

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

逆火限界付近における層流火炎基部の局所燃焼速度に与えるバーナ温度の影響

Influence of Burner Temperature on Local Burning Velocity at Laminar Flame Base just before Flashback

十河 桜子^{1*}・湯浅 三郎²SOGO, Sakurako^{1*} and YUASA, Saburo²

¹ 東京ガス株式会社 〒116-0003 荒川区南千住 3-13-1
Tokyo Gas Co., Ltd., 3-13-1 Minamisenju, Arakawa-ku, Tokyo 116-0003, Japan

² 首都大学東京大学院 〒191-0065 日野市旭が丘 6-6
Tokyo Metropolitan University, 6-6 Asahigaoka, Hino, Tokyo 191-0065, Japan

2008年10月7日受付; 2009年1月18日受理/Received 7 October, 2008; Accepted 18 January, 2009

Abstract : Various factors that influence flame flashback of a laminar flame were studied. We focused on a stationary laminar flame base just before flame flashback to apply concepts of stationary conditions. In our experiments the flame stretch rate and the heat release rate in the vicinity of a lean methane/air premixed flame base were quantitatively measured using a single, rectangular port burner that controlled the surface temperature. The variations of the flame temperature and the mass flux were led from the analytical equations, that the previous study had shown, and our experimental results. In order to examine the mechanism of a flashback occurrence, it was explained that the equilibrium position between the fluid velocity and the burning velocity was located near the maximum position of the flame stretch rate along the flame. At this position, the local burning velocity estimated from the analytical equations increased in the maximum by 9% from the laminar burning velocity because the contribution of the flame curvature is the largest between factors that relate to the variations of the local burning velocity. This result shows that the flame curvature according to the flame shape at the equilibrium position between the fluid velocity and the burning velocity becomes the main factor to occur the flashback.

Key Words : Flashback, Flame stretch, Heat release rate, Burner temperature, Local burning velocity

1. 緒言

予混合燃焼は燃焼が火炎帯で完結し、低 NO_x となる利点を持つが、その反面、予混合気火炎伝播性を有しているため一般に逆火が生じやすい。着火や負荷変動の際など流体力学的に非正常な場合に燃焼の不安定性が生じ、逆火や燃焼振動を引き起こすと考えられる。乱流燃焼における数値シミュレーションやガスタービンを対象としたモデルについて、これらの課題に対する支配因子の解明や対策が論じられている[例えば 1-3]。一方、流体力学的には定常に燃焼するように見える状態でも、ある条件に達すると境界層内において火炎が伝播し、逆火が生じることがある。これらは、燃焼速度が火炎帯に垂直な成分の流体の速度より速まる条件で逆火が生じるという境界層理論[4]に従う現象であることが多いと考えられる。火炎からバーナへ熱が伝

わる条件の場合では、バーナ温度が徐々に高温となることにより、様々な状態が変化し、逆火が生じる速度条件に移行するものと考えられる。つまり、①予混合気が高温度のバーナから予熱されることが原因となり、流速などの流体的性質が変化する。これと同時に、化学的性質も変化するため火炎温度や燃焼速度にも影響を与え、境界層内における熱的性質も変わると考えられる。さらに、②バーナ近傍の不均一な速度分布と火炎面の曲率が原因となり、火炎基部における火炎伸長が火炎温度や燃焼速度に変化を生じさせることが考えられ、これまでに論じられている[5-9]。そして、これらの因子と逆火に対する関係については多くの研究がなされている。その内、予混合層流火炎がダクトやチューブ内を伝播する場合について[10,11]や、バーナに形成される層流火炎に対して[12]、火炎伸長や速度勾配の限界値と逆火の関係が論じられている。先にも述べたように境界層理論に従う現象の場合、逆火は流速と燃焼速度のバランスで論じられるため、火炎伸長や火炎からの熱流束が火炎温

* Corresponding author. E-mail: sakurako@tokyo-gas.co.jp

度や燃焼速度に与える影響の割合を知ることは、実用機の設計において逆火を抑制できる重要な因子を予測することに役立つと考えられる。しかしながら、既往の研究では、逆火に関わる因子の寄与率を定量的に説明するには、必ずしも十分であるとはいえない。そこで本研究では、逆火が生じる直前の層流火炎がバーナに定在している燃焼状態に着目し、因子の寄与率を求め、逆火を抑制するために注目すべき因子を特定することを目的とした。具体的には、逆火が生じる速度条件に移行しやすいと考えられる高いバーナ温度をヒーター加熱により模擬した状態で、逆火に影響を与える諸因子を実験で定量的に求めた。そして、実験結果と既往の解析式[9]を用いて局所火炎温度および局所燃焼速度の変化率を導出した。さらに、これら変化率から逆火に影響を与える諸因子の寄与率を導出し、逆火を引き起こす要因を求めた。最後に、バーナ温度をパラメータとした場合について、逆火の生じやすさについて考察した。

2. 実験装置

本研究で使用したバーナ装置とその仕様を図 1 に示す。バーナはヒーターを内蔵した幅 14 mm の矩形出口を持ち、バーナ装置 3 箇所埋め込んだ K 型熱電対の出力を監視し、この内バーナ出口の熱電対温度をバーナ温度として制御する。ヒーター加熱部分の上流に水冷部を隣接することで、予混合気は長さ 100 mm のほぼ同温度に制御された加熱部分のみで予熱される。燃料メタンと圧縮空気はマスフローコントローラーで所定の当量比に流量が調整される。十分長い流路にて混合後、予混合気はバーナ下部に設置するガラスビーズ充填部分を通過後、#100 メッシュ 4 枚にて整流され、十分に層流状態となり縮流される。そして、水冷部分および加熱部分を併せた助走区間(総長 160 mm)を通り、バーナ出口においては十分発達した二次元放物線流れとなっていることを熱線風速計を用いた流速測定で確認している。矩形のバーナ出口は火炎が二次元性を保つように比較的長い奥行き 50 mm とした。以上により静止したテント型の火炎が形成される。さらにバーナ内の未燃混合気流速分布の測定および逆火途中の火炎を観察するため、加熱部側面に石英窓を取りつけた。一方、縮流器にまで逆火した場合には、火炎検知用熱電対の信号により電磁弁にて流量を遮断する安全装置を備えてあり、上流まで火炎が伝播するのを防いでいる。

3. 実験方法

本章では、逆火直前の火炎が定在する条件を調べるために行った逆火限界測定と、逆火限界測定実験で定めた燃焼条件において行った火炎基部近傍の流速および温度分布測定の実験方法について述べる。さらに、火炎基部における測定範囲について示す。

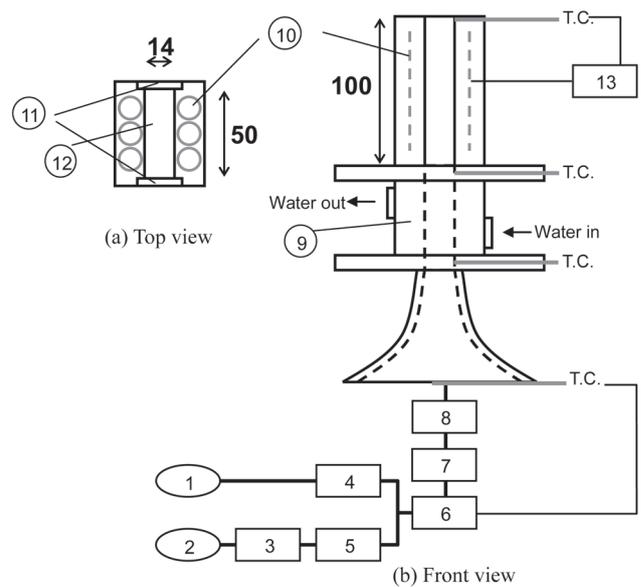


Fig.1 Schematic of the experimental apparatus.

1 CH₄ tank; 2 air compressor; 3 dryer; 4,5 mass flow controller; 6 mixing tube; 7 flashback arrester; 8 flow straightener; 9 water-cooled wall; 10 heater; 11 quartz window; 12 burner port; 13 temperature controller.

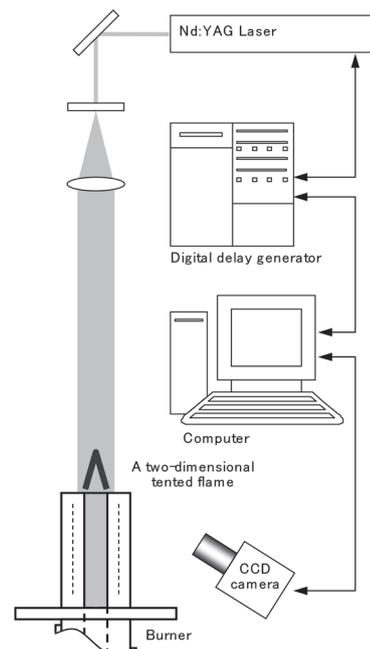


Fig.2 Schematic diagram of the optical system.

3.1. 逆火限界測定

逆火限界の測定は次のように実施した。所定の当量比に流量調節した予混合気を流し、バーナ設定温度を±5 K で温度上昇がない状態において、バーナ出口から十分下流の大気開放中から静かに点火する。点火位置は大気開放中からバーナに伝播する限界の距離(50 mm 前後)であり、火炎長の 1.5 倍から 2 倍に相当する。そして、大気中を伝播した火炎がバーナ出口に定着する場合を安定領域と見なし、

バーナ内部に伝播した場合を逆火と定義した。

3.2. 火炎基部における流速および温度分布測定

火炎基部の流速分布は粒子画像流速測定法 (PIV = Particle Image Velocimetry) により測定した。図 2 に PIV における光学系の概念図を示す。ダブルパルス Nd:YAG レーザー (波長: 532 nm, 出力: 20 mJ@532 nm, パルス幅 3~5 ns) を用い、レーザシート (サイズ: 25 (w)×0.6 (t) mm) をバーナ系の上側からバーナ炎口の奥行き中央に照射した。未燃混合気中には珪石粒子 (粒径: 約 1.1 μm) を空気供給ラインにバイパスすることにより混入した。画像撮影には高解像度デジタル CCD カメラ (有効画素数: 1300 (H)×1030 (V), ピクセルサイズ: 6.7 (H)×6.7 (V) μm , PIV 分解能: 34 ピクセル×34 ピクセル (0.22 mm×0.22 mm), フレーム時間間隔: 100 μs) を用いた。2 フレーム/単一露光で画像を記録し、2 フレーム間の局所的相互相関を取ることで速度ベクトルを算出した。なお、約 300 K の基準流速における PIV 法による測定値には約 3% の誤差を含んでいる。一方、火炎近傍の温度測定は、シリコンで被膜した素線径 0.05 mm の R 型熱電対 (誤差 ± 5 $^{\circ}\text{C}$) を使用した。测温部の径は素線径とほぼ同径であり、補正は行っていない。未燃混合気の温度測定は外形 0.5 mm の K 型シース熱電対 (誤差 ± 4 $^{\circ}\text{C}$) を使用した。

3.3. 火炎基部における測定範囲

図 3 に本実験における代表的な火炎の直接写真を示す。このように十分安定したテント型の火炎が形成される。バーナ内の流れが十分発達した層流の二次元放物線流の場合、図 4 の概念図のように流速と燃焼速度が釣り合う位置 A は一義的に定まる[4]。x 軸は本実験におけるバーナ幅中心からの距離、y 軸はバーナ出口から後流の距離を示す。バーナ壁は $x = 7$ mm に相当する。逆火は流速と燃焼速度のバランスで論じられるので、この位置 A で燃焼速度が流速より速まる現象が起こると、これが発端となり逆火が開始すると考えられる。本研究のようにほとんど流速変動がない場においては、流速や燃焼速度に影響を与える因子として火炎伸長や火炎からバーナへの熱流束が考えられるが、逆火の発生要因を検討するためには、位置 A におけるこれら影響因子を定量的に知る必要がある。よって、本研究における火炎面の測定範囲は、位置 A が含まれると予想される、大気との境界領域からバーナ炎口端までを含む図 4 に示す範囲とした。この測定範囲における測定結果から、4.4 節で位置 A を特定し、4.5 節では位置 A における局所火炎温度および局所燃焼速度の変化率に対する諸因子の寄与率について検討する。

4. 実験結果および考察

本章では、まず、逆火限界付近の実験条件について示す。次に、定めた条件下における定在火炎で、逆火の発端とな

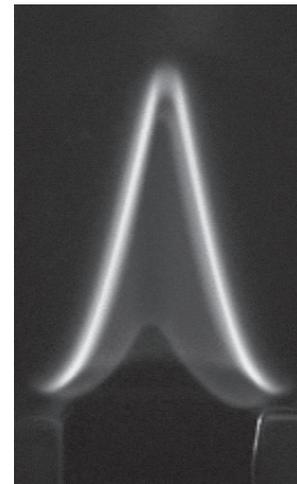


Fig.3 Direct photograph of a methane/air flame (without heating, $V_m = 0.5$ m/s, $\phi = 0.71$).

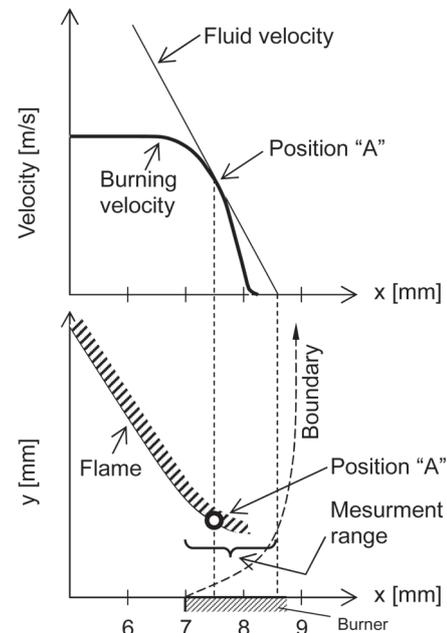


Fig.4 Schematic illustration of burning velocity and fluid velocity above the burner rim and measurement range along the flame.

る火炎面内の位置を特定した上で、局所火炎温度および局所燃焼速度の変化率について、火炎伸長および火炎からバーナへの熱流束の寄与率を検討し、逆火の発生要因について考察する。

4.1. 逆火限界

バーナ温度 T_w を 323, 373, 473 K に制御したバーナにおける予混合層流火炎の逆火限界を図 5(a) に示す。縦軸はバーナ出口における標準状態 (293 K, 1 気圧) に換算した平均流速 V_m であり、当量比 ϕ との関係で示している。通常、火炎が安定に形成した状態ではバーナ温度は最低 323 K 程度となっていることを確認しており、323 K に制御した場

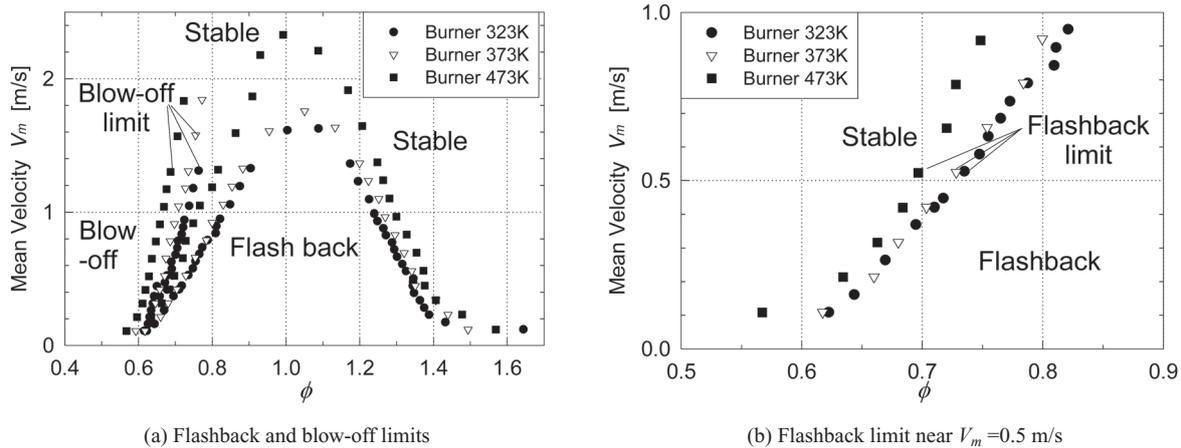


Fig.5 Influence of burner temperature on flashback limit.

合は通常の燃焼状態のバーナ温度を模擬していると考えられる。図 5(a) によると、逆火限界当量比はバーナ温度が高いほど燃料希薄領域ではより希薄側に、燃料過濃領域ではより過濃側となることがわかった。図 5(b) は、燃料の希薄領域における逆火限界の拡大図である。本研究においては代表的な逆火限界条件を $V_m = 0.5 \text{ m/s}$ の場合として検討した。図 5(b) より逆火限界付近の定在する火炎の燃焼条件として、 $V_m = 0.5 \text{ m/s}$ においてバーナ温度 $T_w = 323, 373, 473 \text{ K}$ それぞれで設定当量比 $\phi_{fb} = 0.68, 0.67, 0.65$ と定めた。一方、本研究のバーナの特徴として、燃料希薄領域で生じる吹き飛びについては、図 5(a) に示す吹き飛び限界のように、バーナ温度が高いほどより希薄な当量比まで火炎は定在する傾向となることを確認している。

予混合気は高温のバーナ内壁から予熱を受けていると考えられる。そこで、予混合気の予熱温度を調べるために未燃状態において熱電対による温度測定を行った。図 6 は異なるバーナ温度 T_w で予混合気の流速を $V_m = 0.5 \text{ m/s}$ に設定した場合の、バーナ炎口奥行き中央、バーナ出口高さ 1 mm における未燃混合気の温度分布である。横軸はバーナ幅中心からの距離を示し、バーナ壁は $x = 7 \text{ mm}$ および

-7 mm に相当する。混合気温度はバーナ壁の近くで最も高くなることがわかった。これらの結果から、以降で考察する際に参照する未燃混合気温度としてはバーナ壁の位置 $x = 7 \text{ mm}$ における予熱温度 T_u と定め、図 6 よりバーナ温度 $T_w = 323, 373, 473 \text{ K}$ それぞれにおいて、 $T_u = 320, 360, 440 \text{ K}$ とした。

4.2. 火炎伸長

図 7 は PIV による火炎基部の速度ベクトル分布測定結果であり、 $T_w = 373 \text{ K}$ における $V_m = 0.5 \text{ m/s}$, $\phi_{fb} = 0.67$ の様子である。灰色の実線は直接写真から得られた火炎の前面位置を示す。バーナ温度 T_w の違いによらず、速度ベクトルの分布形状はほぼ同様であり、高い T_w ほど領域の速度が相対的に速くなることを確認している。またバーナ面から火炎前面までの距離については、 T_w の違いによらず同程度であった。

火炎伸長は速度分布と火炎の曲率から見積もることが出来る。火炎伸長 κ の算出には以下の式を用いた[13]。

$$\kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = -\left\{ \nabla \times (\vec{V}_{fluid} \times \vec{n}) \right\} \cdot \vec{n} + (\vec{v} \cdot \vec{n})(\nabla \cdot \vec{n}) \quad (1)$$

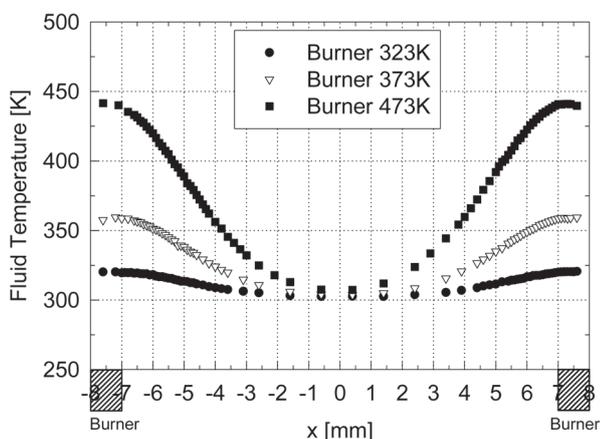


Fig.6 Temperature profiles of unburned gas at the burner port without flame at $V_m = 0.5 \text{ m/s}$.

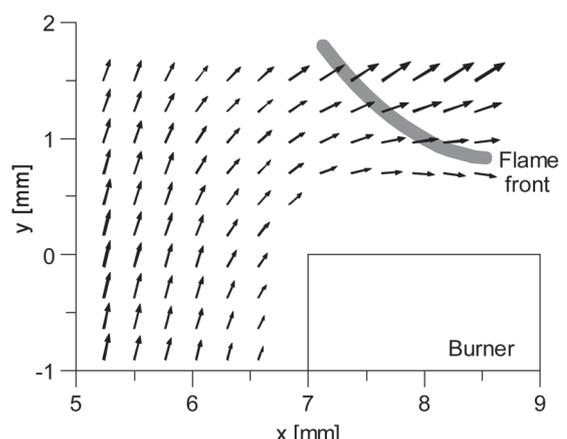


Fig.7 One of the velocity vector distribution using the PIV ($V_m = 0.5 \text{ m/s}$, $\phi_{fb} = 0.67$ at $T_w = 373 \text{ K}$).

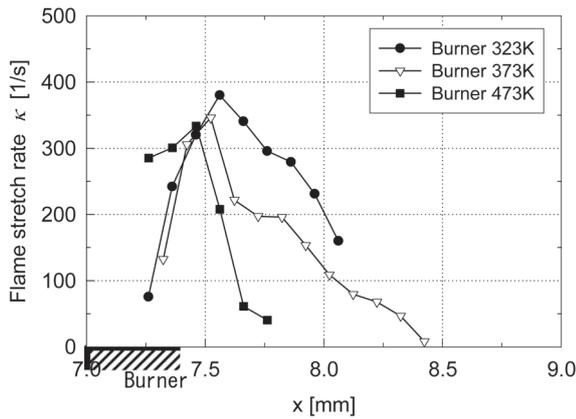


Fig.8 Flame stretch rate κ along the flame ($V_m=0.5$ m/s, $\phi_{fb}=0.68$, 0.67 and 0.65 at $T_w=323, 373$ and 473 K respectively).

ここで、 A は火炎面積、 \vec{V}_{fluid} は混合気流速ベクトル、 \vec{v} は火炎面の移動速度ベクトル、 \vec{n} は既燃方向への火炎面の法線ベクトルである。本研究の火炎は定在しているので $\vec{v} = 0$ となる。火炎面形状および流れ場は二次元性を保ち、火炎面の形状が曲線 $y=f(x)$ で近似できると仮定すると、式 (1) を展開することにより、 κ は $f(x)$ およびベクトル成分の微分系で表すことができる[14]。図 4 や図 7 から火炎の基部近傍では火炎面は最大の曲率を取る可能性があり、速度ベクトルが火炎面に垂直に流入する位置が存在することが予想される。これら事項と κ の式から κ には少なくとも一つのピーク性があることが示唆される。本研究では図 7 で得られた火炎面形状を 2 次曲線で近似し、混合気流速ベクトルの x, y 成分およびその微分系を使用した。以上により、火炎に沿った火炎伸長を求めて得られた結果を図 8 に示す。横軸はバーナ幅中心からの距離を示し、 $x = 7$ mm の位置がバーナ壁である。図 8 から、火炎に沿った火炎伸長 κ は正の値を取り、 $x = 7.5$ mm 付近で最大値をとることがわかる。このように、実験した範囲では κ にピーク性があることが確認できた。また、高い T_w ほど κ が最大値となる位置はバーナ壁に近づくことがわかる。

4.3. 火炎からバーナへの熱流束

逆火限界付近の火炎はバーナ面の比較的近くに位置しているため、火炎帯からバーナへの熱流束 q_L があると考えられる。熱流束 q_L は熱伝達係数を用いた以下の式から見積もることができる。

$$q_L = h(T_a - T_w) \tag{2}$$

ここで、 $h(=0.664 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \cdot \lambda / L)$ は平面に沿って強制対流で流れる層流から平面へ伝わる熱の熱伝達係数であり [15]、 Re はレイノルズ数、 Pr はプラントル数、 λ は熱伝導率、 T_a は流体温度である。ここで、 L は火炎基部がバーナ上 ($x = 7 \sim 9$ mm) に存在する特性長 (2 mm) である。 Re の算出には、バーナ炎口奥行き中央でバーナ面から高さ 0.5

mm、 $x = 7 \sim 9$ mm の範囲における $T_w = 373$ K の PIV 流速平均値 0.25 m/s を代表値として用いた。 T_a は火炎とバーナ面間の温度とし、代表速度と同じ範囲において素線径 0.05 mm の R 熱電対を火炎帯を乱さないようにバーナ外側から水平に挿入して温度を測定し、その平均値とした。バーナ温度 $T_w = 323, 373, 473$ K それぞれで T_a は 536, 631, 854 K であった。従来の研究[16]において、予混合バーナ火炎のバーナリム付近には再循環流が形成され、その大きさおよび温度場の実測値が示されており、本研究での測定値はこれらと比べて妥当であると考えられる。以上の測定値を (2) 式に代入すると $T_w = 323, 373, 473$ K それぞれで熱流束 q_L は 8930, 10730, 15680 W/m² となり、 T_w が高くなるほど q_L は大きくなることわかる。

4.4. 局所火炎温度および局所燃焼速度

次に、前節までで得られた火炎伸長や火炎からバーナへの熱流束の影響を受けた場合の局所の火炎温度と燃焼速度について考える。図 9 のような火炎帯と流線で囲まれる検査体積を考える。ここで、 δ_T は温度分布によって定義される火炎帯厚さ、 A_f は火炎帯下流端の流管断面面積、 $A_{T,st}$ は温度で定義される火炎帯上流端の流管断面面積、 $A_{T,f}$ は $A_{T,st}$ の火炎帯下流面への写像断面面積である。また、濃度分布によって定義される火炎厚さ δ_M に関して上記と同様の面積 $A_{M,st}$ 、 $A_{M,f}$ を用いると、次の支配方程式を考えることができる。

質量保存式

$$\rho_b u_b A_f = \rho_{T_u} u_{T_u} A_{T,st} = \rho_{M_u} u_{M_u} A_{M,st} \tag{3}$$

エネルギー保存式

$$\begin{aligned} & (\rho_b u_b A_f C_p T_b - \rho_{T_u} u_{T_u} A_{T,st} C_p T_u) + \lambda (A_f - A_{T,f}) \frac{(T_b - T_u)}{\delta_T} \\ & = A_f (q \langle Yk \rangle - q_L) \end{aligned} \tag{4}$$

化学種保存式

$$\rho_{M_u} u_{M_u} A_{M,st} Y_u + \rho D (A_f - A_{M,f}) \left(\frac{Y_u}{\delta_M} \right) = A_f \langle Yk \rangle \tag{5}$$

ここで、 T は温度、 Y は濃度、 u は流速、 C_p は定圧比熱、 ρ は密度、 λ は熱伝導率、 D は物質拡散係数であり、添字 u ,

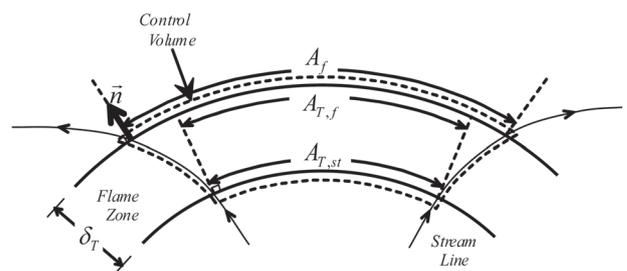


Fig.9 Schematic showing definitions of the various surfaces of a curved flame in a nonuniform flow.

b はそれぞれ未燃および既燃状態での値, 添字 T_w , M_u はそれぞれ温度および濃度火炎带上流端での値を示す. $\langle Yk \rangle$ は検査体積内で反応により消費された反応物質質量, q は単位反応物質質量の反応発熱量, q_L は単位体積あたりの熱流束率である. C.J.Sun ら[9]と同様に式を整理し, テーラー展開して表すと, 無次元の火炎温度 \tilde{T}_b は, 火炎が定在する場合には次式で表される.

$$\tilde{T}_b = \frac{T_b - T_u}{T_{ad} - T_u} = 1 + (1/Le - 1)\alpha^0 \tilde{\kappa} + Q \quad (6)$$

$$Q = -\frac{q_L}{\rho_u S_u^0 C_p (T_{ad} - T_u)} \quad (7)$$

ここで, $\tilde{\kappa} = \delta_T^0 / S_u^0$, S_u^0 は層流燃焼速度, α^0 は流体が火炎帯を横切る際の熱膨張の影響を表す係数である.

S_u^0 は予熱温度 T_u を考慮して CHEMKN II PREMIX コード[17]および GRI-Mech. 3.0[18]より求め, T_w それぞれで S_u^0 は 0.25, 0.32, 0.45 m/s を用いた. α^0 は Sun ら[9]の式の T_b に T_{ad} を用いると, $\alpha^0 = 1 + \ln[T_u/T_{ad} + (1 - T_u/T_{ad})^{-1}]$ となり, T_w それぞれで α^0 は 0.26, 0.27, 0.33 を用いた.

ここで, (6) 式右辺の第二項は火炎伸長の影響を, 第三項は熱流束の影響を示していることがわかる.

次に Sun ら[9]の通り, \tilde{T}_b と無次元の質量流束 \tilde{f}_u はパラメータ θ とゼルドビッチ数 Ze を用いて (8) 式と (9) 式で表される.

$$\tilde{T}_b = 1 + \frac{\theta}{Ze} \quad (8)$$

$$\tilde{f}_u = \frac{\rho_u S_u}{\rho_u S_u^0} = e^\theta + \hat{c} \quad (9)$$

(9) 式の右辺第二項は $\hat{c} = 2\delta_T^0 c$ で表され, c は既燃側に凸を正とする火炎前面の曲率である. 火炎厚さに関し, $\tilde{\delta}_T = \delta_T / \delta_T^0 = e^{-\theta}$ の関係を用いると右辺第二項は $\hat{c} = 2\delta_T^0 c e^{-\theta}$ と表されるから, \tilde{f}_u は結局, 次式になる.

$$\tilde{f}_u = e^\theta + 2\delta_T^0 c e^{-\theta} \quad (10)$$

また, パラメータ θ は (6) と (8) 式より次式で求められる.

$$\theta = \frac{Ze}{2} [(1/Le - 1)\alpha^0 \tilde{\kappa} + Q] \quad (11)$$

よって, (10) 式は (11) 式を用いて次式で表される.

$$\tilde{f}_u = e^{\frac{Ze}{2} [(1/Le - 1)\alpha^0 \tilde{\kappa}]} e^{\frac{Ze}{2} Q} + 2\delta_T^0 c e^{-\frac{Ze}{2} [(1/Le - 1)\alpha^0 \tilde{\kappa}]} e^{-\frac{Ze}{2} Q} \quad (12)$$

ここで, (12) 式右辺の第一項の $e^{\frac{Ze}{2} [(1/Le - 1)\alpha^0 \tilde{\kappa}]}$ は火炎伸長 κ の影響を, 同じく第一項の $e^{\frac{Ze}{2} Q}$ は熱流束 Q の影響を, そして第二項は主に火炎曲率 c の影響を示していると考えられる. (12) 式の \tilde{f}_u は無次元の質量流束を示すと共に, (9) 式から無次元の燃焼速度を示しており, 局所燃焼速度の変化率を与える式が得られたことになる.

以上より, 火炎帯局所における各値を用いて (6) 式および (9), (12) 式から火炎帯局所の温度および燃焼速度を算出できる. 一方で, 対象とした火炎は定在しているため, 燃焼速度が流速より速い領域は存在しないと考えられる. 速度ベクトル分布から求めた火炎面に垂直な速度成分 u_\perp と, (9) および (12) 式より導いた S_u を図 10 に示す. 図 10(a)(b) は $T_w = 323$ および 373 K の場合であり, $x = 7.5$ mm 付近で S_u と u_\perp が同速度に近づくことがわかる. これら同速度に近づく位置は, 図 4 に示す位置 A を概ね示していると考えられ, 図 8 に示す T_w それぞれにおける火炎伸長最大の位置にほぼ対応していることがわかった. よって次節以降では, 図 4 の A に相当する流速と燃焼速度が均衡する位置として図 8 の火炎伸長が最大値となる位置を仮定し, この位置における熱流束および火炎伸長の寄与率を検討した. ここで, 図 10 に関し, 本来であれば S_u と u_\perp が同速度に近づく領域で S_u が低下すべきであるが速くなっている. この原因には, (12) 式が大気による希釈の影響を考慮していないことが挙げられる. また, $T_w = 473$ K の場合は, S_u と u_\perp が同速度に均衡する位置が明確に表れなかった. 流速測定の空間分解能を高くするなどの対策が必要である. しかしながら, これらは位置 A を上記のように推定する過程には大きく影響しないと考える.

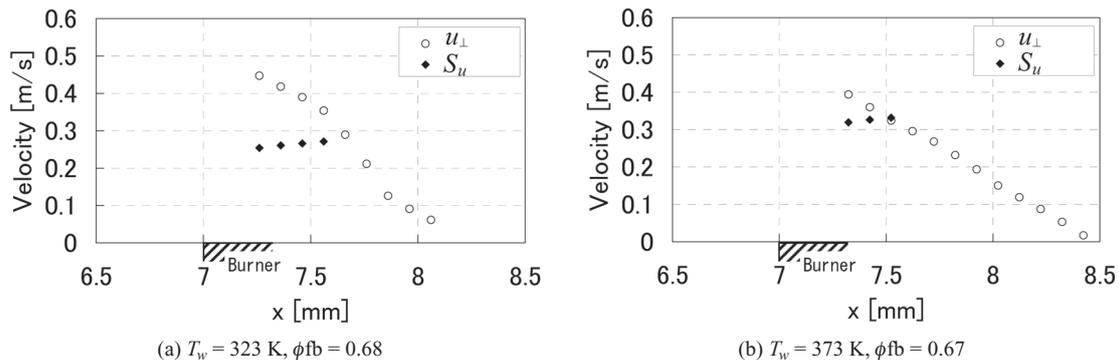


Fig.10 Normal element of fluid velocity and local burning velocity along the flame.

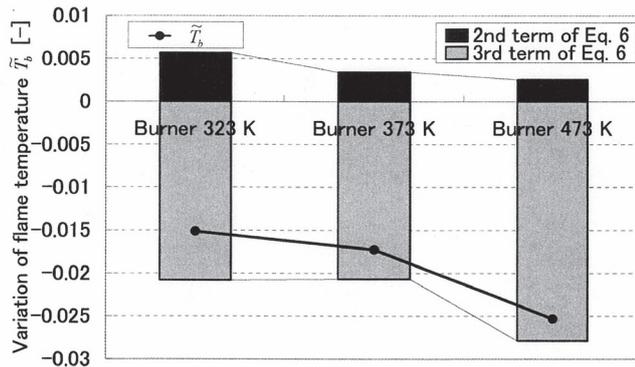


Fig. 11 Ratio of influence factors on local flame temperature.

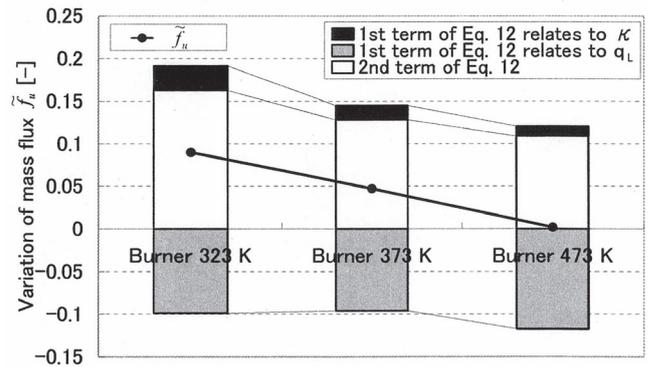


Fig. 12 Ratio of influence factors on local burning velocity.

4.5. 熱流束および火炎伸長の寄与率

図 8 に示す火炎伸長最大の位置における \tilde{T}_b と \tilde{f}_u を算出し、それぞれの変化率を求めた。最初に局所火炎温度について、断熱火炎温度を 1 とした場合の変化率を図 11 に示す。(6) 式右辺の第二項で示される火炎伸長の影響と第三項で示される熱流束の影響に関して、その寄与率も合わせて示す。図 11 より第二項による変化率は正であることから、火炎伸長の影響を受けると局所の火炎温度は上昇することがわかる。一方、第三項による変化率は負であることから、熱流束の影響では局所の火炎温度は低下することがわかる。既往の研究[19,20]では、ルイス数が 1 よりも小さく 1 に近い希薄メタン火炎において、未燃ガスに対して凸の曲率を有する場合には燃焼強度が一定もしくは強まることが示されているが、本研究においても同様の傾向が示されたといえる。図 11 によると火炎伸長よりも熱流束の寄与率の方が大きく、全体としては折れ線グラフ \tilde{T}_b で示すように、どの T_w においても温度変化率は 1 以下であり、1.5% から 2.5% 程度の範囲で局所火炎温度は断熱火炎温度より低下することがわかった。そして、高い T_w ほど温度低下は大きい。一方、局所火炎温度 T_b は (6) 式より、 $T_w = 323, 373, 473$ K それぞれで 1854, 1879, 1924 K である。以上のような火炎温度の変化は、ルイス数 1 以下では曲率の効果で火炎温度が上昇するが、等温壁では壁面への熱流束があるため影響はそれほど大きくないという既往の研究[11]と妥当性のあるものと考えられる。

次に局所燃焼速度について、層流燃焼速度 S_u^0 を 1 とした場合の変化率を図 12 に示す。(12) 式右辺の第一項の火炎伸長と熱流束の影響、第二項の火炎曲率の影響に関して、その寄与率も合わせて示す。図 12 より右辺の第一項 $e^{\frac{Zc}{2(1+Le-1)\alpha^2\tilde{r}_c}}$ の変化率は正であることから火炎伸長は局所燃焼速度の増加に寄与しており、第一項 $e^{\frac{Zc}{2}\rho}$ の変化量は負であることから熱流束は局所燃焼速度の減少に寄与していることがわかる。一方、右辺第二項の変化率は正であることから火炎曲率は局所燃焼速度の増加に寄与していることがわかる。このことから曲率 c が大きい火炎形状ほど、燃焼速度は大きく増加するといえる。図 12 によると右辺第

二項の火炎曲率の寄与率が大きく、折れ線グラフ \tilde{f}_u で示すように燃焼速度の変化率は $T_w = 323, 373$ K で 1 以上となり、局所燃焼速度は層流燃焼速度よりも最大で約 9% 速まることがわかった。しかしながら、高い T_w ほど燃焼速度の増加は小さくなり、 $T_w = 473$ K では \tilde{f}_u の変化率が 0 となり燃焼速度は変化しない傾向にあることがわかった。一方、局所燃焼速度 S_u は (9) および (12) 式より、 $T_w = 323, 373, 473$ K それぞれで 0.26, 0.33, 0.47 m/s である。

以上により、局所の火炎温度および燃焼速度への諸因子の寄与率が示された。逆火を抑制するためには火炎曲率を小さく制御すれば効果的であることが示唆される。最後に、流速と燃焼速度のバランスについて改めて考える。バーナ温度に伴う流速 u の増加は、シャルルの法則より予熱温度 $T_u = 320, 360, 440$ K の比で表されるので、 $T_w = 323$ K ($T_u = 320$ K) を基準 1 とした場合のバーナ壁近傍の流速は、 $T_w = 373, 473$ K それぞれで 1.13 倍と 1.38 倍になる。一方、燃焼速度は図 12 より $T_w = 323$ K ($S_u = 0.27$ m/s) を基準 1 とすると $T_w = 373, 473$ K それぞれで 1.26 倍と 1.80 倍になる。つまりこれらは、燃焼速度と流速が均衡すると予想される位置の近傍において、高い T_w ほど低い T_w に比べて、燃焼速度が流速よりも大きく増加することを示している。よって、局所燃焼速度は諸因子から図 12 のような影響を受けるものの、結果的には高い T_w ほど速度条件が逆火しやすい傾向となり、火炎から熱が伝わりバーナ温度が上昇すると、逆火が生じやすくなることを示唆している。これら解析結果で図 5 の実験結果が裏づけられたと考えられる。

5. 結言

逆火が生じる速度条件に移行しやすいと考えられる高いバーナ温度を実験的に模擬した状態において、逆火が生じる直前の希薄なメタン/空気層流火炎基部に着目し、逆火に影響を与えると考えられる様々な因子の寄与率を定量的に求めることで、逆火への影響度が高い因子を特定した。火炎基部に沿った火炎伸長は正の値を取り、高いバーナ温度ほど火炎からバーナへの熱流束は大きくなる。局所火炎温

度は断熱火炎温度から 1.5 % から 2.5 % 程度の範囲で低下し, 高いバーナ温度ほど局所火炎温度の断熱火炎温度からの低下は大きくなる。一方, 局所燃焼速度は層流燃焼速度から最大で約 9 % 速まるが, 高いバーナ温度ほど局所燃焼速度の層流燃焼速度からの増加は小さくなる。以上より, 逆火を引き起こす要因や逆火の生じやすさについて次のことがわかった。

- 1) 火炎基部に沿った火炎伸長は, 逆火が開始すると考えられる位置, つまり燃焼速度と流速が均衡する位置の付近で最大値を取る。
- 2) 逆火が開始すると考えられる位置において, 局所火炎温度については火炎伸長よりも熱流束の寄与率が大きいため断熱火炎温度よりも温度は低下するが影響は小さく, 一方, 局所燃焼速度については火炎伸長の寄与率は小さいものの, 熱流束よりも火炎曲率の寄与率が大きいため層流燃焼速度よりも速くなる。
- 3) バーナ温度が上昇すると燃焼速度が未燃混合気流速よりも大幅に速まるため, 高いバーナ温度ほど逆火が開始しやすい速度条件となる。

References

1. D. Thibaut and S. Candel, *Combust. Flame*, 113: 53-65 (1998).
2. Kröner, M., Fritz, J. and Sattelmayer, T., *Proceedings of ASME TURBO EXPO 2002: GT-2002-30075* (2002).
3. Kato, S., Fujimori, T. and Kobayashi, H., *J. Combust. Soc. Japan*, 50, 151: 72-80 (2008)
4. Lewis, B. and von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases* (3rd Ed.), Academic Press, New York (1987).
5. Matalon, M., *Combust. Sci. and Tech.* 31:169-181 (1983).
6. Law, C. K., Zhu, D. L. and Yu, G., *Proc. Combust. Inst.*, 21: 1419-1426 (1986).
7. Chung, S. H. and Law, C. K., *Combust. Flame*, 72: 325-336 (1988).
8. Sun, C. J., Sung, C. J., He, L. and Law, C. K., *Combust. Flame*, 118: 108-128 (1999).
9. Sun, C. J. and Law, C. K., *Combust. Flame*, 121: 236-248 (2000).
10. Kim, N. I., Lee, U. D. and Shin, H. D., *Proc. Combust. Inst.*, 28: 1867-1874 (2000).
11. Kurdumov, V. N., Fernández, E. and Liñán, A., *Proc. Combust. Inst.*, 28: 1883-1889 (2000).
12. Mallens, R. M. M. and DE Goey, L. P. H., *Combust. Sci. and Tech.*, 136: 41-54 (1998).
13. Chung, S. H. and Law, C. K., *Combust. Flame*, 55: 123-125 (1984).
14. Yokomori, T. and Mizomoto, M., *JSME Trans. B.*, 67, 664: 3189-3195 (2001), (in Japanese).
15. Incropera, F. P. and Dewitt, D. P., *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (3rd Ed.), John Wiley & Sons, New York (1990).
16. Koizumi, H., Iwai, K., Yang, X., Dobashi, R. and Hirano, T., *Nensho-no-Kagaku-to-Gijutsu*, 6: 273-282 (1999), (in Japanese).
17. Kee, R. J., et. al., *Sandia Report*, SAND 85-8240 (1985).
18. Smith, G. P., Golden, D. M., Frenklach, M., Moriarty, N. W., Eiteneer, B., Goldenberg, M., Bowman, C. T., Hanson, R. K., Song, S., Gardiner Jr., W. C., Lissianski, V. V., and Qin, Z., http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/ (1999)
19. Law, C. K., *Proc. Combust. Inst.*, 22: 1381-1402 (1988).
20. Mizomoto, M., Ueda, T. and Uchino, Y., *JSME Trans. B.*, 57, 534: 729-733 (1991), (in Japanese).