

■原著論文／ORIGINAL PAPER■

管状火炎内部の高温ガス領域を利用した新しい加熱技術に関する実験的研究

An Experimental Study on a New Heating Technique with Use of an Inner Hot Gas Region of Tubular Flames

胡 杰・石 保禄・下栗 大右・石塚 悟*

HU, Jie, SHI, Baolu, SHIMOKURI, Daisuke, and ISHIZUKA, Satoru*

広島大学 大学院工学研究科 機械物理工学専攻 〒739-8527 広島県東広島市鏡山 1-4-1

Department of Mechanical Science and Engineering, Graduate School of Engineering, Hiroshima University, Kagamiyama 1-4-1, Higashihiroshima, Hiroshima, 739-8527, Japan

2014 年 7 月 14 日受付 ; 2014 年 11 月 13 日受理 / Received 14 July, 2014; Accepted 13 November, 2014

Abstract : An experimental study has been conducted to obtain knowledge on a new heating technique with use of the inner hot gas region of tubular flames. Two kinds of tubular flame burners of non-swirl type and swirl type have been made, and the flame appearances and the stable flame regions have been mapped as a function of the mixture flow rate and the equivalence ratio. An air to be heated has been introduced into the inner hot gas region of the tubular flame and the radial as well as the axial temperature distributions have been determined. Results show that in contrast to the non-swirl type burner, the swirl type burner gives a better axisymmetric tubular flame and a wider stable flame range, and in addition, the swirl type burner gives a faster temperature rise than the non-swirl type burner. The temperature rise becomes more rapid as the swirl number of the burner is increased. A simple analysis demonstrates that the enhanced temperature rise can be explained through an increase of the heat transfer area between the air stream to be heated and the hot burned gas of the tubular flame; the air to be heated is involved into the swirling hot burned gas, resulting in a rapid temperature rise in the heating process.

Key Words : Tubular flame, Heating, Swirl, Involvement, Stability Limit

1. 緒言

管状火炎は、円筒座標系の火炎素として基礎燃焼学の立場から研究されてきたが[1-14], 温度分布の対称性から断熱性に優れ、また、旋回をかけると空気力学にも安定なため、実用的にも注目され、様々な管状火炎バーナが開発されている[15-17].

例えば、優れた断熱性を活かして、発熱量がプロパンの 20 分の 1 以下の高炉ガスを助燃無しに燃やすことのできる高炉ガス専焼バーナ[18]や、強靱な安定性を活かして個体の粉状バイオマス燃料を燃やすバーナ[15], コンパクト性を活かした過熱蒸気発生器用バーナ[19]や携帯型マイクロバーナ[20], そして、利便性のある管状の形状を活かして高速気流中での保炎[21]やスターリングエンジン外筒加熱用のバーナ[22]などが開発されている。

このうち、管状という形状に注目したバーナは、管状火炎内部の高温領域を利用するものであるが、幾何学的に利

便性に優れているので、各種プロセスにおいてライン上に組み込みことができる。事実、最近、半導体工場から排出される有害ガスを管状火炎内部に導き無害化するプロセス例が報告されている[23]。しかし、管状火炎をライン上に組み込んだ場合に、その特性や能力を基礎的・系統的調べた研究はほとんど行われていない。

そこで、本研究では、その第一歩として、管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱技術を創成すべく、その基礎的知見を実験的に求めることにした。具体的には、管状火炎が得られる非旋回型と旋回型の 2 種類のバーナを試作し、火炎形状や火炎安定範囲を求めるとともに、火炎内部の高温領域に被加熱用空気を流した場合の温度上昇の様子を実験的に求め、簡単な解析解を用いて加熱性能を吟味した。

2. 実験装置および実験方法

管状火炎バーナには対向流型と旋回流型の 2 種類がある[1]。そこで、両者を製作し、実験に用いた。その概略を図

* Corresponding author. E-mail: satoruishizuka@hiroshima-u.ac.jp

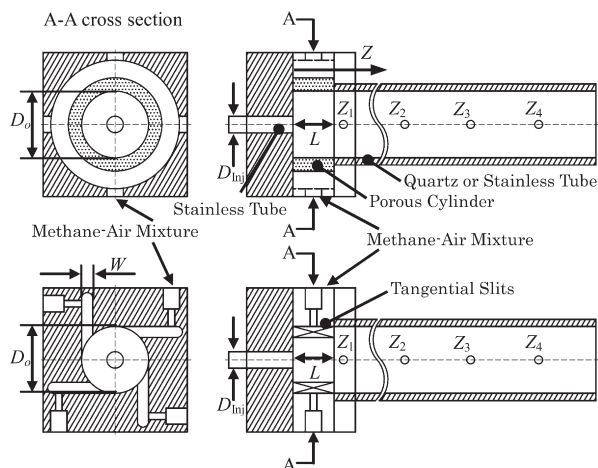


Fig. 1 Tubular flame burners (upper: non-swirl type, lower: swirl type).

Table 1 Burner dimensions.

Burners	Inner Diameter D_o (mm)	Slit Length L (mm)	Slit Width W (mm)	Swirl Number S
Non-swirl Type	50	40	—	0
Swirl Type	50	40	4	2.8
	50	40	2	5.9
	50	40	1	12.0

1 に、諸元を表 1 に示す。

対向流型バーナ (以降、非旋回型バーナと称する) は、図 1 上に示すように、多孔質円筒 (焼結黄銅製、濾過度 5 ミクロン、厚み 5 mm) から可燃性ガスを吹き出すもので、吹き出し部は、内径 $D_o = 50$ mm、長さ $L = 40$ mm である。バーナの一端には、被加熱用空気を導入するため、内径 $D_{inj} = 16$ mm (1/2 inch) のステンレス管を取り付け、他端には内径 50 mm、長さ 300 mm の石英管を接続した。なお、形成される火炎は浮力により変形するが^[1,12]、実用的見地からバーナを水平に設置して実験を行った。

一方、旋回流型バーナ (以降、旋回型バーナと称する) は、図 1 下に示すように、90°毎に対称位置に取り付けた 4 つの矩形スリットから可燃性ガスを接線方向に吹き出すもので、非旋回型バーナと同様、吹き出し部は内径 $D_o = 50$ mm、長さ $L = 40$ mm、スリット幅 W としては、異なる旋回強度を得るため、4, 2, 1 mm の計 3 種類を用意した。ちなみに、概算で得られたスワール数 S はそれぞれ 2.8, 5.9, 12.0 である^[1]。非旋回型バーナと同様、バーナの一端には、被加熱用空気を導入するため、内径 $D_{inj} = 16$ mm (1/2 inch) のステンレス管を取り付け、他端には内径 50 mm、長さ 300 mm の石英管を設置して実験を行った。

図 2 に、実験装置の概要を示す。燃料には、メタンを用いた。メタン及び空気は、それぞれ浮き子式面積流量計で流量測定後、一様に混合され、バーナへ供給される。火炎の観察には、バーナ閉端に設置された石英窓並びにバーナ下流に接続された石英管を介して 2 方向からデジタルビデオカメラで撮影を行った。

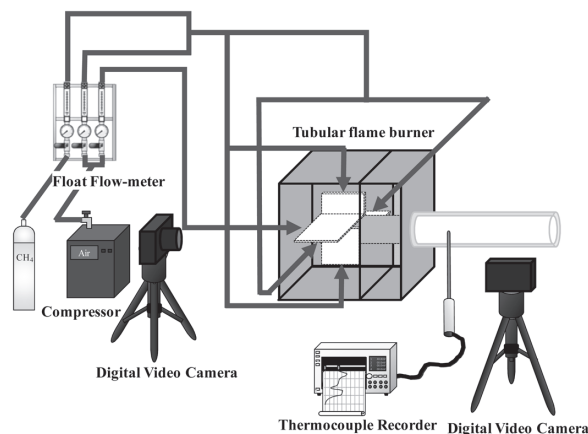


Fig. 2 Schematic of the apparatus.

また、加熱過程を把握すべく、複数の測定孔が開けられた鋼管 (内径 50 mm、長さ 300 mm) を石英管の代わりに設置し、素線径 0.2 mm の R 形熱電対 (Pt/Pt-13%/Rh) を挿入して半径方向、および軸方向温度分布を測定した。測定孔の位置は、吹き出し部端面からの距離を Z とすると、 $Z = 55, 125, 200, 275$ mm の 4 カ所である。

3. 実験結果

3.1. 火炎外観および火炎安定範囲

はじめに、被加熱空気を流さずにメタンと空気の予混合気を非旋回型、旋回型バーナから吹き出した場合に形成される火炎外観と火炎安定範囲の測定を行った。

まず、非旋回型バーナについて、燃焼用空気流量 Q_{air} を段階的に設定して燃料流量 Q_{fuel} を増減させ、バーナ閉端に設置された石英窓から撮影された火炎外観を図 3 に示す。横軸には、燃焼用空気流量 Q_{air} とこの流量を円筒吹き出し面積で割って求めた空気だけの吹き出し速度 $V_{w, air}$ の値が、縦軸には当量比 Φ の値が示されている。

$Q_{air} = 2.0$ m³N/h 一定の場合、当量比 $\Phi = 1.0$ の付近では滑らかな円形断面の管状火炎が多孔質円筒内壁に付着されるように形成される。しかし、燃料流量を徐々に増やしたり減らしたりしていくと火炎が円筒表面から離脱して下部が変形し、さらに流量を増減させると過濃可燃限界、希薄可燃限界近くで消滅した。

空気流量 Q_{air} を 3 m³N/h に増加すると、当量比 1.0 付近では火炎直径、発光ともに $Q_{air} = 2.0$ m³N/h の場合とほぼ同じであるが、混合気を過濃あるいは希薄にしていくと、火炎下部がまず変形し、次いで、過濃側では上部が局部的に消滅し、一方、希薄側では全周にわたって火炎がセル状となり、その後、過濃可燃限界、希薄可燃限界付近で消滅した。なお、内径 30 mm、長さ 120 mm、両端開放の多孔質円筒バーナを水平に設置した場合、希薄混合気では火炎下部が浮き上がり、上に凸状に湾曲し、火炎上部と接近した状態で消滅するが、過濃混合気では火炎下部が浮き上がるものの、

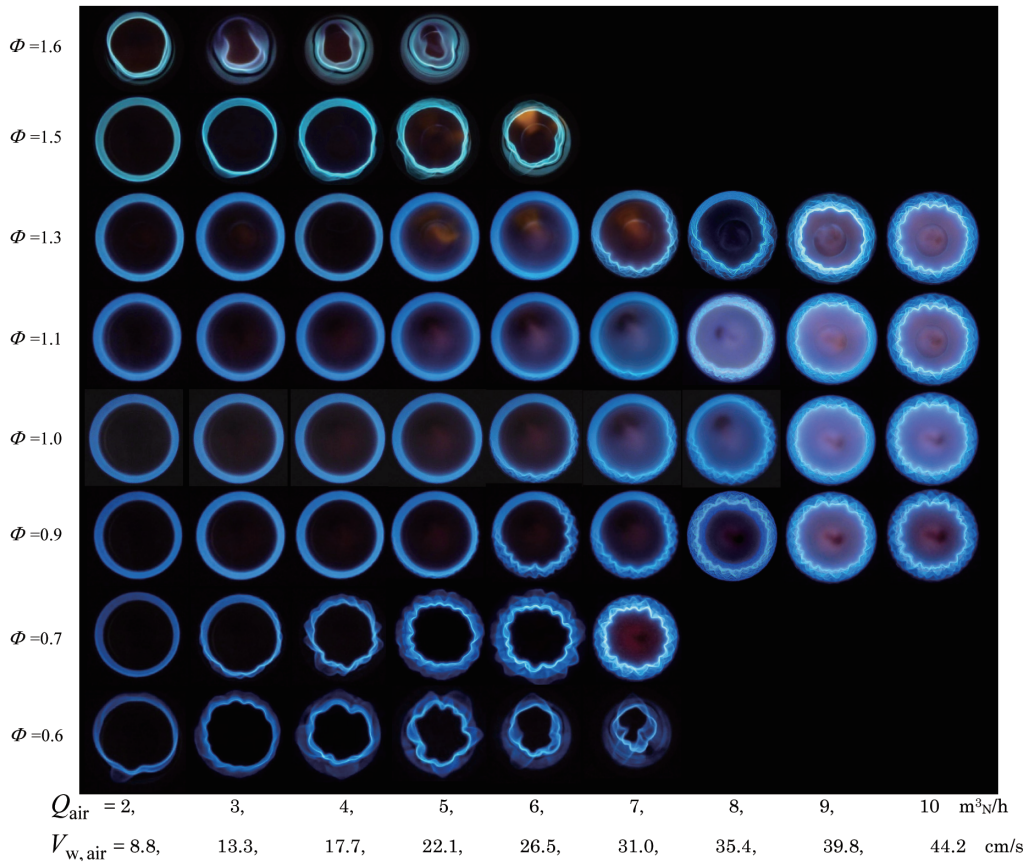


Fig.3 Appearance of flames in the non-swirl type burner ($S=0$) for $Q_{\text{air}} = 2.0 \sim 10.0 \text{ m}^3/\text{h}$.

平坦, 且つ, 発光強度を増し, 火炎上部に接近することなく消炎した (参考文献[12], Figs.4c, d 参照). しかし, 本実験では, バーナ長が 40 mm と短く, 一端は石英ガラスで閉じられているため, 希薄, 過濃いずれの混合気でも下部と上部の火炎がさほど接近することなく消炎した.

この過濃側での局所的消炎や希薄側でのセル状火炎発生メカニズムであるが, その概略を示したものを図 4 に示す. 図 4(a) 上は当量比 1.6 の火炎写真で, 手前から奥に向かって光軸に沿った全視野の火炎が撮影されているので, その中間部について下段の図で説明する. 火炎上部は, 燃焼ガスに働く浮力により円筒表面に接近し, 熱損失が増加して燃焼強度が弱められる. このとき, 一様な濃度場であれば起きないはずである周方向への不足・律速成分の酸素の拡散が始まり, この非一様拡散と熱損失の相乗効果でますます火炎上部の燃焼強度が弱められ局所的消炎が起きたものと考えられる. 一方, 図 4(b) は当量比 0.6 の火炎写真で左下 4 分の 1 を拡大したものを下段に示す. 不足・律速成分のメタンの拡散は, 未燃ガスに向かって凸形状の火炎帯に向かって集中し, その結果, 凹形状の火炎帯ではメタン不足となり, 一方, 燃焼ガス側から未燃ガス側への熱伝導による熱輸送は未燃ガスに向かって凸形状部で放散, 凹形状部で集中するが, メタンと空気の希薄混合気の場合, 前者の拡散による化学エンタルピーの供給が熱伝導による熱輸送に勝るから, いわゆるルイス数効果[24,25]により未

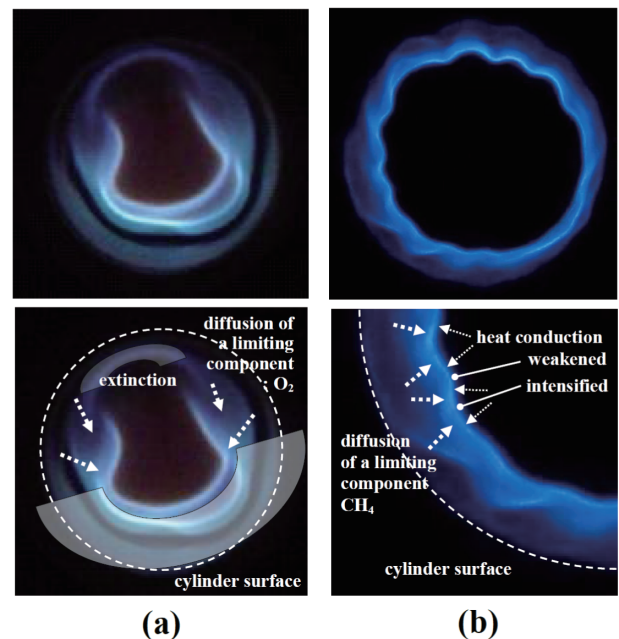


Fig.4 Appearance of flames and illustrations on the occurrence of local flame extinction and cellular instability in the rich and lean mixtures, respectively ((a) $\Phi = 1.6$, (b) $\Phi = 0.6$ at $Q_{\text{air}} = 3.0 \text{ m}^3/\text{h}$).

燃ガスに向かって凸の火炎帯では燃焼が強められ, 凹の火炎帯では弱められるため, セル状不安定性が発生したものと考えられる. なお, この場合のセル形状はバーナ長手方

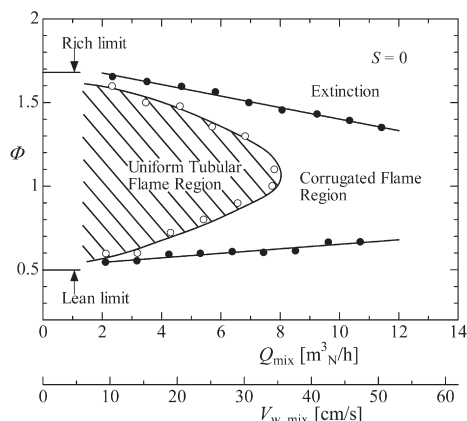
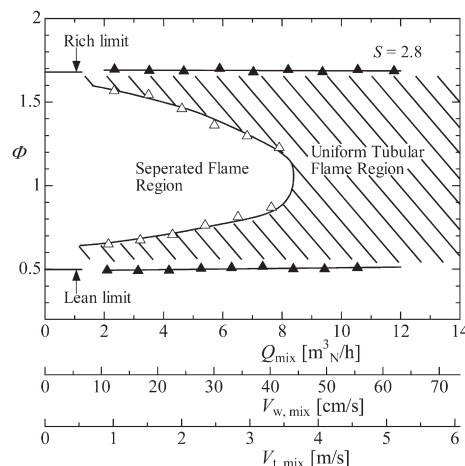


Fig. 5 Mapping of stable flame regions in the non-swirl type burner.

Fig. 7 Mapping of stable flame regions in the swirl type burner of $S=2.8$.

$S=2.8$	$Q_{\text{air}}=2 \text{ m}^3 \text{ N/h}$	$Q_{\text{air}}=5 \text{ m}^3 \text{ N/h}$	$Q_{\text{air}}=10 \text{ m}^3 \text{ N/h}$
$\Phi=1.6$			
$\Phi=1.0$			
$\Phi=0.6$			

Fig. 6 Appearance of flames in the swirl type burner of $S=2.8$.

向に一定であり、フラットフレイムバーナで観察されるセル状火炎というよりはブンゼンバーナで観察される多角錐状火炎[24]に形状が近いものになっている。

引き続き、空気流量を大きくしていくと、吹き出し速度が 30 cm/s 程度を越えるあたりで当量比 1 付近でも火炎面が凹凸状に変形するようになるが、本研究で使用した多孔質円筒の場合、30 cm/s を超えると吹き出しむらが顕著となるので、この火炎の凹凸は、吹き出しむらに起因しているものと思われる。

次に、当量比 Φ と燃料・空気混合気流量 Q_{mix} (燃焼用空気流量 Q_{air} と燃料流量 Q_{fuel} の和)、並びに、その流量を円筒吹き出し面積で割った未燃ガスの半径方向速度 $V_{w, \text{mix}}$ を用いて、火炎安定範囲を求めた。その結果を図 5 に示す。白丸 (○) は一様な火炎面の管状火炎が乱れ始める限界、黒丸 (●) は火炎面の乱れた管状火炎が消失する限界を示す。比較のために、標準的な方法で測定された希薄・過濃可燃限界での当量比の値 0.5, 1.68 [26] も示す。混合気流量 Q_{mix} が小さい場合、過濃・希薄可燃限界近くまで一様な火炎面をもつ管状火炎が形成されるが、 $V_{w, \text{mix}}$ の値が約 30 cm/s を超えると一様な管状火炎は形成できず、当量比 $\Phi = 0.6 \sim 1.3$ の範囲で、かなり凸凹の激しい火炎が円筒表面に沿っ

て形成された。

次に、旋回型バーナについて調べた。図 6 は、 $S=2.8$ の旋回型バーナにおいて、バーナ閉端の石英窓から撮影された火炎の外観を示す。燃焼用空気流量 Q_{air} が $2.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$ と少ない場合、理論当量比付近では一つにつながった管状火炎は形成されず、4 つのスリットそれぞれに付着した火炎が形成される。空気流量を一定に保ちつつ燃料流量を増減させ混合気を過濃あるいは希薄にしていくと、スリットに付着した火炎の先端は伸び、やがて一つのつながった管状火炎となり、その後、消失した。

空気流量 Q_{air} を $5 \text{ m}^3 \text{ N/h}$ に増やすと、理論当量比付近では依然、分離された 4 つの火炎が形成されるが、混合気をより過濃、希薄にすると広い当量比範囲で一つにつながり、より過濃、希薄にすると、いずれにおいても一つにつながった管状火炎となって消失した。

さらに空気流量 Q_{air} を $10 \text{ m}^3 \text{ N/h}$ に増やすと、理論当量比付近でも一つにつながった火炎が形成されるようになる。その火炎直径を、同一当量比と比較すると、 Q_{air} が増加する程小さくなっていることがわかる。これは、火炎は未燃ガスの半径方向速度と燃焼速度とが釣り合う位置に形成されるため、吹き出し速度が増加すると、より中心軸寄りに移動するためと考えられる。

さて、このバーナにおける火炎安定範囲を図 7 に示す。縦軸は当量比 Φ 、横軸は混合気流量 Q_{mix} ならびにこの流量を内径 50 mm、長さ 40 mm の円筒吹き出し面積で除して求めた半径方向吹き出し速度 $V_{w, \text{mix}}$ 、そして混合気総流量を 4 つのスリットの総断面積で除して求めた接線方向吹き出し速度 $V_{t, \text{mix}}$ である。白抜き三角印 (△) は、空気流量一定のもとで混合気をより過濃、あるいは希薄にしていった場合に、それぞれのスリット出口に形成されていた 4 つの火炎が一つに合体する限界での当量比を、黒塗り三角印 (▲) は、その一つにつながった管状火炎が消失する限界での当量比を示す。

まず、それぞれのスリットに付着した 4 つの火炎が一つ

の管状火炎に合体する限界での当量比であるが、混合気流量 $Q_{\text{mix}} \cong 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ では、過濃側、希薄側ともにそれぞれの可燃限界近い 1.57, 0.65 をとるものの、混合気流量の増加とともに両者は接近し、 $Q_{\text{mix}} \cong 8.0 \text{ m}^3/\text{h}$ では、それぞれ 1.23, 0.87 となり、 $Q_{\text{mix}} \geq 9.0 \text{ m}^3/\text{h}$ では、すべての当量比に対し一つにつながった管状火炎が形成される。これは、混合気の半径方向吹き出し速度が 45 cm/s 以上と大きく、メタン空気混合気の最大燃焼速度 (約 40 cm/s [27,28]) を上回ったためと考えられる。

一方、消炎限界であるが、広い混合気流量の範囲で、一つにつながった管状火炎となって消炎し、その希薄限界、過濃限界での当量比の値は、混合気流量に対しほぼ一定で、それぞれ希薄可燃限界 ($\Phi = 0.5$)、過濃可燃限界 ($\Phi = 1.68$) の値にほぼ等しいことがわかる。

なお、非旋回型バーナの場合、混合気流量の増加に対して希薄限界と過濃限界における当量比の値はそれぞれ増加、減少し、安定燃焼範囲が著しく狭くなるが、これは、混合気を火炎面に対して垂直に吹き出すため、その増加が、則、火炎伸張率の増加に直結するためと考えられる (参考文献[7]参照)。これに対し、旋回型バーナの場合、混合気を火炎面に対して平行に吹き出すため、混合気は半径方向のみならず軸方向にも移動し (参考文献[29], Figs.4,7 参照)、混合気流量の増加が、則、火炎面に垂直な速度成分 (半径方向速度成分) の増加、ひいては火炎伸張率の増加、には直結せず、むしろ、半径方向速度が大きくなりまゝ混合気が軸方向下流に流れ、結果的に軸方向に長く伸びた火炎が安定に形成されるものと考えられる。つまり、旋回型バーナでは、混合気流量を増やしても火炎伸張に関係する半径方向速度成分は直接的には増加せず、これが消炎限界での当量比の値がほとんど変化しない理由と考えられる。

旋回強度を高めた $S = 5.9$ のバーナにおける火炎外観と火炎安定範囲をそれぞれ図 8 と図 9 に示す。

図 8 の火炎外観で空気流量 $Q_{\text{air}} = 2.0 \text{ m}^3/\text{h}$ のとき、 $\Phi = 1.0$ では $S = 2.8$ のバーナと同様、火炎はそれぞれのスリットに付着して離れているが、 $S = 2.8$ のバーナに比べてその先端は長く伸び、火炎間の距離は縮まっている。空気流量 $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ のとき、理論当量比 Φ では、スリット吹き出し部では 4 つの火炎が別々に形成されるがその下流では一つに繋がった管状火炎が形成された。 $Q_{\text{air}} = 10.0 \text{ m}^3/\text{h}$ では、 $\Phi = 1.0$ でも根元のスリット吹き出し部から一つにつながった管状火炎が形成された。

図 9 の火炎安定範囲を見ると、 $S = 2.8$ のバーナと比較し、火炎が途切れている領域は若干狭くなっているが、一つの管状火炎となって消炎する限界での当量比は、希薄・過濃可燃限界とほぼ一致し、吹き出し速度に関係にほとんど一定であった。

さらに旋回の強い $S = 12.0$ のバーナにおける火炎外観と火炎安定範囲をそれぞれ図 10, 図 11 に示す。前二者のバーナと比較して、一つにつながった管状火炎が形成される領域が広がった。ただし、希薄限界での当量比は、混合気

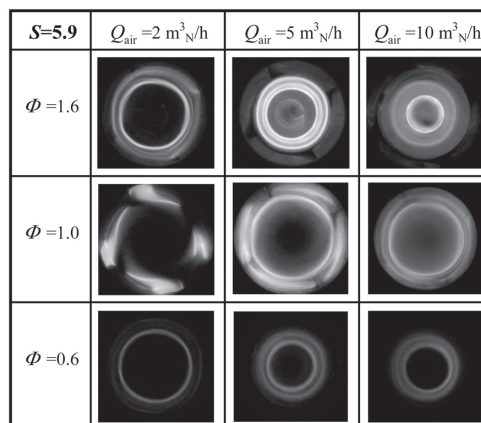


Fig.8 Appearance of flames in the swirl type burner of $S=5.9$.

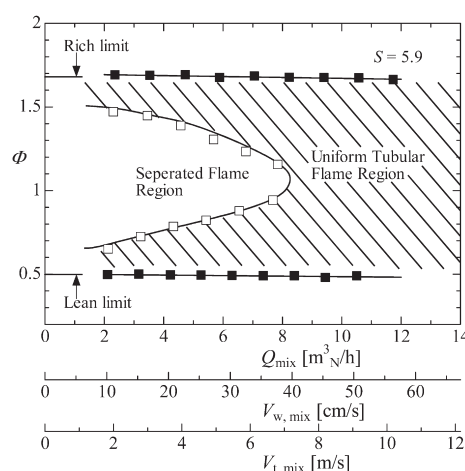


Fig.9 Mapping of stable flame regions in the swirl type burner of $S=5.9$.

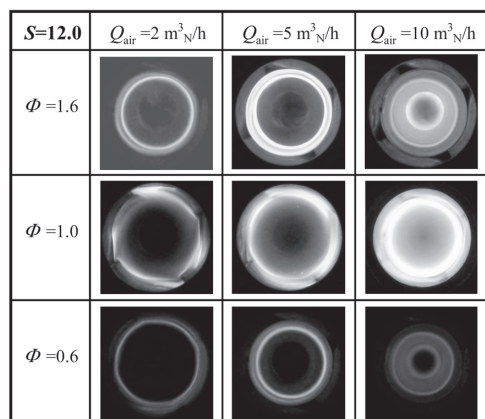
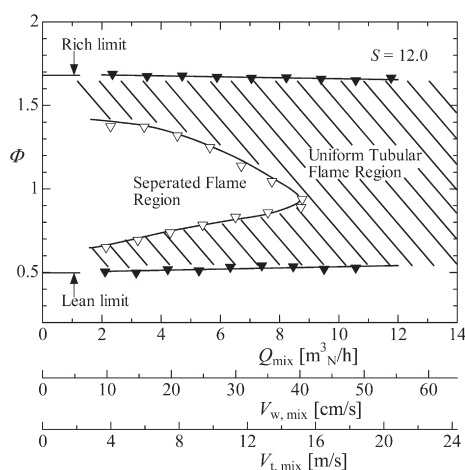
流量が増加すると、若干、希薄可燃限界の値より大きくなった。

さて、石英管内に形成される火炎の外観を各バーナについて調べた。一例として、被加熱用空気は流さず、燃焼用空気流量 $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 一定のもとで燃料流量 Q_{fuel} を増減させた場合の火炎外観を図 12 に示す。

まず、非旋回型バーナの場合、当量比 $\Phi = 1.0$ では、均一な青炎が円筒壁の内側に付着するように形成され、石英管内には伸びていないが、高温燃焼ガスによる発光が下流まで伸びている (図 12(a) 中段)。混合気を過濃あるいは希薄にすると、火炎は円筒から離れると同時に軸方向に伸びて石英管内に入り込む。このとき、過濃側では火炎は上方に偏り軸対称性が崩れていること、希薄側では火炎面に凹凸が生じることが分かる (図 12(a) 上段, 下段)。

一方、旋回型バーナの場合、石英管内に伸びた火炎は軸対称性が良いことがわかる。これは、流れの回転遠心効果により浮力が抑えられたためと考えられる。

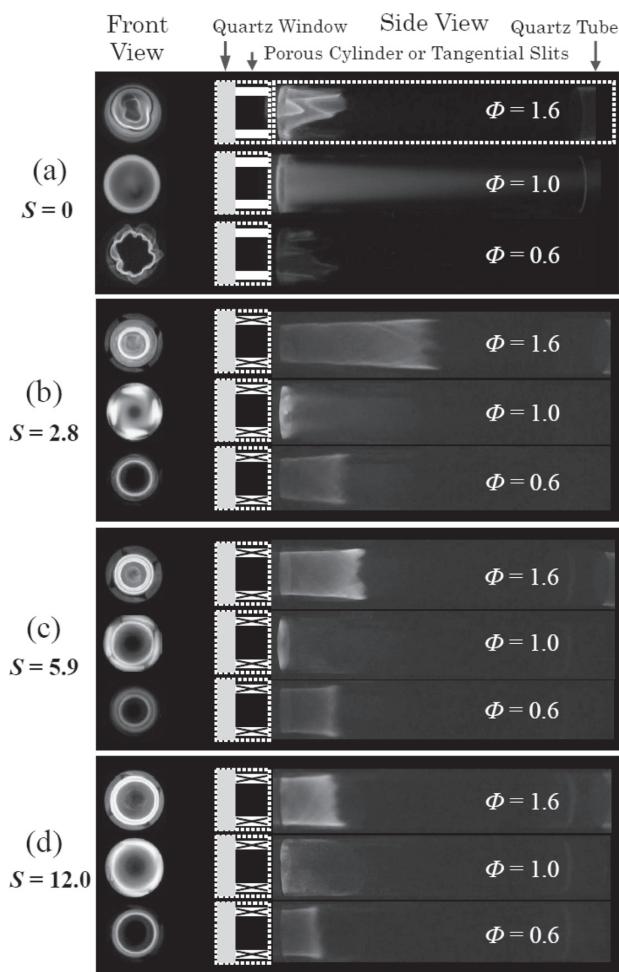
次に、管状火炎が比較的バーナ壁面近くに形成される燃焼用空気流量 $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、当量比 $\Phi = 1$ の条件で、被加熱用空気を流量 $Q_{\text{inj}} = 1 \text{ m}^3/\text{h}$ と $4 \text{ m}^3/\text{h}$ で流した場合の

Fig.10 Appearance of flames in the swirl type burner of $S=12.0$.Fig.11 Mapping of stable flame regions in the swirl type burner of $S=12.0$.

火炎外観を図 13 に示す。撮影は、石英管下流の開放端側から行った。

非旋回型バーナの場合、被加熱用空気流がない場合は、中心軸付近で燃焼ガスの発光が見られたが(図 12(a) 中段)、被加熱用空気流を流すとこの発光は消失し、断面の画像では中心部が暗黒となる。よく観察すると、この暗黒部は軸対称ではなく、燃焼ガスに働く浮力のため斜め上方に伸びていることがわかる。しかし、管状火炎そのものの形状は、円形断面を保っている。

一方、旋回型バーナの場合、 $S = 2.8, 5.9$ のバーナでは、被加熱流がない場合に比べ、若干、管状火炎が石英管内まで伸びているが、旋回が強い $S = 12.0$ のバーナではほとんど伸びず、管状火炎そのものもいずれのバーナでも安定に形成されている。また、断面画像中心部の暗黒部であるが、いずれのバーナでも軸対称性の良い円形断面となっている。管状火炎を用いると、高速気流中でも容易に保炎できることが示されているが[21]、今回の観察で、管状火炎をバーナ壁面近くに形成させ、一方、被加熱流を中心部に限定すれば、管状火炎を安定に維持し加熱に利用できること

Fig.12 Appearance of flames ((a) the non-swirl type burner ($S=0$), (b) the swirl type burner of $S=2.8$, (c) the swirl type burner of $S=5.9$, and (d) the swirl type burner of $S=12.0$; $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$, $\Phi = 1.6$ (upper), 1.0 (middle), 0.6 (lower)).

が確かめられた。

以上、非旋回型より旋回型バーナの方が、また、旋回型バーナでもスワール数が多い方が混合気流量、当量比の広い範囲で軸対称の管状火炎が得られること、また、中心部に被加熱流体を流しても安定に管状火炎が維持され加熱に利用できること、が明らかになった。

3.2. 温度分布

次に、被加熱用空気を左端のステンレス管から吹き出した場合の温度分布を測定した。加熱側の管状火炎の条件としては、非旋回型、旋回型ともに断面形状が円形で、且つ、ほぼ同じ長さの管状火炎が得られる空気流量 $Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ 、当量比 $\Phi = 1.0$ を選び、一方、被加熱用空気としては、小流量 ($Q_{\text{inj}} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$, 平均噴き出し流速 $V_{\text{inj}} = 1.38 \text{ m/s}$) と大流量 ($Q_{\text{inj}} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$, $V_{\text{inj}} = 5.53 \text{ m/s}$) の 2 ケースを試みた。Z = 125 mm (Z_2) と Z = 275 mm (Z_4) の位置での半径方向温度分布を図 14(小流量), 15(大流量) に示す。

この図で、 $r = 0 \text{ mm}$ は中心軸、 $r = 25 \text{ mm}$ は壁面位置に

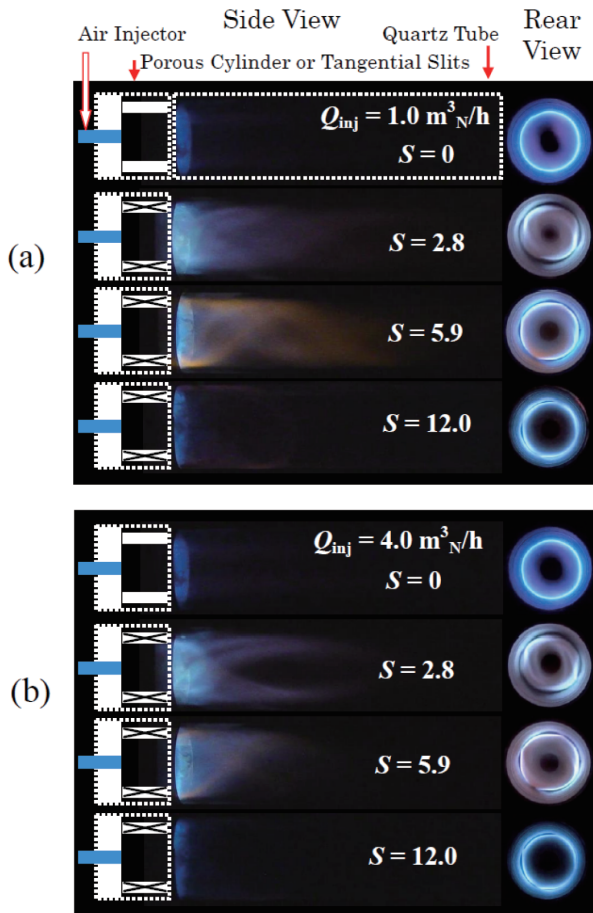


Fig.13 Appearance of flames ((a) $Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$, (b) $Q_{inj} = 4.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$; $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$, $\Phi = 1.0$).

対応し, 被加熱用空気が吹き出されるインジェクターの吹き出し口は, $r = 0 \sim 8 \text{ mm}$ に位置する. また, 火炎は, 非旋回型バーナでは円筒表面に付着した状態で形成されるため $r = 25 \text{ mm}$ 付近に, 旋回型バーナではスリット幅だけ内側に形成されるため $r = 21 \sim 24 \text{ mm}$ 付近に形成されるが, いずれの場合も火炎長は短く, 吹きだし部 ($Z = 0 \sim 40 \text{ mm}$) に留まるため, その下流の $Z = 125 \text{ mm}$ (Z_2), 275 mm (Z_4) の位置での管壁の温度は, 熱損失のため断熱火炎温度 (1954°C) よりかなり低下している.

さて, 小流量 ($Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$) の場合, $Z = 125 \text{ mm}$ (Z_2) での温度分布 (図 14(a)) は, 非旋回型バーナ ($S = 0$) では $r = 10 \text{ mm}$ 付近で最高温度約 1500°C をとるものの中心軸上 $r = 0 \text{ mm}$ では約 800°C と低く, 内部まで十分加熱されていないことがわかる. 一方, 旋回型バーナでは, いずれのスワール数の場合も中心軸上で既に $1200 \sim 1300^\circ\text{C}$ に達している. 下流の $Z = 275 \text{ mm}$ (Z_4) (図 14(b)) では, 非旋回型バーナでも中心軸上で 1250°C に達し, 内部まで加熱されていることがわかる. また, 旋回型バーナでは, 全体的に上流 $Z = 125 \text{ mm}$ (Z_2) での値より $100 \sim 200^\circ\text{C}$ 程度低下しているが, これは, 熱輻射や壁面への熱損失のためと考えられる.

なお, 空気流量 $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$, 当量比 $\Phi = 1.0$, 断熱火

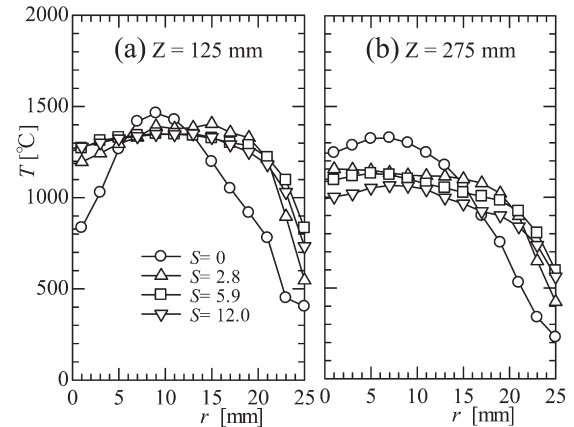


Fig.14 Radial temperature distributions ((a) $Z = 125 \text{ mm}$ (Z_2), (b) $Z = 275 \text{ mm}$ (Z_4); $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$, $\Phi = 1.0$, $Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$).

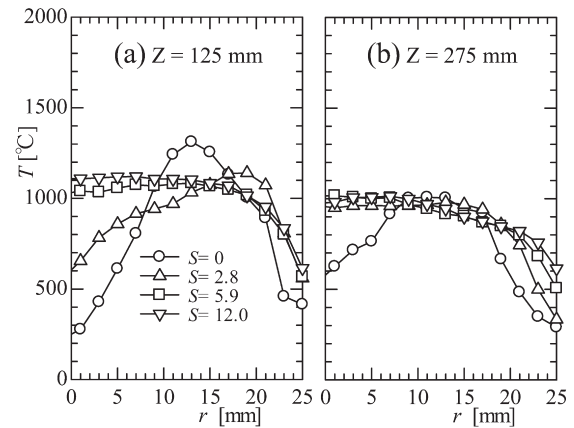


Fig.15 Radial temperature distributions ((a) $Z = 125 \text{ mm}$ (Z_2), (b) $Z = 275 \text{ mm}$ (Z_4); $Q_{air} = 5.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$, $\Phi = 1.0$, $Q_{inj} = 4.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$).

炎温度 1954°C の燃焼ガスで 20°C の空気 $1.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$ を加熱した場合の平均温度は 1704°C , 一方, $Z = 125 \text{ mm}$ (Z_2) で測定されたガス温度は $1300 \sim 1450^\circ\text{C}$ であるが, 熱電対の熱損失を Kaskan の式[30]を用いて補正すると, $1350 \sim 1540^\circ\text{C}$ 程度なので, バーナ出口や石英管壁面での熱損失を考慮すれば, 測定値は妥当なものであると考えられる.

さて, 被加熱用空気流量 Q_{inj} を $4.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$ と多くした場合, $Z = 125 \text{ mm}$ (Z_2) における温度分布 (図 15(a)) を見ると, 非旋回型バーナの場合, $r = 14 \text{ mm}$ 付近で最高温度 1300°C をとるものの, 中心軸上 $r = 0 \text{ mm}$ では 250°C と低く, 内部はほとんど加熱されていないことがわかる. また, $S = 2.8$ の旋回型バーナでも, 中心軸上での温度は 600°C と低く, 十分加熱されていないことがわかる. 一方, スワール数の大きい $S = 5.9$ と 12.0 のバーナでは, 中心軸付近で温度は既に一様となり $1000 \sim 1100^\circ\text{C}$ に達していることがわかる. この温度は, $Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3 \text{ N/h}$ の場合に到達される中心軸付近の温度 1300°C より低い, 単純に考えて算出される平均温度は 1235°C なので, スワール数の大きい場合, 被加熱用空気が管状火炎により速やかに加熱されていることが

分かる。

下流の (Z4) (図 15(b)) では、中心軸上での温度は、非旋回型バーナでは 600 °C、 $S=2.8$ のバーナでも 950 °C まで上昇しているが、スワール数の大きな $S=5.9$ と 12.0 のバーナでは、管壁や熱輻射による熱損失のため若干減少して 1000 °C になっている。

以上の結果から、迅速に加熱を行うには、非旋回型バーナより旋回型バーナの方が、また、旋回型バーナでもスワール数の大きいバーナ方が有利であることが明らかになった。

4. 考察

管状火炎による加熱過程を考察するため、解析解による検討を行った。管内を流れる流体の加熱に関しては、壁温一定、あるいは、壁での熱流束一定を前提とした解析が行われている。管状火炎による加熱では、火炎温度は一定、また、火炎帯における単位体積、単位時間当たりの発熱速度もほぼ一定と見なせるので、加熱条件としては温度一定、且つ、熱流束一定、という条件が考えられるが、火炎長が 40 mm 程度と短く、一方、インジェクターから吹き出された被加熱用空気は火炎の下流領域でも高温燃焼ガスから受熱し温度上昇を続けているので、加熱条件としては温度で与えることにする。但し、通常の管内強制熱伝達の問題との大きな違いは、固体～流体間ではなく流体～流体間の熱輸送である点である。このことが、根本的・本質的な違いに結びつく可能性があるが内部流体の加熱という類似性に鑑み、その理論的な考察の第一歩として、管状火炎による加熱の問題を高温壁による管内強制熱伝達の問題に置き換えて考察することにする。

$Q_{\text{air}} = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$, $\Phi = 1.0$ の条件では、火炎はバーナ壁近くに形成されるので、仮想的な高温壁は、管の壁面に置くことにする。温度分布の測定結果では、吹き出し部下流で壁面温度は熱損失のため低下し、最高温度は、例えば非旋回型バーナの場合、 $Z = 125 \text{ mm}$ で $r = 10 \sim 14 \text{ mm}$ に位置し、壁面よりかなり内側に位置するが、燃焼ガスと被加熱用空気間の伝熱は管断面にわたって行われていると考えられるので、仮想壁としては管壁の位置に置くことにする。

今、管径を D [m]、壁温を T_w [K]、閉端から流入する流体の質量流量、定圧比熱、温度をそれぞれ $\dot{m}$ [kg/s]、 C_p [J/(kg·K)]、 T_i [K]、また、壁面での熱伝達率を h [W/(m²·K)] とし、温度は半径方向に一樣で、定常状態が成り立っているとすれば、閉端から距離 Z [mm] における流体の温度 $T(Z)$ は、次式で与えられる [31]。

$$T(Z) = T_w - (T_w - T_i) \exp\left(-\frac{h\pi D}{\dot{m}C_p} \frac{Z}{1000}\right) \quad (1)$$

実際には、図 14, 15 に示されるように温度は半径方向に一樣とはなっていないが、中心軸上における温度の測定値に注目し、解析解と比較することにする。

このとき解析解に用いる物性値であるが、まず、閉端か

ら吹き出される質量流量 [kg/s] は、 $Q_{\text{inj}} = 1.0, 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ では、それぞれ、 $\dot{m} = 3.5 \times 10^{-4}, 1.4 \times 10^{-3}$ である。また、定圧比熱 C_p [J/(kg·K)] は、320 K で 1008, 1500 K で 1212 とあまり変化しないから、900 K での値 1122 [J/(kg·K)] [32] を用いることにする。一方、熱伝達率 h は、ヌセルト数 $Nu \equiv hD/\lambda$ (熱伝導率) を介して $h = Nu\lambda/D$ で与えられるが、まず、ヌセルト数としては壁温一定、且つ、十分に発達した放物型速度分布の層流で軸方向位置が無限大の場合の局所ヌセルト数の漸近値 3.657 [33] を、また、熱伝導率は温度により大きく変わるので、図 14, 図 15 の温度分布を参考に、代表的な温度として 700, 1100, 1500 K における空気熱伝導率の値 51.3, 71.7, 87.0 $\times 10^{-3}$ [W/(m·K)] [32] に対し解析値を求めることにする。また、壁温としては、熱伝達率と同様、図 14, 図 15 の温度分布を参考に代表温度として 1000, 1250, 1500 °C の 3 つを選び、解析値を求めることにした。

図 16 は、壁温を T_w とし、3 つの熱伝導率に対して $T(Z)$ の値を求めた結果で、非旋回型バーナ加熱時の中心軸上での測定値と比較して示す。 $Q_{\text{inj}} = 1.0, 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ のいずれの流量の場合も、測定値に対し $T(Z)$ の値は、700 K での熱伝導率を用いると下回り、1500 K での値を用いると上回り、その中間の 1100 K での値を用いると、比較的一致が良いことがわかる。

なお、熱伝導率として 1100 K での値を用い、壁温 T_w を 1000, 1250, 1500 °C と変化させ求めた温度分布を図 17 に

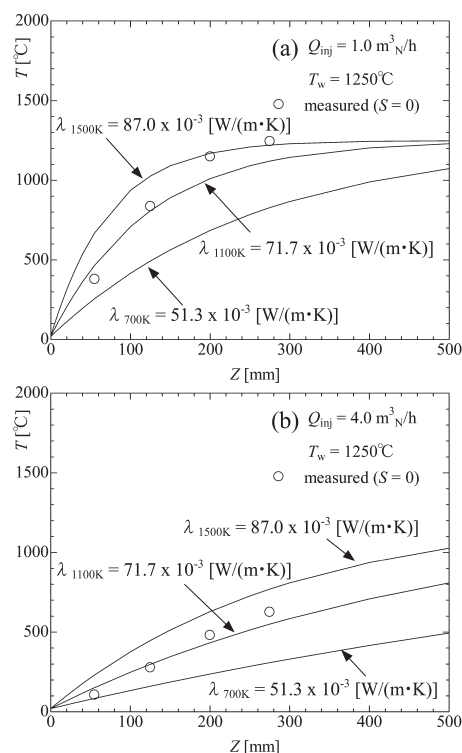


Fig.16 Predicted axial temperature distributions for the three representative thermal conductivities ((a) $Q_{\text{inj}} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$, (b) $Q_{\text{inj}} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$; open circle: the measured temperatures on the centerline when heated with the non-swirl type burner.).

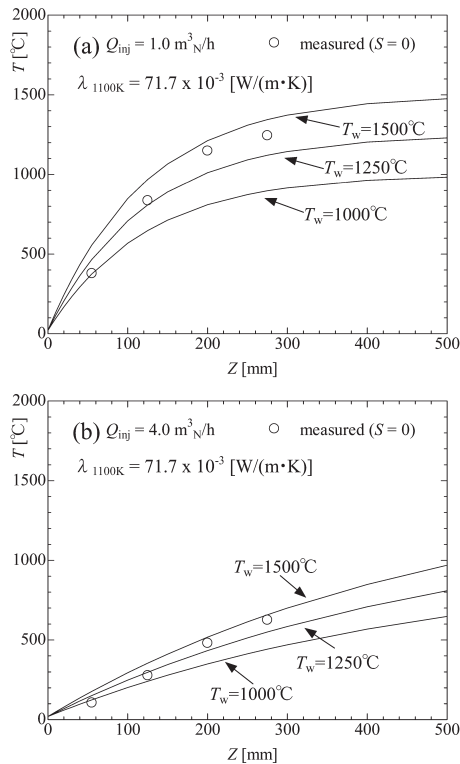


Fig.17 Predicted axial temperature distributions for the three representative wall temperatures ((a) $Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$, (b) $Q_{inj} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$, open circle: the measured temperatures on the centerline when heated with the non-swirl type burner.).

示すが、解析値は、測定値と比べ 1000°C では下側にずれ、 1250°C 、 1500°C でだいたい一致することがわかる。

以上、物性値の取り方に大きく依存するが、(1) 式の解析解は、被加熱流体の温度上昇の挙動を把握する上で有用であることがわかる。そこで、この解析解を用いて、なぜ旋回型バーナを用いると加熱が促進されるのかについて考察することにする。

そもそも旋回型バーナを用いると、被加熱流はその旋回力のために回転することが予想される。そこで、PIV の画像システムを利用して流れ場を観察した。

図 18 は、 $S = 2.8$ と $S = 5.9$ の旋回型バーナを用い、閉端から流入する被加熱用空気には酸化マグネシウムの微粒子を混入し、一方、加熱側の燃焼用空気には粒子を混入せずに撮影された $Z = 55 \text{ mm}$ での断面画像である。但し、撮影上の問題で、画像は非燃焼時、且つ、流量も被加熱側空気 $0.03 \text{ m}^3/\text{h}$ 、加熱側空気 $0.3 \text{ m}^3/\text{h}$ と少ない条件でのものである。

$S = 2.8$ の場合 (図 18 (a))、閉端から流入した被加熱用空気は、周囲空気の旋回により回転すること、このとき、粒子の入っていない燃焼用空気層が粒子の混入した被加熱流中に巻き込まれ、両者間の伝熱面積が増加していることが分かる。一方、 $S = 5.9$ と旋回が強くなると (図 18 (b))、接線方向の不安定性の発生により伝熱面積の増加のみならず混合そのものが促進される様子が分かる。

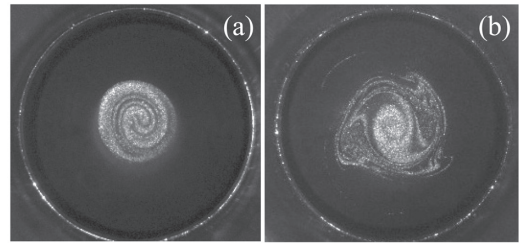


Fig.18 Flow visualizations at $Z=55\text{mm}$ ((a) $S=2.8$, (b) $S=5.8$; $Q_{inj} = 0.03 \text{ m}^3/\text{h}$ with seeding, $Q_{air} = 0.3 \text{ m}^3/\text{h}$ without seeding).

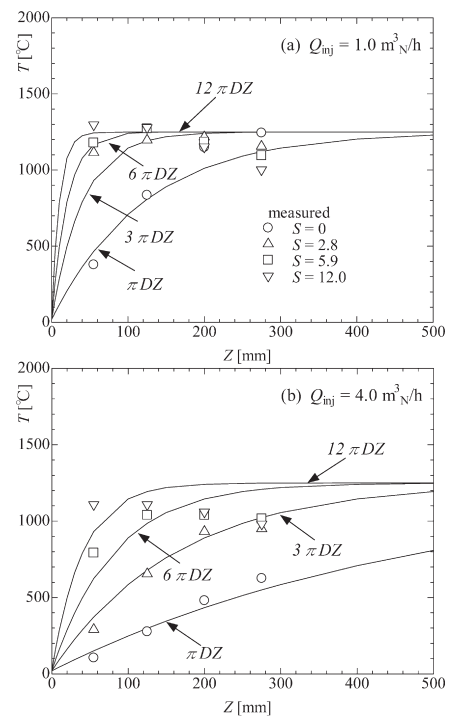


Fig.19 Predicted axial temperature distributions for the representative heat transfer areas ((a) $Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$, (b) $Q_{inj} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$, open circle: the measured temperatures on the centerline when heated with the non-swirl and swirl type burners.).

そこで、一番基本の、旋回運動の巻き込み作用による伝熱面積の増加を想定し、参考として (1) 式における円筒伝熱面積 πDZ が単純に 3, 6, 12 倍、つまり、 $3\pi DZ$, $6\pi DZ$, $12\pi DZ$ になると仮定して、軸方向温度分布を求めてみた。その結果を、図 19 に示す。

$Q_{inj} = 1.0 \text{ m}^3/\text{h}$ の場合は、中心軸上での温度上昇が速く、比較が難しいが、 $Q_{inj} = 4.0 \text{ m}^3/\text{h}$ の場合、 $S = 2.8$ の測定値は伝熱面積を 3 倍、 $S = 5.9$ の測定値は、伝熱面積を 6 倍と仮定した解析値と比較的一致することがわかる。これから、旋回型バーナによる加熱促進のメカニズムの一つとして、スワール数に直結した旋回運動の巻き込みによる伝熱面積の増大が考えられる。

もっとも、(1) 式で、伝熱面積 πDZ の増加は熱伝達率 h の増加と解釈することもできる。また、今回ヌセルト数として 3.657 を用いたが、壁温一定、且つ、導入口付

近で、 $\langle V_z \rangle D^2 / (\alpha Z) \gg 1$ であれば、ヌセルト数は次式で与えられる[33].

$$Nu = \frac{2}{9^{1/3} \Gamma(4/3)} \left(\frac{\langle V_z \rangle D^2}{\alpha Z} \right)^{1/3} \quad (2)$$

但し、ここで $\langle V_z \rangle$ は軸方向平均速度、 D は管径、 Γ はガンマ関数、 α は温度伝導率、である。概算で求めると、ヌセルト数は、 $Q_{inj} = 1 \text{ m}^3_{\text{N}}/\text{h}$ の場合6.9、 $4 \text{ m}^3_{\text{N}}/\text{h}$ では7.9となるので、伝熱面積の増加よりは、ヌセルト数を介して熱伝達率の増加で説明するのが適当かもしれない。

また、図18は流量が小さい場合での可視化画像であるが、実際に温度測定が行われた大流量時では、非燃焼時でも乱流効果が予想される上に、燃焼時には膨張による加速や強回転遠心場での層流化の可能性もあり、今回得られた伝熱促進効果は、これら諸現象で解釈すべきものとは思われる。

しかしながら、半導体工場から排出される有害ガスの無害化プロセス[23]のような場合、管理の厳密性が求められ、従来のスワールバーナで行われている乱流による処理速度の向上よりも、よく管理された層流状態において確実に処理する完璧性が重視される場合もある。このような場合、巻き込みによる伝熱面積増加法は、完璧性を確保しつつ処理速度を向上させる上できわめて有効であり、伝熱促進効果がスワール数に直結した伝熱面積の増加で定量的に示された本解析結果は、管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱プロセスの創成にあたって、きわめて有用な知見であると思われる。

5. 結論

管状火炎内部の高温領域を用いた新しい加熱技術を創成すべく、非旋回型と旋回型バーナを試作し、火炎形状や火炎安定範囲を求めるとともに、被加熱用空気を流した場合の温度分布を測定し、簡単な解析解を用いて加熱性能を吟味した。以下に主な結論を記す。

- (1) 均一軸対称の管状火炎が得られるのは、非旋回型バーナでは、半径方向吹き出し流速がおよそ30 cm/s以下の比較的理論当量比付近の混合気に限られるのに対し、旋回型バーナでは、半径方向吹き出し流速がおよそ40 cm/s以上の希薄可燃限界から過濃可燃限界にわたる広い当量比範囲の混合気まで及び、実用上、旋回型バーナの方が利便性に優れている。
- (2) 被加熱用空気を管状火炎内部に導入した場合、非旋回型バーナに比べ旋回型バーナの方が、また、旋回型バーナでもスワール数が大きいほど速やかな温度上昇が得られる。
- (3) スワール数の増加による伝熱促進効果のメカニズムとして、熱伝達率の向上や乱流や燃焼による効果などが考えられるが、簡単な解析により、旋回運動の巻き込みによる被加熱空気流と燃焼ガス流間の伝熱面積の増

加によっても説明できることが示された。

これらの知見は、乱流化による処理速度の向上よりもよく管理された層流状態において確実に処理する完璧性が重視される加熱プロセスにおいて、きわめて重要な知見であると考えられる。

References

1. Ishizuka, S., *Twentieth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, pp.287-294 (1984).
2. Ishizuka, S., *Combust. Flame* 75: 367-379 (1989).
3. Takeno, T. and Ishizuka, S., *Combust. Flame* 64: 83-98 (1986).
4. Nishioka, M., Takeno, T., and Ishizuka, S., *Combust. Flame* 73: 287-301 (1988).
5. Kobayashi, H., Kitano, M., Otsuka, Y., *Combust. Sci. Technol.* 57: 17-36 (1988).
6. Kitano, M., Kobayashi, H. and Otsuka, Y., *Combust. Flame* 76:889-105 (1989).
7. Kobayashi, H. and Kitano, M., *Combust. Flame* 76: 285-295 (1989).
8. Libby, P., Peters, N. and Williams, F. A., *Combust. Flame* 75: 265-280 (1989).
9. Dixon-Lewis, G., Giovangigli, V., Kee, R. J., Miller, J. A., Rogg, B., Smooke, M. D., Stahl, G., Warnatz, J., *Progress in Astronautics and Aeronautics* 131:125-44, 1991.
10. Smooke, M. D. and V. Giovangigli, *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, 447-54. Pittsburgh, PA: The Combustion Institute, 1991.
11. Sakai Y. and S. Ishizuka, *JSME International Journal Series II* 34 (2):234-41, 1991.
12. Ishizuka, S., *J. Loss Prev. Process Ind.* 4: 185-193 (1991).
13. Y. Sakai, S. Ishizuka, *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion*, pp.153-159, (1992).
14. Ishizuka, S., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 19: 187-226 (1993).
15. Ishizuka, S., Shimokuri, D., Ishii, K., Okada, K., Takashi, K., and Suzukawa, Y., *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese) 51-156: 104-113 (2009).
16. Shimokuri, D., "Chap.7 Small-Scale Applications" in *Tubular Combustion*, Momentum Press, New York, pp.207-225, 2013.
17. Ishizuka, S., "Chap.8 Large-scale Applications," in *Tubular Combustion*, Momentum Press, pp. 227-275, 2013.
18. Ishioka, M., Okada, K., and Ishizuka, S., *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese) 48-145: 250-256 (2006).
19. Kobayashi, Y., Matsumoto, R., Ozawa, M., Kegasa, A., Takemori, Y., Hisazumi, M., Katsuki, M., and Funagoshi, H., *Transaction of JSME* (in Japanese) 77:997-1001 (2011).
20. Kumagai, K., Ishizuka, S., Taketomi, H., Nakajima, Y., and

- Iino, Y., *45th Symposium (Japanese) on Combustion* (in Japanese): 202-203 (2007).
21. Shimokuri, D. and Ishizuka, S., *Proc. Combust. Inst.* 30: 399-466, (2005).
22. Kakehashi, Y., Shimokuri, D., Ishizuka, S., Toki, F., Murata, Y., and Saito, M., *Proc. 17th National Symposium on Power and Engine Systems* (in Japanese): 175-176 (2012).
23. Shibuya, K., Orita, T., Watanabe, N., Oishi, Y., and Ishizuka, S., *51st Symposium (Japanese) on Combustion* (in Japanese): 112-113 (2013).
24. Lewis, B. and von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, 3rd ed., Academic Press, Orland, pp.315-323, 1987.
25. Williams, F. A., *Combustion Theory*, 2nd ed., Addison-Wesley, Redwood City, pp.357-365, 1985.
26. Zabetakis, M. G., *Bull. US Bureau Mines*, 627 (1965).
27. Yamaoka, I. and Tsuji, H., *Twentieth Symp.(Intern.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp.1883-1892 (1985).
28. Shi, B., Kowari, T., Matsuda, S., Shimokuri, D., and Ishizuka, S., *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese) 54-169: 193-200 (2012).
29. Shimokuri, D., Zhang, Y-Y., and Ishizuka, S., *Proc. of the Sixth Asia-Pacific Conference on Combustion*, pp.154-157, 2007.
30. Kaskan, W.E., *Sixth Symposium (International) on Combustion*, Reinhold, pp.134-143(1957).
31. Kaminski, D. A. and Jensen, M. K., *Introduction to Thermal and Fluids Engineering*, 12.5 Internal Flow with Constant Wall Temperature, John Wiley & Sons, New York, pp. 589-598 (2005).
32. JSME Data Book, *Thermophysical Properties of Fluids*, JSME, Tokyo, 1983.
33. Bird, R. B., Stewart, W. E., and Lightfoot, E. N., *Transport Phenomena*, Second ed., John Wiley and Sons, New York, p.430, 2002.