

伸長・回転流れにおける圧力変化と火炎特性*

山本和弘*¹, 石塚 悟*²Pressure Change and Flame Characteristics
in a Stretched, Rotating Flow

Kazuhiro YAMAMOTO and Satoru ISHIZUKA

To investigate the pressure change and flame characteristics in a stretched, rotating flow, tubular flames of a lean hydrogen, methane, or propane-air mixture have been numerically simulated. Results show that, with rotation, the flame temperature of hydrogen and methane mixtures increases monotonically, while, that of a propane mixture decreases. With an increase of the fuel concentration, the position at which the reaction rate is maximum increases, and the temperature change becomes small. As seen in the pressure distribution, the pressure decreases around the center, and a pressure gradient is formed. This pressure gradient is steep near the center, but decreases as the radial distance is increased. The fuel flux decreases with the increase of circumferential velocities because of the decrease in the pressure gradient. For these reasons, this temperature change could be explained in terms of the pressure diffusion which results in mass transport due to the pressure gradient. However, it is also found that, with rotation, the pressure decreases and the density changes. The velocities increase due to flow expansion, resulting in an increase of flame stretch. Thus, the flame characteristic change with rotation is explained with the coupling of pressure diffusion and stretch effects.

Key Words : Premixed Combustion, Swirling Flow, Pressure Distribution, Diffusion, Mass Transfer, Tubular Flame, Flame Stretch

1. 緒 論

渦流(回転流)中での火炎の挙動を調べることは、乱流燃焼を議論する上で非常に重要である。この渦流中での燃焼に着目した研究は、大きく分けて二つある⁽¹⁾⁽²⁾。一つは渦流中での火炎伝ばを調べたものであり、いわゆるボルテックスパースティングメカニズムと呼ばれるもので、McCormackら⁽³⁾やChomiak⁽⁴⁾らによって理論的に考え出され、Ishizuka⁽⁵⁾⁽⁶⁾によって実験的に確かめられている。この渦流中での高速火炎伝ばは、乱流燃焼にも取り入れられている。もう一つは渦流中での定在燃焼であり、伸長された渦流中に形成される管状火炎を対象に様々な実験的、理論的研究が行われてきた^{(1)(7)~(11)}。これらの研究ではおもに、火炎伸長と曲率の効果が調べられている。

これに加え、最近行われた実験により⁽¹²⁾⁽¹³⁾ 回転強さが火炎の特性と構造に及ぼす影響が明らかとなった。このメカニズムを明らかにするため数値計算を行った結果、回転流中では、回転遠心効果により圧力こ

う配が生じ、圧力拡散により火炎構造や火炎特性が変化することがわかった⁽¹⁴⁾⁽¹⁷⁾。

しかしながら、回転によりどの程度の圧力こう配ができるのか、また、そのこう配によりどれくらいの物質移動があるのか、など不明な点が残されている。また、この圧力こう配による物質移動は、拡散速度の方程式から、各化学種により挙動が異なることが推察されるが、その詳細も明らかではない。そこで本研究では、燃料としてメタン、水素、およびプロパンの3種類の混合気を用いて燃料濃度を変化させ、輸送特性に着目した数値計算を行い、伸長・回転流中での圧力変化と火炎特性について検討を行った。

2. おもな記号

u_r, u_z, u_θ : r, z, θ 速度成分

G : 流れ関数の相似解

W : 渦度(θ 成分)の相似解

ρ : 密度

μ : 粘性係数

T : 温度

C_p : 平均定圧比熱

$C_{p,i}$: 化学種 i の定圧比熱

Y_i : 化学種 i の質量分率

* 原稿受付 1997年2月20日。

*¹ 正員、豊橋技術科学大学 (〒441 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。

*² 正員、広島大学工学部 (〒739 東広島市鏡山1-4-1)。

- V_i : 化学種 i の拡散速度
- λ : 熱伝導率
- Q : 燃料 1 kg あたりの反応熱
- ω_{ov} : 総括反応速度
- X_i : モル分率
- D_{i,N_2} : 化学種 i と窒素の物質拡散係数
- α_i : 熱拡散係数
- M_i : 分子量
- p : 静圧
- R_u : 普遍ガス定数 (8.315 J/mol·K)

3. 数値解析法

3.1 解析モデルおよび仮定 図1に解析に用いた円筒座標系を示す。ここで円筒座標の原点は管の中心とする。混合気は速度 $v_{\theta,0}$ で回転する壁面より垂直に一樣な速度で吹き出される。速度場、温度場、濃度場は圧縮性、粘性、熱伝導率、および物質拡散を考慮して解く。用いた仮定を以下に示すが、これまでのものとほぼ同じである⁽¹⁴⁾⁽¹⁷⁾。

- (1) 流れは定常かつ軸対称で、外力の影響は無視する。
- (2) 気体は理想気体の状態方程式に従う。
- (3) 半径方向速度 v_r , 回転速度 v_θ , 密度 ρ , 質量分率 Y_i , 温度 T は r のみに依存する相似解とする。
- (4) 混合気は燃料・空気の希薄混合気とし、考慮する化学種は燃料、酸素、二酸化炭素、水、および窒素の5成分とする。反応は一段不可逆総括反応とし、反応速度 ω_{ov} [mol/cm³s] は以下のようなアレニウスの式に従うものとする。

$$F + O \rightarrow P$$

$$\omega_{ov} = k_{ov} C_f C_o \exp(-E/R_u T)$$
- (5) 燃料、酸素、二酸化炭素、水の拡散係数は窒素に対する相互拡散係数を用いる。窒素の拡散速度は質量保存の法則 ($\sum V_i Y_i = 0$) を用いて求める。
- (6) 熱伝導率、粘性係数、相互拡散係数、および

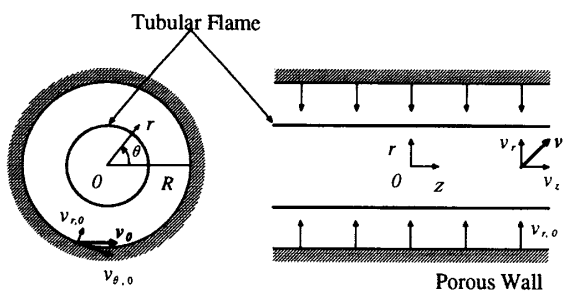


Fig. 1 Axially symmetric flow field in an infinitely long rotating porous tube with uniform injection

熱拡散係数 Lennard Jones ポテンシャルをもとにした厳密な気体力学の理論⁽¹⁸⁾ から求め、定圧比熱、生成熱は JANAF の熱化学データ表⁽²⁰⁾ により得る。

(7) 粘性によるエネルギーの散逸と輻射は無視する。

3.2 支配方程式および計算法 以上の仮定に基づくと、支配方程式は以下ようになる。ただし流れ場は、流れ関数の相似解 G と θ 方向の過度の相似解 W を使って解く。

(a) 流れ関数と速度の定義式

$$v_z = z \frac{1}{\rho r} \frac{dG}{dr}, \quad v_r = -\frac{G}{\rho r} \dots\dots\dots (1)$$

(b) 運動量保存の式 (θ 方向)

$$G \frac{dv_\theta}{dr} + \frac{Gv_\theta}{r} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ r^3 \mu r \frac{d}{dr} \left(\frac{v_\theta}{r} \right) \right\} \dots\dots\dots (2)$$

(c) 過度の方程式 (θ 方向)

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{GW}{r} \right) - \frac{d}{dr} \left\{ \frac{1}{\rho r^2} \left(\frac{dG}{dr} \right)^2 \right\} = -\frac{d}{dr} \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (\mu r W) \right\} \dots\dots\dots (3)$$

$$W = -\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho r} \frac{dG}{dr} \right), \dots\dots\dots (4)$$

(d) エネルギー保存の式

$$-\frac{G}{r} \frac{d}{dr} \int C_p dT + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \rho \sum_i Y_i V_i \int C_{p,i} dT \right) = -\frac{G}{\rho r} \frac{dp}{dr} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda \frac{dT}{dr} \right) + Q \omega_{ov} \dots\dots\dots (5)$$

ここで $C_p = \sum Y_i C_{p,i}$ であり、 Q は燃料 1 kg が消費されるのに伴う反応熱 (J/kg) である。

(e) 化学種保存の式

$$-\frac{G}{r} \frac{dY_i}{dr} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \rho Y_i V_i) = \omega_i \dots\dots\dots (6)$$

$$Y_{N_2} = 1 - \sum_{i \neq N_2} Y_i \dots\dots\dots (7)$$

(f) 拡散速度の方程式

多成分系において仮定(5)により、輸送量に関する式は以下で与えられる。

$$\frac{dX_i}{dr} = \frac{X_i X_{N_2}}{D_{i,N_2}} (V_{N_2} - V_i) + (Y_i - X_i) \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} + \frac{X_i X_{N_2}}{\rho D_{i,N_2}} \left(\frac{\alpha_{N_2}}{Y_{N_2}} - \frac{\alpha_i}{Y_i} \right) \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、右辺第二項は圧力拡散、第三項は熱拡散による物質移動を表す。各成分の拡散速度は、この輸送量に関する式、以下のモル分率 $X_i \sim$ 質量分率 Y_i 間の関係式を解くことにより求める。窒素の拡散速度は、仮定(5)を用いて以下の式(9)により得られる。

$$V_{N_2} = -\frac{\sum_{i \neq N_2} (Y_i V_i)}{Y_{N_2}} \dots\dots\dots (9)$$

Table 1 Over-all one step reaction parameters and flammability limits for various gases

Gas	k_{ov} cm ³ / mol · s	E kcal / mol	Lean limit vol%
H ₂	6.2 × 10 ¹²	15.0	4.0
CH ₄	1.7 × 10 ¹⁸	48.4	5.0
C ₃ H ₈	9.9 × 10 ¹³	30.0	2.2

$$X_i = \frac{Y_i/M_i}{\sum_k (Y_k/M_k)} \dots\dots\dots (10)$$

(g) 状態方程式

$$\rho = p / \left\{ R_u T \sum_k (Y_k/M_k) \right\}, \dots\dots\dots (11)$$

状態方程式に含まれる静圧 p は、速度を式(1)により求めた後、 r 方向の運動量保存式を積分して求めた。

これらの基礎方程式はコントロールボリューム法により差分化した。時間項には Crank-Nicolson 法、対流項には一次精度の風上差分法、拡散項には二次精度の中心差分法を用いた。このときの差分間隔は半径方向に約 0.1 mm である。計算は定常解が得られるまで行い、解を求めた。

3.3 境界条件および初期値 境界条件は、流れ場、温度場、濃度場が軸対称であることから以下のようなになる。

$$r=0: G=W=v_\theta=0, \\ dT/dr = dY_i/dr = 0, \dots\dots\dots (12)$$

$$r=R: dG/dr = 0, G = \rho_0 R v_{r,0} \\ v_\theta = v_{\theta,0}, T = T_0, p = p_0, Y_i = Y_{i,0} \\ \dots\dots\dots (13)$$

ここで添字の 0 はそれぞれ、壁面での値を意味する。

計算は、内径 19 mm、壁面における半径方向速度(吹き出し速度)を 0.186 m/s で一定とした。対称性を考慮すると計算領域は $r=0 \sim 9.5$ mm となる。

反応速度式における活性化エネルギー E は、Westbrook-Dryer の値⁽¹⁹⁾ を参考に、速度定数 k_{ov} は、燃料濃度が希薄可燃限界⁽²¹⁾ で定常解が存在しなくなる値を用いた。これらの値を表 1 に示す。

4. 計算結果

4.1 火炎温度 図 1 に示したように、未燃混合気は外側から回転しながら流入し、火炎帯に入り反応して、通過後燃焼ガスとなる。これまでに行った数値計算⁽¹⁴⁾⁽¹⁷⁾ によれば、温度は未燃ガスが反応帯で反応するにつれて急激に上昇し、中心で一定となる。この一定値(最大値)を火炎温度とし、燃料濃度を固定して回転速度を増加させると、水素とメタンの混合気では

回転速度により単調に火炎温度が増加するが、プロパンでは逆に減少することがわかっている⁽¹⁷⁾。また、回転による温度変化を 3 種類の混合気と比較すると、水素がいちばん大きい。

そこで、火炎特性として火炎温度に着目し、それぞれの混合気について、燃料濃度を変化させ、火炎温度を求めた。なお、各混合気では火炎温度が異なること、また、比較的消炎近くの燃料濃度を選んだことから、回転速度が 55.8 m/s のときの火炎温度を求め、回転がない場合の火炎温度と比較して、回転による温度上昇 ΔT を計算した。この結果を図 2~4 に示す。図中には、反応速度が最大となる半径方向位置も同時に示した。これによると、いずれの燃料濃度においても、水素とメタンの混合気では回転により火炎温度が増加し、プロパンでは逆に減少することがわかったが、その変化量は燃料濃度が増加するにつれ減少していることがわかった。また、反応速度が最大となる位置であるが、いずれの場合も燃料濃度により単調に壁面側に移動していることがわかった。この反応速度が最大となる位置は、実際には火炎位置に対応していると考えられるので、この結果は火炎直径が燃料濃度とともに単調に増加する、というこれまでの実験と同じ傾向を示した。

4.2 圧力と圧力こう配 次に、回転流中に形成される圧力分布および圧力こう配について調べた。回転流れにおいては、回転遠心効果により中心で圧力が減少し、圧力こう配が生じる。一例として回転速度が 55.8 m/s のときの水素・空気混合気の計算から得られた圧力および圧力こう配分布を図 5 に示す。これによると、中心部では壁面の圧力に比べ 2 割程度圧力が減少しており、このため、圧力こう配が生じていることがわかるが、この分布は $r=2$ mm と 4 mm の位置にピークがある二山の分布となっていることがわかった。また、図 2 と比較すると反応速度が最大となる位置と圧力こう配が極小となる $r=3$ mm の位置が一致していることがわかった。ちなみに回転していない場合は圧力はほとんど変化しない。

また比較のため、非燃焼時の圧力分布も計算した。この結果を図 6 に示す。燃焼時とは異なり、圧力降下が非常に顕著であることがわかる。また、非燃焼時の圧力こう配の最大値は、燃焼時に比べて約 8 倍も高い値となっていることがわかる。ちなみに火炎が存在する場合には、中心が高温になるため密度が低下するので、この違いは燃焼場での密度の低下より説明される。

次に回転速度を変化させ、圧力および圧力こう配が

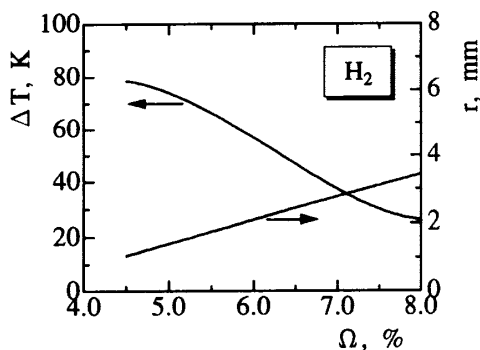


Fig. 2 Temperature increase and position of maximum reaction rate for hydrogen/air mixtures ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $v_{\theta,0}=55.8$ m/s)

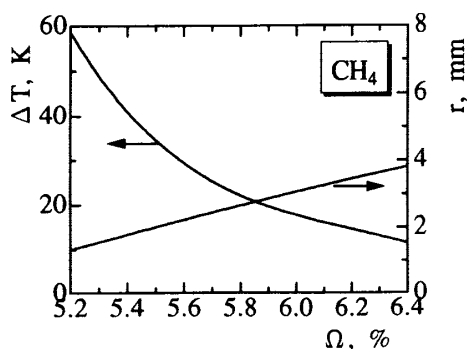


Fig. 3 Temperature increase and position of maximum reaction rate for methane/air mixtures ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $v_{\theta,0}=55.8$ m/s)

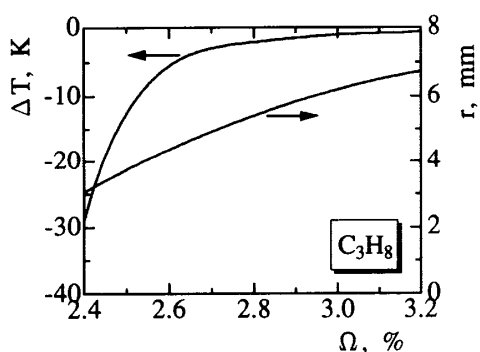


Fig. 4 Temperature increase and position of maximum reaction rate for propane/air mixtures ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $v_{\theta,0}=55.8$ m/s)

どのように変化するかを調べた。計算はプロパン・空気混合気で行い、回転速度は0から55.8 m/sまで変化させた。中心における圧力と反応速度が最大となる位置での圧力こう配の値を図7に示す。予想されることであるが、回転速度が増加するにつれ回転遠心効果による圧力降下が顕著になる。回転速度がないときは圧力こう配もほぼ0であるが、圧力降下が大きくなるにしたがい、圧力こう配も増加することがわかった。

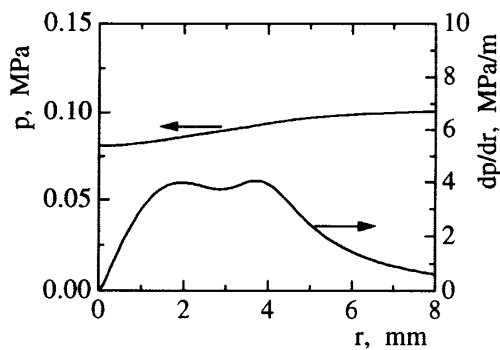


Fig. 5 Distributions of pressure and pressure gradient for hydrogen/air mixtures ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $v_{\theta,0}=55.8$ m/s, $\Omega=7.0\%$)

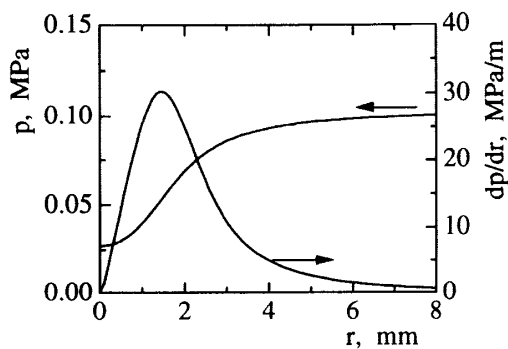


Fig. 6 Distributions of pressure and pressure gradient in cold flow ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $v_{\theta,0}=55.8$ m/s, $\Omega=2.4\%$)

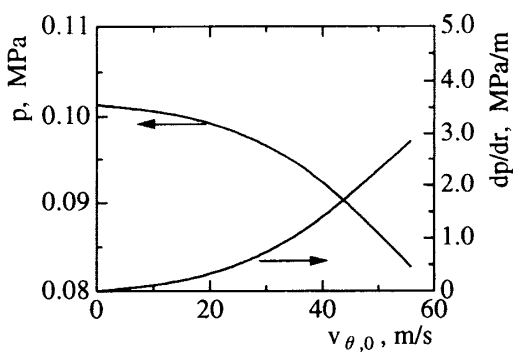


Fig. 7 Variation of pressure and pressure gradient with circumferential velocity for propane/air mixtures ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $\Omega=2.4\%$)

5. 考 察

以上により、伸長・回転流中での圧力変化と火炎特性、特に回転による火炎温度変化が明らかとなったので、このメカニズムについて考察を行う。

これまでの研究では、回転流中では回転遠心効果による圧力降下により圧力こう配が生じ、圧力こう配による物質移動、すなわち圧力拡散が起こることが明らかとなっている^{(14)~(17)}。したがって、今回の火炎温度

の変化もこの圧力拡散により主に説明されるものと思われる。すなわち、圧力拡散により拡散速度が変化し、反応帯に供給される燃料量が変化した結果、火炎温度が変化する。ここで、回転速度が増加すると火炎温度変化が単調に増加することが明らかとなっているが、これは、圧力こう配が回転速度により単調に増加(図7)するので当然といえる。また、燃料濃度が増すと回転による温度変化は減少したが、これは火炎形成位置が壁面側に移動すると、反応帯における圧力こう配が減少することから説明される(図5)。

このことを確認するため、回転速度を変化させ、反応速度が最大となる位置での燃料流束を計算した。一例としてプロパンの混合気で得られた質量流束を図8に示す。これによると、回転速度とともに圧力こう配が増加し、プロパンの質量流束は減少していることがわかった。この質量流束の減少は反応帯に供給される燃料の減少を意味するので、プロパンの混合気でみられた回転による火炎温度の減少は、この圧力こう配による物質移動により説明できる。ちなみに水素およびメタンの混合気では回転により燃料流束が増加するので、同様にして火炎温度は増加したものと思われる。これら燃料による火炎温度特性の違いにより、圧力拡散による輸送特性の違いがあることが明らかとなった。ただし今回の計算では、反応モデルとして非常に簡単な総括反応モデルを用いているので、実際の火炎の挙動やその特性を定量的に表現しているとはいえない。しかしながら、メタン・空気混合気においても、素反応を考慮して行った数値計算⁽¹⁵⁾により回転による燃料流束の増加が明らかとなっている。したがって定性的には、圧力拡散の輸送特性の違いで燃料により火炎温度の挙動が異なること、また、圧力拡散による物移移動は圧力こう配が増すほど大きくなることが明らかとなった。

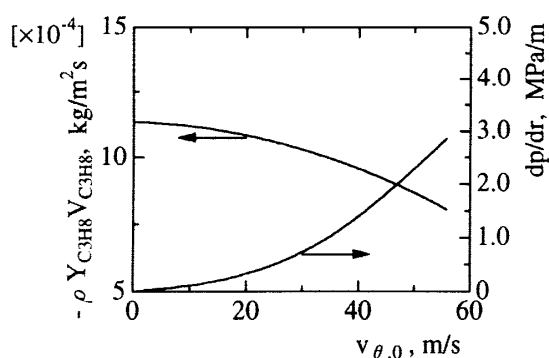


Fig. 8 Variation of mass flux of diffusion and pressure diffusion with circumferential velocity for propane/air mixtures ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $\Omega=2.4\%$)

ところでそのほかの因子により温度変化が起こることが考えられる⁽¹⁴⁾⁽⁷⁾。そこで、拡散速度の方程式〔式(8)〕において、圧力拡散を考慮した場合としない場合のそれぞれについて拡散速度を求め、燃料濃度を覚えて回転による温度上昇 ΔT を計算した。これらの結果を図9~11に示す。これによるといずれも、圧力拡散を考慮して計算した場合のほうが温度変化は大きく見積られるものの、圧力拡散のみでこの温度変化を説明できるわけではないことがわかる。なお、圧力拡散による水素とメタンの温度上昇、およびプロパンの温度低下は、全温度変化量の半分程度であった。ちなみに、式(8)において、熱拡散を考慮した場合としない場合について、火炎温度を計算して熱拡散の影響も調べたが、ほとんど違いは見られず、熱拡散の影響は小さいことがわかった。この結果は、これまでメタンで行った計算と同じ結果であった⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。

したがって、伸長場における火炎特性の変化、すなわち、レイス数の影響があると考えられる。しかしながら、著者らが最近行った数値計算^{(14)~(16)}によれば、レイス数 (Le) 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ため、反応帯直前のレイス数は回転速度によらないことがわかっている。ところが、火炎の伸長率(stretch rate)そのものが増加すれば、火炎温度が変化することが考えられる。管状火炎の場合は正の伸長率を持つので、 $Le < 1$ では火炎温度が上昇し、 $Le > 1$ では火炎温度が低下することが知られている⁽¹⁷⁾⁽¹⁵⁾。それぞれの希薄混合気においては、水素およびメタンは $Le < 1$ に相当し、プロパンの場合は $Le > 1$ に相当する。時間的に変化しない火炎の伸長率は単純に速度こう配に比例するので⁽¹⁾、回転速度を変化させて速度こう配 dv_z/dz を求めてみた。一例として水素の混合気で得られた速度こう配を図12に示す。これによると速度こう配は、回転速度が0, 37.2, 55.8 m/s と増加するにつれ増加することがわかった。この理由は、以下のように考えられる。回転速度が増加すると回転遠心効果により圧力が低下する。このため密度が低下するので流れの膨張により速度が増加し、速度こう配が増加したものと思われる。したがって、伸長・回転流れでは、圧力こう配による物質輸送に加えて、圧力低下による火炎伸長の変化によっても火炎温度が変化することが明らかとなった。

6. 結 論

燃料としてメタン、水素、およびプロパンの3種類の混合気を用い、伸長・回転流中での圧力変化と火炎特性について検討を行った。その結果、以下のような

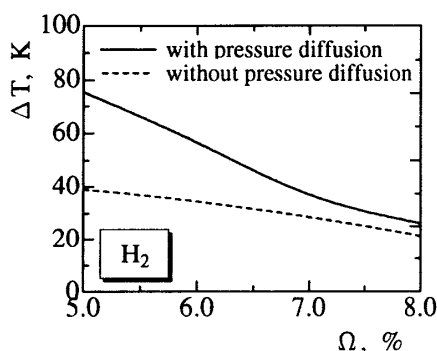


Fig. 9 Temperature increase with rotation for hydrogen/air mixtures ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $v_{\theta,0}=55.8$ m/s)

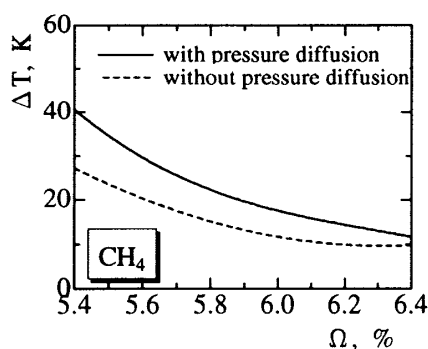


Fig. 10 Temperature increase with rotation for methane/air mixtures ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $v_{\theta,0}=55.8$ m/s)

結論を得た。

(1) 回転により水素とメタンの混合気では火炎温度が上昇するが、プロパンでは逆に減少する。回転による温度変化を3種類の混合気で比較すると、水素がいちばん大きい。燃料濃度を増加させると、反応帯が壁面側に移動し、火炎温度変化は小さくなる。

(2) 回転流れにおいては、回転遠心効果により中心で圧力が減少し、圧力こう配が生じる。圧力こう配分布は、二つの極大値と一つの極小値を持つ二山の分布となっており、この極小値の位置は反応速度が最大となる位置と一致する。非燃焼時は、圧力こう配の最大値が燃焼時に比べて約8倍程度高い値となり、分布は一山となる。

(3) 反応速度が最大となる位置での燃料流束は、水素およびメタンの混合気では回転により増加するが、プロパンでは減少する。この圧力拡散による物質移動は圧力こう配が増すほど大きい。これら輸送特性の違いにより、混合気の花炎温度変化が異なる。

(4) 圧力拡散を考慮した場合としない場合のそれぞれについて火炎温度を計算したところ、回転による温度上昇 ΔT は、圧力拡散を考慮して計算した場合の

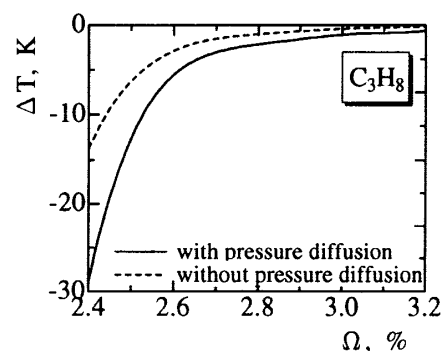


Fig. 11 Temperature increase with rotation for propane/air mixtures ($v_{r,0}=0.186$ m/s, $v_{\theta,0}=55.8$ m/s)

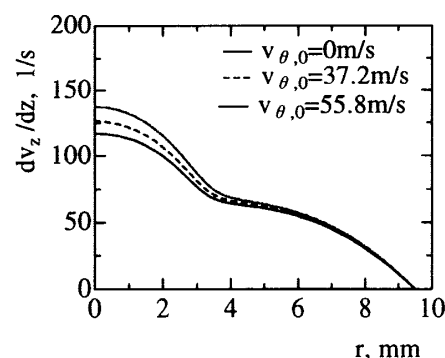


Fig. 12 Axial velocity gradient distribution for a hydrogen/air mixture ($\Omega=6.0\%$, $v_{r,0}=0.186$ m/s)

ほうが火炎温度変化は大きいものの、圧力拡散のみで回転による温度変化を説明できるわけではない。なお、圧力拡散による温度変化は全温度変化量の約半分である。

(5) 速度こう配 dv_z/dz は、回転速度が増加するにつれ増加する。これは、回転遠心効果による圧力の低下により密度が低下したため、と考えられる。この結果、管状火炎の正の伸長率により、 $Le < 1$ の水素およびメタンの希薄混合気では火炎温度が増加し、 $Le > 1$ のプロパンの混合気では火炎温度は低下する。

したがって回転による火炎特性の変化は、圧力こう配による物質輸送(圧力拡散)と圧力低下による火炎伸長の両方により説明される。

文 献

- (1) Ishizuka, S., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **19**(1993), 187-226.
- (2) 石塚悟・平野敏右, *燃焼の科学と技術*, **2**(1994), 15-26.
- (3) McCormack, P. D., Schellr, K., Mueller, G. and Tisher, R., *Combust. Flame*, **19**(1972), 297-303.
- (4) Chomiak, J., *16th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1977), 1665-1673.
- (5) Ishizuka, S., *Combust. Flame*, **82**(1990), 176-190.

- (6) Ishizuka, S. and Hirano, T., *Prog. Astronautics and Aeronautics*, 151(1993), 284-306.
- (7) Ishizuka, S., *20th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1984), 287-294.
- (8) Takeno, T. and Ishizuka, S., *Combust. Flame*, **64**(1986), 83-98.
- (9) Ishizuka, S., *Combust. Flame*, **75**(1989), 367-379.
- (10) 酒井幸夫・石塚悟, *機論*, **56**-524, B(1990), 292-299.
- (11) Sakai, Y. and Ishizuka, S., *24th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1992), 153-159.
- (12) Yamamoto, K., Ishizuka, S. and Hirano, T., *25th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1994), 1399-1406.
- (13) 山本和弘・石塚悟・平野敏右, *機論*, **62**-600, B(1996), 3185-3190.
- (14) 山本和弘・石塚悟・平野敏右, *燃焼の科学と技術*, **3**(1996), 199-211.
- (15) Yamamoto, K., Ishizuka, S. and Hirano, T., *26th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1996), 1129-1135.
- (16) Yamamoto, K. and Ishizuka, S., *Asia-Pacific Conference on Combustion (ASPACC97)*, (1997), 142-145.
- (17) Yamamoto, K. and Ishizuka, S., *The 10th International Symp. on Transport Phenomena (ISTP-10)*, (1997), in press.
- (18) Hirschfelder, J. O., Curtis, C. F. and Bird, R. B., *Molecular Theory of Gases and Liquids*, (1954), 514-529, Wiley, New York.
- (19) Westbrook, C. K. and Dryer, F. L., *Comust. Sci. Tech.*, **27**(1981), 31-43.
- (20) Stull, D. R. and Prophet, H., *JANAF Thermodynamic Tables*, NSRDS-NBS 37, National Bureau of Standards, (1971).
- (21) Zabetakis, M. G., U. S. Bureau of Mines, *Bulletin 627*, (1965).