流における半径方向乱れ分布の変化

(a) 非燃焼時の実験結果

(b) 燃焼時の実験結果

(c) 非燃焼時の計算結果

(d) 燃焼時の計算結果

図 6 三重噴流における半径方向乱れ分布の変化

(a) 二重噴流火炎

(b) 三重噴流火炎

図 7 半径方向濃度分布

噴流の場合と同じ傾向を示している。また、両火炎の温度分布を見るとピークの位置が $x/d=8$ 程度移動しており、高速空気流の噴出速度を 3 m/s から 30 m/s に変化させ、火炎周辺の乱れを大きくしたことにより火炎長さが短縮されたことがわかる。

3. 数値シミュレーション

3.1 計算方法 基礎方程式としては、連続の式および主流方向の運動量、スカラ量の保存式を、境界

層近似および密度加重平均して用いた。ただし、本計算に用いたスカラ量は、燃焼モデルとの関連から次のように定義される混合分率 f である。

$$\phi = S m_{H_2} - m_{O_2}, \quad S = 8 \quad (1)$$

$$f = \frac{\phi - \phi_\infty}{\phi_0 - \phi_\infty} \quad (2)$$

ここで、 m_{H_2} , m_{O_2} は水素および酸素の質量分率、 S は水素 1 kg を量論状態で燃焼させるに必要な酸素量であり、 ϕ_0 , ϕ_∞ はそれぞれノズル流および空気流における ϕ の値を表す。

乱流モデルには通常の $k-\epsilon$ モデルを用いた。燃焼モデルとしてはいわゆる Conserved scalar approach を用い、化学反応速度無限大の一段不可逆反応を仮定し、乱れによる不均質混合を考慮して火炎内局所の f の変動を確率密度関数(PDF)で表した。PDF の関数形としては Clipped Gauss 分布を用い、火炎内各点における分布を式(3), (4)から求まる混合分率の密度加重平均 $\bar{f}$ とその変動量の二乗平均 g から決定した⁽⁶⁾。

$$\bar{\rho} \tilde{U} \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} + \bar{\rho} \tilde{V} \frac{\partial \bar{f}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{eff}}{\sigma_f} \frac{\partial \bar{f}}{\partial r} \right) \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \bar{U} \frac{\partial g}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{V} \frac{\partial g}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_g} \frac{\partial g}{\partial r} \right) \\ + C_{g1} \mu_t \left(\frac{\partial \bar{f}}{\partial r} \right)^2 - C_{g2} \frac{\bar{\rho} g \varepsilon}{k} \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

ここで、 x, r は軸方向および半径方向座標、 U, V は軸方向および半径方向速度、 k, ε は乱流運動エネルギーおよびその消散速度、 ρ は密度、 $C_{g1}, C_{g2}, \sigma_f, \sigma_g$ は経験定数である。また“ $-$ ”は通常の時間平均、“ $\sim$ ”は密度加重平均を表す。

初期条件は、図3に示すような燃料ノズル直後にお

いて得られた実測結果を用いて与えた。ただし、図3の $\bar{U}$ 分布に見られる燃料ノズルリム上の小さな逆流は無視した。また、 ε は実験データから直接得られないのでLaunderら⁽⁷⁾の管内流計算における方法を参考にして次式より求めた。

$$\varepsilon = C_\mu \frac{\bar{\mu}}{0.3} \left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} \right| \dots \dots \dots (5)$$

C_μ は経験定数である。

数値計算にはPatankar-SpaldingのGENMIX 4プログラム⁽⁸⁾を応用した。 $k-\varepsilon$ モデルにおける五つの経験定数および式(3)、(4)の中の経験定数に対しては一般に使用されている表1の値を用いた。

3.2 計算結果および検討 中心軸上における

表1 経験定数

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_{g1}	C_{g2}	$\sigma_f = \sigma_g$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	2.8	1.92	0.7	1.0	1.3

(a) 二重噴流の実験結果

(b) 三重噴流の実験結果

(c) 二重噴流の計算結果

(d) 三重噴流の計算結果

図8 中心軸上の流速および温度分布

(a) 実験結果

(b) 計算結果

図9 三重噴流火炎中心軸上の濃度分布

$\bar{U}$, u' および $\bar{T}$ 分布に対する計算結果を図 8 (c), (d) に示す。図 8 (c), (d) はそれぞれ二重噴流および三重噴流に対する結果で、実験結果を表す図 8 (a), (b) に対応している。ただし、計算結果は密度加重平均、実験結果は非加重平均であり、これは両者を比較する際問題となるが、これに対しては、本研究で用いられたような火炎においては両平均の間には大きな差はないとの報告がある⁽⁹⁾。まず、 $U_{\text{air}}=3 \text{ m/s}$ の二重噴流の場合について図 8 (a), (b) を比較すると、非燃焼時 (Cold) においては計算結果と実験結果は良好な一致を示しているのに対し、燃焼時 (Flame) における予測結果はよくない。計算結果においては、平均流速の減衰速度は実験結果より相当に速く、乱れ速度についても、そのピーク位置が非燃焼時よりも下流に現れることは予測できているものの、実験結果のピークのほうがさらに下流側に存在している。また温度分布についても、計算結果におけるピーク位置は実験結果より上流側にあり、燃焼の進行がより速く予測されていることがわかる。これに対し、図 8 (b) と図 8 (d) を比較すると、三重噴流の場合は非燃焼時、燃焼時とも計算結果と実験結果は良好な一致を示しているといえよう。

図 5 (c), (d) は、二重噴流について半径方向乱れ分布の変化に対する計算結果を示したものである。図 5 (c) は非燃焼時、図 5 (d) は燃焼時で、それぞれ図 5 (a), (b) の実験結果に対応している。図 5 からわかるように、非燃焼噴流に対する計算結果は乱流場の発達過程をよく予測できているが、火炎の場合は予測結果における発達速度は実験に比べて速すぎる。図 8 (c) に示す二重噴流の中心軸上分布において、火炎に対して予測された乱れ分布のピークが実験結果よりも上流側に現れたのはこのためである。図 5 と同様の図を三重噴流について示したものが図 6 (a) ~ (d) である。二重噴流の場合とは異なり、計算結果は燃焼時にも、非燃焼時と同様、実験結果を良好に表している。

以上、図 5, 6 および図 8 より、二重噴流については、非燃焼時には良好な予測が得られるが燃焼時は予測が著しく悪くなるのに対し、三重噴流については燃焼時においても非燃焼時と変わりのない良好な予測が得られることがわかった。二重噴流火炎で良好な予測結果が得られなかった理由は、使用した $k-\varepsilon$ 乱流モデルが火炎周辺部低乱れ領域に現れる乱れの抑制現象を表現しえないためと考えられる⁽²⁾。これに対し、三重噴流について良好な予測結果が得られたのは、当初のねらいどおり燃焼領域および高温領域がすべて高乱流領域に存在するため、三重噴流火炎においては乱れの

抑制現象がほとんど効果をもたなかったことを示唆しているものと考えられる。

本研究は流れ場、特に乱れの挙動に対する検討を行ったものであるため、濃度場については記述しないが、三重噴流火炎においては濃度場についても計算結果は実験結果を良好に予測していた。その一例として、図 9 (a), (b) に中心軸上濃度分布に対する実験および計算結果を示す。

4. ま と め

通常の同軸噴流拡散火炎において、中心燃料噴流と周囲空気流の間にもう一つの同軸高速空気流を付加し、これによって火炎周辺部に強い乱れを与えることが可能である。本研究では、この火炎を三重噴流拡散火炎と名付け、実験および数値シミュレーションによってその特性について検討を加えた。得られた結論を以下に示す。

(1) 三重噴流拡散火炎は二次元で境界層近似可能であり、高速空気流によって火炎周辺部に大きな乱れを与えることができる。

(2) また、燃料噴流に対する初期条件を変えずに、火炎中のみだれを大きく変化させることが可能である。

(3) さらに、燃焼領域および高温領域をすべて高乱流場中に位置させることができる。

(4) そのため、通常の噴流拡散火炎では大きな効果をもつ層流化現象の影響が小さく、一般に用いられている $k-\varepsilon$ 乱流モデルを無修正で用いても良好な数値予測が可能である。

以上の結果から、三重噴流拡散火炎は乱流拡散燃焼の現象解析のための実験対象として、またモデリング技術開発の計算対象として有用であると考えられる。

文 献

- (1) 小沼・ほか 3 名, 機論, 53-495, B(1987), 3423.
- (2) 李・ほか 2 名, 機論, 56-528, B(1990), 2503.
- (3) Takeno, T. and Kotani, Y., *Acta Astronaut.*, 2-11(1975), 999.
- (4) Takagi, T., ほか 2 名, *Combust. Flame*, 37-2(1980), 163.
- (5) Takahashi, F., ほか 2 名, *Combust. Flame*, 48-1(1982), 85.
- (6) Lockwood, F. C. and Naguib, A. S., *Combust. Flame*, 24(1975), 109.
- (7) Launder, B. E., ほか 3 名, *Proceedings of NASA Conference on Free Shear Flows*, (1972), 361, Langley.
- (8) Patankar, S. V. and Spalding, D. B., *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*, 2nd ed., (1970), 91, International Textbook Co.
- (9) 高城・ほか 4 名, 機論, 53-488, B(1987), 1418.