

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

数値計算によるメタン空気管状火炎の超希薄および超希釈燃焼特性の研究
—対向流双子火炎との比較—Numerical Study on the Combustion Characteristics of Ultra-lean and Ultra-diluted Methane/
air Tubular Flames - Comparison with Counterflow Twin Flame -橋本 一輝*¹・西岡 牧人*²HASHIMOTO, Kazuki*¹ and NISHIOKA, Makihito*²筑波大学大学院システム情報工学研究科構造エネルギー工学専攻 〒305-8573 つくば市天王台 1-1-1
Department of Engineering Mechanics and Energy, University of Tsukuba, 1-1-1 Tennodai, Tsukuba, Ibaraki, 305-8573, Japan

2017年1月16日受付; 2017年5月16日受理/Received 16 January, 2017; Accepted 16 May, 2017

Abstract : In this study the possibility of ultra-lean combustion of methane-air tubular flames was investigated by numerical calculation with detailed chemistry, and the results were compared with counterflow twin flames. As a result, it was found that tubular flames can realize ultra-lean combustion since the radiative heat loss is much smaller than planar 1-D flames because of the smallness of the residence time of the burned gas, but the equivalence ratios of the leanest limits of tubular flames are larger than those of the counterflow twin flames of the similar stretch rates due to an intrinsic tendency of extinction based on the configuration of tubular flames. In addition, the possibility of ultra-dilute combustion of tubular flames of CO₂ diluted methane and air was also investigated numerically. The obtained result showed that tubular flames can also realize ultra-dilution combustion, and the extent of dilutions at the largest dilution limits for tubular flames are smaller than those of counterflow twin flames of the similar stretch rate, due to the same reasons as the ultra-lean combustion case.

Key Words : Ultra-lean combustion, Ultra-dilute combustion, Tubular flame, Counterflow twin flame, CO₂ diluted methane

1. 緒言

希薄燃焼は熱効率向上によるエネルギーの有効利用やNO_xなどの汚染物質低減の観点から重要な課題であり、これまでに様々な研究がなされてきた[1]。希薄燃焼において最も問題になるのが希薄可燃限界であり、それが近い条件下においては消炎や未着火など燃焼の不安定性が現れるため、実用的燃焼機器においてはあまり希薄可燃限界に近い条件で燃焼させることができない。ここで、もし希薄可燃限界以下の当量比での燃焼、即ち超希薄燃焼を安定に実現できる方法が確立されれば、たとえ超希薄燃焼そのものを行わなくとも、安定燃焼範囲のマージンが広がって消炎の発生確率を低下させることができ、希薄燃焼の利点を十分に享受できるものと考えられる。

従来、可燃限界は鉛直ガラス管中の一次元的伝播火炎や球形容器中の球状火炎伝播により測定されることが多く[2]、後者のような近似的な場合も含めて、火炎伸長や曲率、

壁面などへの熱損失の影響が無視できる平面一次元火炎的な火炎伝播の限界こそが、一般的用語としての「可燃限界」として認識されている。少なくとも、これまでに燃焼の教科書等に記載されてきた可燃限界の値の大部分はそのように測定されたものである。そしてそのような認識および用語に従うとすると、逆に言えば、伸長や曲率が存在する場合に火炎が存在できる限界がこの可燃限界と異なるということは、既に広く知られていると言える。例えば、メタン空気予混合気の対向流中に形成される軸対称の双子火炎の場合、微小重力下において、一般に知られている希薄可燃限界である当量比 0.50 [3]をかなり下回る当量比 0.47 まで火炎が形成可能であることが実験的に確認されている[4]。そしてこの対向流双子火炎の燃焼限界(上に述べた理由により本稿では平面一次元的な火炎以外には「可燃限界」という表現を使わないこととする)については Ju らにより詳細反応数値計算に基づいた理論的研究が精力的に行われ、輻射や火炎伸長が燃焼限界を決めるメカニズムについて詳細に調べられている[5-7]。その際、メタン空気火炎のようにルイス数が 1 より小さい場合について、平面一次元火炎

*1 現所属: 電力中央研究所エネルギー技術研究所

*2 Corresponding author. E-mail: mnsioka@kz.tsukuba.ac.jp

の希薄可燃限界より当量比が大幅に低い希薄燃焼限界が得られている。このように対向流双子火炎は、少なくともメタンを燃料とする場合、明らかに一般的な希薄可燃限界を下回る超希薄燃焼を実現できる方法の一つであると言える。

この対向流双子火炎と同様にこれまで基礎研究の対象とされてきた単純形状の火炎として、管状火炎[8,9] (または円筒状火炎[10]) がある。管状火炎は対向流双子火炎と同様に伸長を受ける火炎であるが、同時に曲率を有する火炎であることが特徴的であり、また渦中に形成され得ることから乱流予混合燃焼の火炎要素である可能性にも注目されてきた。更に、この管状火炎は壁面に全く付着せず浮いて壁への熱損失がないため、火炎伸長が小さく火炎半径が大きい場合には鉛直ガラス管内火炎伝播や球状伝播火炎のような平面一次元的な火炎に代替できるという考えの下に、可燃限界の新しく簡便な測定法としての可能性も調べられてきた[11,12]。

この管状火炎には、伸長を受ける単純形状の火炎という対向流双子火炎との類似性があることから、超希薄燃焼の可能性が期待できる。実際、Ishizuka が管状火炎を用いてメタン空気の希薄燃焼限界を測定した際、条件によっては、わずかながら希薄可燃限界以下の当量比で火炎を形成できている[8]。これは可燃限界の測定法として管状火炎を利用する立場では好ましくない現象であるが、超希薄燃焼法を模索する立場からすると注目すべき現象である。そして対向流双子火炎と比較すると、バーナの端から排出される燃焼ガスが 360 度全方位を向いている対向流双子火炎と異なり、管状火炎バーナは燃焼ガス排出口が二方向だけを向いており、またその面積を小さくとれるため、実用化の可能性が高い。実際、これまでに管状火炎を用いた実用バーナの研究が行われている[13,14]。

本研究では詳細反応数値計算により管状火炎の希薄燃焼限界を調べ、実験とは異なる理想化された条件の下での超希薄燃焼の実現可能性を探ることを第一の目的とする。その際、対向流双子火炎も併せて調査し、形状の違いが希薄燃焼限界に与える影響、およびそのメカニズムについても調べる。これまでに管状火炎の希薄可燃限界については、実験的には前述のように一般的な希薄可燃限界とほぼ同じ値しか得られていないが、数値計算では重力の影響などを排除して完全に軸対称で定常な火炎を実現できるため、実験より大幅に超希薄な条件の解が得られる可能性がある。もしそのような超希薄燃焼が数値計算において実現できた場合、そのメカニズムを解明することで、必ずしも管状火炎とは限らない、新たな超希薄燃焼方式の開発につながる可能性がある。

さて、希薄燃焼に加えて、可燃限界について注目されるのが、発熱量が低い低品位な燃料の燃焼の問題である。例えばバイオガスはメタンの他に多量な二酸化炭素を含有するため、通常の炭化水素燃料に比べて着火の困難さや消滅のしやすさが問題になる。またその他にも製鉄所からの副生ガスや燃料電池からのオフガスなども不燃成分を多量に

含み発熱量が低い副次的な燃料であり、その燃焼が注目されている。このような副次的な燃料を安定に燃焼させる技術の確立も、エネルギーの有効利用の観点から重要な課題である。ここで、このような不燃成分により希積された燃料の可燃限界、即ち「希積可燃限界」が注目される。不燃成分がどの程度含有されるまで燃焼するかということ明らかにし、またそれを超えて更に希積された燃料を安定に燃焼させる方法、即ち「超希積燃焼」の方法を探ることは、前述の超希薄燃焼と同様に大きな意味がある。

ここで、希薄燃焼からの類推で、対向流双子火炎や管状火炎を用いることで超希積燃焼を実現できる可能性があると思われる。Liao らは管状火炎を用いて CO₂ 希積や N₂ 希積などのメタン燃料の希積燃焼限界を調べたが、その結果、Coward and Jones が鉛直ガラス管中の一次元的伝播火炎を用いて調べた希積可燃限界よりも若干高い希積率の燃焼限界を得ている[11]。しかしその超希積燃焼のメカニズムについては明らかにされていない。もしそのメカニズムが明確になれば、それは更に希積率が高い条件で燃焼可能な方式の開発につながる可能性がある。

本研究では、前述の希薄燃焼に加えて、詳細反応数値計算により管状火炎の希積燃焼限界を調べ、超希積燃焼のメカニズムを探ることを第二の目的とする。希積に用いる不燃成分はバイオガスに倣って二酸化炭素とした。二酸化炭素は窒素やアルゴンに比べて比熱や放射率が大きいため火炎に与える影響が大きく、希積の影響をより明確に検出できると考えられるからである。なお、対向流双子火炎についても併せて調査し、形状の違いが希積燃焼限界に与える影響についても調べる。この希積燃焼については、本研究では量論混合比 (当量比 1.0) 条件のみを対象とした。これは、希積可燃限界に近い条件においては十分に火炎温度が低く、少なくとも NO_x 低減のために希薄にして更に温度を低下させる必要性は低いと考えられるからである。

これまでの対向流双子火炎の研究[5-7]からの類推により、希薄燃焼限界付近と希積燃焼限界付近のいずれの管状火炎の場合も、放射熱損失が火炎にきわめて重要な影響を与える可能性が高い。本研究では特に、そのような放射熱損失の影響を明らかにする。

2. 数値計算方法

図 1(a), (b) に本研究で用いた管状火炎および軸対称対向流双子火炎の数値計算モデルをそれぞれ示す。これらは文献 1 および 2 で用いたモデルと同一である。管状火炎の実験においては予混合気をスリットから接線方向に噴射する方式のバーナがよく用いられるが、その場合もほぼ軸対称な火炎が形成されることから、火炎が存在する中心軸付近の流れは軸対称になっていると推定され、ここで用いる軸対称なモデルがほぼ正確に現象を模擬できるものと考えられる。

図 1(a) の管状火炎は半径 R の無限長さの多孔質管内に形

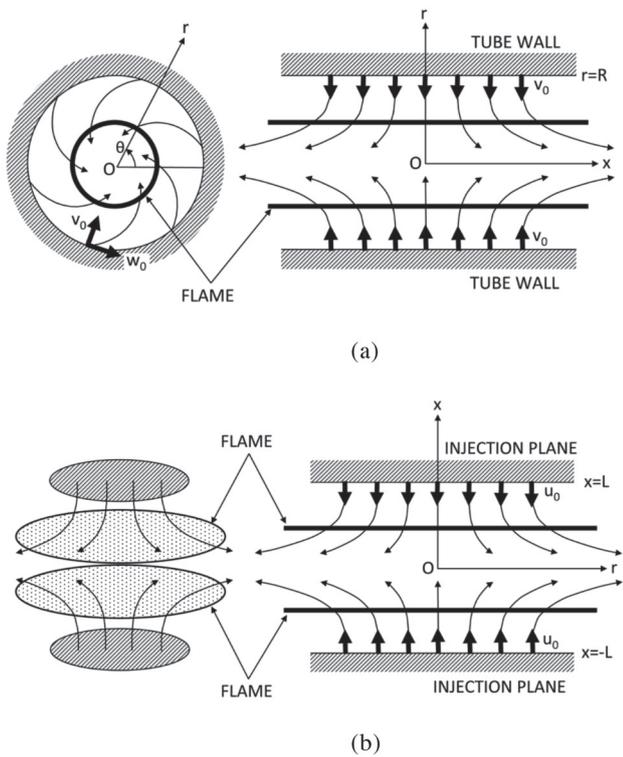


Fig. 1 Theoretical models: (a) tubular flame, (b) counterflow twin flame.

成されている。円筒座標系の原点を管の中心にとり、軸方向距離、半径方向距離、回転角度を (x, r, θ) 、それらに対応する速度成分を (u, v, w) とする。温度 T_0 、 k 成分の質量分率 $Y_{k,0}$ の予混合気回転する多孔質固体壁面から一様な速度 $(0, -v_0, w_0)$ で噴射されて火炎を通過し、既燃ガスは管軸方向に流れる。ここで添字 0 は未燃側境界における値を示す。この流れと火炎に対して以下の仮定を用いる。

1. 流れおよび火炎は定常、軸対称である。
2. 外力は存在しない。
3. 体積粘性 (Bulk Viscosity) は無視できる。
4. エネルギー式において Dufour 効果、圧力仕事、粘性散逸は無視できる。
5. 混合気は理想気体である
6. 熱力学的圧力は一定である。
7. 温度拡散は H と H_2 のみに対して考慮される。

このとき、温度 T 、各成分の質量分率 Y_k 、密度 ρ 、回転速度 w が r のみの関数であるという仮定の下に、支配方程式は以下の常微分方程式となる[15]。

運動方程式：

$$\left(\frac{dF}{dr}\right)^2 - \rho r F \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho r} \frac{dF}{dr} \right) - \rho r \frac{d}{dr} \left\{ \mu r \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho r} \frac{dF}{dr} \right) \right\} + \rho r^2 j = 0, \tag{1}$$

成分保存式：

$$-\frac{F}{r} \frac{dY_k}{dr} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (\rho r Y_k V_{k,r}) - W_k \dot{\omega}_k = 0 \quad (k = 1, \dots, K), \tag{2}$$

エネルギー保存式：

$$-c_p \frac{F}{r} \frac{dT}{dr} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\lambda r \frac{dT}{dr} \right) + \rho \sum_{k=1}^K c_{p,k} Y_k V_{k,r} \frac{dT}{dr} - \sum_{k=1}^K h_k^0 W_k \dot{\omega}_k - q_r = 0. \tag{3}$$

ここで J は定数であり、固有値として求められる。 μ , λ , c_p はそれぞれ混合気の粘性係数、熱伝導率および定圧比熱であり、 q_r は輻射熱損失である。 F は r のみの関数で、速度 u , v とそれぞれ以下の関係がある。

$$u = \frac{x}{r \rho} \frac{dF}{dr}, \tag{4}$$

$$v = -\frac{F}{r \rho}. \tag{5}$$

また c_p , μ , λ はそれぞれ混合気の定圧比熱、粘性係数、熱伝導率であり、 $c_{p,k}$, h_k^0 , W_k , $\dot{\omega}_k$ はそれぞれ k 成分の定圧比熱、生成エンタルピー、分子量、モル生成速度である。 $V_{k,r}$ は k 成分の r 方向拡散速度であり、次式で与えられるものとする。

$$V_{k,r} = -\frac{D_k}{X_k} \frac{dX_k}{dr} - \frac{D_k^T}{\rho Y_k T} \frac{dT}{dr} + V_{c,r} = 0 \quad (k = 1, \dots, K) \tag{6}$$

ここで X_k , D_k , D_k^T は k 成分のモル分率、拡散係数、温度拡散係数である。 $V_{c,r}$ は r 方向の修正速度であり、全成分の r 方向拡散流束の総和が 0 になることを保証するために導入している[17]。回転速度 w は

$$\frac{F}{r} \left(\frac{dw}{dr} + \frac{w}{r} \right) + \frac{d}{dr} \left\{ \mu \left(\frac{dw}{dr} - \frac{w}{r} \right) \right\} + \frac{2\mu}{r} \left(\frac{dw}{dr} - \frac{w}{r} \right) = 0 \tag{7}$$

を別途解くことで求められるが、遠心力による熱力学的圧力の低下を考慮しない限り、上記 (1)~(6) で得られる解には影響しない。境界条件は以下のように与えられる。

$$r = 0: \quad F = \frac{dF}{dr} = 0, \quad w = 0, \quad \frac{dT}{dr} = 0, \quad \frac{dY_k}{dr} = 0 \quad (k = 1, \dots, K) \tag{8}$$

$$r = R: \quad F = \rho_0 R v_0, \quad \frac{dF}{dr} = 0, \quad w = w_0, \quad T = T_0, \quad Y_k = Y_{k,0} \quad (k = 1, \dots, K) \tag{9}$$

図 1(b) の対向流双子火炎は距離 $2L$ 離れた無限に広い平行な 2 枚の多孔質円板の間に形成されている。円筒座標系の原点を円板間の中心にとり、座標および対応する速度を表す記号は管状火炎の場合と同一とする。温度 T_0 、 k 成分の質量分率 $Y_{k,0}$ の予混合気上下の多孔質固体の円板壁面からそれぞれ一様な速度 $(-u_R, 0, 0)$, $(u_R, 0, 0)$ で噴射されて火炎を通過し、既燃ガスは半径方向に流れる。この流れと

火炎に対して管状火炎と同じ 1~7 の仮定を用いる。このとき、温度 T 、各成分の質量分率 Y_k 、密度 ρ が x のみの関数であるという仮定の下に、支配方程式は以下の常微分方程式となる[16,17].

運動方程式:

$$3 \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 - 2\rho \frac{d}{dx} \left(\frac{U}{\rho} \frac{dU}{dx} \right) + \rho \frac{d}{dx} \left\{ \mu \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dU}{dx} \right) \right\} + \rho H = 0 \quad (10)$$

成分保存式:

$$2U \frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx} (\rho Y_k V_{k,x}) - W_k \dot{\omega}_k = 0 \quad (k = 1, \dots, K) \quad (11)$$

エネルギー保存式:

$$2U c_p \frac{dT}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) + \rho \sum_{k=1}^K c_{p,k} Y_k V_{k,x} \frac{dT}{dx} + \sum_{k=1}^K h_k^0 W_k \dot{\omega}_k + q_r = 0 \quad (12)$$

ここで H は定数であり、管状火炎の場合の J と同様に固有値として求められる。 U は x のみの関数で、速度 u 、 v とそれぞれ以下の関係がある。

$$u = \frac{2}{\rho} U, \quad (13)$$

$$v = -\frac{r}{\rho} \frac{dU}{dx} \quad (14)$$

$V_{k,x}$ は k 成分の x 方向拡散速度であり、次式で与えられるものとする。

$$V_{k,x} = -\frac{D_k}{X_k} \frac{dX_k}{dx} - \frac{D_k^T}{\rho Y_k T} \frac{dT}{dx} + V_{c,x} = 0 \quad (k = 1, \dots, K) \quad (15)$$

ここで X_k 、 D_k 、 D_k^T は k 成分のモル分率、拡散係数、温度拡散係数である。 $V_{c,x}$ は x 方向の修正速度である。

火炎と流れは上下対称であるから、解くのは上側の半分領域のみとする。このとき境界条件は以下のように与えられる。

$$x = 0: \quad U = \frac{d^2 U}{dx^2} = 0, \quad \frac{dT}{dx} = 0, \quad \frac{dY_k}{dx} = 0 \quad (k = 1, \dots, K) \quad (16)$$

$$x = L: \quad U = -\frac{\rho_0 u_0}{2} \frac{dU}{dx} = 0, \quad T = T_0, \quad Y_k = Y_{k,0} \quad (k = 1, \dots, K) \quad (17)$$

更に、比較対象とする第 3 の火炎として平面一次元火炎の計算も行う。その際に解くべき支配方程式は、エネルギー保存式に輻射熱損失項を追加する以外は文献 18 と同一である。

輻射には再吸収を考慮しない Barlow et al. [19]による

Optically-thin model を適用し、輻射熱損失 q_r は次式で与えられるものとした。

$$q_r = 4\sigma(T^4 - T_0^4) \sum_{k=1}^K p_k a_{p,k} \quad (18)$$

ここで σ は Stefan-Boltzmann 定数、 p_k 、 $a_{p,k}$ は k 成分の分圧、プランクの平均吸収係数である。周囲温度は $T_0 = 300$ K とし、輻射を考慮した化学種は CO_2 、 CH_4 、 H_2O および CO の 4 種である。

平面一次元火炎の計算コードは PREMIX [18]、管状火炎と対向流双子火炎の計算コードはいずれも PREMIX を改造したものを用いた。計算に必要な熱化学定数、輸送定数、化学反応速度の算出には CHEMKIN-II サブルーチンを用いた[20,21]。反応機構として GRI-mech3.0 [22]から N_2 関係成分を除いたものを用いた。考慮する化学種は 36、素反応数は 219 である。消炎点である折り返し点を求める方法としては、Flame-Controlling Continuation Method [23]を用いた。また比較対象としての断熱火炎温度の計算には CHEMKIN-II パッケージ中の EQUIL を用いた。管状火炎における管壁の半径 R および対向流双子火炎の噴射面間距離の半分 L はいずれも 1.0 cm とし、平面一次元火炎の計算範囲は $-10 \text{ cm} \leq x \leq 50 \text{ cm}$ とした。

3. 火炎伸長と噴射速度の関係

管状火炎と対向流双子火炎の両者とも伸長を受ける火炎で、輻射損失を考慮しない場合でも火炎伸長により消炎が生じる。一方、輻射損失を考慮した平面一次元火炎は全く伸長を受けないが、輻射損失のみにより消炎する[5-7,24]。本研究で対象とする管状火炎と対向流双子火炎には輻射損失と火炎伸長の両方が影響するため、これらの火炎はこれら二つの効果が掛け合わされた機構により消炎する。

管状火炎と対向流双子火炎を比較する際には、火炎伸長率が等しい火炎同士を比較するのが望ましい。しかし計算で境界条件として設定するのはあくまで噴射速度であり局所的な火炎伸長率ではない。従って比較を行う前に、それぞれの火炎において火炎伸長率が噴射速度と大体どのような関係にあるか明確しておく必要がある。

火炎伸長率は一般に

$$\kappa = -\mathbf{n} \cdot \nabla \times (\mathbf{V}_{fluid} \times \mathbf{n}) + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})(\nabla \cdot \mathbf{n}) \quad (19)$$

で与えられる[25]。ここで \mathbf{V}_{fluid} は火炎面における流速ベクトル、 \mathbf{v} は火炎面の移動速度ベクトル、 \mathbf{n} は火炎面に垂直で未燃ガス方向を向いた単位ベクトルである。管状火炎や対向流双子火炎のような定在火炎の場合、火炎面移動速度の \mathbf{n} 方向成分はゼロ、即ち $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0$ であるので、火炎伸長率は次式で与えられる。

$$\kappa = -\mathbf{n} \cdot \nabla \times (\mathbf{V}_{fluid} \times \mathbf{n}) \quad (20)$$

ここで、半径方向の速度勾配 a が一定のポテンシャル流で表された管状火炎の流れ場 $(u, v, w) = (2ax, -ar, 0)$ における火炎伸長率は

$$\kappa = \frac{\partial u}{\partial x} = 2a \quad (21)$$

であり、また軸方向速度勾配 a が一定のポテンシャル流で表された対向流双子火炎の流れ場 $(u, v, w) = (-ax, ar/2, 0)$ における火炎伸長率は

$$\kappa = \frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{a}{2} + \frac{a}{2} = a \quad (22)$$

となる。即ち、石塚[26]が示したように、管状火炎の r 方向速度勾配と対向流双子火炎の x 方向速度勾配を等しくとった場合、管状火炎の火炎伸長率は対向流双子火炎の2倍の値になる。図1に示したモデルにおいて管状火炎の火炎伸長率の概算値は $2v_0/R$ 、対向流双子火炎の火炎伸長率の概算値は u_0/L であり、火炎伸長率が同等な両者の火炎を比較する際には $2v_0/R$ と u_0/L が等しいものを選ぶのが適当である。以下では、単に「伸長率」と表現する場合はこれらの概算値、即ち「見かけの火炎伸長率」 $2v_0/R$ または u_0/L を意味するものとする。

なお、局所的な火炎伸長率を求める際にはそれぞれ次式を用いた。

$$\kappa = \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{\rho r} \frac{dF}{dr} \quad (23)$$

$$\kappa = \frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{2}{\rho} \frac{dU}{dx} \quad (24)$$

本研究ではこの局所火炎伸長率を定義する位置として発熱速度最大の位置を用いた。

4. 結果および考察

4.1. メタン空気火炎の超希薄燃焼特性

4.1.1. 伸長率に対する変化

図2(a), (b)に見かけの火炎伸長率に対する管状火炎および対向流双子火炎の温度分布、発熱速度分布、およびHラジカル濃度(モル分率)の変化をそれぞれ示す。当量比はいずれの火炎も0.50である。ここで管状火炎の場合の $2v_0/R = 36 \text{ s}^{-1}$ 、対向流双子火炎の $u_0/L = 67 \text{ s}^{-1}$ の条件は後述する消炎点に近い条件である。図からわかるように、いずれの火炎の場合も伸長率が増加するに従って火炎は中心軸または対称面に近づくとともに、発熱速度の最大値が増加している。最高温度は伸長率に対して若干上昇するが、対向流双子火炎の場合は消炎が近くなると大きく低下する。両者の火炎を比較すると、対向流双子火炎の方が大きな伸長率まで消炎せずに火炎が存在し、その時の火炎間距離は管状火炎の直径より小さく、また最高発熱速度やHラジカル濃度が大きいことがわかる。対向流双子火炎の発熱速度は、

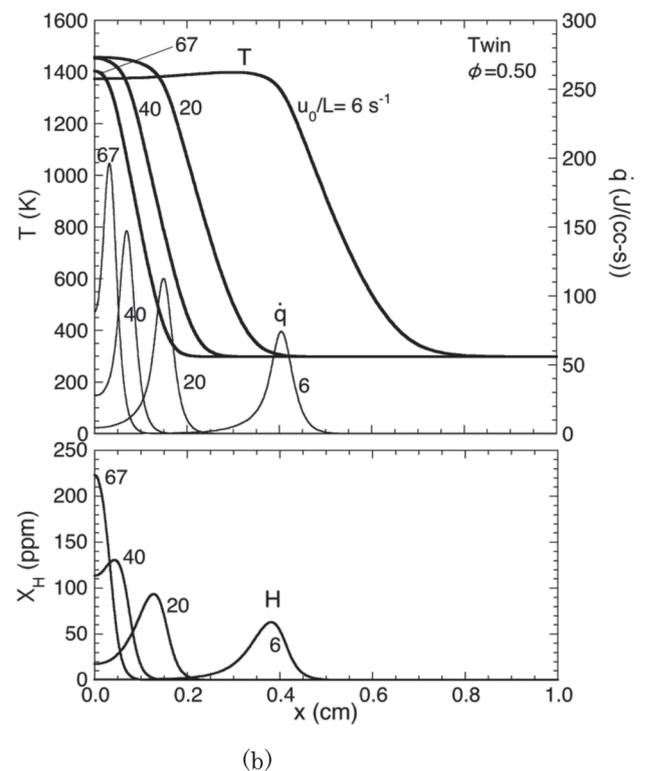
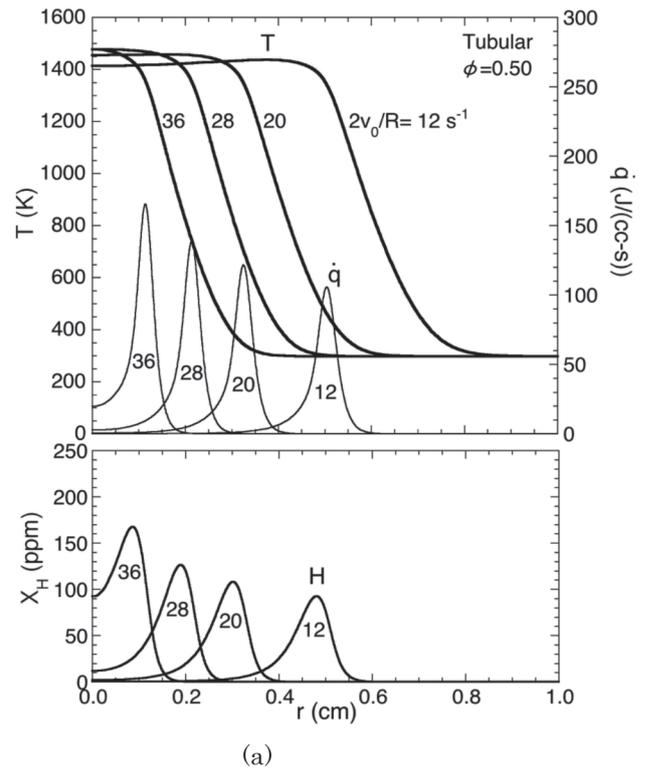


Fig. 2 Changes of the spatial distributions of temperature, heat release rate, and H radical mole fraction with the injection velocity: (a) tubular flame, (b) counterflow twin flame. Equivalence ratio is 0.50.

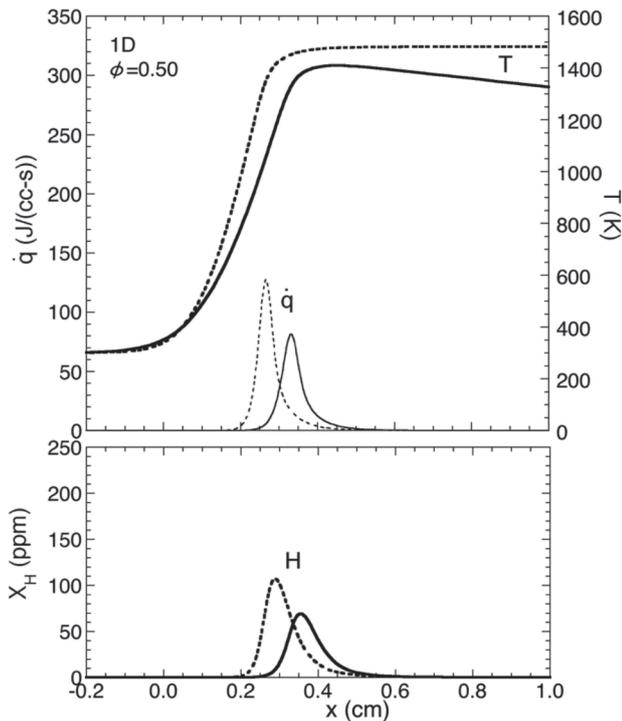
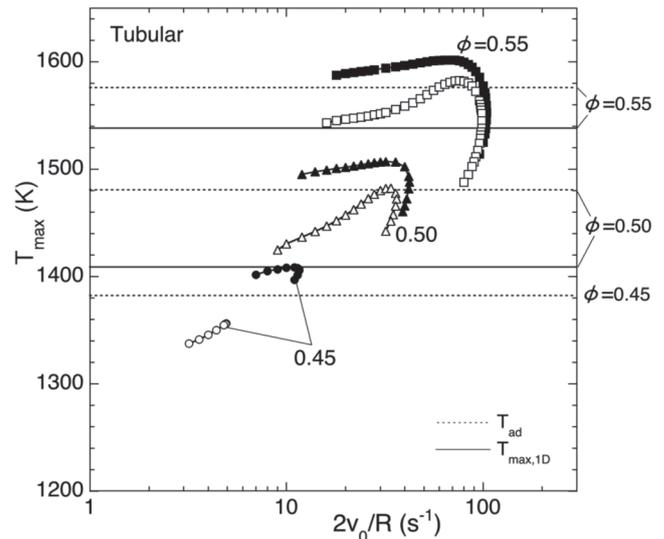


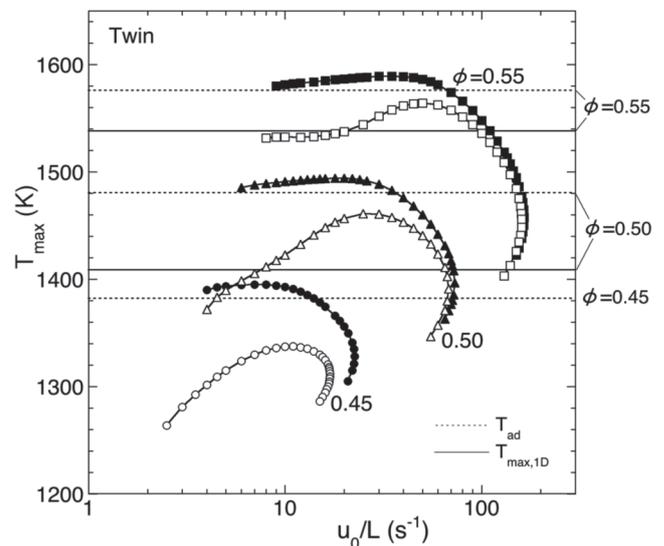
Fig. 3 Spatial distributions of the temperature, heat release rate, and H radical mole fraction of planar 1-D lean flame. Equivalence ratio is 0.50. Solid lines show the case with radiation, while the dotted lines show the case without radiation.

伸長率が小さいときは管状火炎より小さいが、消炎が近くなると最大値が急激に増大する。この傾向はHラジカル濃度についても同様に見られ、消炎に近い $u_0/L = 67 \text{ s}^{-1}$ の場合はピークが1つに融合している。 $2v_0/R = 36 \text{ s}^{-1}$ の管状火炎と $u_0/L = 40 \text{ s}^{-1}$ の対向流双子火炎を比較すると、同程度の火炎伸長率に対して、管状火炎は有限の火炎直径を有しながら消炎するが、対向流双子火炎は消炎せず、更に大きな火炎伸長を受けて非常に小さな火炎間距離において、高い発熱速度とラジカル濃度をもって消炎する。ここに管状火炎と対向流双子火炎の大きな違いがある。

図3に比較対象として平面一次元火炎の温度および発熱速度を示す。図中の実線は輻射損失あり、点線は輻射損失なしの場合である。当量比は0.50であり、輻射損失ありの場合は希薄可燃限界に近い。図より輻射損失ありの場合、長い火炎後流領域において下流方向に温度が単調に減少し続け、それに伴って最高温度や最高発熱速度が大きく低下していることがわかる。本研究では平面一次元火炎の下流側境界を便宜的に $x = 50 \text{ cm}$ としているが、原理的には無限遠まで境界は存在せず、その場合、温度は未燃ガス温度と等しくなるまで減少し続ける。一方図2に示した管状火炎や対向流双子火炎の場合は火炎面にかなり近い位置に境界が存在するため、温度の低下が制限される。即ちこれら二つの火炎の場合、火炎背後の有限の領域における既燃ガスの滞在時間の短さが、輻射損失による温度低下を抑制する大きな要因である。



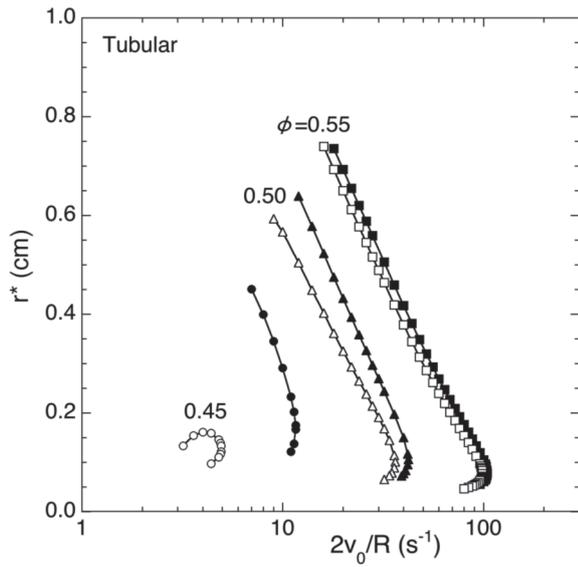
(a)



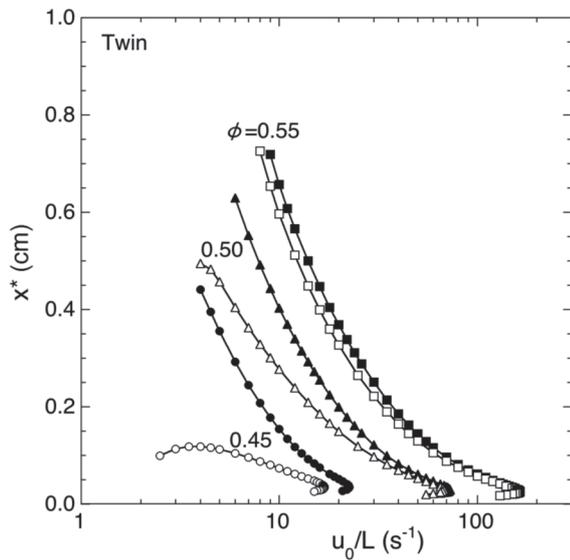
(b)

Fig. 4 The maximum flame temperatures of the lean flames as functions of the apparent flame stretch rate: (a) tubular flame, (b) counterflow twin flame. Open symbols show the cases with radiation, while black symbols show the cases without radiation. The values of 1-D planar flames and the adiabatic flame temperatures are shown with the horizontal solid lines and the dotted lines, respectively.

図4, 5, 6に見かけの火炎伸長率に対する希薄火炎の最高火炎温度の変化、火炎面位置の変化、最高Hラジカル濃度の変化をそれぞれ示す。いずれの図においても(a)が管状火炎、(b)が対向流双子火炎である。本研究では火炎面位置は発熱速度最大の位置で定義した。また、図中の白抜き記号の曲線は輻射損失あり、黒塗り記号の曲線は輻射損失なしの結果である。当量比は0.45, 0.50, 0.55とした。なお比較のため、断熱火炎温度を図4の水平の点線で、ま



(a)

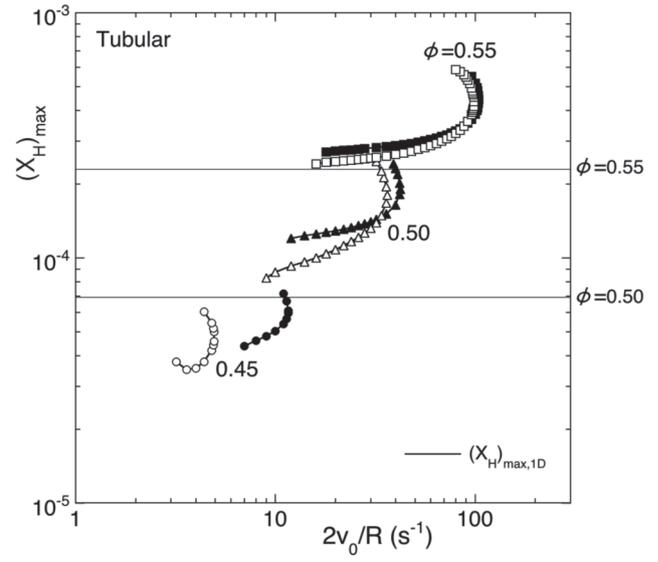


(b)

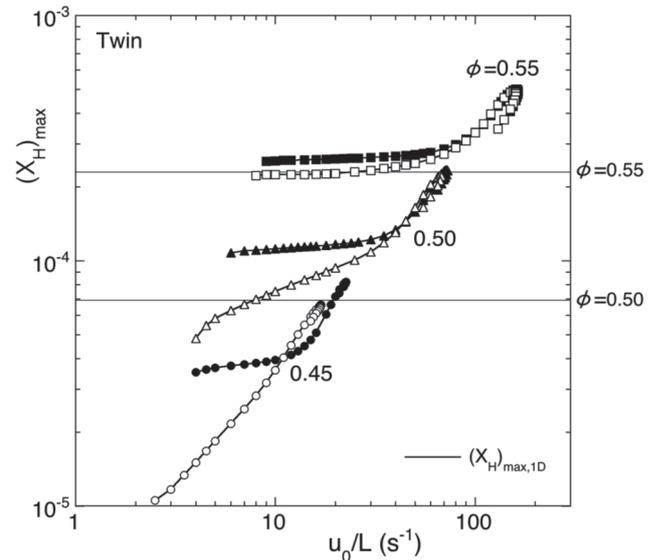
Fig. 5 Flame positions of the lean flames as functions of the apparent flame stretch rate: (a) tubular flame, (b) counterflow twin flame. Open symbols show the cases with radiation, while black symbols show the cases without radiation.

た輻射を考慮した場合の平面一次元火炎の最高温度と最高Hラジカル濃度をそれぞれ図4および図6の水平の実線で示す。なお、平面一次元火炎で用いた輻射モデルは管状火炎や対向流双子火炎と同一である。

まず、図4～6における輻射損失がない場合の曲線(黒塗り記号)だけに注目する。図4より、いずれの火炎のいずれの当量比の場合も伸長率に対して最高火炎温度が断熱火炎温度を超えて上昇することがわかる。この温度上昇は明らかにルイス数効果によるものである。即ち、メタン空気希薄火炎におけるルイス数は1より若干低く、正の伸長を受ける場合は拡散熱的不均衡のために断熱火炎温度を超え



(a)



(b)

Fig. 6 The maximum mole fractions of H radicals of the lean flames as functions of the apparent flame stretch rate: (a) tubular flame, (b) counterflow twin flame. Open symbols show the cases with radiation, while black symbols show the cases without radiation. The values of 1-D planar flames are shown with horizontal solid lines.

る。いずれの火炎も、更に伸長率を増加させると最高火炎温度は低下に転じ、低下を続けたのちに消炎点に達する。管状火炎の場合この温度低下は急激なもので、比較的小きな伸長率において消炎に達する。一方、対向流双子火炎の場合は比較的緩やかに温度が低下し、またかなり低い温度まで消炎しない。その結果、消炎時の伸長率は管状火炎よりかなり大きな値を持つ。

次に図5の輻射損失がない場合の火炎面位置を見ると、いずれの火炎のいずれの当量比の場合も伸長率に対して火

炎半径 r^* あるいは火炎間距離の半分 x^* は単調に減少し, 消炎点において最小になる. また, 当量比が小さい方が消炎時の火炎直径や火炎間距離は大きい. ここで, 消炎時における管状火炎の r^* と対向流双子火炎の x^* を比較すると, 管状火炎の方が大きな r^* で消炎していることがわかる.

Takeño ら[27,28]は管状火炎と対向流双子火炎の漸近解析を行い, 火炎伸長率に対する火炎面位置の変化を調べた. そして反応帯幅が無限小で火炎背後の未燃成分がゼロでありながら, 対向流双子火炎の場合はルイス数が1よりかなり大きい場合を除き火炎間距離ゼロまで消炎しない一方, 管状火炎の場合は有限の火炎半径で消炎するという結果を得ている. この相違については, 消炎が近い条件において火炎間距離や火炎直径が非常に小さくなった場合, 対向流双子火炎の場合は既燃ガス領域が平面に近づくのに対し, 管状火炎の場合は直線に近づくことになり, 極めて小さな既燃ガス領域の体積で火炎を保持できなくなるために解が存在しなくなると解釈できる. なお反応帯幅が有限の場合, この性質に加えて図2に示すように反応帯の一部が中心軸や対称面に到達して反応が完了できず未燃成分が発生するという要因が加わるため, 対向流双子火炎の場合も図5に示すように有限の火炎間距離で消炎する[7]. この要因は管状火炎においても当然ながら存在し得るが, 管状火炎の場合はそれが大きく影響する前に, 上に述べた特有の形状に起因する別の要因のため, 図5に示すように対向流双子火炎の x^* より大きな r^* の値で消炎するものと考えられる.

図6の輻射損失がない場合のHラジカル濃度については, 管状火炎と対向流双子火炎とで消炎付近での振る舞いの明確な違いが見られる. いずれの火炎の場合も伸長率の増加に従ってHラジカル濃度は増加し, 平面一次元火炎の最高濃度を大幅に上回るが, 管状火炎の場合は増加を続けたまま消炎に至る一方で, 対向流双子火炎の場合は突然減少に転じた後に急激に低下し, そこで消炎に至る. このうち, 消炎点付近を除く伸長率に対するHラジカル濃度の増加は, 図3に示したように反応帯の一部が中心軸(管状火炎)または対称面(対向流双子火炎)に到達して既燃側への拡散が抑えられたことによると説明できる. このHラジカ

ル濃度の上昇は明らかに反応を活性化する要因となり得るが, 図4に示した温度低下がそれを上回る反応抑制要因となり, 消炎を引き起こすものと考えられる.

表1に輻射熱損失を考慮しない場合の消炎時の見かけの火炎伸長率および局所火炎伸長率を示すが, 管状火炎は対向流双子火炎のほぼ半分以下の火炎伸長率において消炎することがわかる. 即ち, これらの火炎の消炎を決定づけているのは火炎伸長率だけではなく, 火炎の形状も大きく影響を与えている.

続いて, 図4~6において輻射損失がある場合の温度, 火炎面位置, Hラジカル濃度の応答曲線に注目すると, いずれの火炎の場合も, 伸長率が大きい条件では輻射損失なしの場合に近い応答曲線を示す一方で, 伸長率が小さい条件では大きく異なっていることがわかる. このうち図4に示す最高火炎温度の応答曲線に注目すると, 伸長率が小さい時に輻射による温度低下が大きいことがわかる. この大きな温度低下は, 図2に示した温度の空間分布から説明できる. 即ち, 伸長率が小さいときは火炎直径(管状火炎)または火炎間距離(対向流双子火炎)が大きく高温領域が広いいため, 高温ガスからの輻射損失が大きくなるからである. そして伸長率が増加すると, 高温領域が縮小して輻射損失が小さくなる. この輻射損失による温度低下は当量比が低くなると大きくなり, その結果, 消炎時の伸長率も大きく低下する. 特に当量比0.45の管状火炎の場合, 輻射損失によって消炎時の伸長率は約半分に低下している. 当量比が低い場合に輻射熱損失の効果が大きく現れるのは, 応答曲線全体が小さい伸長率範囲にあるため, 高温領域における流体の滞在時間が大きいことが原因であると考えられる. 特に管状火炎は同じ当量比の場合も対向流双子火炎に比べて小さい伸長率で消炎するため, 消炎時における輻射損失の効果が大きく現れる.

表2に輻射損失がある場合の消炎時の見かけの火炎伸長率および局所火炎伸長率を示すが, この場合も管状火炎が対向流双子火炎のほぼ半分以下の火炎伸長率で消炎しており, 輻射損失がない場合と同様である. ただし, $\phi = 0.45$ の場合はこの比は大きく, 管状火炎は対向流双子火炎の

Table 1 Apparent and local flame stretch rates at the extinction limits of the lean flames (without radiation).

ϕ		$2v_{0,c}/R, u_{0,c}/L$	$\kappa_{c,local}$
0.45	Tubular	11.6 (1/s)	35.6 (1/s)
	Twin	22.6 (1/s)	79.7 (1/s)
0.50	Tubular	42.2 (1/s)	121 (1/s)
	Twin	72.9 (1/s)	252 (1/s)
0.55	Tubular	104 (1/s)	298 (1/s)
	Twin	165 (1/s)	568 (1/s)

Table 2 Apparent and local flame stretch rates at the extinction limits of the lean flames (with radiation).

ϕ		$2v_{0,c}/R, u_{0,c}/L$	$\kappa_{c,local}$
0.45	Tubular	4.94 (1/s)	15.7 (1/s)
	Twin	16.9 (1/s)	60.3 (1/s)
0.50	Tubular	36.4 (1/s)	104 (1/s)
	Twin	68.0 (1/s)	235 (1/s)
0.55	Tubular	98.8 (1/s)	282 (1/s)
	Twin	160 (1/s)	552 (1/s)

1/5に近い非常に小さな火炎伸長率で消炎しており、輻射損失の効果が大きく現れていることがわかる。

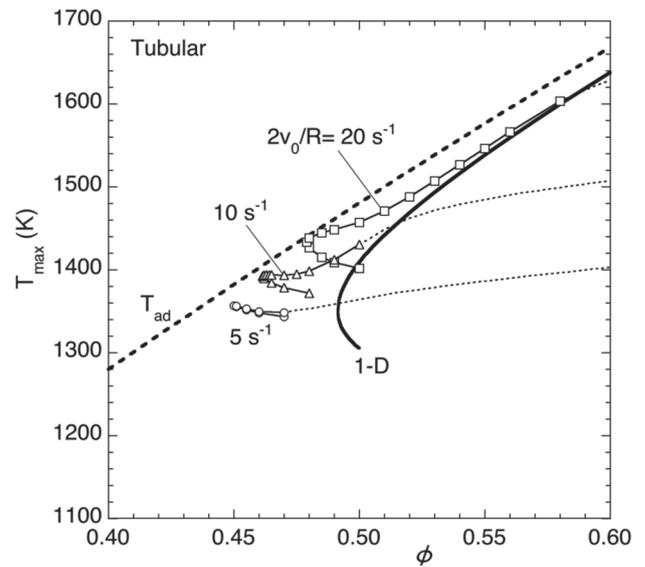
4.1.2. 当量比に対する変化

図7, 8に、輻射損失を考慮して見かけの火炎伸長率を 5 s^{-1} , 10 s^{-1} , 20 s^{-1} に固定した場合の、当量比に対する最高火炎温度の変化、および火炎面位置の変化をそれぞれ示す。ここで図7においては、比較のために断熱火炎温度および平面一次元火炎の最高温度も併せて示している。図4~6と同様に(a)は管状火炎、(b)は対向流双子火炎の結果を示す。なお応答曲線のうち点線の部分は、予熱帯が上流側境界に到達して壁面での温度勾配が 100 K/cm 以上になっている場合である。この場合は壁面への熱損失のために最高火炎温度が低下する。

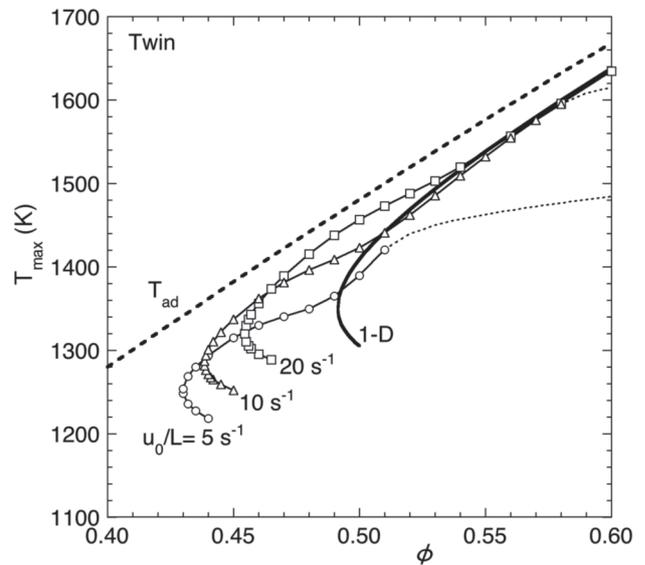
まず図7の最高火炎温度の変化に注目する。図より、いずれの火炎の場合も伸長率が小さくなると応答曲線がより希薄側に移動し、折り返し点であり消炎点も希薄側に移動することがわかる。ここで本研究では平面一次元火炎の消炎点が希薄可燃限界に対応すると解釈する。ここでの消炎点は $\phi = 0.491$ であり、一般に考えられている希薄可燃限界[3]に近い値である。管状火炎の場合、図中の全ての伸長率において、超希薄燃焼が実現できることがわかる。特に対向流双子火炎の場合は管状火炎より更に希薄側まで消炎に至らず、図中では $u_0/L = 5\text{ s}^{-1}$ の場合に $\phi = 0.430$ の超希薄条件まで火炎が存在できている。

また、最高火炎温度を平面一次元火炎と比較すると、管状火炎と対向流双子火炎のいずれの伸長率の場合も、壁面への熱損失が無視できる場合(即ち点線の応答曲線範囲以外)、当量比が比較的大きいときは大体一致しているが、当量比が小さくなると平面一次元火炎より高くなることわかる。見方を変えれば、管状火炎と対向流双子火炎のいずれの場合も、当量比が低くなると、輻射損失による断熱火炎温度からの低下量が平面一次元火炎に比べて小さくなっている。平面一次元火炎において低い当量比で断熱火炎温度からの温度低下が著しいのは、前述した火炎背後の高温領域の長さの違いによるものと考えられる。即ち、当量比が低い場合は燃焼速度が小さいため、どの火炎の場合も高温領域におけるガスの滞在時間が長くなることで輻射損失の影響が大きくなるが、その影響は高温領域が非常に長い平面一次元火炎において特に大きく現れる。なお、管状火炎と対向流双子火炎を比べると、管状火炎の場合は消炎点付近で火炎温度の低下が小さくなり、最高火炎温度が断熱火炎温度とほぼ等しくなる特異な振る舞いをしてしていることがわかる。しかしながら、そのような振る舞いを示さない対向流双子火炎より高い当量比で消炎に至っている。即ち、4.1.1で述べた管状火炎の形状に起因する消炎のしやすさが、この温度上昇の効果を上回っているものと考えられる。

図8の火炎面位置に注目すると、どの応答曲線においても当量比の低下に対して r^* と x^* のいずれも単調に低下し、消炎に至ることがわかる。この消炎時の管状火炎の火



(a)



(b)

Fig. 7 The maximum flame temperatures of the lean flames as functions of the equivalence ratio: (a) tubular flames, (b) counterflow twin flames. The result of planar 1-D flame and the adiabatic flame temperature T_{ad} are shown for comparison.

炎半径 r^* は対向流双子火炎の火炎間距離の半分 x^* より大きい。即ち、管状火炎は対向流双子火炎に比べて、より高い当量比において、より大きいサイズで消炎する。

以上のように、希薄可燃限界付近において平面一次元火炎、対向流双子火炎、管状火炎の消炎を決定づける要因として

- (i) 輻射熱損失量に大きく影響を与える反応帯背後の高温領域における滞在時間
- (ii) 火炎間距離または火炎半径が小さくなることによる燃焼反応の未完了
- (iii) 火炎半径が小さくなると既燃ガス通過領域を十分確保

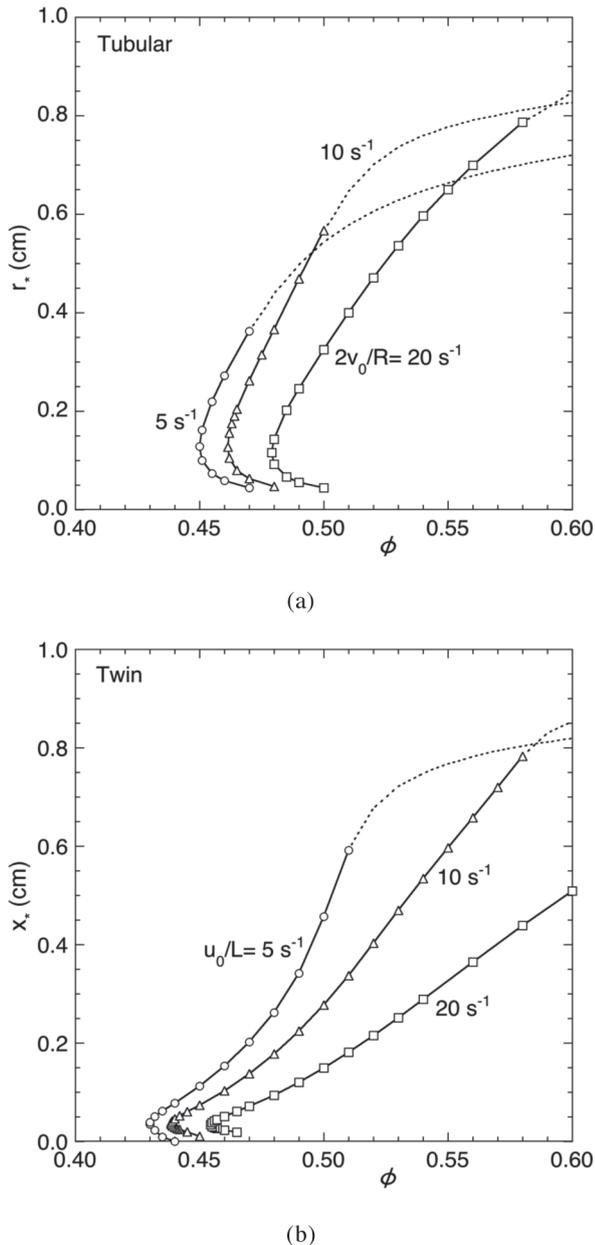


Fig. 8 Flame positions of the lean flames as functions of the equivalence ratio: (a) tubular flames, (b) counterflow twin flames.

できず火炎が維持できなくなるという管状火炎特有の形状に起因する要因

が挙げられる。平面一次元火炎は (ii) と (iii) の要因は存在しないが (i) の要因が非常に大きく、対向流双子火炎は (iii) は存在しないが (i) と (ii) の要因が複合して影響する。そして管状火炎は (i), (ii), (ii) の全てが複合して消炎に影響する。そして対向流双子火炎と管状火炎においては高温領域における滞在時間が短く (i) の要因が比較的小さいため、両者の火炎とも平面一次元火炎よりも希薄な燃焼、即ち超希薄燃焼が可能である。そして対向流双子火炎は (iii) の要因が存在しないため、管状火炎より更に低い当量比まで燃焼可能であるものと考えられる。

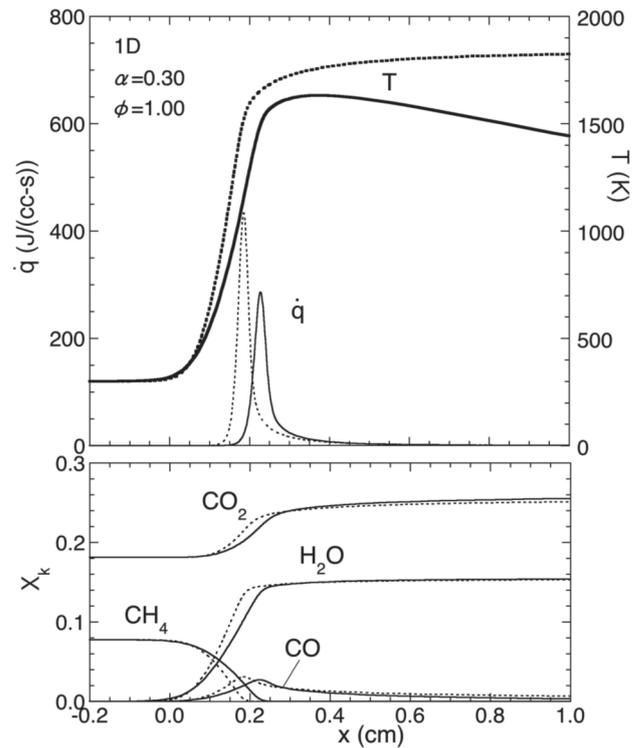


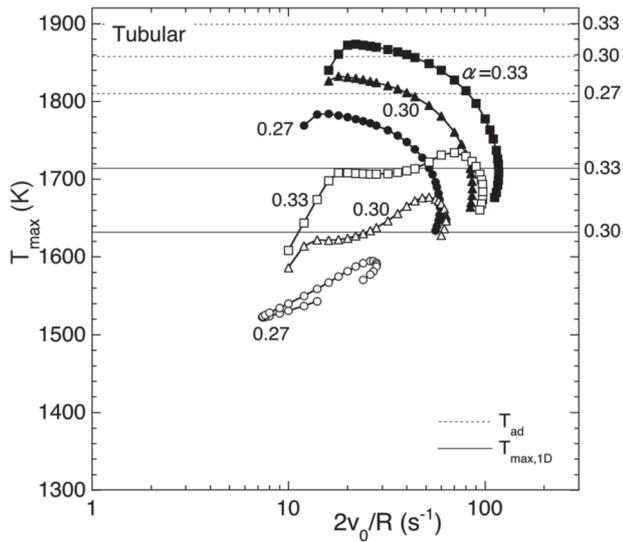
Fig. 9 Spatial distributions of the temperature, the heat release rate, and the mole fractions of main species of a planar 1-D flame of CO_2 diluted methane and air. Methane fraction in the fuel mixture is 0.30, and the equivalence ratio is 1.0. Solid lines show the case with radiation, while the dotted lines show the case without radiation.

4.2. 二酸化炭素希積メタン空気火炎の超希積燃焼特性

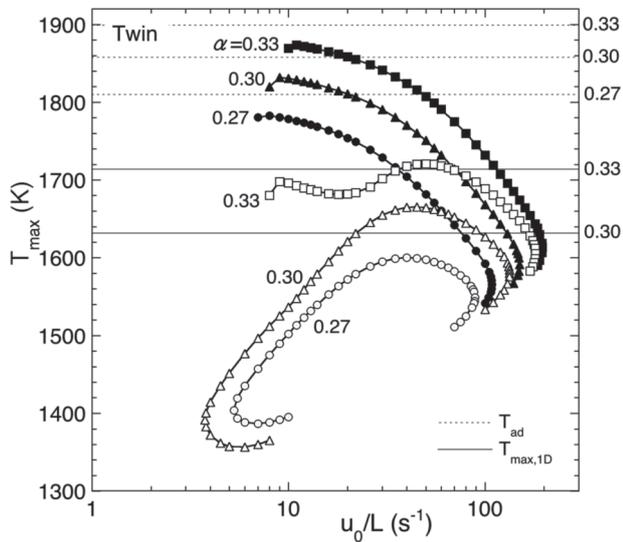
4.2.1. 伸長率に対する変化

以下では二酸化炭素で希積したメタンと空気の子混合火炎の燃焼特性を調べる。まず図9に、平面一次元火炎の火炎構造を示す。メタン二酸化炭素混合燃料中のメタン割合は0.30、当量比は1.0である。また、図中の実線は輻射損失あり、点線は輻射損失なしの場合である。図3に示したメタン空気希薄火炎の温度分布と比較すると、輻射損失によって反応帯背後で火炎温度が連続的に低下しているのは同様であるが、特に輻射損失なしの場合の反応帯背後における温度の振る舞いに顕著な違いが見られる。即ち反応帯背後において、希薄火炎の場合は速やかに一定温度になるのに対して、二酸化炭素希積火炎においては緩やかな温度上昇が続く。この温度上昇は図9下図から、COの酸化が遅いことによるものであることがわかる。これは CO_2 が場に多量に存在することでルシャトリエの原理に従い CO_2 生成が抑制されるとともに、当量比を1としたため O_2 濃度が希薄火炎に比べて少ないことが原因であると考えられる。この基本的構造の相違が、以下に示す管状火炎と対向流双子火炎の、特に火炎温度の振る舞いに影響を与える。

図10, 11, 12に見かけの火炎伸長率に対する二酸化炭素希積火炎の最高火炎温度の変化、火炎面位置の変化、最



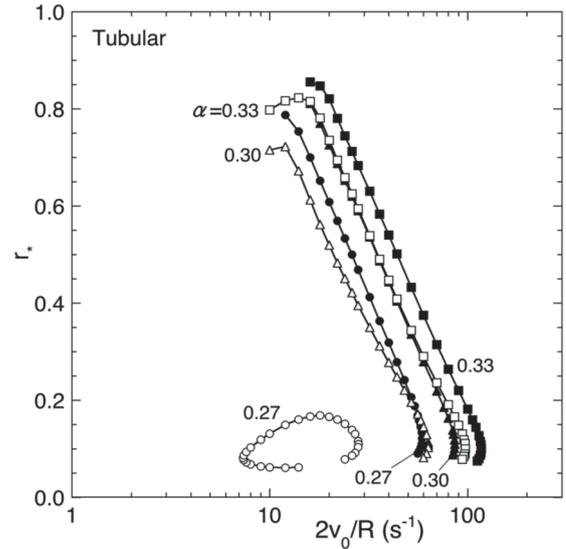
(a)



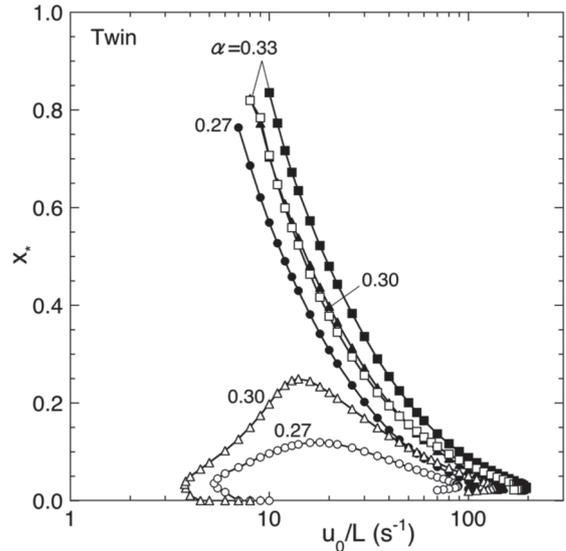
(b)

Fig. 10 The maximum flame temperatures of the CO₂ diluted flames as functions of the apparent flame stretch rate: (a) tubular flame, (b) counterflow twin flame. Open symbols show the cases with radiation, while black symbols show the cases without radiation. The values of 1-D planar flames and the adiabatic flame temperatures are shown with the horizontal solid lines and the dotted lines, respectively.

高 H ラジカル濃度の変化をそれぞれ示す。希薄火炎の場合と同様に、いずれの図においても (a) が管状火炎、(b) が対向流双子火炎であり、白抜き記号の曲線は輻射損失あり、黒塗り記号の曲線は輻射損失なしの結果である。メタン二酸化炭素混合燃料中のメタン割合 α は 0.27, 0.30, 0.33 とし、当量比は 1 とした。なお比較のため、断熱火炎温度を図 10 の水平の点線で、また輻射を考慮した場合の平面一次元火炎の最高温度と最高 H ラジカル濃度をそれぞれ図



(a)



(b)

Fig. 11 Flame positions of the CO₂ diluted flames as functions of the apparent flame stretch rate: (a) tubular flame, (b) counterflow twin flame. Open symbols show the cases with radiation, while black symbols show the cases without radiation.

10 および図 12 の水平の実線で示す。

まず、図 10, 11 における輻射損失がない場合 (黒塗り記号付き曲線) に注目する。いずれの火炎のいずれのメタン割合の場合も最高火炎温度は伸長率に対して単調に減少し、図 4 に示した希薄火炎の場合と異なる傾向を示すことがわかる。また火炎面位置の変化は希薄火炎の場合と同様で、伸長率に対して単調に火炎半径 (管状火炎) や火炎間距離の半分 (対向流双子火炎) が減少する。なお、伸長率がかなり小さい条件で異なる振る舞いを示しているのは、予熱帯の一部が未燃側境界に達して熱損失が発生しているためである。消炎点について管状火炎と対向流双子火炎を

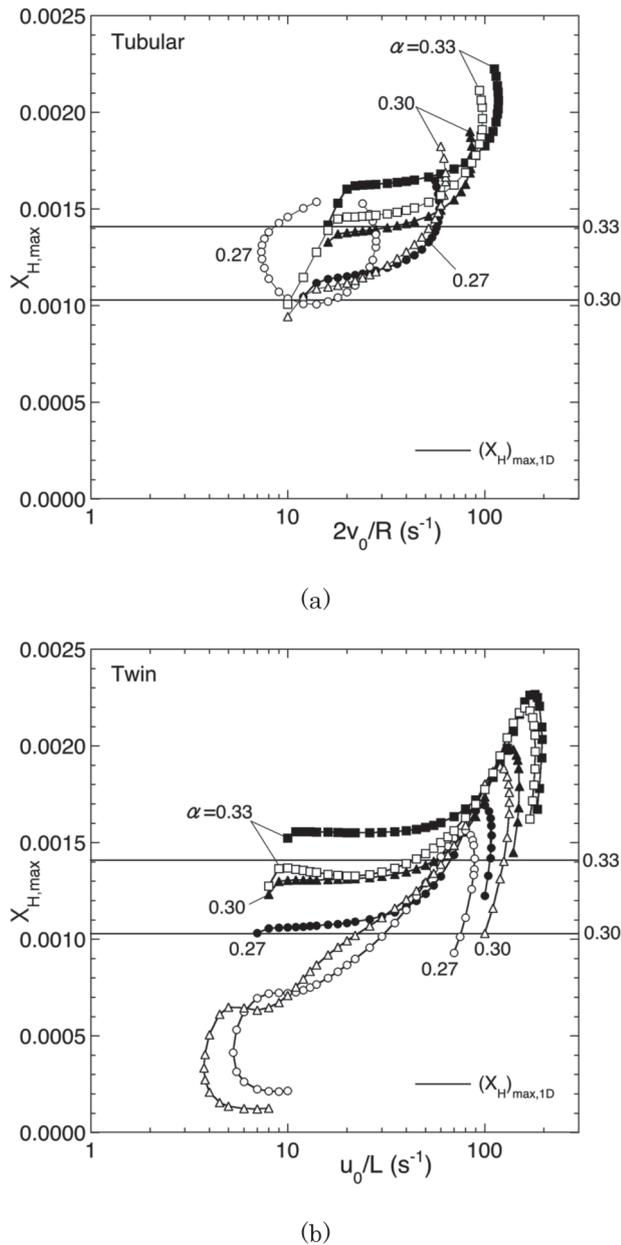


Fig. 12 The maximum H radical mole fraction the CO₂ diluted flames as functions of the apparent flame stretch rate: (a) tubular flames, (b) counterflow twin flames. Open symbols show the cases with radiation, while black symbols show the cases without radiation. The values of 1-D planar flames are shown with horizontal solid lines.

比較すると、管状火炎は高い最高火炎温度および大きな火炎半径で消炎していることがわかる。この傾向は希薄火炎と全く同一である。

ここで、図 10 で見られる伸長率に対する最高火炎温度の単調な低下は、図 9 に示した反応帯背後の緩やかな温度上昇から説明できる。即ち、管状火炎や対向流双子火炎の場合は反応帯背後の既燃ガス領域が狭いため、温度が十分上昇しきれずに境界に達していることが原因であると考えられる。一方希薄火炎の場合は図 3 に示したように反応帯

Table 3 Apparent and local flame stretch rates at the extinction limits of the CO₂ diluted flames (without radiation).

α		$2v_{0,c}/R, u_{0,c}/L$	$\kappa_{c,local}$
27%	Tubular	58.8 (1/s)	179 (1/s)
	Twin	108 (1/s)	394 (1/s)
30%	Tubular	86.4 (1/s)	262 (1/s)
	Twin	150 (1/s)	546 (1/s)
33%	Tubular	117 (1/s)	355 (1/s)
	Twin	196 (1/s)	711 (1/s)

背後の温度上昇が速いため、伸長率がかなり高くなるまでそのような影響が出ないものと考えられる。なお、最高火炎温度が断熱火炎温度を超えることがないことから、ルイス数効果の一つである拡散熱的不均衡の存在は確認できない。

図 12 の輻射損失がない場合の H ラジカル濃度を見ると、希薄火炎の場合と同様の振る舞いを示している。即ち、いずれの火炎の場合も伸長率の増加に従って H ラジカル濃度は増加し、平面一次元火炎の最高濃度を大幅に上回るが、管状火炎の場合は増加を続けたまま消炎に至る一方で、対向流双子火炎の場合は突然減少に転じた後に急激に低下し、そこで消炎に至る。

希薄火炎の場合と同様に、表 3 に輻射熱損失を考慮しない場合の消炎時の見かけの火炎伸長率および局所火炎伸長率を示すが、管状火炎は対向流双子火炎の半分以下の火炎伸長率において消炎することがわかる。即ち、二酸化炭素希積火炎の場合も、消炎には火炎伸長率だけでなく火炎形状も大きく影響を与えている。

続いて、図 10 と 11 において輻射損失がある場合の温度、火炎面位置、H ラジカル濃度の応答曲線に注目する。まず、管状火炎の $\alpha = 0.27$ 、対向流双子火炎の $\alpha = 0.27$ と 0.30 の場合、伸長率が小さい側にも折り返し点があることがわかる。これは Ju, Maruta らが対向流双子火炎を用いた希薄燃焼限界の一連の研究で存在を示してきた火炎伸長が小さいときの輻射損失による消炎点[4-7]、即ち滞在時間の増大に従って輻射熱損失が増加することでもたらされる消炎である。ここで示している二酸化炭素希積火炎の場合は輻射源である CO₂ が火炎中に多量に存在するため、図 4, 5 に示した希薄火炎の場合と異なり、同様な伸長率範囲においてこの消炎点が現れたものと考えられる。なお、前章に示した超希薄燃焼の場合も伸長率が非常に小さいときにこの現象が生じ得ると考えられるが、その場合、本研究のバーナでは予熱帯が壁面に到達して壁への大きな熱損失が生じ、それによる消炎も生じることで現象が非常に複雑になるため、あえて除外した。ここで、大きい伸長率側の消炎点付近における振る舞いだけに注目する。なお、その消炎点に

Table 4 Apparent and local flame stretch rates at the extinction limits of the CO₂ diluted flames (with radiation).

α		$2v_{0,c}/R, u_{0,c}/L$	$K_{c,local}$
27%	Tubular	28.2 (1/s)	85.0 (1/s)
	Twin	88.9 (1/s)	323 (1/s)
30%	Tubular	63.2 (1/s)	191 (1/s)
	Twin	133 (1/s)	485 (1/s)
33%	Tubular	97.6 (1/s)	295(1/s)
	Twin	181 (1/s)	658 (1/s)

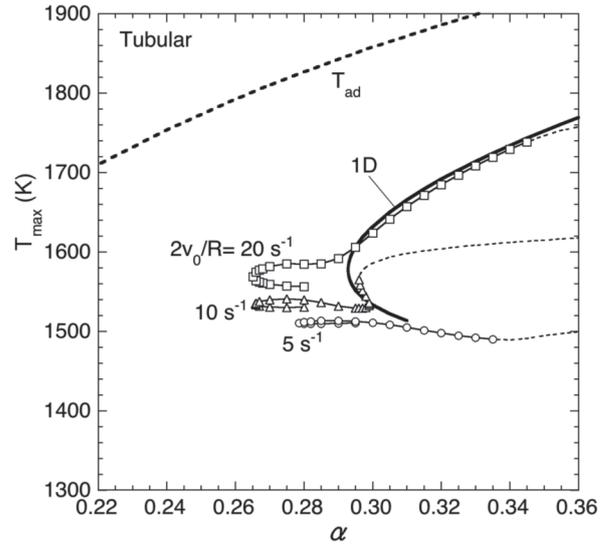
おける見かけの火炎伸長率と局所火炎伸長率を表 4 に示す。対向流双子火炎の場合、いずれの α についても輻射損失が無い場合に近いが、管状火炎の場合 $\alpha = 0.33$ と 0.30 の条件については輻射損失が無い場合と多少似た振る舞いを示すが、 $\alpha = 0.27$ の場合は温度上昇から突然温度低下に転じたのちにすぐ消炎するという、かなり異なった振る舞いを示すことがわかる。

図 10 の両者の火炎の最高火炎温度の応答曲線全体から、伸長率が小さくなると高温領域における滞在時間の増加により輻射損失が増加し、最高火炎温度が大きく低下することがわかる。その低下量は管状火炎より対向流双子火炎の方が小さいが、対向流双子火炎はその低い温度においても消炎せず、結局、管状火炎の消炎点より 100 K 近く低い値で消炎に至る。即ち、ここでも、前述した管状火炎の特有形状による消炎要因が影響し、それが存在しない対向流双子火炎の方が大幅に消炎しにくいということがわかる。

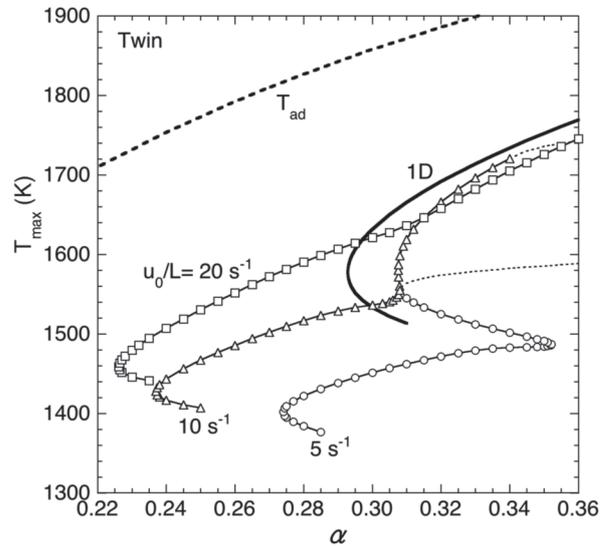
図 12 の H ラジカル濃度の応答を見ると、伸長率が比較的大きい場合、輻射損失がない場合とほぼ同様であることがわかる。一方伸長率が小さい側のいわゆる輻射による消炎点付近では、管状火炎の $\alpha = 0.27$ の場合に H ラジカル濃度が増加しながら消炎するという、対向流双子火炎と異なった振る舞いを示していることは興味深い。

4.2.2. メタン割合に対する変化

図 13, 14 に輻射損失を考慮して見かけの火炎伸長率を固定した場合の、メタン割合に対する最高火炎温度の変化、および火炎面位置の変化をそれぞれ示す。ここで図 13 においては、比較のために断熱火炎温度および平面一次元火炎の最高温度も併せて示している。これまでと同様に (a) は管状火炎、(b) は対向流双子火炎の結果を示す。なお応答曲線のうち点線の部分は、図 7, 8 と同様に予熱帯が上流側境界に到達して壁面での温度勾配が 100 K/cm 以上になっている場合である。図中の平面一次元火炎の消炎点 $\alpha = 0.293$ が二酸化炭素による希釈可燃限界であると解釈できるが、この値は Coward and Jones の実験値 $\alpha = 0.24$ [29] とは大きく異なっている。この違いが生じるのは、用いた



(a)



(b)

Fig. 13 The maximum flame temperatures of the CO₂ diluted flames as functions of the methane fraction in the fuel mixture: (a) tubular flames, (b) counterflow twin flames. The result of planar 1-D flame and the adiabatic flame temperature T_{ad} are shown for comparison.

反応機構 GRI-mech3.0 がこのように大幅に燃料を希釈した特殊な条件に正確には対応していないこととともに、輻射再吸収が大きい二酸化炭素を既燃ガス中に多量に含むため、再吸収を考慮しない Optically-thin model では正味の輻射損失を正確には模擬できていないことが原因であると考えられる。そこで、ここでは数値計算同士を比較するため、比較対象の希釈可燃限界として $\alpha = 0.293$ を用いることとする。そうした場合、図 13 から、管状火炎と対向流双子火炎のいずれの火炎についても希釈可燃限界を超える「超希釈燃焼」が実現できることがわかる。管状火炎の場合は

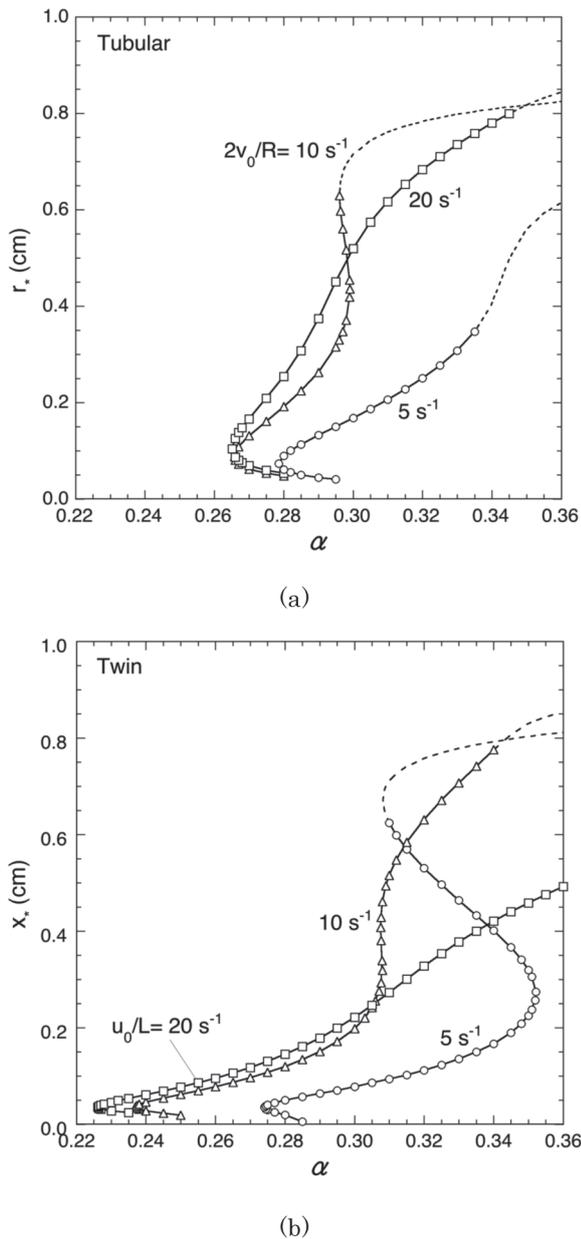


Fig. 14 Flame positions of the CO₂ diluted flames as functions of the methane fraction in the fuel mixture: (a) tubular flames, (b) counterflow twin flames.

対向流双子火炎ほど大幅な超希積燃焼はできないが, それでも, ここに示した条件の中では $\alpha = 0.265$ までの超希積燃焼が実現できる.

最高火炎温度と火炎面位置のいずれの応答曲線を見ても, 希薄火炎の場合と異なり応答曲線が複雑で, 伸長率が小さい場合 (管状火炎の $2v_0/R = 10 \text{ s}^{-1}$, 対向流双子火炎の $u_0/L = 5 \text{ s}^{-1}, 10 \text{ s}^{-1}$) に 2 つの折り返し点が出現していることがわかる. これは消炎に複数の要因が影響していることを示唆している. 希薄火炎と異なり CO₂ 濃度が高いため輻射損失が大きく, 前述した反応の未完了の要因や管状火炎の特有形状の要因と同じオーダーで消炎に影響を与えている可能性がある. また, 対向流双子火炎の消炎時の最高火炎

温度は管状火炎より 100 K 以上低く, より低いメタン割合まで火炎が存在できることがわかる. そして, 対向流双子火炎の火炎間距離の半分 x^* は管状火炎の半径 r^* の半分以下まで小さくなることが可能である. ここで, 図 7, 8 に示した希薄火炎の場合は伸長率が小さいほど消炎点がより希薄側に移っているのに対し, 対向流双子火炎の場合は逆に伸長率が大きい方がよりメタン割合が低い (希積度が高い) 方に移っている. また管状火炎の場合も $2v_0/R = 10 \text{ s}^{-1}$ と 20 s^{-1} の場合がほぼ同じで, $2v_0/R = 5 \text{ s}^{-1}$ の場合はメタン割合が高い方向に消炎点に移っており, 希薄火炎と異なっている. これらの相違点の解明には更なる調査と分析が必要である.

5. 結言

本研究では, 再吸収がない Optically-Thin 輻射モデルによる輻射熱損失を考慮した詳細反応数値計算により, 管状火炎による, メタン空気の超希薄燃焼 (平面一次元火炎の希薄可燃限界以下の当量比での燃焼) および二酸化炭素希積メタンと空気の超希積燃焼 (平面一次元火炎の希積可燃限界以下のメタン割合での燃焼) の可能性を探った. また対向流双子火炎との比較も行った. その結果, 以下の知見を得た.

1. 管状火炎を用いることで, 対向流双子火炎と同様に, メタン空気の超希薄燃焼が実現可能である. これは, 反応帯およびその背後の高温領域における滞在時間が平面一次元火炎より非常に短く, 輻射熱損失が低いからである. ただし, 火炎半径が小さくなると既燃ガス通過領域を十分確保できず火炎が維持できなくなるという管状火炎特有の形状に起因する消炎要因のため, 希薄燃焼限界の当量比は同等な火炎伸長率の対向流双子火炎よりやや高くなる.
2. 管状火炎を用いることで, 対向流双子火炎と同様に, 二酸化炭素希積メタンと空気の量論比における超希積燃焼が実現可能である. そして, 希積燃焼限界でのメタン割合は同等な火炎伸長率の対向流双子火炎より高くなる. これらの理由は超希薄燃焼の場合と同じである.
3. 二酸化炭素希積メタンと空気の超希積燃焼の場合, 管状火炎においても, 対向流双子火炎で存在が確認されてきた低伸長率側における輻射熱損失による燃焼限界が確認できる.

References

1. D. Dunn-Rankin (Editor), *Lean Combustion-Technology and Control*, Academic Press, 2008.
2. H. Tsuji, *Nensho Genshoron (3), Kikai no kenkyu* (in Japanese) 28-7: 907-910 (1976).
3. B. Lewis, G. von Elbe, *Combustion, Flames and Explosions*

- of Gases*, 3rd ed., Academic Press, 706-707 (1987).
4. K. Maruta, M. Yoshida, Y. Ju, T. Niioka, *Proc. Combust. Inst.* 26: 1283-1289 (1996).
 5. Y. Ju, G. Masuya, F. Liu, H. Guo, K. Maruta, T. Niioka, *Proc. Combust. Inst.* 27: 2551-2557 (1998).
 6. Y. Ju, H. Guo, K. Maruta, and T. Niioka, *Combust. Flame* 113: 603-614 (1998).
 7. Y. Ju, K. Maruta, T. Niioka, *Applied Mechanics Reviews* 54: 257-277 (2001).
 8. S. Ishizuka, *Progress in Energy and Combustion Science* 19(3): 187-226 (1993).
 9. S. Ishizuka, D. Dunn-Rankin, R. W. Pitz, R.J. Kee, Y. Zhang, H. Zhu, T. Takeno, M. Nishioka, D. Shimokuri, *Tubular Combustion*, Momentum Press, 2013.
 10. H. Kobayashi, M. Kitano, *Combust. Flame* 76: 285-295 (1989).
 11. C. Liao, N. Saito, Y. Saso, Y. Ogawa, *Fire Safety Journal* 27: 49-68 (1996).
 12. Y. Ogawa, N. Saito, C. Liao, *Proc. Combust. Inst.* 27: 3221-3227 (1998).
 13. M. Nishioka, K. Okada, S. Ishizuka, *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese) 48(145): 250-256 (2006).
 14. S. Ishizuka, D. Shimokuri, K. Ishii, K. Okada, K. Takashi, *Journal of the Combustion Society of Japan* (in Japanese), 51(156): 104-113 (2009).
 15. M. Nishioka, K. Inagaki, S. Ishizuka, T. Takeno, *Combust. Flame* 86: 90-100 (1991).
 16. R.J. Kee, J.A. Miller, G.H. Evans, G. Dixon-Lewis, *Proc. Combust. Inst.* 22: 1479-1494 (1988).
 17. M. Nishioka, S. Nakagawa, Y. Ishikawa, T. Takeno, Dynamics of Gaseous Combustion, *Prog. Astro. Aero.* 151, AIAA, 141-162 (1993).
 18. R.J. Kee, J.F. Grear, M.D. Smooke, J.A. Miller, Sandia Report, SAND85-8240, (1985).
 19. R. Barlow, A.N. Karpetis, J.H. Frank, J.-Y. Chen, *Combust. Flame*, 127 : 2102-2118 (2001).
 20. R.J. Kee, F.M. Rupley, J.A. Miller, Sandia Report, SAND89-8009, (1990).
 21. R.J. Kee, G. Dixon-Lewis, J. Warnatz, M.E. Coltrin, J.A. Miller, Sandia Report, SAND86-8246, (1986).
 22. G.P. Smith, D.M. Golden, M. Frenklach, N.W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C.T. Bowman, R.K. Hanson, S. Song, W.C. Gardiner Jr., V.V. Lissianski, Z. Qin, <http://www.me.berkeley.edu/gri-mech/>.
 23. M. Nishioka, C.K. Law, T. Takeno, *Combustion and Flame* 104: 328-342 (1996).
 24. C.K. Law, F.N. Egolfopoulos, *Proc. Combust. Inst.* 24: 137-144 (1992).
 25. S.H. Chung, C.K. Law, *Combust. Flame* 55: 123-125 (1984).
 26. S. Ishizuka, *Nensho Kenkyu* (in Japanese) 116: 49-70 (1999).
 27. T. Takeno, M. Nishioka, S. Ishizuka, *Combust. Flame* 66: 271-283 (1986).
 28. T. Takeno, M. Nishioka, S. Ishizuka, *24th Japanese Symposium on Combustion* (in Japanese), 73-75 (1986).
 29. H.F. Coward, G.W. Jones, *Limits of Flammability of Gases and Vapors*, 4th ed., Bureau of Mines, U.S. Government Printing Office, Washington D.C., 131 (1952).