

回転流中における火炎の安定機構*

(水素・空気混合気中に形成される管状火炎の燃焼特性)

山本和弘^{*1}, 浅井寛志^{*2}
石塚悟^{*3}, 小沼義昭^{*1}

Mechanism of Flame Stability in a Rotating Flow

(Combustion Characteristics of Tubular Flames in a Hydrogen/Air Mixture)

Kazuhiro YAMAMOTO, Hiroshi ASAI,
Satoru ISHIZUKA and Yoshiaki ONUMA

The effects of rotation on the stability and structure of tubular flames have been investigated for a lean hydrogen/air mixture, and mechanism of flame stability in a rotating flow has been discussed. Results show that with increasing intensity of rotation, (1) the flame diameter increases, while thickness of the luminous zone decreases, (2) the fuel concentration at the extinction decreases, i. e., the stable region expands, (3) the radial temperature distribution becomes an M-shaped profiles, and (4) flame temperature T_f increases near extinction. These results are almost the same as those obtained for a methane/air mixture. The mechanism for these phenomena is supposed to be explained with the coupled effects of pressure diffusion and stretch effect. The present experimental results provide very useful information for discussing the flame stability and the transport phenomena in a vortex flow.

Key Words: Premixed Combustion, Swirling Flow, Stability, Extinction, Mass Transfer, Structure, Tubular Flame

1. 緒 論

回転流れ(旋回流れ, スワール)は実用燃焼器に幅広く応用されている。この旋回流が燃焼機構に及ぼす影響を解明するため、これまでにさまざまな研究が行われてきた^{(1)~(7)}。その中で、火花点火エンジン内での燃焼に関する研究において、スワールが燃焼室内の火炎伝ばに強い影響を及ぼすことが報告されている。その結果、可燃性混合気の燃焼滞在時間が著しく減少して、各サイクル間の変動も小さくなり、燃焼範囲が広がる、ということが指摘されている。

Zhangらによれば、このスワールが燃焼場に及ぼす影響を考慮する場合、スワールにより与えられる乱れとスワールが誘起する体積力が重要である、と報告している⁽⁸⁾⁽⁹⁾。このため、燃焼滞在時間を最小にする最適なスワールが存在することが実験により明らかとなっている。通常スワールは、混合気を接線方向に流入させるか、もしくは回転板により与えられる。そのため、スワールを強くすると乱れも同時に強くなり、ス

ワールのみ影響を調べることは困難であった。

管状火炎⁽⁸⁾⁽⁹⁾は伸長・回転流中に形成されるので、この管状火炎も回転流中に形成される火炎である。しかし、用いる流量が比較的少なく、乱れの小さい場に火炎が形成されるため、スワールの影響のみを調べることが可能である^{(10)~(16)}。これまでに著者らは、回転強さが火炎の安定性と構造に及ぼす影響を実験的に調べ、また、数値計算を用いてそのメカニズムを検討してきた。その中で、メタン・空気の希薄混合気を用いて行った実験において、回転強さが増加すると、①火炎の構造(温度分布と濃度分布)が変化する、②火炎温度が増加する、③消炎限界での燃料濃度が減少し、可燃範囲が広がる、という結果を得ている⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。

しかしこれまでに行った実験は、メタンの混合気に限られていた。本研究では、燃料に水素を用いて同様の実験を行い、これまでの結果と比較することで、回転流中における火炎の安定機構について検討を行った。

2. おもな記号

A : 管断面積
 D_x : x 方向の火炎直径
 D_y : y 方向の火炎直径
 L : 可燃性混合気吹出し部のスリット長さ

* 原稿受付 1997年11月6日。

^{*2} 正員, 豊橋技術科学大学(☎441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。

^{*3} 豊橋技術科学大学院。

^{*3} 正員, 広島大学工学部(☎739-0046 東広島市鏡山1-4-1)。

Q : 混合気体積流量
 S : スリット出口面積
 T_c : 半径方向温度分布の極小値(中心ガス温度)
 T_f : 半径方向温度分布の極大値(火炎温度)
 V_a : 軸方向速度
 V_t : 接線方向速度
 W : 可燃性混合気吹出し部のスリット幅
 x : x 方向距離
 y : y 方向距離
 z : z 方向距離
 Ω : 燃料濃度

3. 実験装置

本研究で用いたスワール形伸長火炎バーナを図1に示す。このバーナはこれまでの実験に用いたものと同様、管長手方向に内径 19 mm, 長さ 120 mm のスリットを持つ⁽¹⁰⁾。混合気を一様な速度でスリット全体から吹出すと、バーナ内には回転してかつ軸方向に伸長された流れ場が形成される。このとき、回転強さの影響を調べるため、スリット幅 W が 4.5 mm, 3.0 mm, 1.5 mm, の3種類のバーナ(それぞれ WEAK, MODERATE, STRONG バーナとする)を用いている。したがって、それぞれのバーナに供給する混合気の体積流量 Q を同じにすれば、伸長に関する軸方向速度 $V_a [= Q/(2A)]$ を一定にして、回転強さに関する接線方向速度 $V_t (= Q/S)$ のみを変えることができる。ここで、管断面積 A とスリット出口面積 S は以下のように与えられる。

$$A = \pi d^2/4 = 2.84 \text{ cm}^2$$

$$S = WL = 3.33 \text{ cm}^2 \quad (\text{WEAK})$$

$$S = WL = 2.22 \text{ cm}^2 \quad (\text{MODERATE})$$

$$S = WL = 1.11 \text{ cm}^2 \quad (\text{STRONG})$$

ちなみに接線方向速度の計算に用いたスリット長さ L の値は、可燃性混合気と窒素の吹出し部の仕切り板の厚さを考慮し、74 mm とした。これにより、それぞれのバーナにおける軸方向速度 V_a と接線方向速度 V_t の関係は、回転の弱い順に以下ようになる。

$$V_t = (2A/S) V_a = 1.70 V_a \quad (\text{WEAK})$$

$$V_t = (2A/S) V_a = 2.55 V_a \quad (\text{MODERATE})$$

$$V_t = (2A/S) V_a = 5.11 V_a \quad (\text{STRONG})$$

ちなみに、両端の窒素の吹出しは、周囲空の影響や過濃混合気を用いる際に管出口付近にできる拡散火炎によるバーナの焼損を防ぐために行っている。今回は、希薄混合気を用いるため本来は不要であるが、一様な伸長・回転流れ場を得るため、本実験においても窒素を吹出した。

図1には今回用いた座標系も示すが、バーナの長手方向を z 軸、スリット出口接線方向に y 軸、これに右手系をなすように x 軸をとり、原点はバーナ長手方向中央の円形断面内の中心とした。

火炎直径の測定には直接写真法を用い、火炎温度の測定には、触媒反応を防ぐため二酸化けい素で被覆した Pt/Pt-13%Rh(素線径 100 μm) の熱電対を用いた。ただし、輻射による熱損失の補正は行っていない。

4. 実験方法および結果

4.1 火炎外観 水素の希薄混合気を適当な軸方向速度 V_a , 燃料濃度 $\Omega (= [\text{燃料体積}]/([\text{燃料体積}] + [\text{空气体積}]))$ で吹出すと、バーナ内には円形断面を持ち、軸方向に直径がほぼ一定の管状火炎が形成される⁽⁸⁾⁽⁹⁾。軸方向速度を一定のまま燃料濃度を減少させると、火炎直径は徐々に減少し、やがて消炎する。そこで異なる回転強さを与えたときの火炎外観の違いを調べるため、軸方向速度と燃料濃度を同じにして、各バーナ内に形成される火炎の直接撮影を行った。図2は $V_a = 1.4 \text{ m/s}$ 一定とし、 $\Omega = 6.0\%$ の混合気を吹出した場合に各バーナ内に形成される火炎の正面および側面写真を示す。これによると、WEAK, MODERATE, STRONG バーナの順に回転強さが増すにつれ、火炎直径は大きくなり、また発光帯の厚さが薄くなるのがわかる。これは、メタン・空気の希薄混合気で得られた結果⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾と同じであった。

4.2 火炎直径 火炎の直接写真の結果から、回転により火炎直径が大きくなるのがわかったが、そ

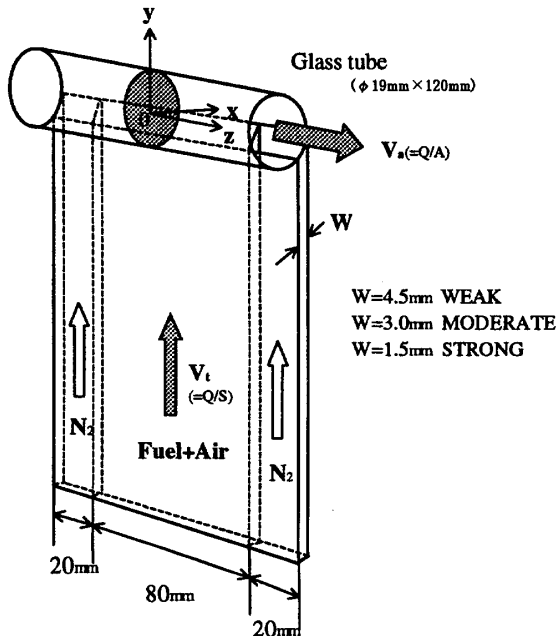


Fig. 1 Swirl-type burner

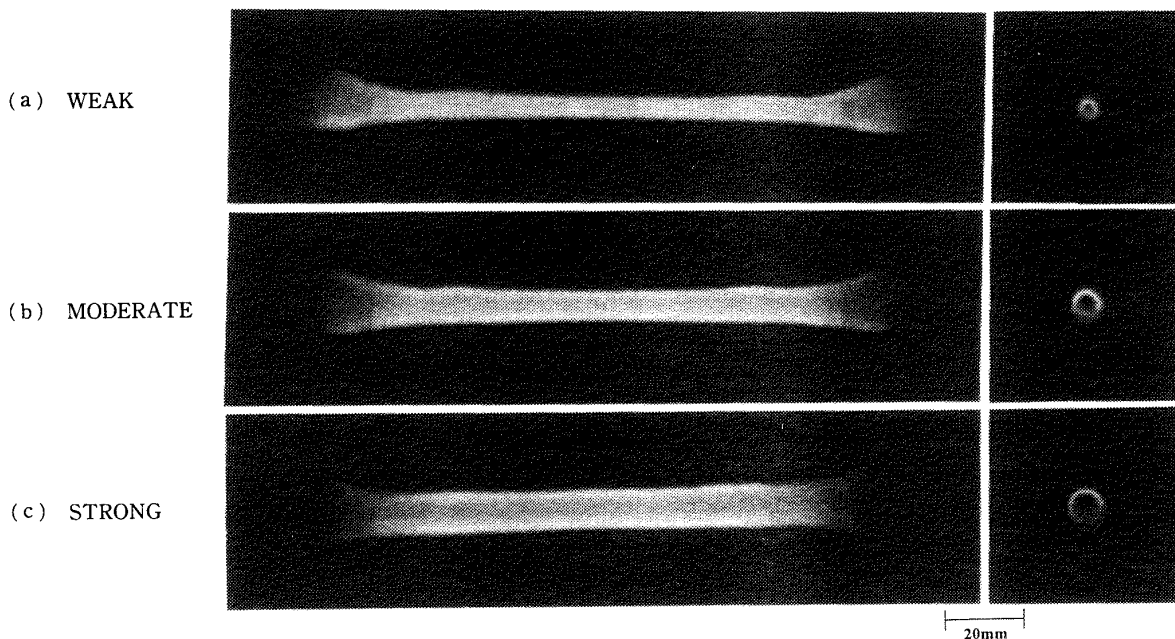


Fig. 2 Flame configurations of lean hydrogen/air mixtures, $V_a=1.4$ m/s, $\Omega=6.0\%$ (Left : front view, right : side view)

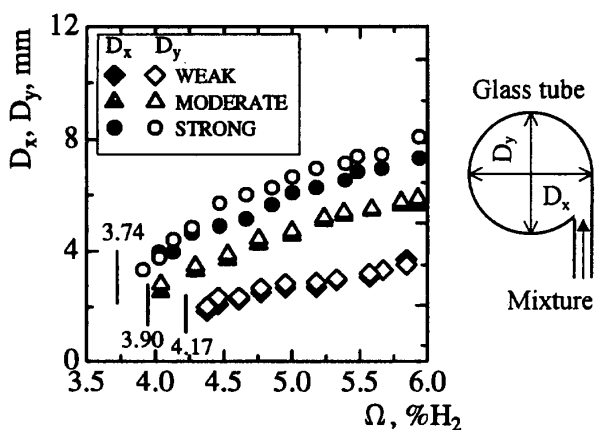


Fig. 3 Variations of flame diameter with the fuel concentration ($V_a=1.4$ m/s, $z=10$ mm)

の定量的な変化を調べるため、軸方向速度を1.4 m/sと一定にして燃料濃度を変化させ、直接撮影を行った。火炎直径は写真により得られた発光帯の中心間距離で定義した。ここで D_x , D_y はそれぞれ、 x 方向、 y 方向の火炎直径である。この結果を図3に示す。

これによると火炎直径は、いずれのバーナにおいても燃料濃度の減少とともに単調に減少しているのがわかる。また燃料濃度が同じなら、回転が強いものほど火炎直径は大きくなるのがわかる。また D_y のほうが D_x よりわずかに大きいことから、側面から見た火炎は必ずしも真円ではないことがわかった。なお、図中の数字は消炎時の燃料濃度を示すが、回転が強いものほど消炎したときの燃料濃度が小さくなることがわかった。また消炎時の火炎直径は、燃料濃度が小さいにもかかわらず、大きくなった。

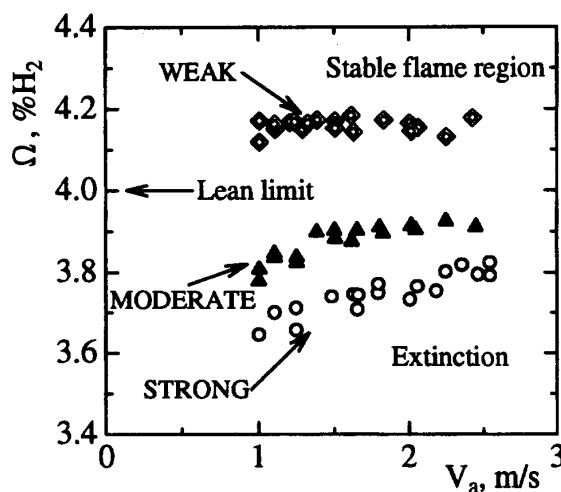


Fig. 4 Extinction limits of a hydrogen/air mixture obtained by three burners of different intensities of rotation

4.3 消炎限界 図3の結果より、消炎時の燃料濃度は、回転が強くなるほど小さくなるということがわかった。そこで、軸方向速度を変化させ、消炎するときの燃料濃度(消炎限界)を測定した。この結果を図4に示す。これによるといずれのバーナでも、軸方向速度を減少させると消炎時の燃料濃度はわずかに減少するもののほぼ一定で、その値はWEAK, MODERATE, STRONGバーナと回転強さが大きくなるにつれて約4.1%, 3.8%, 3.7%と小さくなる。このことは、回転が強くなるほど通常の希薄限界(4.0%⁽¹⁷⁾)をこえて可燃範囲が広がることを意味し、メタン・空気の希薄混合気において得られた結果⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾と定性的に一致した。この火炎安定性が回転により増加する機構

を調べるため、次に温度場の測定を行った。

4・4 半径方向温度分布 まず、火炎まわりの半径方向温度分布を調べた。燃料濃度 $\Omega=5.9\%$ 、軸方向速度 $V_a=1.4$ m/s、 $z=10$ mm において得られた STRONG バーナの結果を図5に示す。ここで x は中心軸からの距離で、 $x=-9.5$ mm と 9.5 mm がバーナ壁にあたる。これによると温度場は対称であり、中心位置は約 0 mm の位置、すなわちバーナ中心にある。温度の高い内部領域には、発光帯付近の極大値(火炎温度： T_f)と中心付近での極小値(中心ガス温度： T_c)が観測されており、いわゆる M 形の温度分布が得られた⁽¹⁰⁾。その温度差は約 50°C であった。

次に、回転強さが異なる場合の半径方向温度分布の違いを調べるため、各バーナにおいても同様の測定を行った。燃料濃度 $\Omega=5.6\%$ 、軸方向速度 $V_a=1.4$ m/s、 $z=30$ mm で得られた結果を図6に示す。これに

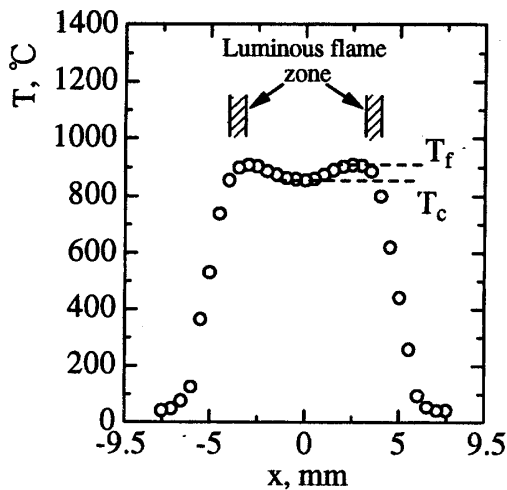


Fig. 5 Radial temperature distribution in the STRONG burner ($\Omega=5.9\%$, $V_a=1.4$ m/s, $z=10$ mm)

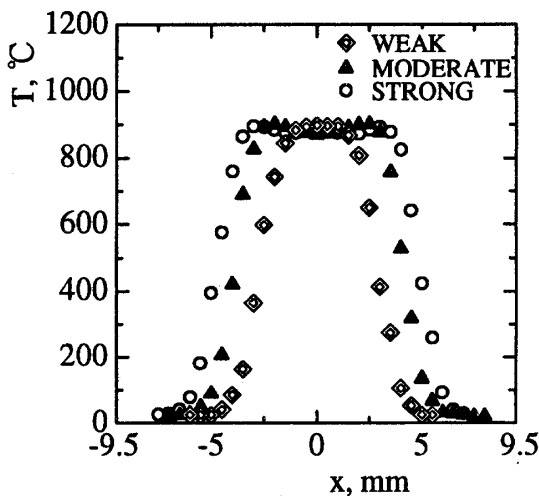


Fig. 6 Radial temperature distribution in three burners of different intensities of rotation ($\Omega=5.6\%$, $V_a=1.4$ m/s, $z=30$ mm)

よると、WEAK バーナでは火炎直径が小さいために、 T_f と T_c が一致する Δ 形の分布となった。MODERATE バーナでは STRONG バーナと同様、M 形の温度分布となっている。それぞれの温度こう配を比較すると、回転強さによらずほぼ同じであることがわかった。また、温度分布の最大値(火炎温度)もほぼ同じ値となっていることがわかった。ただし、回転が強いもののほど火炎直径が大きくなることに対応して、温度の高い内部領域が大きくなるという違いが見られた。

4・5 軸方向温度分布 半径方向温度分布の測定により、温度の高い内部領域には、火炎温度 T_f と中心ガス温度 T_c があることがわかったが、これらの軸方向への依存性を調べるため、異なる軸方向位置で半径方向温度分布を測定し、火炎温度の軸方向変化を調べた。ちなみに軸方向距離 $z=0\sim 40$ mm が可燃性混合気の吹出し部、 40 mm ~ 60 mm が窒素の吹出し部に対応する。

まず、燃料濃度を变化させて火炎温度 T_f の軸方向変化を調べた。一例として、STRONG バーナにおいて、軸方向速度 $V_a=1.4$ m/s、燃料濃度 $\Omega=5.9\%$ 、 5.5% 、 5.1% 、 4.3% 、 4.1% で得られた結果を図7に示す。これによると、可燃性混合気の吹出し部の領域では、軸方向距離 z によらず火炎温度はほぼ一定であることがわかる。この一定値は、燃料濃度を減少させると減少する。ただし、消炎付近の燃料濃度 $\Omega=4.1\%$ では、高温部の長さが急激に減少することがわかった。

次に回転強さが異なる場合の違いを調べるため、各バーナにおいて火炎温度 T_f と中心ガス温度 T_c を求め、軸方向温度変化を調べた。燃料濃度 $\Omega=5.5\%$ 、軸方向速度 $V_a=1.4$ m/s のときに得られた結果を図8に示す。これによると半径方向温度分布の極大値であ

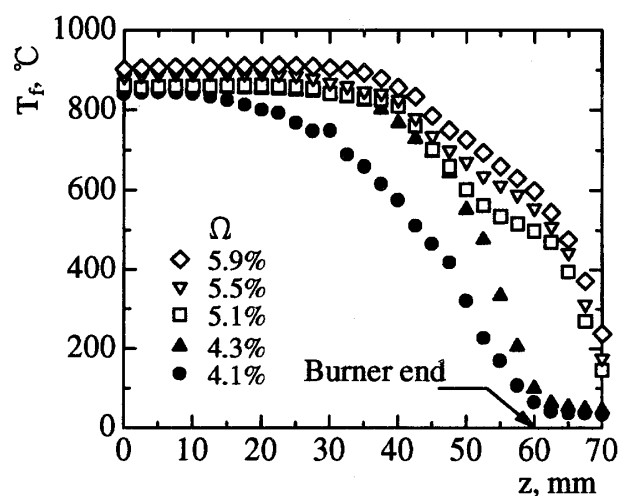


Fig. 7 Axial distributions of flame temperature in the STRONG burner ($V_a=1.4$ m/s)

る火炎温度は、いずれも $z < 40$ mm では軸方向に一定の値となった。これに対し、M形の温度分布の極小値に対応する中心のガス温度は、それぞれのバーナで傾向が異なる。すなわち WEAK バーナにおいては火炎直径が小さいために T_f と T_c が一致して、中心付近の極小値が存在しない。MODERATE バーナにおいては、 T_f と T_c との温度差は小さいものの出口近くではM形の分布を持つことがわかった。また回転の強い STRONG バーナにおいては、中心部でも顕著なM形の分布を持つことがわかった。

4.6 火炎温度 次に、軸方向速度を 1.4 m/s 一定にし、燃料濃度 Ω を変えてこれら T_f と T_c の温度変化を測定した。この結果を図9に示す。測定位置は、高温部の長さが短くなることを考慮し $z=10$ mm とした。これによるといずれのバーナにおいても Ω を減少させると T_f と T_c の両方が単調に減少するのがわかる。WEAK と MODERATE バーナにおいては、それぞれ $\Omega=4.4\%$ 、 4.2% 付近から火炎温度が急激に低下して消炎するのに対し、STRONG バーナは消炎近くの $\Omega=3.8\%$ 付近まで火炎温度変化がゆるや

かであり、急激な温度低下がほとんどない。これら三つのバーナで得られた結果を比較すると、消炎付近では回転の強いものほど火炎温度が高くなることがわかった。ただし消炎付近を除けば、 Ω が同じであれば三つのバーナにおいて T_f はほぼ同じ値を示した。

5. 考 察

燃料に水素を用いて、これまでにメタン・空気の希薄混合気で行った実験と同様の測定を行った。その結果、水素・空気の希薄混合気で行った結果は、メタン・空気のものとほぼ同じであり、水素の希薄混合気でも回転により火炎の安定性と構造が変化することがわかった。

この回転強さが火炎安定性に与える影響のメカニズムを明らかにするため、管状火炎の数値計算を行った^{(14)~(16)}。その結果、回転流中では火炎特性が変化すること、またこの回転の効果については、回転遠心効果⁽¹⁸⁾により生じる圧力拡散が有力な候補であることが明らかとなっている。これにより、メタンの希薄混合気と同様、水素の希薄混合気でも、圧力拡散により火炎面に供給される燃料濃度が増大し、火炎温度が増

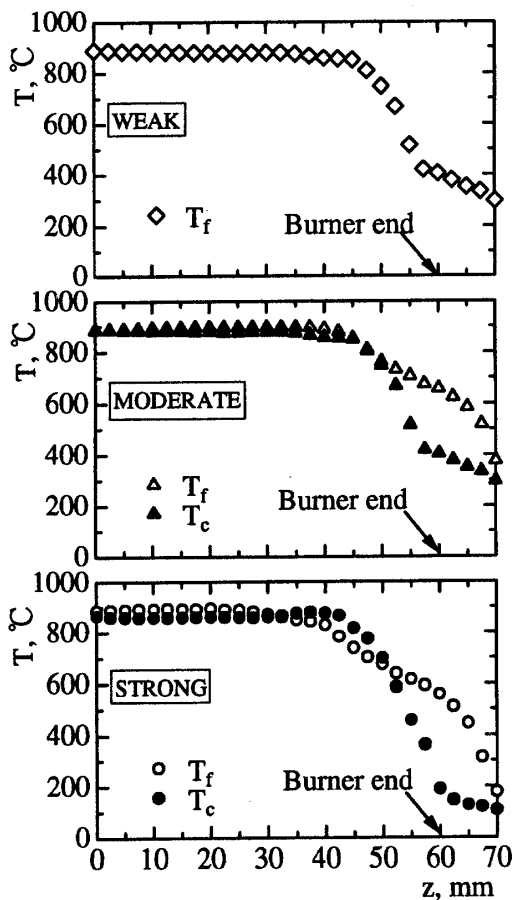


Fig. 8 Axial temperature distributions in the three burners of different intensities of rotation ($V_a=1.4$ m/s, $\Omega=5.5\%$)

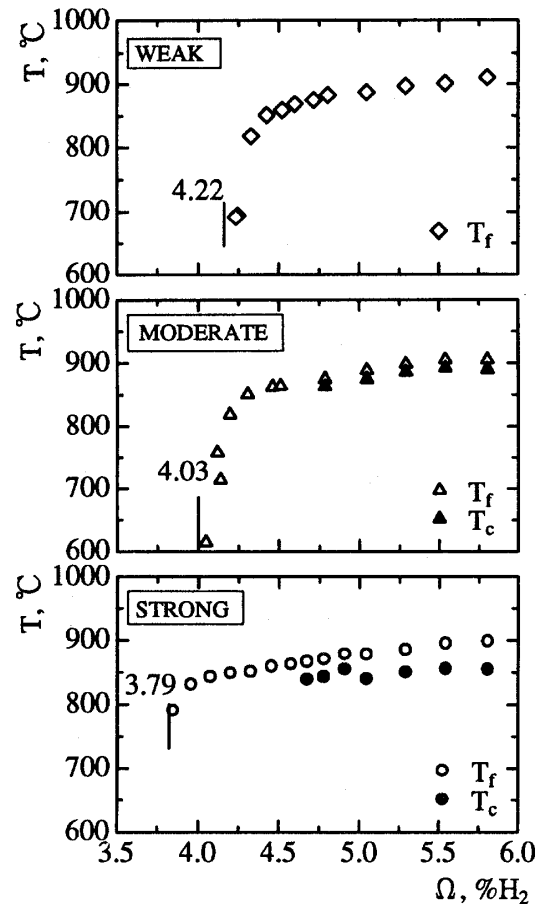


Fig. 9 Variations of T_f and T_c with the fuel concentration ($V_a=1.4$ m/s, $z=10$ mm)

加する。したがって、今回得られた水素火炎の結果も、この圧力拡散により説明できるものと思われる。

ただし伸長場においては、ルイス数(Le)により表される熱・物質拡散の競合、すなわち伸長の効果によっても、火炎特性は大きく変化する。ただし、ルイス数は、温度によって大きく変化するものの、圧力には依存しない^{(12)~(16)}。特に、反応帯直前のルイス数は、これまでに行った数値計算により、回転強さによらないことが確認されている⁽¹⁶⁾。しかし、火炎の伸長率(stretch rate)そのものが変化すれば、火炎温度も変化するようになる。数値計算によれば、回転による伸長率の増加により火炎温度が変化することが明らかとなった⁽¹⁵⁾。これは次のように説明される。

まず、回転速度が増加すると、回転遠心効果により中心付近の圧力が低下し、密度も低下する^{(12)~(15)}。その結果、中心付近では流速が加速されることになる。時間的に変動しない場においては、火炎の伸長率は単純に軸方向速度の軸方向こう配(dV_z/dz)に比例する⁽⁹⁾ので、回転により伸長率が増加することになる。管状火炎は正の伸長率を持つので、 $Le < 1$ の混合気、すなわち、水素やメタンの希薄混合気では、回転により火炎温度が上昇する⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。これに対し、 $Le > 1$ のプロパンの希薄混合気では火炎温度は低下することが明らかとなっている⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。

したがって、水素の混合気でも見出された回転による可燃範囲拡大の機構は、圧力こう配による圧力拡散と圧力低下による伸長率の増加の両方の効果により説明されるものと思われる。これにより、回転の強いバーナほど火炎面への燃料輸送が増大し、燃料濃度が高くなる。この結果、燃焼速度が増加し、火炎面は未燃ガス速度の半径方向成分と釣合う位置まで移動して、火炎直径が大きくなる。火炎温度もこの燃料濃度の増加により上昇し、可燃範囲が広がったものと思われる。

6. 結 論

水素・空気の希薄混合気を用いて、回転強さが管状火炎の安定性に及ぼす影響を調べ、回転流中における火炎の安定機構について検討を行った。その結果、回転強さが増加すると、

- ①火炎直径は大きくなり、発光帯の厚さは薄くなる、
- ②消炎限界での燃料濃度は減少し、可燃範囲が広がる、

- ③半径方向温度分布は顕著なM形となる、
 - ④火炎温度は、燃料濃度が比較的大きい場合は、いずれのバーナでもほぼ同じ値となるが、消炎付近では火炎温度が高くなる、
- ということが明らかとなった。

これらの結果はメタン・空気の希薄混合気で得られた結果とほぼ同じであり、メタン同様、水素の希薄混合気でも回転により火炎の安定性と構造が変化することがわかった。また、このメカニズムは、圧力こう配による圧力拡散と圧力低下による伸長率の増加の両方の効果により説明される。

本研究の一部は住友財団の基礎科学研究助成により行われた。ここに感謝の意を表す。

文 献

- (1) Lewis, G. D., *13rd Symp. (Int.) Combust.*, (1971), 625-629.
- (2) Syred, N., Chigier, N. A. and Beer, J. M., *13rd Symp. (Int.) Combust.* (1971), 617-624.
- (3) Lewis, G. D., *14th Symp. (Int.) Combust.*, (1973), 413-419.
- (4) Matsushita, S., Inoue, T., Nakanishi, K., Okumura, T. and Isogai, K., *SAE paper*, 850046(1985).
- (5) Weinberg, F. J., *Combust. Flame*, **78**(1989), 121-127.
- (6) Zhung, D. and Hill, P. G., *Combust. Flame*, **106**(1996), 318-332.
- (7) Asato, K., Wada, H., Hiruma, T. and Takeuchi, Y., *Combust. Flame*, **110**(1997), 418-428.
- (8) Ishizuka, S., *20th Symp. (Int.) Combust.*, (1984), 287-294.
- (9) Ishizuka, S., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **19**(1993), 187-226.
- (10) Yamamoto, K., Ishizuka, S. and Hirano, T., *25th Symp. (Int.) Combust.*, (1994), 1399-1406.
- (11) 山本和弘・石塚悟・平野敏右, 機論, **62**-600, B(1996), 3185-3190.
- (12) 山本和弘・石塚悟・平野敏右, 燃焼の科学と技術, **3**(1996), 199-211.
- (13) Yamamoto, K., Ishizuka, S. and Hirano, T., *26th Symp. (Int.) Combust.*, (1996), 1129-1135.
- (14) Yamamoto, K. and Ishizuka, S., *The TENTH International Symp. on Transport Phenomena (ISTP-10)*, (1997), 577-580.
- (15) 山本和弘・石塚悟, 機論, **63**-615, B(1997), 3751-3757.
- (16) Yamamoto, K. and Ishizuka, S., *The First Asia-Pacific Conference on Combustion*, (1997), 142-145.
- (17) Zabetakis, M. G., U. S. Bureau of Mines, *Bulletin*, 627(1965).
- (18) Bird, R. B., Stewart, W. E. and Lightfoot, E. N., *Transport Phenomena*, (1960), John Wiley and Sons, New York.