

## メタンを燃料に用いた場合の管状火炎バーナの燃焼特性\*

萩原良一<sup>\*1</sup>, 岡本昌也<sup>\*1</sup>, 石塚 悟<sup>\*2</sup>  
小林秀峰<sup>\*3</sup>, 中村 章<sup>\*4</sup>, 鈴木 実<sup>\*5</sup>

## Combustion Characteristics of a Tubular Flame Burner for Methane

Ryoichi HAGIWARA, Masaya OKAMOTO, Satoru ISHIZUKA<sup>\*6</sup>,  
Hideo KOBAYASHI, Akira NAKAMURA and Minoru SUZUKI<sup>\*6</sup> Hiroshima University, Dept. of Mechanical Engineering,  
1-4-1 Kagamiyama, Higashi-Hiroshima, Hiroshima, 739-8527 Japan

Combustion characteristics of a tubular flame burner, which has been developed previously for propane, have been investigated with using methane as a fuel. The results show that the combustion characteristics for methane are almost the same as those for propane. Namely, (1) the equivalence ratio at the lean limit is about 0.5, (2) the wall temperature at the injection section is kept low, and (3) the burned gas temperature is uniform in the axial direction. However, (4) a tubular flame with a large laminar flame area of 0.24 m<sup>2</sup> is obtained with lean mixtures, (5) the stable flame region in the fuel-rich side is very narrow, (5) the equivalence ratios at which the flame diameter, the flame length, and the flame temperature take their maxima or minima are shifted to 0.9, and (6) the volumetric burning rate becomes 50% less or more than the total mixture volume flow rate for the near lean- and rich-limit mixtures, although they agree well for the stoichiometric mixture.

**Key Words:** Tubular Flame, Burner, Methane, Combustion, Laminar Flame, Preferential Diffusion

## 1. ま え が き

管状火炎は、円筒座標系の火炎素として、もっぱら、基礎燃焼学の立場から研究されてきたが<sup>(1)~(4)</sup>、温度分布の対称性から断熱性が高く熱的に安定なうえに、空気力学的にも流れの回転運動に対して安定であり、実用燃焼器に供する火炎として優れた特性をもっている。特に、希薄予混合燃焼が極めて容易に実現されるほか、過濃混合気の場合に排出されるすすも伸長率を増やすことで抑制できるので、環境負荷低減をはかるうえで、大きな潜在性を秘めている。このような背景のもとで、最近、実用に供するような大きな発熱量をもつ管状火炎バーナがプロパンを燃料として開発された<sup>(5)</sup>。今回は、管状火炎バーナの有用性を確かめるべく、天然ガスの主成分であるメタンを燃料とした場合の燃焼特性を調べ、その特徴や実用上での問題点などを抽出することにした。

## 2. 実 験 装 置

管状火炎バーナには、前回<sup>(5)</sup>と同じものを用いた[文献(5), 図2, 3参照]。バーナは混合気吹出し部と燃焼管部からなり、バーナ径は4 inである。混合気吹出し部には、3.7 mm×95.4 mmの矩形断面のスリットが対称位置に2個、接線方向に取付けられており、吹出し部長さは160 mm、バーナの一端には観察用に石英ガラス窓が設けられている。このガラス窓とは反対側に、内径100 mm、長さ1000 mmのパイレックス管を取付けて燃焼室とし、ビデオカメラを用いて火炎の観察を行った。温度測定時は、全長500 mmの測定孔付きの管をパイレックス管の代わりに装着し、素線径500 μmのR形熱電対(Pt/Pt-13%Rh)を挿入し測定を行った。

空気はターボブロワ(武藤電気: MI-12 N/6, 定格風量7.0 m<sup>3</sup>/min, モータ出力2.2 kW, 最大昇圧1300 mmAq)から、メタン(CH<sub>4</sub>: 99.52%, CO<sub>2</sub>: 0.42%, N<sub>2</sub>: 0.05%mol)は高圧ポンプから供給し、それぞれ浮き子式面積流量計で流量を測定した後混合し、バーナに供給した。流量計の検定には、小流量の場合は湿式流量計(~6 Nm<sup>3</sup>/h)を用い、大流量の場合は、矩形断面(30 mm×120 mm)の吹出し出口をもつ

\* 原稿受付 2000年4月19日。

<sup>\*1</sup> 広島大学大学院(☎739-8527 東広島市鏡山1-4-1)。<sup>\*2</sup> 正員, 広島大学工学部。<sup>\*3</sup> 日本鋼管(株)総合エンジニアリング事業部(☎230-8611 横浜市鶴見区末広町2-1)。<sup>\*4</sup> 日本鋼管(株)エンジニアリング研究所(☎210-0855 川崎市川崎区南渡田町1-1)。<sup>\*5</sup> 正員, 日本鋼管(株)エンジニアリング研究所。

E-mail: ishizuka@mec.hiroshima-u.ac.jp

二次元風洞,あるいは,出口直径18mmの八分円ノズルを用い,出口での流速分布をピトー管で測定して行った.今回は,流量計の容量の関係で,空気流量としては20~140 Nm<sup>3</sup>/h,メタンの流量としては20 Nm<sup>3</sup>/h以下の範囲で実験を行った.

### 3. 実験結果

**3.1 火炎外観** メタンを燃料として用いた場合も,プロパンと同様,電気火花で着火すると極めて容易に管状火炎が形成され,その外観もプロパンの場合とほとんど同様であった.参考に,先のプロパン火炎の外観[文献(5),図4参照]と同じ空気流量80 Nm<sup>3</sup>/h一定のもとでの当量比による火炎形状の変化を図1に示す.左側はバーナ端の石英窓から撮影した結果,右側はパイレックス管部の撮影結果で,縮尺は異なる.

当量比 $\phi=1$ [図1(a)]では,円形断面の火炎が吹出し部全長(160mm)にわたって一様に管壁にへばりつくようにして形成され,その青炎の端は吹出し部内にある(パイレックス管部の発光は,燃焼ガスのふく射による).燃料流量を減らしていくと,火炎直径はやや減少し,同時に,青炎の端は混合気吹出し部より出てパイレックス管部まで伸び[図1(b)],さらに燃料の流量を減らすと火炎は吹出し部から吹き飛び,パイレックス管内に先端部が抜けた状態の逆円錐状の青炎が形成される[図1(c)].さらに燃料の流量を

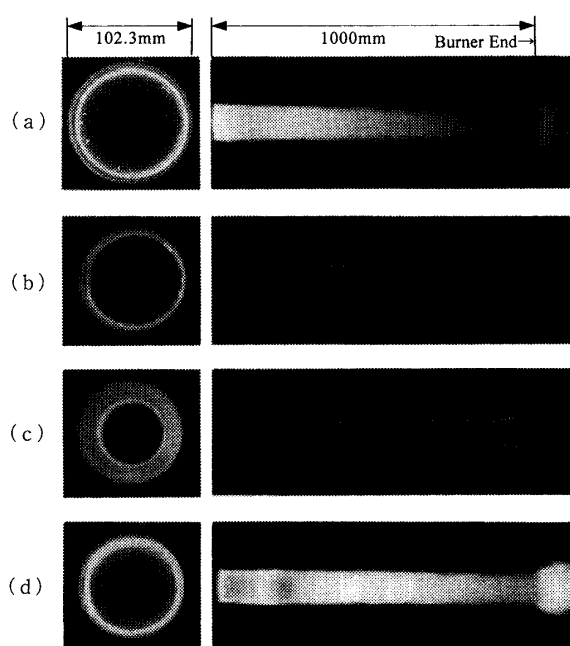


Fig. 1 Appearance of methane flame [ $Q_{air}=80$  Nm<sup>3</sup>/h, (a)  $\phi=1.0$ , (b)  $\phi=0.6$ , (c)  $\phi=0.57$ , (d)  $\phi=1.2$ ]

減らすと,火炎はパイレックス管の外に押し出されるようにして吹き飛ぶ.

一方, $\phi=1.0$ の状態から燃料の流量を増やすと,希薄混合気の場合と同様,火炎直径は徐々に減少し,同時に火炎は伸びてパイレックス管部に入り[図1(d)],さらに燃料の流量を増やすと,火炎は吹き飛んでパイレックス管出口に拡散火炎を伴った過濃火炎が形成された.

プロパンでは,過濃可燃限界(当量比2.51<sup>(6)(7)</sup>)付近になると輝炎の発光が強くなり青炎の確認が難しいが,過濃可燃限界を超えても火炎が存在し,これは,燃焼ガスの再循環領域の形成が一因と考えられるが[文献(4),図38参照],メタンでは過濃可燃限界における当量比が1.69<sup>(6)(7)</sup>と小さいせいか,燃料を過剰にしていくと火炎が吹き飛び,プロパンと著しい違いを示した.

一方,当量比を一定に保ちつつ混合気流量を増加させると,火炎長(バーナ端から青炎の端までの長さで定義)は増加し,火炎直径は徐々に減少した.参考に, $\phi=0.6$ の場合の外観を図2に示す.流量の増加に伴いほぼ直線的に火炎長が長くなるのがわかる.

**3.2 消炎限界** 図3に,火炎形成限界での当量比 $\phi$ を総流量 $Q_{total}$ (空気流量 $Q_{air}$ と燃料の流量 $Q_{fuel}$ の和)に対して求めた結果をプロパンの結果とともに示す.参考に,横軸には,総流量をスリット断面積で除して求めた接線方向吹出し平均速度 $V_t$ ,総流量を管断面積で除して求めた軸方向平均速度 $V_a$ ,および,流れ場の伸長率の目安である速度こう配 $\alpha$ (総流量を吹出し部円筒表面積で割って求めた半径方向平均吹出し速度 $V_n$ を管半径で除したもの)も示されている.

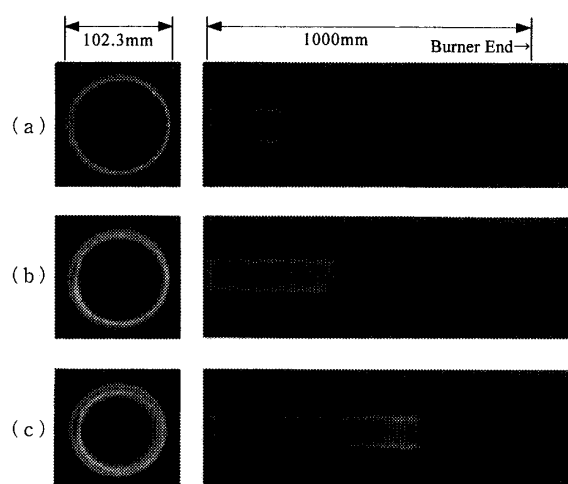


Fig. 2 Variations of the flame configuration of  $\phi=0.6$  with the air flow rate [(a)  $Q_{air}=60$  Nm<sup>3</sup>/h, (b)  $Q_{air}=100$  Nm<sup>3</sup>/h, (c)  $Q_{air}=140$  Nm<sup>3</sup>/h]

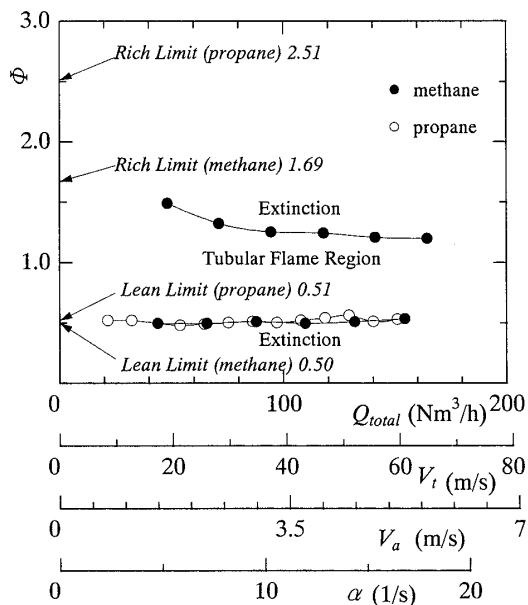


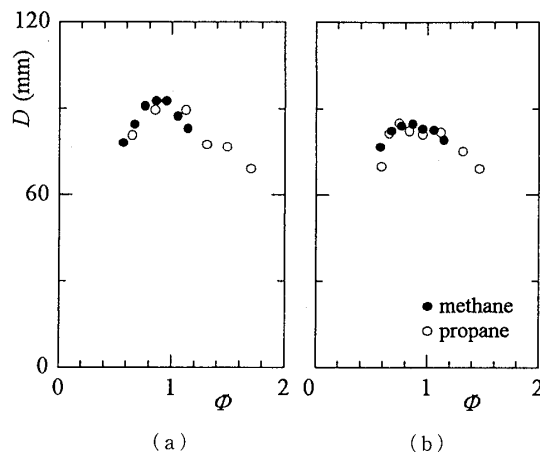
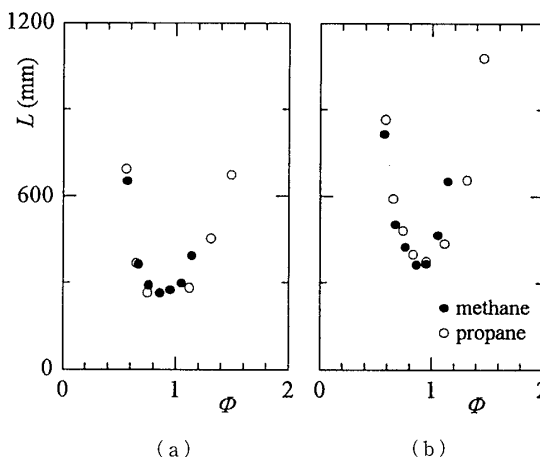
Fig. 3 Extinction limit

希薄限界における当量比は、プロパンの場合と同様、総流量の広い範囲でほぼ一定値約0.5をとり、希薄可燃限界(メタン:0.50<sup>(6)(7)</sup>, プロパン:0.51<sup>(6)(7)</sup>)近くまで火炎が存在できることがわかる。しかし、過濃限界における当量比は、総流量が45 Nm<sup>3</sup>/h ( $\alpha \approx 5 \text{ s}^{-1}$ )と少ないときは1.5とメタンの過濃可燃限界値(1.69<sup>(6)(7)</sup>)に近いが、総流量を増やすと、単調に減少し、総流量約160 Nm<sup>3</sup>/h ( $\alpha \approx 18 \text{ s}^{-1}$ )のときでは1.25と理論混合気になっっている。つまり、メタンの場合、プロパンに比べて燃料過剰側における火炎の安定範囲が狭い。したがって、管状火炎バーナを当量比1.1(空気過剰率0.9)付近の還元雰囲気状態において長時間大流量で運転するときには、燃料や空気の流量変動による消炎に十分注意する必要がある。

**3・3 火炎直径および火炎長さ** 次に、混合気吹出し部における火炎直径および火炎長さの当量比による変化を調べた。図4, 5に空気流量80 Nm<sup>3</sup>/hおよび140 Nm<sup>3</sup>/hのときの結果をプロパンの結果とともに示す。

基礎研究用バーナの結果によれば、レイス数の1より小さい希薄メタン、あるいは、過濃プロパン混合気では火炎直径が小さくなって消炎するのに対し、レイス数の1より大きい過濃メタン、あるいは、希薄プロパン混合気では火炎直径はあまり小さくならず消炎することが知られている<sup>(1)(3)(4)</sup>。

しかし、今回のバーナの希薄側を見ると、消炎限界における火炎直径のメタンとプロパンによる違いは見られなかった。しかし、過濃側では、プロパンでは火炎直径が当量比の増加とともに小さくなって消炎する

Fig. 4 Variations of the flame diameter  $D$  with the equivalence ratio  $\phi$  [(a)  $Q_{air}=80 \text{ Nm}^3/\text{h}$ , (b)  $Q_{air}=140 \text{ Nm}^3/\text{h}$ ]Fig. 5 Variations of the flame length  $L$  with the equivalence ratio  $\phi$  [(a)  $Q_{air}=80 \text{ Nm}^3/\text{h}$ , (b)  $Q_{air}=140 \text{ Nm}^3/\text{h}$ ]

のに対し、メタンでは直径が小さくならず消炎し、基礎研究用のバーナで観察されたレイス数効果と定性的に一致する結果が得られている。しかしながら、現在得られている管状火炎は、中心軸上からかなり離れた位置に形成されており、基礎研究用のバーナで得られる火炎とは流れ場がかなり違っている。したがって、プロパンの過濃火炎の直径がメタンの過濃火炎に比べ小さくなるのは、レイス数効果で考えるより、単純に、プロパンの過濃側は可燃範囲が広く、燃焼速度の小さな混合気に対してまで火炎が形成可能となり、結果的に、火炎と直角方向の半径方向速度がより小さな中心部位置まで火炎が形成され、一方、メタンでは過濃側の可燃範囲が狭く、燃焼速度の大きな混合気でも吹き消えるため、小さな直径の火炎が得られないも

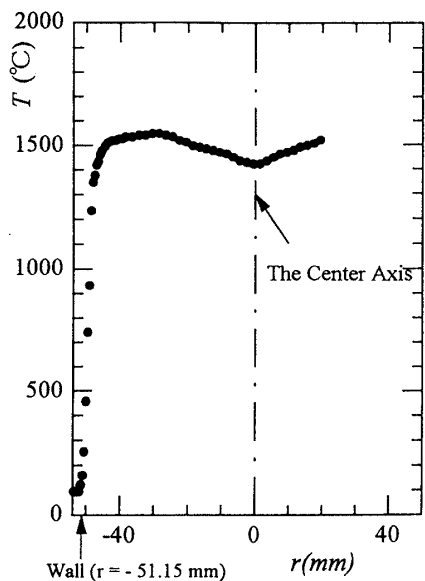


Fig. 6 Radial temperature distribution [ $Q_{air}=80 \text{ Nm}^3/\text{h}$ , methane:  $\Phi=1.06$ , propane:  $\Phi=0.94$ ]

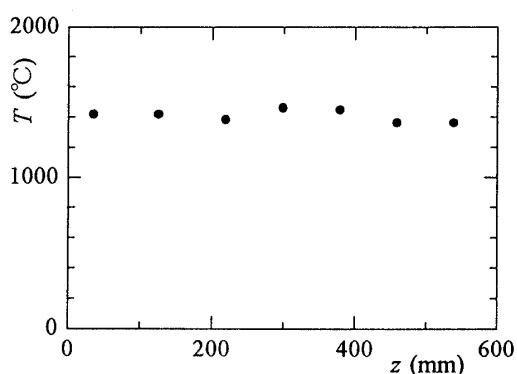


Fig. 7 Axial temperature distribution ( $Q_{air}=80 \text{ Nm}^3/\text{h}$ , methane:  $\Phi=1.04$ , propane:  $\Phi=0.96$ )

のと考えられる。

なお、火炎直径および火炎長さは、図4、5に示されているように、当量比1.0付近でそれぞれ最大、最小値をとるが、そのピーク位置を詳しくみると、メタンの場合はプロパンに比べより希薄側にずれ、当量比0.9付近となっている。

**3.4 火炎温度分布** 図6、7に、半径方向および中心軸上の軸方向温度分布をそれぞれ示す。半径方向温度分布は、プロパン同様M形を示し、火炎を隔てて外側は常温の未燃ガス、内側は高温の燃焼ガスとなっている。したがって、メタンを燃料とした場合も自己冷却作用によりバーナ吹出し部壁面が常温に保たれ、バーナが長時間運転可能なことがわかる。一方、軸方向温度分布もプロパン同様、バーナ全長にわたりほとんど一定であり、均一な燃焼ガスの領域が表現されていることがわかる。

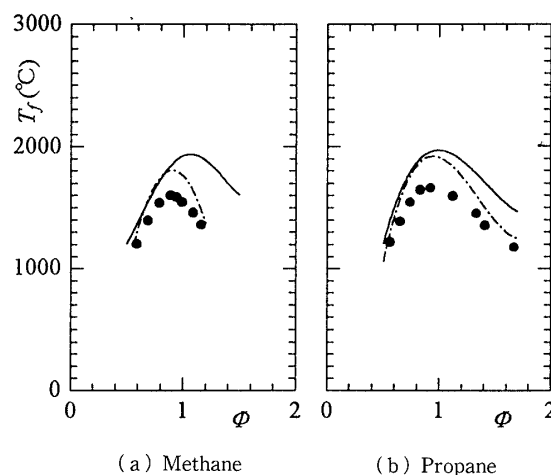


Fig. 8 Variations of the flame temperature with the equivalence ratio ( $Q_{air}=80 \text{ Nm}^3/\text{h}$ )

**3.5 火炎温度** 図8にバーナ端から80 mmの断面位置における火炎温度  $T_f$  (反応帯における最高温度)の当量比による変化を示す。図8中実線は、平衡計算<sup>(6)</sup>で求めた値、一点鎖線はR形熱電対の測定値に対してKaskan<sup>(9)</sup>による補正式

$$\Delta T = \frac{1.25 \epsilon \sigma T_w^4 d^{0.75}}{\lambda} \left( \frac{\eta}{\rho v} \right)^{0.25} \dots \dots \dots (1)$$

によりふく射補正を施したものである。ただし、ここで、 $\epsilon$ は放射率で被覆のない白金熱電対では0.16、 $\sigma$ はステファン・ボルツマン定数で $5.670 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 、 $T_w$ は熱電対の温度、 $d$ は熱電対の素線径、 $\lambda$ 、 $\eta$ 、 $\rho$ 、 $v$ はそれぞれ燃焼ガスの熱伝導率、粘性係数、密度、速度で、熱伝導率や粘性係数などの物性値は、平衡計算で求められた組成の燃焼ガスに対して気体運動論で与えられる推定式<sup>(10)</sup>を適用して求め、また、燃焼ガスの速度としては、火炎がバーナ壁近くに形成されるので、接線方向速度にほぼ等しいものと考え<sup>(11)</sup>、接線方向吹出し平均速度  $V_t$ を用いた。

よく知られているように、平衡計算結果(実線)は、 $\Phi=1.0$ よりやや燃料過濃側でメタンもプロパンも最高となっているが、測定結果(●印)は、メタン、プロパンとも燃料希薄側の $\Phi=0.9$ 付近で最高温度となり、そこから燃料希薄にしても燃料過剰にしても温度は低下し、特に、メタンの過濃側での温度の低下が著しい。ふく射補正を施した値(一点鎖線)を見ると、メタン、プロパンとも当量比0.9以下の燃料希薄側ではほとんど平衡計算結果と一致するが、理論混合気および燃料過濃側では、補正値は平衡計算値に比べ低くなり、その差はプロパンではせいぜい200°C程度であるのに対し、メタンでは当量比の増加とともに補正値は著しく低下し、平衡計算値よりも500°C近く下回るこ

とがわかる。この火炎温度の低下は、メタンの過濃側で火炎安定範囲が著しく狭くなる事実と深く関係しているものと考えられる。

#### 4. 考 察

管状火炎バーナの特徴は、実用バーナの多くが高効率・高負荷形の乱流燃焼を用いているのに対し、あくまで層流火炎を用い、この層流火炎を大規模に作って用いる点である。そのため、燃焼は乱流という不確定要素を含まない管理された状態で行われるほか、いわゆるスケールエフェクト(寸法効果)の問題がなく、事実、先のプロパンを燃料とした場合の実験で確かめられたように、体積燃焼速度は理論値である総流量にほぼ等しく、これから逆算して、発熱量に見合ったバーナ長が予測可能となる<sup>(9)</sup>。

そこで、今回は、メタンについてもこれが成り立つかどうかを検証することにした。はじめに、火炎直径および火炎長さから得られた火炎面積の当量比による変化を、空気流量 80 Nm<sup>3</sup>/h と 140 Nm<sup>3</sup>/h の場合についてプロパンの結果とともに図9に示す。火炎面積は、プロパンでは当量比 1.0 付近を最小に、燃料希薄側、燃料過剰側で増加しているが、火炎直径・長さの結果から予想されるようにメタンではその最小値はプロパンに比べより希薄側にずれ、当量比 0.9 付近までずれている。また、プロパンの場合、過濃側( $\phi=1.6$ )で非常に引きのぼされた火炎が形成されるため面積の大きな火炎が得られるのに対し、メタンでは、過濃側では容易に火炎が吹き飛ぶため、むしろ希薄側で長い火炎、したがって大きな面積の火炎(約 0.24 m<sup>2</sup>)が得られている。

この面積  $A$  に燃焼速度  $S_u$  をかけて求めた体積燃

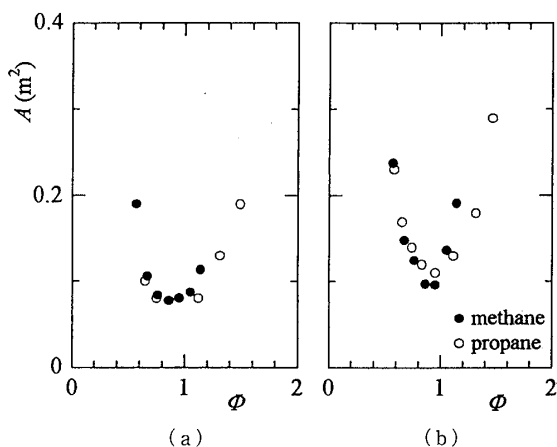


Fig. 9 Variations of the flame area  $A$  with the equivalence ratio  $\phi$  [(a)  $Q_{air}=80 \text{ Nm}^3/\text{h}$ , (b)  $Q_{air}=140 \text{ Nm}^3/\text{h}$ ]

焼速度  $Q_{burning}(=A \cdot S_u=Q_{total})$  の当量比による変化を図 10 に示す。ここで燃焼速度としては、対向流火炎法<sup>(12)</sup>による結果を用いた。破線は理論値である総流量  $Q_{total}$  で、非常にわずかであるが当量比の増加とともに増加する。当量比 1 付近ではメタン、プロパンいずれも体積燃焼速度と総流量はほぼ等しく理論どおりとなっているが、希薄側・過濃側にすすむにつれ理論値からのずれが大きくなり、また、プロパンに比べメタンのほうのずれが大きい。

図 11 は、段階的に空気流量を変えて、同じ実験を繰返し、代表的な当量比における体積燃焼速度  $Q_{burning}$  と総流量  $Q_{total}$  との関係性を求めた結果である。体積燃焼速度は混合気流量と等しくなるべきであるので、両者の等しくなる状態を  $Y=X$  で図 11 中に示した。プロパンでは、理論混合気( $\phi=1.0$ )の場合ほとんど

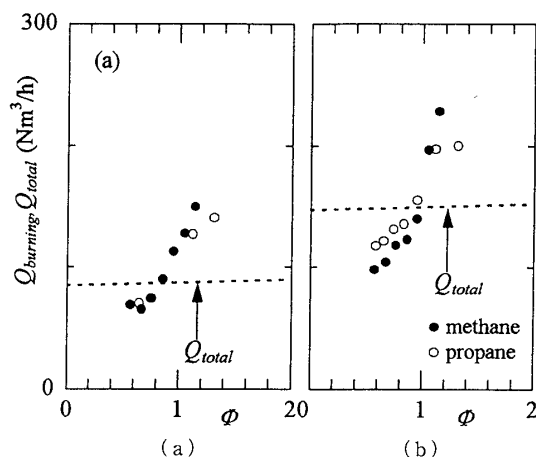


Fig. 10 Variations of the volume burning rate  $Q_{burning}$  and the total mixture flow rate  $Q_{total}$  with the equivalence ratio  $\phi$  [(a)  $Q_{air}=80 \text{ Nm}^3/\text{h}$ , (b)  $Q_{air}=140 \text{ Nm}^3/\text{h}$ ]

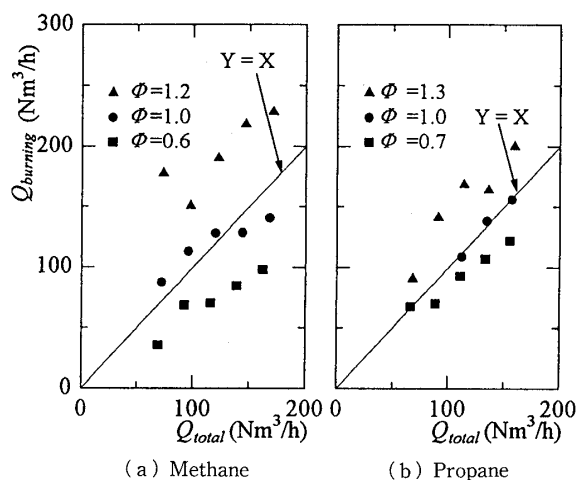


Fig. 11 Variation of the volume burning rate  $Q_{burning}$  with the total mixture flow rate  $Q_{total}$  [(a) methane, (b) propane]

どこの理論直線上にのり、過濃混合気では若干高め、希薄混合気では低めとなるが、3割程度以内で体積燃焼速度は混合気流量に等しくなっている。したがって、逆算により火炎長、ひいてはバーナ長さが推測できることがわかる<sup>(5)</sup>。

しかし、メタンの場合、理論混合気では比較的体積燃焼速度と混合気流量との一致はよいが、希薄混合気や過濃混合気ではプロパンに比べ両者の一致が悪く、特に過濃側で当量比が1.0から1.2となっただけで理論値に比べ50%も多くなっている。これから、メタンを燃料として用いる場合、理論混合気付近であれば問題はないが、希薄可燃限界や過濃可燃限界付近の混合気を燃焼させる場合、簡単な体積燃焼速度の関係から火炎長を推測してバーナ長を決定すると50%程度食い違う恐れがあることがわかる。

ところで、このようにメタンの希薄および過濃混合気で体積燃焼速度が総流量から大きくずれてしまう原因としては、プロパンに比べてメタンの場合、図4, 5, および図8の結果が示すように、火炎直径や火炎長さ、火炎温度のピーク位置がより希薄側に移動し、燃焼速度が最大となる当量比(メタンの場合1.05<sup>(10)</sup>)とかなりずれたことが考えられる。

この場合、例えば過濃混合気の場合、実際の管状火炎の火炎温度  $T^*$  は、本来の断熱火炎温度  $T^0$  に比べ低くなるので、反応速度が低下して燃焼速度  $S^*$  が本来の  $S^0$  より遅くなる。すると、同じ流量の未燃混合気に対し火炎面積  $A^*$  は、本来の面積  $A^0$  (燃焼速度が  $S^0$  のときにできるべき火炎面積) に比べ大きくなることになるが、体積燃焼速度の算出にあたっては、この大きくなった火炎面積  $A^*$  に対して、これに対応する燃焼速度  $S^*$  をかけるべきところ、元の断熱火炎温度  $T^0$  の火炎の燃焼速度  $S^0 (> S^*)$  をかけて求めるので、結果として計算される体積燃焼速度は、その理論値である混合気流量より大きくなったと考えられる。

ところで、メタンの場合、プロパンに比べてなぜピーク位置がより希薄側にずれるかであるが、単純には、いわゆる選択拡散が挙げられる。よく知られているように、伸長流中においては、流管を通して物質移動があるため、火炎が形成できる最大の伸長率を与える混合気は、メタン・空気混合気では理論混合気より希薄側に、プロパン・空気混合気では過濃側にずれる<sup>(4)(13)</sup>。また、低伸長流中で測定される希積限界でも、最大の希積濃度を与える混合気は、メタンでは希積側にずれて当量比0.87で、プロパンではかなり過濃側にずれて当量比1.75となる<sup>(14)</sup>。したがって、メタンの火炎温度が希薄側にずれる要因としては、伸長流場

における選択拡散が考える。しかし、図8に示した結果は伸長率  $\alpha$  が  $9\text{ s}^{-1}$  とかなり小さい場合の結果であるうえに、同様に選択拡散が起こり得るプロパン混合気で、なぜピーク位置が逆に過濃側にずれないかという疑問が残る。

そこで、もう一つの可能性として、圧力拡散が考えられる。すなわち、管状火炎は、回転流中に形成されるので、遠心力によりバーナ中心部では圧力が低い状態となっており、圧力こう配が存在する。すると、分子量のより小さいメタンが、分子量のより大きい酸素に比べて相対的に多く火炎帯に向かって拡散し、その結果、火炎温度が理論混合気よりむしろ希薄側で最高となったものと考えられる。これに比較してプロパン混合気では、プロパンと酸素の分子量があまり違わないために、圧力拡散による影響が顕著にでなかったと考えられる。

しかし、この圧力拡散の影響については、本バーナで実験するだけでは結論を得るには不十分であり、同じ接線吹出でも管径の異なるバーナや、同じ軸方向平均速度でも回転強さの異なるバーナを用いて実験を行うほか、実際にガス分析を行って圧力拡散と濃度拡散の影響を定量的に把握する必要があると思われる。

## 5. ま と め

メタンを燃料とした場合の管状火炎バーナの燃焼特性を調べ、その結果、以下のことが明らかになった。

(1) 混合気総流量20~140 Nm<sup>3</sup>/hに対し、プロパンの場合と同様に、均一で大きな層流火炎面積をもつ管状火炎が形成される。ただし、プロパンでは燃料過剰側で大きな火炎面積が得られるのに対し、メタンでは燃料希薄側で最大で約0.24 m<sup>2</sup>の均一な層流火炎面積をもつ管状火炎が形成された。

(2) この管状火炎の希薄側の消炎限界は、 $\Phi \cong 0.5$ でプロパンと同様希薄可燃限界近くまで火炎が形成可能であるが、過濃側は総流量の増加に伴い火炎安定範囲は狭まり、最大流量約160 Nm<sup>3</sup>/h ( $\alpha = 18\text{ s}^{-1}$ ) では  $\Phi \cong 1.25$  で、プロパンに比べてかなり火炎の安定範囲が狭い。

(3) 半径方向温度分布は、プロパンと同様M形で、自己冷却作用により吹出し部壁面は常温に保たれ、また、燃焼ガスの軸方向温度分布もほとんど一定で均一な燃焼ガス領域が形成されることが確認できた。

(4) 火炎直径は、燃料希薄側の  $\Phi = 0.9$  付近で最大となり希薄、過濃側でやや減少する。また、火炎長さも  $\Phi = 0.9$  付近で最短となり、希薄、過濃側で大きく増加する。この火炎直径、火炎長さのピーク位置は、

プロパンの場合に比べより希薄側にずれている。

(5) 熱電対で測定された火炎温度も、燃料希薄側の  $\Phi=0.9$  付近で最高となり、それより希薄側、過濃側で減少するが、ふく射補正を施した値は、希薄側でほぼ平衡計算値に一致し、一方、過濃側では当量比の増加とともに急激に減少して平衡計算値を大きく下回る。

(6) 体積燃焼速度は、 $\Phi=1.0$  付近では理論値である混合気流量にほぼ等しいが、吹消え限界付近の希薄混合気や過濃混合気ではそれぞれ50%ぐらい理論値より小さくあるいは大きくなる。この原因としては、燃焼速度が最大となる当量比(1.05)に比べ、火炎直径や火炎長さ、火炎温度がピークとなる当量比がかなり燃料希薄側に移動して0.9付近となることが挙げられる。

(7) なお、このピーク位置が  $\Phi=0.9$  付近にずれる原因としては、通常の濃度拡散における選択拡散のほかに、メタンと酸素の分子量の違いに関係した圧力拡散が考えられるが、回転強さや管径を変えた実験やガス分析などで定量的に確かめる必要がある。

本実験を行うにあたりご協力いただいた広島大学大学院院生 水口裕之、工学部学生 中野雅司、長友真

吾の各氏に謝意を表す。

## 文 献

- (1) Ishizuka, S., *Proc. 20th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1984), 287-294.
- (2) Takeno, T. and Ishizuka, S., *Combust. Flame*, **64**(1986), 93-98.
- (3) Ishizuka, S., *Combust. Flame*, **75**(1989), 367-379.
- (4) Ishizuka, S., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **19**(1993), 187-226.
- (5) 石塚悟・萩原良一・鈴木実・中村章・濱口惣, 機論, **65**-639, B(1999), 3845-3852.
- (6) Zabetakis, M. G., *Bull. US Bureau Mines*, 627(1965).
- (7) 平野敏右, 燃焼学, (1980), 113, 海文堂, 東京.
- (8) Gordon, A. and McBride, B. J., *NASA SP-273*(1971).
- (9) Kaskan, W. E., *Proc. 6th Symp. (Int.) Combust.*, Reinhold Publishing Co., New York, (1957), 134-143.
- (10) Hirschfelder, J. O., Curtiss, C. F. and Bird, R. B., *Molecular Theory of Gases and Liquids*, (1954), 514-610, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- (11) Nishioka, M., Ishizuka, S. and Takeno, T., *Combust. Flame*, **73**(1988), 287-301.
- (12) Yamaoka, I. and Tsuji, H., *Proc. 20th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1984), 1883-1892.
- (13) Kobayashi, H. and Kitano, M., *Combust. Flame*, **76**(1989), 285-295.
- (14) Sakai, Y. and Ishizuka, S., *Proc. 24th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1992), 153-159.