倒立火炎基部の燃焼強度*

溝本雅彦^{*1}, 植田利久^{*1}, 内野美洋^{*2}

Burning Intensity of Inverted Flame Base

Masahiko MIZOMOTO, Toshihisa UEDA and Yoshihiro UCHINO

The burning intensity of inverted flame base has been studied by using Infrared Rays Emission Computed Tomography. The results substantiate the general concept of the influence of flame stretch and preferential diffusion on the burning intensity. Specifically it was found that the burning intensity increases (decreases) towards the inverted flame base for mixtures whose effective Lewis number is smaller (greater) than unity; this behavior is qualitatively opposite to that observed for regular Bunsen flame tip because of the reversed flame curvature. It is further demonstrated that a heat loss to the stabilizing rod and a flow acceleration toward the flame base appear to have very small influences on the flame behavior, while flame curvature exerts strong influence on these phenomena.

Key Words: Premixed combustion, Combustion phenomena, Burning intensity, Flame temperature, Inverted flame, Flame stretch, Lewis number, Preferential diffusion, Infrared rays emission computed tomography

1. 結 言

近年、火炎の曲率、火炎伸張あるいは選択拡散などが火炎の基礎的特性に及ぼす影響を明らかにするために、ほぼ一様な予混合ガス流中に形成される曲率を有する火炎が着目されている。このような観点から、ブンゼン火炎先端を対象として、理論的⁽¹⁾⁽²⁾、実験的^{(3)~(5)}研究がなされてきた。特に実験的には、燃焼の強さを定性的に示すことができる燃焼強度(Burning Intensity)に着目して、検討がなされてきた。ここで、燃焼強度とは、火炎安定性、燃焼速度、火炎温度、火炎の輝度などの特徴から総合的に判断される燃焼の強さであり、従来、おもに、火炎温度や火炎の輝度により示されてきた。その結果、ブンゼン火炎先端の燃焼強度は火炎面に沿って変化し、それは予混合気体の性質によって決まることが明らかとなった。例えば、希薄メタン-空気、過濃プロパン-空気火炎では、火炎先端に近づくほど火炎温度は低下するのに対して、過濃メタン-空気、希薄プロパン-空気火炎では火炎温度は増

大する。このことは火炎先端における熱流束の集中と、不足成分の発散的拡散の釣り合いに着目し、ルイス数($Le = \alpha/D$, α : 混合気の熱拡散率, D : 不足成分の多量成分に対する物質拡散係数)により説明することができる。すなわち、希薄メタン-空気、過濃プロパン-空気火炎では、 $Le < 1$ のために火炎先端において燃焼は弱められ、他方、過濃メタン-空気、希薄プロパン-空気火炎では $Le > 1$ のために燃焼は強められる。

上述のような、未燃ガスに対して凹の曲率を有するブンゼン火炎先端に対し、未燃ガスに対して凸の曲率を有する火炎においては、ブンゼン火炎と全く逆のふるまいをすることが期待されるが、実験的困難さのゆえにこれを示した例はない。そこで本研究においては倒立火炎基部に着目し、その燃焼強度のふるまいを実験的に検討することを目的とする。燃焼強度を実験的に把握するには、冒頭にも述べたように、火炎温度を測定するのが便利であるが、倒立火炎基部においては、熱電対による従来の測定法は好ましくない。そこで本実験においては、著者らのグループが開発した熱線CT手法^{(6)~(8)}を用い、各種混合気の倒立火炎に対し系統的に燃焼強度について検討を行う。

* 原稿受付 平成2年3月12日。

^{*1} 正員、慶応義塾大学理工学部 (〒223 横浜市港北区日吉3-14-1)。^{*2} 学生員、慶応義塾大学大学院。

2. 実験装置および方法

倒立火炎は、図1に示すように、中心軸上に火炎保持用のロッドを有する直径12 mmのノズルバーナ上に形成される。ロッドとしては、その先端温度 T_{rod} が測定可能なように、外径0.5 mmのシース形K熱電対を使用する。また、ロッドと火炎基部の間の距離 H は目視によりカセットメータを用いて測定する。

火炎面に沿う燃焼強度の指標を得るために、熱線CT手法により熱線源強度分布を測定する。この際、ふく射強度に対して支配的な CO_2 と H_2O の濃度は、火炎面に沿ってほぼ一定であると仮定する。測定原理と測定装置はすでに報告されている^{(6)~(8)}ので、以下にその概要のみを述べる。

火炎の任意断面における温度分布を $T(x, y)$ 、その断面における波長 λ の熱線源強度分布(プランクの函数)を $W[\lambda, T(x, y)]$ とすると、図2に示すように、角度 θ 、位置 s における検知素子によって得られる投影データ $P(s, \theta)$ は、光路 l, l' 上の熱線源強度の線積分値として次式で与えられる。

$$P(s, \theta) = \int_{l'} \int_{l'} S(\lambda) \cdot K^*[\lambda, T(x, y)] \times W[\lambda, T(x, y)] \times \exp\left\{-\int_{l'} K^*[\lambda, T(x, y)] dl'\right\} dl d\lambda \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、

$$K^*[\lambda, T(x, y)] = K[\lambda, T(x, y)] \cdot \rho(x, y) \dots\dots (2)$$

$S(\lambda)$ は、検知素子の波長感度係数、 $K[\lambda, T(x, y)]$ は、吸収係数分布、 $\rho(x, y)$ は気体密度、 s, t, θ は回転座標系で、

図1 ロッドを有するノズルバーナ

$s = x \cdot \cos \theta + y \cdot \sin \theta, t = -x \cdot \sin \theta + y \cdot \cos \theta$ である。ここで、波長 λ_1 と λ_2 の間で $S(\lambda), K^*[\lambda, T(x, y)]$ が一定であり、 K^* は小さい値で温度や圧力に依存しないと仮定すると、 $S(\lambda) = \bar{S}, K^*[\lambda, T(x, y)] = \bar{K}^*$ となり、式(1)は、次式となる。

$$P(s, \theta) = \bar{S} \cdot \bar{K}^* \cdot \int_{l'} W_{\lambda_1-\lambda_2}[T(x, y)] dl \dots\dots\dots (3)$$

式(3)はCTアルゴリズムを満足する形であるため、CTアルゴリズムを用いて投影データ $P(s, \theta)$ から、熱線源強度の分布を得ることができる。

検知素子としては、量子形赤外線検知素子(浜松ホトニクス製PbS光導電形素子P1026, 応答波長帯域1~3 μm)を用いた。

CT画像再校正手法としては、重畳積分法⁽⁹⁾を採用し、フィルタ函数は、Shepp and Logan フィルタ⁽¹⁰⁾を用いた。

測定条件は、測定方向数60(3°間隔)、サンプル数92(1 mm間隔)とした。また、火炎を軸対称と仮定し、一方向のみの測定データを投影データとした。

熱線は、検知素子の前方に設置された二つの円形開口によりコリメートされ、対象となる火炎のバーナ管中心軸上での測定直径は1 mmであり、本研究目的に対して十分な空間分解能が得られている。

3. 実験結果および考察

3.1 プンゼン火炎の火炎面に沿う熱線源強度分布

2章で述べた手法により得られた熱線源強度分布から燃焼強度を推定する際の信頼性を確認するために、すでに熱電対を用いて信頼性の高いデータの得られているプンゼン火炎を用いて、熱線源強度分布を測定した。この際には、直径10 mmの円管バーナを用いた。図3にプンゼン火炎の火炎面に沿う熱線源強度分布を示す。ここでCT値とは、 $\bar{S} \cdot \bar{K}^* \cdot \bar{W}_{\lambda_1-\lambda_2}$ を意味し、測定断面内での単位面積当たりの電圧信号(V/mm^2)と

図2 熱線源強度と投影データの関係

して表される。また、 r は中心軸より測った半径方向距離、すなわち $r=0$ は火炎先端、 $\bar{U}$ は混合気の平均流速を表す。図4は、著者らがすでに報告したもの⁽³⁾で、図3と同様のブンゼン火炎をPR 20/40(直径50 μm)熱電対で測定した結果を示す。図3と図4を比較すると、CT値は火炎温度の絶対値は示していないものの、火炎温度の相対的な変化をよく示していることがわかる。特に、メタンとプロパンの希薄側と過濃側における逆の傾向はよく示されている。すなわち、本方法において、CT値から火炎温度を求めることは困難であるが、定性的な温度の傾向、すなわち、燃焼強度の変化、を知るには、極めて有効であることがわかる。

3.2 倒立火炎の火炎面に沿う熱線源強度分布

図5に倒立火炎の火炎面に沿う熱線源強度分布を示す。図5(a)に示すメタン-空気火炎では燃料過濃火炎において火炎基部($r=0$)に近づくにつれCT値が減少しており、燃焼は弱められていることがわかる。他方、燃料希薄火炎では燃焼強度はほぼ一定である。図5(b)に示すプロパン-空気火炎では希薄火炎において燃焼は弱められ、過濃火炎において燃焼強度はほぼ一定である。

先に述べたルイス数に基づいて考察すると、 $Le>1$ の混合気においては倒立火炎基部において燃焼は弱められ、 $Le<1$ の混合気においては燃焼は強められる。過濃メタン-空気火炎と希薄プロパン-空気火炎においては表1に示すようにこの考察と定性的によく一致している。ただし、表1中の矢印の方向は、火炎基部に向かうにつれての燃焼強度の変化の様子を定性的に示している。希薄メタン-空気火炎と過濃プロパン-空気火炎においてはルイス数が1に近いために変化が顕著に表れていないものと考えられる。

図3 ブンゼン火炎の火炎面に沿う熱線源強度分布

そこで、火炎基部における燃焼強度の増加を明らかにするために、ルイス数が1より小さくなるように⁽⁵⁾、混合気中の窒素を炭酸ガスにおきかえて実験を行った。その結果を図5(c), (d)に示す。空気を用いた際には燃焼強度がほぼ一定であった希薄メタンと過濃プロパンについても、炭酸ガスを用いると火炎基部において燃焼が強められていることが明白である。表1に示したように、これらの混合気においては $Le<1$ である。さらに希薄プロパン火炎ではまだ $Le>1$ であるために火炎基部において燃焼強度が弱められているのに対して、過濃メタン火炎では $Le\approx 1$ となったために燃焼強度の変化がほとんど認められない。

このようなふるまいは、すでによく知られている、未燃ガスに対して凹の曲率を有するブンゼン火炎先端の場合⁽³⁾⁻⁽⁵⁾とは、全く逆のふるまいである。

火炎基部からロッドへの熱損失は、火炎基部における燃焼強度を低下させる原因となる。この熱損失は火炎基部とロッドとの距離 H に依存し、ロッド先端温度 T_{rod} によりその程度が判断できる。そこで、 H と T_{rod} を測定し、その結果の一例を図6に示す。

その結果、 $H>0.8\text{ mm}$ のときには T_{rod} は常温に近く、ロッドへの熱損失は小さいものと考えられる。本研究で対象とした他の火炎においても、 $H>1\text{ mm}$ で

図4 ブンゼン火炎の火炎面に沿う温度分布

はロッドへの熱損失は無視できることが確かめられた。すなわち、表1中に示した各種火炎のうち、 H が極めて小さいもの、例えば $\phi=1.20$ のメタン-空気火炎や $\phi=0.88$ のプロパン-空気火炎、では、ロッドへの熱損失が燃焼強度の低下の一因と考えられるが、それ

以外の場合では、ロッドへの熱損失は無視してよいと考えられる。また、もし熱損失があった場合には、 $Le \approx 1$ の火炎において燃焼が弱められるはずであるが、そのような傾向はみられず、結局ロッドへの熱損失は火炎基部の燃焼強度には影響を及ぼしていないも

(a)

(c)

(b)

(d)

図5 倒立火炎の火炎面に沿う熱線源強度分布

表1 各種倒立火炎のふるまい

Mixture	ϕ	Le	$H(\text{mm})$	Burning Intensity
CH_4/Air	0.85	1.01	0.86	→
	1.00	1.07	0.95	→
	1.18	1.07	0.71	→
	1.20	1.07	0.32	→
$\text{CH}_4/\text{CO}_2\text{-O}_2$ ($\text{CO}_2/\text{O}_2=70/30$)	0.80	0.85	1.11	→
	1.10	0.95	1.70	→
$\text{C}_3\text{H}_8/\text{Air}$	0.88	1.80	0.43	→
	0.94	1.79	0.79	→
	1.00	0.97	1.32	→
	1.26	0.95	1.45	→
$\text{C}_3\text{H}_8/\text{CO}_2\text{-O}_2$ ($\text{CO}_2/\text{O}_2=70/30$)	0.85	1.53	1.18	→
	1.50	0.78	1.54	→

図6 火炎基部位置とロッド先端温度

のと考えられる。このような倒立火炎基部の燃焼強度に及ぼす熱損失の影響が小さいという本実験結果は、倒立火炎の安定性に及ぼす熱損失の影響が小さいことを示した Kawamura ら⁽¹¹⁾の結果と一致している。

また、ロッドから火炎基部に至る流れは加速流であるため、火炎基部における燃焼強度を増大させる可能性がある。しかし、もしこの効果が顕著であれば、 $Le > 1$ の火炎における燃焼強度の低下を打ち消すと考えられるが、そのような傾向はみられず、この影響もかなり小さいものと考えられることができる。

以上示したように、燃焼強度は、おもに火炎の曲率によりルイス数に対応して変化し、ロッドへの熱損失や流れの加速の影響は小さいと考えられる。

4. 結 言

未燃ガスに対して凸の曲率を有する火炎、すなわちロッド上に保持される倒立火炎基部において、熱線CT手法により熱線源強度分布を測定し、燃焼強度を詳細に検討した。倒立火炎基部においては熱流束は拡散し、不足成分は集中的に拡散する。したがってルイス数が1より大きい過濃メタン-空気火炎、希薄プロパン-空気火炎、希薄プロパン- CO_2 - O_2 火炎においては火炎基部において燃焼は弱められる。他方ルイス数が1より小さい希薄メタン- CO_2 - O_2 火炎、過濃プロパン- CO_2 - O_2 火炎においては火炎基部において燃焼は強められる。このようなふるまいは、すでによく知ら

れている。未燃ガスに対して凹の曲率を有するブンゼン火炎先端の場合とは、全く逆のふるまいである。

また、燃焼強度に対するロッドへの熱損失や流れの加速の影響は、火炎の曲率の効果に比べて小さいことが示された。

本実験を行うに際し、熱線CT手法に関し慶応義塾大学理工学部電気工学科 中島真人教授にご協力いただいた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Sivashinsky, G. I., *J. Chem. Phys.*, **62**-2-15(1975), 638.
- (2) Buckmaster, J. D., *Combust. Sci. Technol.*, **20**-1/2(1979), 33.
- (3) Mizomoto, M., Asaka, Y., Ikai, S. and Law, C. K., *Proc. 20th Symp. (Int.) Combust.*, (1985), 1933.
- (4) Law, C. K., Cho, P., Mizomoto, M. and Yoshida, H., *Proc. 21st Symp. (Int.) Combust.*, (1987), 1803.
- (5) Mizomoto, M. and Yoshida, H., *Combust. Flame*, **70**-1(1987), 47.
- (6) 内山・中島・溝本・油田, 応用物理, **54**-8(1985), 822.
- (7) 内山・風早・中島・溝本・油田, 電子通信学会論文誌, **J 68-D-12**(1985), 2073.
- (8) Uchiyama, H., Nakajima, M. and Yuta, S., *Appl. Opt.*, **24**-23(1985), 4111.
- (9) Barrett, H. H. and Swindell, W., *Proc. IEEE*, **65**-1(1977), 89.
- (10) Shepp, L. A. and Logan, B. F., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-21**-3(1974), 21.
- (11) Kawamura, T., Asato, K., Mazaki, T., Hamaguchi, T. and Kayahara, H., *Combust. Flame*, **35**-2(1979), 109.