

## 水素・空気混合気の渦輪内を伝ばする火炎\*

村上高弘\*<sup>1</sup>, 濱崎拳志\*<sup>2</sup>  
石塚悟\*<sup>3</sup>, 滝史郎\*<sup>3</sup>

## Propagating Flames in Vortex Rings of Hydrogen/Air Mixtures

Takahiro MURAKAMI, Takashi HAMASAKI,  
Satoru ISHIZUKA and Shiro TAKI

Propagating flames in vortex rings of hydrogen/air mixtures have been experimentally investigated. The flame speed has been measured by a high speed video camera, and the maximum tangential velocity in the vortex ring has been estimated from the hot-wire measurements on the cold-air vortex rings. Observations show very complex ignition processes, and the obtained relations between the flame speed and the maximum tangential velocity elucidate the validity of the recently developed theory, though only for very lean mixtures. With an increase in equivalence ratio, their relation approaches the one predicted by the classical vortex bursting theory. A requirement for precise measurement on the maximum tangential velocity is especially noted for further specifying the mechanism(s) of the flame propagation.

**Key Words:** Flames, Flame Propagation, Flame Speed, Hydrogen, Vortex Ring

## 1. ま え が き

乱流燃焼を理解するうえで、渦流中での火炎の挙動を把握することが重要となるが、特に最近、DNSにより乱流中での微細な渦構造が明らかにされ<sup>(1)~(3)</sup>、その重要性があらためて認識されている。中でも、渦心に沿った火炎伝ばの問題は、多くの研究者の関心を集めており、可燃性混合気の渦輪を対象とした McCormackら<sup>(4)</sup>、あるいは安里ら<sup>(5)~(10)</sup>による実験によると火炎が20~30 m/sの高速で伝ばすることが明らかにされている。

この高速伝ば機構に関しては、Chomiak<sup>(11)</sup>、あるいはDaneshyar-Hill<sup>(12)</sup>によりボルテックスバースティングメカニズムとして与えられており、その理論によると火炎速度  $V_f$  は次式で与えられている。

$$V_f = V_{\theta\max} \sqrt{\frac{k\rho_u}{\rho_b}} \dots\dots\dots (1)$$

ただし、ここで  $V_{\theta\max}$  は渦中の最大周速度、 $\rho_u$ 、 $\rho_b$  は、それぞれ、未燃ガス、既燃ガスの密度、 $k$  は定数で、文

献(11)では1、文献(12)では無限半径の渦輪が燃える場合は2、剛体渦半径の2倍の渦輪が燃え、その断面内における平均圧力が作用すると考えた場合は2/3で与えられている。要するに、 $V_f$  は、 $V_{\theta\max}$  に比例して、また、密度比  $\rho_u/\rho_b$  の平方根に比例して増大することになる。

しかし、管内に形成される渦流中を伝ばする火炎速度は、この理論値の半分以下であることが判明している<sup>(13)~(15)</sup>。また、最近の長谷川ら<sup>(16)(17)</sup>による数値計算によると、渦管内の火炎速度は密度比  $\rho_u/\rho_b$  が大きくなるとむしろ減少し、上記理論式に反することが示され、圧力こう配と密度こう配の干渉により生じるバロクリニックトルクによる機構のほうが数値計算結果を矛盾なく説明できることが指摘されている。しかしながら、著者らの最近の研究<sup>(18)</sup>では、旧来のボルテックスバースティングメカニズムでも、渦心方向の運動量保存を考慮すれば、式(1)の密度比の依存性は解消され、渦輪内を伝ばする火炎の速度をよく説明できることが明らかにされている。

このように、渦心に沿った火炎の高速伝ば現象は、大きな関心を集めているが、議論の余地があり、いまだ不明な点が多い。例えば、水素と空気の混合気はメタンやプロパンの混合気と比べ密度比  $\rho_u/\rho_b$  が定量

\* 原稿受付 1997年7月14日。

<sup>1</sup> 三井造船(株)ディーゼル工場 (☎706-8651 玉野市玉3-1-1)。<sup>2</sup> 広島大学大学院 (☎739-8527 東広島市鏡山1-4-1)。<sup>3</sup> 正員、広島大学工学部。

的に異なり、したがって、渦心に沿った火炎の高速伝ば現象を厳密に把握するうえで重要となるが、この水素・空気混合気に関しては安里ら<sup>(8)</sup>によってわずかに報告されているにすぎない。そこで本研究では、水素・空気混合気の渦輪を対象に、この渦心に沿って伝ばする火炎について実験的に詳しく調べることにした。

## 2. 実験装置および実験方法

図1に本研究に用いた実験装置の概略を示す。渦輪は、シリンダ内に蓄えられた可燃性気体をオリフィスからピストンにより瞬間的に噴出することによって作った。オリフィス出口を大気開放とすると、渦輪形成時に空気が渦中心に巻き込まれ可燃性気体が希釈されるので、これを防ぐため、オリフィス前方にピストンの動きと同期したシャット付きのフードを設け、この中にも同じ可燃性気体を充てんした。シリンダおよびフードの内径は100 mm、フード長は50 mmである。オリフィス径 $D_o$ としては、30, 40, 50, 60 mmの4種類を用意したが、実験は主として30 mmと40 mmを用いた。一方、ピストンの駆動には、圧縮空気で往復運動可能な一組のシリンダピストンを用いた。その空気圧 $P$ は、渦輪の強さを変えるため0.3~0.8 MPaの範囲で0.1 MPaごとに変化させたが、ピストンのストローク $L$ は、予備実験の結果、渦輪が最も安定にできる15 mm一定とした。なお、水素および空気は、それぞれ高圧ボンベ、空気圧縮機より供給し、オリフ

イスで流量を測定したのち、一様に混合してシリンダおよびフード内に導いた。

一方、渦輪中を伝ばする火炎の観察や伝ば速度 $V_f$ の測定には、シュリーレン法を用いた。使用した2枚の凹面鏡の直径は25 cm、焦点距離は5 m、光源には高圧水銀灯を用いた。火炎は非常に高速なので、観察および伝ば速度の測定には、高速度デジタルビデオカメラ(ナック, MEMRECAM<sub>cl</sub>, 最大2000コマ/s)を用いた。なお、渦輪の着火にはコロナ放電を利用し、オリフィス出口から200 mmのところに一組の電極を設置して行った。

渦輪の移動速度 $U$ と最大周速度 $V_{\theta max}$ の測定は、空気の渦輪を対象に熱線流速計(Kanomax, Model-7104)を用いて行った。測定には、じょう乱が最も少なくなるように下方から渦輪底部にプローブを挿入した。移動速度 $U$ は、25 mm隔てて置かれた二つの熱線プローブ間を渦輪が通過する時間を測定することにより求め、一方、最大周速度 $V_{\theta max}$ は、図1に示すように、熱線の張る方向が渦輪の進行方向に対して垂直になるようにプローブを設置し、これを三次元微動装置を用いて上下、左右に移動させて $V_{\theta max} + U$ に相当すると思われる最大出力値を求め、これから移動速度成分 $U$ を差引くことにより求めた。これら測定のため、熱線の出力は波形記憶装置(Autonics, APC-204, 4 channels, 64 kbits/channel, 最小サンプリング時間1  $\mu$ s)を用いて記録した。

## 3. 実験結果

**3.1 伝ば火炎外観** オリフィス径 $D_o=30$  mm、駆動圧 $P=0.6$  MPa、当量比 $\phi=1.0$ の条件で得られた渦輪内を伝ばする火炎の様子を図2に示す。図2で渦輪は画面右から左へ移動する。よく知られているように<sup>(4)~(10)</sup>、コロナ放電により着火すると[図2(b)], 先端のとがった二つの火炎が形成され、渦心に沿って双手に分かれて伝ばし始め[図2(c)], 最終的には反対側で会って伝ばを終了する[図2(f)]。しかし、水素・空気混合気の渦輪では、渦心に沿って火炎伝ばが開始する以前に、複雑な着火過程がしばしば観察された。

まず、着火が渦心より離れ、渦輪の外側で起きた場合、初期にできた火炎核が渦心まわりに回転しながら渦輪を追いかけ[図3(a-2), (a-3)], しばらくしてから、火炎が渦心に沿って双手に分かれる伝ばが開始した[図3(a-4)]。反対に、着火が渦輪の内側で行われた場合は、火炎がそのまま渦輪とともに移動し[図3(b-2), (b-3)], その後双手に分かれる伝ばが開始

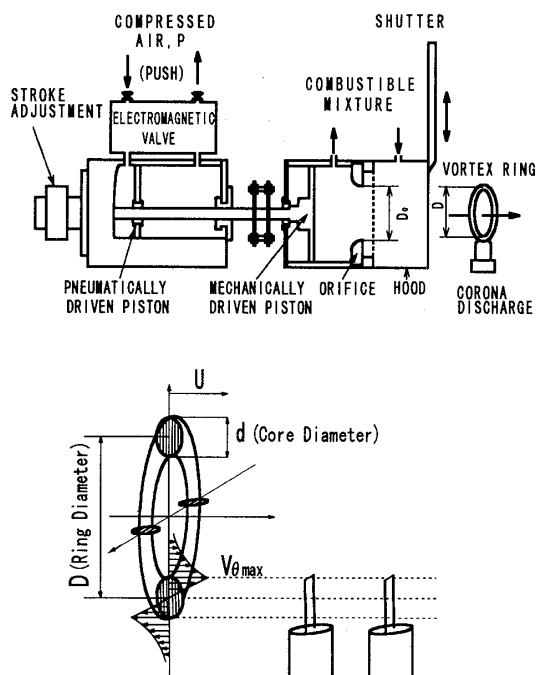


Fig. 1 The schematic of the experimental apparatus

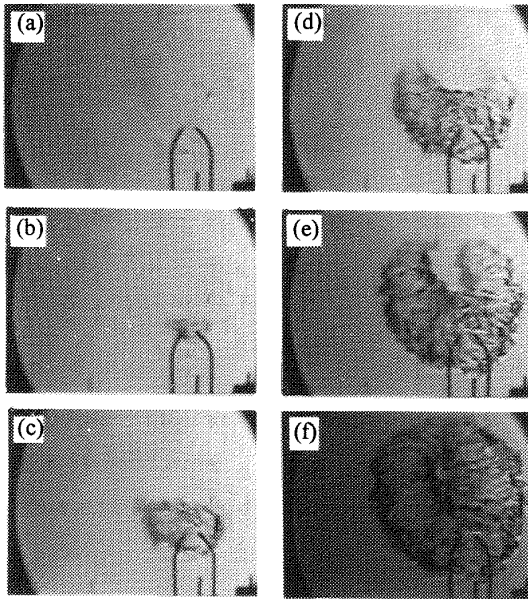


Fig. 2 Schlieren sequence of the vortex ring combustion ( $P=0.6$  MPa,  $D_0=30$  mm,  $\Phi=1.0$ )

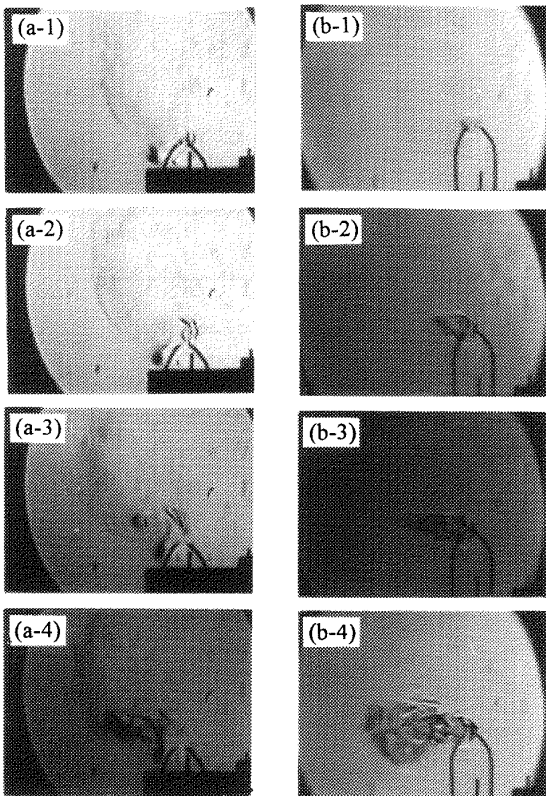


Fig. 3 Schlieren sequences showing complex ignition processes [(a)  $P=0.8$  MPa,  $D_0=40$  mm,  $\Phi=0.4$ , (b)  $P=0.3$  MPa,  $D_0=30$  mm,  $\Phi=1.0$ ]

した [図 3 (b-4)]. したがって、渦心に沿っての火炎伝ばは、渦輪が電極を通過直後に開始するものとは限らず、着火位置に応じてそれ相当の遅れ時間を要することが明らかになった。これは、水素・空気混合気の

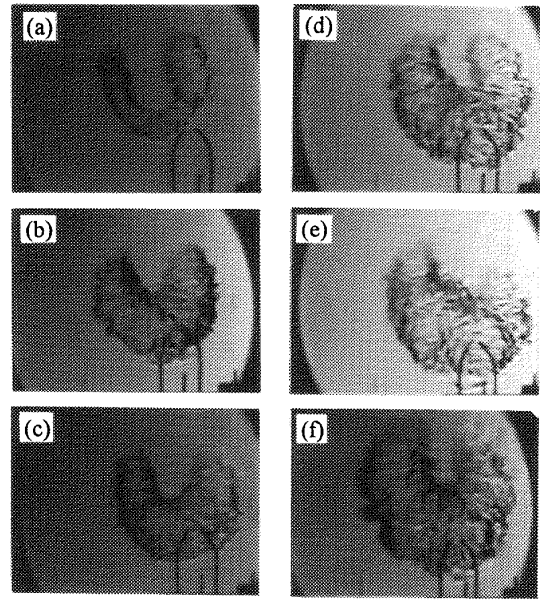


Fig. 4 Schlieren photographs of the propagating flames of various mixtures [(a)  $\Phi=0.4$ , (b)  $\Phi=0.6$ , (c)  $\Phi=0.8$ , (d)  $\Phi=1.0$ , (e)  $\Phi=1.6$ , and (f)  $\Phi=3.2$ ;  $P=0.8$  MPa,  $D_0=30$  mm]

着火濃度範囲が広いこと、空気で希釈された渦輪の外周部でも着火が起き得ること、および、水素・空気混合気内を伝ばする火炎速度が、メタンやプロパンなどの炭化水素系燃料の混合気甚至比速いため十分前方の渦輪に追いつくことができることのためと考えられる。

次に、当量比  $\Phi$  による伝ば火炎外観の変化を観察した。当量比が 0.4 [図 4 (a)] と非常に小さい場合、伝ばする火炎は非常に細いが、当量比が 0.6 [図 4 (b)], 0.8 [図 4 (c)], 1.0 [図 4 (d)], と増えるに従い火炎は徐々に太くなる。しかし、 $\Phi$  が 1.0 を超えると、火炎が太くなりすぎるため渦輪の中心部に達し、それ以上は太くならなくなった [図 4 (e), (f)].

管内の渦流中を伝ばする火炎では、当量比を希薄から理論混合比へと増加させると火炎は太くなるが、さらに過濃にしていくと再び細くなる<sup>(13)~(15)</sup>。しかし、今回の渦輪の場合、開放空間での燃焼であり、周囲には空気が存在する。したがって、当量比が 1 以上になると、余剰の水素と周囲空気との間に拡散燃焼が生じ、このため火炎は単調に太くなるものと考えられる。しかし、火炎が太くなって渦輪中心部にも及ぶと、物理的にそれ以上は太くならないため、火炎の太さが一定となったものと考えられる。

なお、前回のメタン・空気混合気の渦輪の燃焼<sup>(18)</sup>でも確認されたことであるが、渦輪直径  $D$  (渦輪の円形断面中心間距離) は伝ば中ほとんど変化しないこと

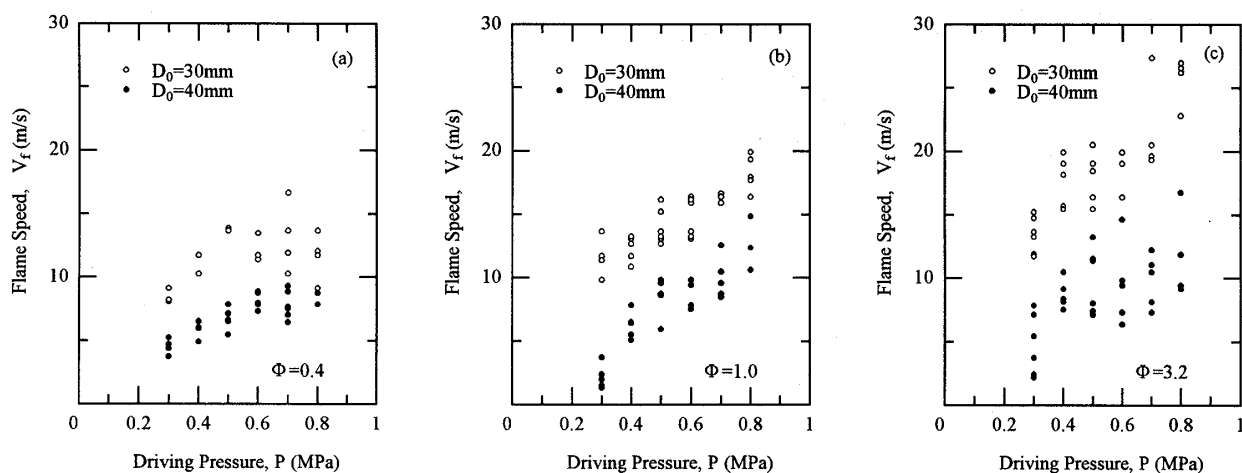


Fig. 5 Variations of the flame speed  $V_f$  with driving pressure  $P$  for the mixtures of (a)  $\phi=0.4$ , (b)  $\phi=1.0$ , and (c)  $\phi=3.2$

がわかる(図2~4)。

**3・2 火炎速度** 次に、渦心に沿っての火炎速度を測定した。先に指摘したように、着火過程が複雑であるため、これを厳密に考慮しないと、火炎速度に誤差が生じてしまう。そこで、電極通過時から渦心に沿って伝ばを開始する間は除外し、火炎が確実に双手に伝ばを開始[図2(b)]してから再び出会う[図2(f)]までの平均速度と、簡易的に、複雑な着火過程の影響がほとんどないと思われる後半1/4周部分を伝ばするときの平均速度の二つを求めてみた。その結果、両者は実験誤差の範囲内で一致し、すなわち、着火初期の影響は少なく、また、火炎速度は空間的にはほぼ一様であると考えて差し支えないことが確かめられた。そこで、火炎速度としては、以下、後者を用いることとした。

まずはじめに、駆動圧  $P$  による火炎速度の変化を30 mmと40 mmのオリフィスを用いて調べた。当量比  $\phi=0.4$  の混合気に対する結果を図5(a)に示す。実験結果はばらついているものの、 $P$  の増加とともに  $V_f$  は大きくなる傾向がある。また、オリフィス径が30 mmの場合のほうが40 mmの場合に比べ  $V_f$  の値は大きい。これは、駆動圧が高いほど、また、オリフィス径が小さいほど、噴出される気体の速度が増し、渦強さや最大周速度が大きくなるためと考えられる。ただし、 $V_f$  の増加率は  $P$  が高くなるほど減少し、 $P > 0.6$  MPaでは、 $V_f$  の値はほぼ一定となった。これに対し、当量比が  $\phi=1.0$  の場合は、図5(b)に示すように、いずれのオリフィス径の場合も、 $V_f$  は  $P$  とともに単調に増加している。さらに当量比  $\phi$  が3.2と大きくなると、図5(c)に示すように30 mmのオリフィスでは、駆動圧の高いところで火炎速度が極端

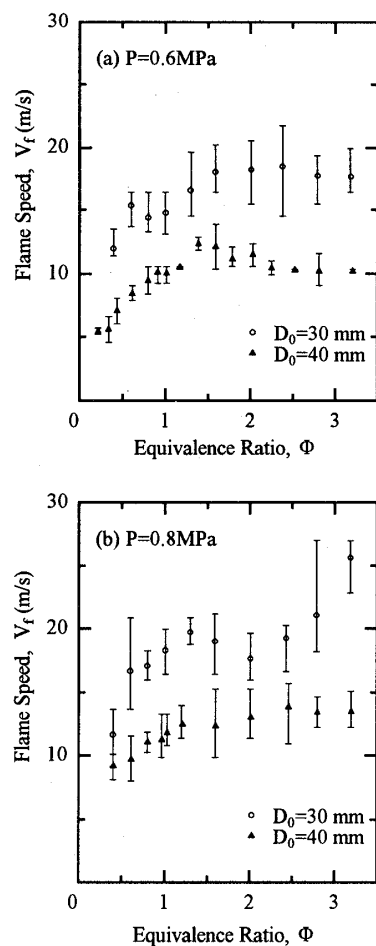


Fig. 6 Variations of the flame speed  $V_f$  with the equivalence ratio  $\phi$  under (a)  $P=0.6$  MPa, and (b)  $P=0.8$  MPa

に突出し30 m/s近くにも達することが起きた。

次に、火炎速度  $V_f$  と当量比  $\phi$  との関係、駆動圧を固定し、30 mmと40 mmのオリフィスを用いて求めた。 $P=0.6$  MPaおよび  $P=0.8$  MPaの条件のも

とで得られた結果を図6(a), (b)にそれぞれ示す。ただし、煩雑のためここでは平均値をエラーバーを付けて示す。傾向として $P=0.6$  MPaで $D_o=40$  mmの場合、 $V_f$ の値は、はじめは $\Phi$ の増加とともに増加し、 $\Phi=1.0$ を超えても大きくなり続けるが、 $\Phi=1.6$ 付近で最大となった後減少し、 $\Phi>2.0$ の範囲ではほぼ一定値となった。しかし、 $D_o=30$  mmのオリフィスでは、 $V_f$ は当量比の増加とともに火炎速度は上昇するが、 $\Phi=1.6$ 付近で最大となった後、そのままほぼ一定となっている。

一方、 $P=0.8$  MPaでは、 $P=0.6$  MPaのときと同様、 $\Phi<1.6$ では、当量比の増加とともに火炎速度は単純に増加するが、 $\Phi>1.6$ の範囲では、 $D_o=40$  mmのオリフィスでは、 $\Phi=1.6$ 付近で最大となった後そのままほぼ一定となり、 $D_o=30$  mmのオリフィスでは、 $\Phi=1.6$ 付近でいったんピークをとった後、さらに大きな当量比で火炎速度が突出して速くなる結果となった。

安里<sup>(7)</sup>によるメタン・空気混合気、プロパン・空気混合気の渦輪内の火炎伝ばでは、燃焼速度が最大となる当量比1付近で火炎伝ば速度は最大となっている。水素・空気混合気での燃焼速度は当量比1.6~1.8付近で最大となるので<sup>(19)</sup>、 $D_o=40$  mmのオリフィスで火炎速度が $\Phi=1.6$ 付近で最大となったのは、メタンやプロパンの結果と定性的に一致している。しかし、 $\Phi>1.6$ の範囲で火炎速度がほぼ一定となったり、一部突出して増加したのは、余剰水素と周囲空気との間で行われる拡散燃焼が渦心に沿った火炎伝ばを促進したり、あるいはまったく別なメカニズム、例えば、余剰水素と周囲空気とが激しく乱流混合した結果形成される可燃混合気層内を乱流予混合火炎が高速で伝ばするというメカニズムの可能性などを示唆している。

最後に、火炎速度と最大周速度との関係を求めた。最大周速度を燃焼時の渦輪中に熱線プローブを挿入して測定することはできないので、ここでは安里<sup>(6)</sup>によって行われている方法、すなわち、渦輪の移動速度 $U$ に関するLambの理論式<sup>(20)</sup>とランキンの組合せ渦を仮定して得られる関係式

$$V_{\theta\max}=2U \frac{D/d}{\ln(8D/d)-0.25} \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

$D$ : 渦輪直径

$d$ : 渦核直径

を利用して求める方法を用いた。ただし、 $d/D$ の比は、事前に空気の渦輪を対象に、 $V_{\theta\max}$ と $U$ との関係を求め、両者がほぼ比例することを確認した後、誤差

が最も少なくなる $d/D$ の比を最小二乗近似で求めた。ちなみに、 $d/D$ の値は、60 mmのオリフィスでは36%、40 mmでは39%、30 mmでは48%であった<sup>(18)</sup>。

そこで、これをもとに、シュリーレン像から得られる渦輪の移動速度 $U$ を測定してその結果を式(2)に代入し、火炎速度と最大周速度との関係を求めた。各当量比の混合気について求めた結果を図7(a)~(f)に示す。なお、この図7中には、比較のためChomiak<sup>(11)</sup>あるいはDaneshyar-Hill<sup>(12)</sup>による理論式(1)が実線で、最近Ishizuka<sup>(18)</sup>によって得られた理論式が破線で示されている。いずれの混合気の場合も、実験結果は大きくばらついているものの、火炎速度 $V_f$ は最大周速度 $V_{\theta\max}$ に対しほぼ比例して増加し、当量比が小さい $\Phi=0.4$ の場合はIshizukaらの式に近いのに対し、当量比が大きくなるにつれ理論式(1)に近づくことがわかる。以下、この火炎速度 $V_f$ と最大周速度 $V_{\theta\max}$ との関係について考察する。

#### 4. 考 察

渦中を伝ばする火炎速度については、回転によって生じた火炎面前後の圧力差 $\Delta P (= \rho_u V_{\theta\max}^2)$ がすべて燃焼ガスを駆動する運動エネルギー $(= \rho_b V_f^2/2)$ に変換されるとして式(1)が導かれている<sup>(11)(12)</sup>。一方、最近、Ishizuka<sup>(18)</sup>は火炎面前後の質量の保存、渦心方向の運動量の保存、渦心まわりの角運動量の保存を考慮し、以下のように火炎速度の理論式を導いている。

今、観測者を静止座標系にとり、未燃ガスの速度と圧力を $V_u, P_u$ 、既燃ガスのそれらを $V_b, P_b$ 、火炎速度を $V_f$ 、半径 $\eta_u$ の未燃ガスが燃焼して半径 $\eta_b$ の燃焼ガスになるとし、未燃ガス、および、既燃ガス中における剛体渦の半径がそれぞれ $\eta_u/2, \eta_b/2$ 、その角速度が $\Omega_u, \Omega_b$ で与えられるランキン渦を仮定すると、それら保存式は、

$$\rho_u (V_u - V_f) \pi \eta_u^2 = \rho_b (V_b - V_f) \pi \eta_b^2 \dots\dots\dots (3)$$

$$P_u + \rho_u V_u^2 = P_b + \rho_b V_b^2 \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{7\pi}{32} \rho_u (V_u - V_f) \Omega_u \eta_u^4 = \frac{7\pi}{32} \rho_b (V_b - V_f) \Omega_b \eta_b^4 \dots\dots\dots (5)$$

となる。中心軸上での運動量に着目し、圧力を半径 $r$ の関数 $P(r)$ として軸上での値を

$$P_u(0) = P_\infty - \frac{1}{4} \rho_u \Omega_u^2 \eta_u^2 \dots\dots\dots (6\cdot a)$$

$$P_b(0) = P_\infty - \frac{1}{4} \rho_b \Omega_b^2 \eta_b^2 \dots\dots\dots (6\cdot b)$$

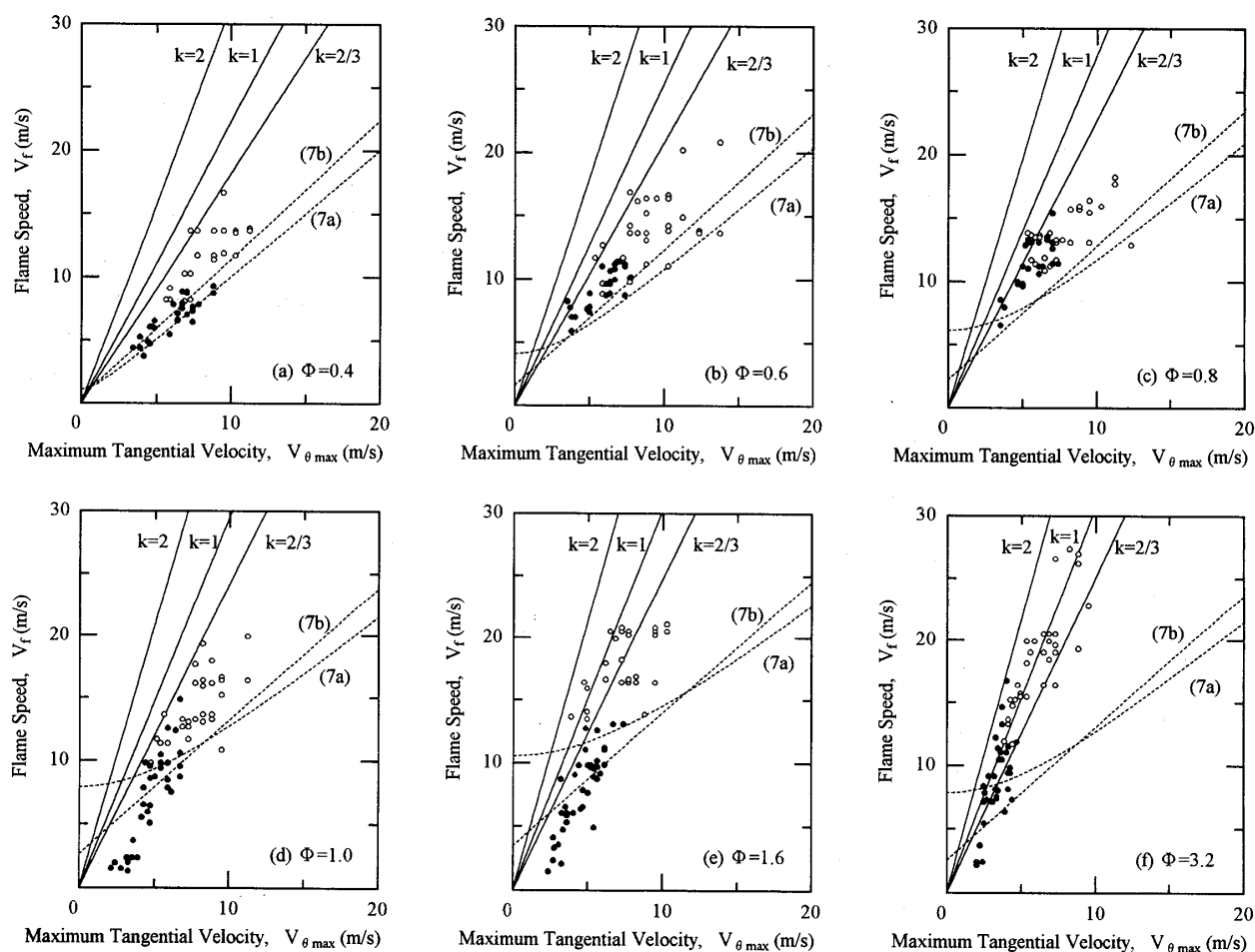


Fig. 7 The relations between the flame speed  $V_f$  and the estimated tangential velocity  $V_{\theta_{max}}$  for (a)  $\Phi=0.4$ , (b)  $\Phi=0.6$ , (c)  $\Phi=0.8$ , (d)  $\Phi=1.0$ , (e)  $\Phi=1.6$ , and (f)  $\Phi=3.2$

で与える ( $P_\infty$  は無限遠での圧力) とすれば、火炎速度は

$$(1) \quad \eta_u = \eta_b \text{ のとき } |V_f| = \sqrt{\frac{\rho_u}{\rho_b} S_u^2 + V_{\theta_{max}}^2} \dots\dots\dots (7\cdot a)$$

$$(2) \quad \rho_u \eta_u^2 = \rho_b \eta_b^2 \text{ のとき } |V_f| = S_u + V_{\theta_{max}} \sqrt{1 + \frac{\rho_b}{\rho_u}} \dots\dots\dots (7\cdot b)$$

となり、解としてはこの二つの極端な場合の間になると考えられる<sup>(18)</sup>。ただし、ここで、 $S_u$ 、 $V_{\theta_{max}}$  はそれぞれ燃焼速度、最大周速度で次式で与えられる。

$$S_u = V_u - V_f \dots\dots\dots (8\cdot a)$$

$$V_{\theta_{max}} = \frac{1}{2} \Omega r \eta_u \dots\dots\dots (8\cdot b)$$

さて、平衡計算から密度比を求め、燃焼速度としては文献(19)の値を用いて式(7・a)、(7・b)を求めると、図7に示す破線となる。 $\Phi=0.4$ の場合、実験結果と式(7・a)、(7・b)は比較的一致しているが、当量比が0.6、0.8、1.0、1.6と増加するにつれこれから離れ、

当量比3.2では、むしろ式(1)に一致している。メタン・空気の理論混合気では火炎速度が式(7・a)、(7・b)によく一致することが確かめられているので<sup>(18)</sup>、当量比が大きくなるほど規則的に式(7・a)、(7・b)から離れて行くということは、水素・空気混合気の渦輪に対して、当量比に密接に関係した重要なパラメータを見落としている可能性がある。

この因子としては、混合気の密度が考えられる。ちなみに、当量比0.4の混合気の組成は水素14.4%、空気85.6%で、密度は空気の約86.6%と1に近いが、当量比3.2の混合気では水素57.3%、空気42.7%で、密度は空気の約半分(46.7%)となっている。図7を得るのに、空気の渦輪と等しいものと仮定して式(2)より  $V_{\theta_{max}}$  を求めたが、これが誤っている可能性は十分ある。もし、正しく水素・空気混合気の渦輪に対して  $V_{\theta_{max}}$  の値を求めることができれば、当量比の広い範囲にわたって  $V_f$  と  $V_{\theta_{max}}$  との関係が式(7・a)、(7・b)に一致してくるかもしれない。

ただし、図4のシュリーレン写真や図5(c)の火炎

速度の突出する結果に示されているように、当量比が大きいところでは余剰水素と周囲空気との乱流混合と燃焼が活発に行われていると思われ、式(1)や式(7・a), (7・b)とはまったく違う火炎伝ばのメカニズム、すなわち、過濃水素・空気混合気の渦輪と周囲空気が乱流混合することで、可燃混合気層が形成され、この中を火炎が高速で伝ばする可能性がある。特に、当量比3.2の混合気の場合、酸素濃度はわずか9%なので、周囲空気からの酸素の拡散により燃焼が大きく高められる可能性は十分に考えられる。

以上のような問題点を明確にするには、水素を多量に含む混合気に対してもLDVなどで正確に最大周速度を測定し、 $V_f$ と $V_{\max}$ との関係が式(7・a), (7・b)にのるかどうかを吟味する一方、拡散燃焼の起きない窒素雰囲気中で火炎速度を測定して検討する必要があるものと思われる。また、オリフィス径が60 mmや50 mmの場合、渦輪そのものが安定してできにくく、実験結果として示すには至らなかったが、このことは渦輪そのものの不安定性<sup>(21)~(24)</sup>も考慮しなければならないことを示唆していると思われる。

## 5. 結 論

水素・空気混合気の渦輪内を伝ばする火炎に関して実験を行い、以下のことが明らかになった。

(1) 渦心から離れた位置でも着火が起き、この場合、火炎が渦心に沿った方向へ伝ばを開始するまで着火位置に応じた複雑な過程を経る。

(2) 渦輪内を伝ばする火炎の太さは、混合気が希薄側から当量比の増加とともに増加する。しかし、当量比が1.0以上になると、ほぼ一定となった。

(3) 火炎速度は、ピストン駆動圧 $P$ を増加させたり、オリフィス直径 $D_o$ を小さくすると速くなる。また、当量比 $\phi$ を希薄側から大きくしていくと、最大燃焼速度を与える当量比1.6付近までは火炎速度は増加する。しかし、当量比がそれ以上になると、実験条件により一定値となったり、いったん減少してから一定になったり、複雑に変化した。これは、周囲空気の存在が複雑に関与するためと考えられる。

(4) 火炎速度と空気の渦輪から推定された最大周速度との関係を求めると両者にはほぼ比例関係が認められた。また、混合気が非常に希薄な場合は、両者の関係は火炎面前後の質量、運動量、角運動量保存から導かれる理論式と比較的一致した。しかし、当量比が大きくなるにつれ、この理論式から遠ざかり、旧来のボルテックスバースティングの理論式に近づく結果と

なった。この原因として、渦輪の最大周速度を正しく推定していない可能性があり、LDVなどで最大周速度を正確に測定する必要がある。

本研究を行うにあたり実験に協力された本学学生長谷川亮、甲村公典両氏に対し感謝の意を表す。本実験では、広島大学地域共同研究センターの高速度カラービデオカメラを使用させていただいた。また、同センター長 広安博之教授には、有益な助言をいただいた。ここに記し、感謝の意を表す。

## 文 献

- (1) Kerr, R. M., *J. Fluid Mech.*, **153** (1985), 31-58.
- (2) Vincent, A. and Meneguzzi, M., *J. Fluid Mech.*, **258** (1994), 245-254.
- (3) Tanahashi, M., Miyauchi, T. and Ikeda, J., *Proc. 11th Symp. Turbulent Shear Flows*, Vol. 1, Grenoble, France, (1997-9), 4-17-4-22.
- (4) McCormack, P. D., Scheller, K., Muller, G. and Tisher, R., *Combust. Flame*, **19** (1972), 297-303.
- (5) 竹内秀隆・安里勝雄・河村長司, 第29回燃焼シンポジウム講演論文集, (1991), 49-51.
- (6) 竹内秀隆・安里勝雄・河村長司, 第30回燃焼シンポジウム講演論文集, (1992), 223-225.
- (7) 安里勝雄・竹内秀隆・和田英忠, 第31回燃焼シンポジウム講演論文集, (1993), 216-218.
- (8) 安里勝雄・和田英忠, 第32回燃焼シンポジウム前刷集, (1993), 71-73.
- (9) Asato, K., Takeuchi, Y. and Kawamura, T., *Proc. 11th Austral. Fluid Mech. Conf.* University of Tasmania, Hobart, Australia, (1992-12), 167-170.
- (10) Asato, K., Takeuchi, Y. and Wada, H., *Proc. Russ. Jpn. Seminar Combust.*, The Russian Section of The Combustion Institute, Moscow, (1993), 73-76.
- (11) Chomiak, J., *Proc. 16th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1976), 1665-1673.
- (12) Daneshyar, H. and Hill, P. G., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **13** (1987), 47-73.
- (13) Ishizuka, S., *Combust. Flame*, **82** (1990), 176-190.
- (14) 石塚悟・平野敏右, 燃焼の科学と技術, **2** (1994), 15-26.
- (15) Sakai, Y. and Ishizuka, S., *Proc. 26th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1997), 847-853.
- (16) Hasegawa, K., Nishikado, K. and Chomiak, J., *Combust. Sci. Technol.*, **108** (1995), 67-80.
- (17) Hasegawa, K. and Nishikado, K., *Proc. 26th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1997), 291-297.
- (18) Ishizuka, S., Murakami, T., Hamazaki, T., Koumura, K. and Hasegawa, R., to appear in *Combust. Flame*.
- (19) Andrews, G. E. and Bradley, B., *Combust. Flame*, **20** (1973), 77-89.
- (20) Lamb, S. H., *HYDRODYNAMICS*, 6th ed, (1945), 241, Dover, London.
- (21) Maxworthy, T., *J. Fluid Mech.*, **51** (1972), 15-32.
- (22) Maxworthy, T., *J. Fluid Mech.*, **64** (1974), 227-239.
- (23) Maxworthy, T., *J. Fluid Mech.*, **81** (1977), 465-495.
- (24) 内藤隆・今井伸治・後藤俊幸・山田日出夫, *ながれ*, **15** (1996), 401-408.