

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

回転対向流双子火炎における圧力および輻射熱損失の影響

Effect of Elevated-Pressure and Radiative Heat Loss on Rotating Counterflow Twin Flame

上道 茜^{1*}・大崎 靖雄²・西岡 牧人²UEMICHI, Akane^{1*}, OSAKI, Yasuo², and NISHIOKA, Makihito¹¹ 東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻 〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1
Department of Mechanical Engineering, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan² 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

2014年8月1日受付; 2014年11月8日受理 / Received 1 August, 2014; Accepted 8 November, 2014

Abstract : The effects of elevated-pressure on rotating counterflow twin flame were numerically investigated. The range of pressure is from 1 to 8 atm. We performed numerical simulations with and without radiative heat loss. The loss was evaluated by using an optically thin model, which does not consider reabsorption of radiative energy. Without radiation, the leanest extinction limits reached ultralean conditions; the higher the pressure is, the leaner the extinction limits are. On the other hand, with radiative heat loss, the leanest extinction limits are shifted to richer condition as the pressure becomes higher; above 2 atm, the leanest extinction limits cannot reach ultralean condition. The response curves of the flame temperature to the equivalence ratio are distorted when radiative heat loss is considered. Under high pressure, the flame thickness is thinner and the heat release rate is enhanced mainly because of the increase of gaseous density in the both cases of with and without radiation heat loss. However, the temperature behind the flame zone much decreases due to the radiative heat loss in the high pressure case. This is because of increments of partial pressures of the radiative species and the length of the residence time of fluid in the backflow region of burned gas.

Key Words : Rotating counterflow twin flame, Elevated-pressure, Radiation heat loss, Ultralean combustion

1. 緒言

希薄燃焼は、高効率かつ NO_x 排出の大幅な低減が期待される。その反面、燃料には固有の希薄可燃限界が存在し、当量比が希薄可燃限界に近づくほど燃焼も不安定になる [1]。したがって、実用燃焼機器では希薄燃焼であっても、可燃限界よりもかなり量論比に近い条件で作動させている。また、希薄可燃限界を下回る条件の「超希薄」燃焼は、予混合気または空気の予熱など外部からのエネルギー投入なしに通常は実現することができない。もし、超希薄燃焼を達成する技術が確立すれば、それは希薄可燃限界付近での燃焼の安定化につながり、実用機器においてより希薄な条件での燃焼が実現し、希薄燃焼の利点をさらに享受することができる。

そこで我々は、予熱なしに超希薄燃焼の実現が期待できる、旋回流を用いた保炎手法に注目した。旋回流を伴う燃

焼場では、既燃ガスと未燃ガスの対向流が火炎面を強化しているといわれているが [2]、このメカニズムは明確ではない。そこで、我々は火炎自身が生成する既燃ガスが逆流する領域の形成が期待される回転対向流双子火炎モデルを用いた詳細反応計算を行い、現象の解明をすすめてきた。その結果、メタン空気と水素空気のいずれの場合も、回転対向流双子火炎では、希薄側の消炎点が超希薄条件に達することがわかった。得られた最希薄消炎点は、輻射なしの場合、メタン空気火炎は当量比 $\phi = 0.32$ 、水素空気火炎では約 $\phi = 0.05$ であり、再吸収なしの輻射モデルを適用した場合はメタン空気火炎では $\phi = 0.42$ 、水素空気火炎は 0.06 であった。輻射ありの場合、最希薄消炎点は過濃側にシフトはしたものの、それぞれの希薄可燃限界 $\phi \approx 0.50$ [3,4], 0.10 [5] を下回る超希薄条件である。

また、メタン空気火炎については一次元予混合火炎との構造の比較を行い、超希薄条件においてはいくつかの特徴が見られることがわかった [6]。まず、既燃ガスの組成が平衡組成と大きく異なり特に CO₂ が大量に含まれること、最

* Corresponding author. E-mail: uemichi@fiv.t.u-tokyo.ac.jp

高火炎温度の上昇, ラジカルの増加が挙げられる. これらの特徴は, 既燃ガスに CO₂ が大量に含まれることを除いて水素空気回転対向流双子火炎[7]においても共通している. なかでも, 回転対向流双子火炎の最高火炎温度を断熱火炎温度と比較すると, メタン空気火炎の場合で約 50 K, 水素空気火炎では最大で約 600 K 上回る. これらの特徴は超希薄燃焼メカニズムと強く関与していると考え, その原因を調査したところ, 超希薄条件の回転対向流双子火炎では火炎面が逆流領域に位置するため, 火炎面に対する燃料と酸化剤について, 対流モル流束と拡散モル流束の和である正味モル流束の向きと大きさが異なることがわかった (正味流束不均衡). したがって, 火炎面に対して燃料が酸化剤よりも多く流入するため局所当量比が増大し, 火炎温度が上昇したと考えられる[8,9].

以上に示したこれまでの回転対向流双子火炎に関する研究では, 全て常圧常温下 (1 atm, 298 K) における火炎を扱ってきた. 一方, 内燃機関を中心に高圧下での燃焼が多くの実用機器に用いられており, 様々な形態の火炎や燃焼場について圧力の影響の調査[10]は不可欠である. しかしながら, 回転対向流双子火炎のような既燃ガスの逆流を伴いながら一次元的に取り扱える火炎について, 消炎に与える圧力の影響を調べた研究は例がなく, その基礎的特性を明らかにする必要がある. また, 可燃限界に近い希薄燃焼においては, 消炎現象に輻射熱損失は大きな影響を与えることが知られている[11]. そこで, 本研究ではメタン空気回転対向流双子火炎について詳細反応計算を行い, その消炎への圧力の影響, および高圧下における輻射熱損失の影響について明らかにすることを目的とする.

2. 数値計算方法

図 1 に本研究で用いた回転対向流双子火炎の概略図を示す. 回転対向流双子火炎では, 平行な上下一対の無限に広い多孔質の軸対称噴射面が回転数 Ω で回転しながら, 298 K の予混合気を軸方向に吹き出し速度 u_R で噴出し, 原点 O を含むよどみ面 ($x = 0.0$ cm) の両面に双子火炎が形成される. このモデルは一次元的に取り扱うことができ, このよどみ面が鏡面对称面となる. 上下の噴出面の間隔は 3.0 cm とし, 計算範囲は下半分の -1.5 cm $\leq x \leq 0.0$ cm とする. この火炎は回転数を大きくすると図 1 (b) のように逆流領域が生じるという特徴があるが, これは, 予混合気が遠心力によって原点 O を含むよどみ面まで達することができず, 粘性によって逆流領域が形成されるためである. 圧力 P は 1, 2, 4, 8 atm とした.

回転対向流火炎の計算には, Sandia National Laboratories で開発された一次元予混合火炎計算コードである PREMIX を改造した計算コードを用いた[12]. 化学反応機構には, メタン燃焼機構である GRI-mech3.0 [13]から N₂ 以外の N 関係成分および Ar を除外したものをを用いた. 考慮する化学種は 35 種, 素反応 (正逆反応) は 217 組である. 熱化学

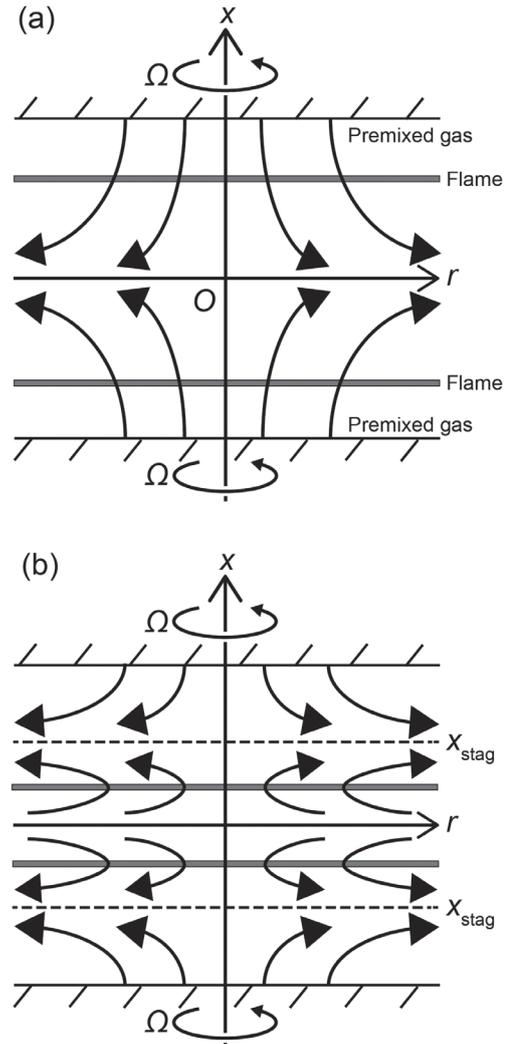


Fig.1 Model of rotating counterflow twin flame: (a) ordinary flame condition with moderate rotation rate, (b) ultralean flame condition with high rotation rate.

定数および輸送係数は, CHEMKIN サブルーチンライブラリー[14,15]を用いて計算した. 比較のために, 一次元予混合火炎の計算には PREMIX を, 断熱火炎温度の計算には, CHEMKIN パッケージに含まれる平衡計算コードである EQUIL を用いた. 一次元予混合火炎の計算領域は, 火炎帯幅に対して十分に長い距離をとった.

本研究では, 輻射熱損失を考慮しない計算, および再吸収を考慮しない輻射モデルを考慮した計算を行った. 回転対向流双子火炎の支配方程式は文献 6, 一次元予混合火炎の支配方程式は文献 12 を参照されたい. なおそれぞれの火炎におけるエネルギー保存式のみを抜粋して以下に示す.

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

$$\begin{aligned} \dot{M} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{c_p} \frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) + \frac{1}{c_p} \sum_{k=1}^K \left(\rho c_p Y_k V_k \frac{dT}{dx} \right) \\ + \frac{1}{c_p} \sum_{k=1}^K (h_k W_k \dot{\omega}_k) + q_r = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

ここで $U, c_p, T, \lambda, \rho, \dot{M}, q_r$ はそれぞれ流れ場の相似変数 (x のみの関数), 定圧比熱, 温度, 熱伝導率, 気体密度, 質量燃焼速度, 輻射項を表し, $c_{p,k}, Y_k, V_k, h_k, W_k, \dot{\omega}_k$ はそれぞれ k 成分の定圧比熱, 質量分率, 拡散速度, エンタルピ, 分子量, モル生成速度を示す. 輻射モデルとして Barlow et al. によって考案されたモデル[16]を適用した. これは射出のみを考慮した, いわゆる Optically thin model のひとつである. 回転対向流双子火炎および一次元予混合火炎に対して, エネルギー保存式 (1) および (2) の輻射熱損失 q_r は以下のように与える.

$$q_r = -4\sigma(T^4 - T_0^4) \sum_{k=1}^K p_k a_{p,k} \quad (3)$$

ここで, σ, T, T_0 はそれぞれ Stefan-Boltzmann 定数, 局所火炎温度, 周囲温度, $p_k, a_{p,k}$ はそれぞれ k 成分の分圧, プランクの平均吸収係数である. 輻射を考慮した化学種は $\text{CO}_2, \text{CH}_4, \text{H}_2\text{O}$ および CO の 4 種である. 先述の通り, 可燃限界に近い希薄条件では輻射が火炎に与える影響は大きいため, 輻射損失をできる限り正確に見積もることが望ましい. しかしながら, 再吸収を考慮した輻射モデルの採用は計算コストの観点から難しいため, 本研究では簡単化のため, 輻射損失 (再吸収無し) を考慮する場合と輻射損失を考慮しない場合の 2 つの計算を行なった. 再吸収が存在する場合はそれら 2 つの中間の状態であると考えられる. なお, Guo et al. による研究[17]では希薄条件では輻射再吸収が消炎点に与える影響は小さいことが報告されており, 再吸収を考慮しない輻射モデルであっても十分に妥当な結果を与える可能性があると考えた.

3. 結果と考察

3.1. 火炎温度および火炎面位置の応答 (輻射熱損失なし)

まず, 輻射熱損失を考慮しない場合について回転対向流双子火炎の計算を行い, 当量比 ϕ に対する最高火炎温度と火炎面位置の応答曲線を求めた. 図 2 に, 圧力を種々に変化させたときの応答曲線を示す. 計算条件は吹き出し流速 $u_R = 400 \text{ cm/s}$, 回転数 $\Omega = 100 \text{ rps}$ である. 上図は火炎面位置 $x_{Q_{\max}}$ および逆流領域の形成に伴うよどみ点の位置 x_{stag} を示す. 火炎面位置は発熱速度最大の位置で定義した. ここで下図は当量比 ϕ に対する最高火炎温度 T_{\max} 応答曲線であり, 図中の点線は平衡計算より求めた断熱火炎温度 T_{eq} である. 下図において, 応答曲線の折り返し点はその条件における消炎点を示しており, それよりも上側が upper branch であり, 下側が middle branch である. このうち

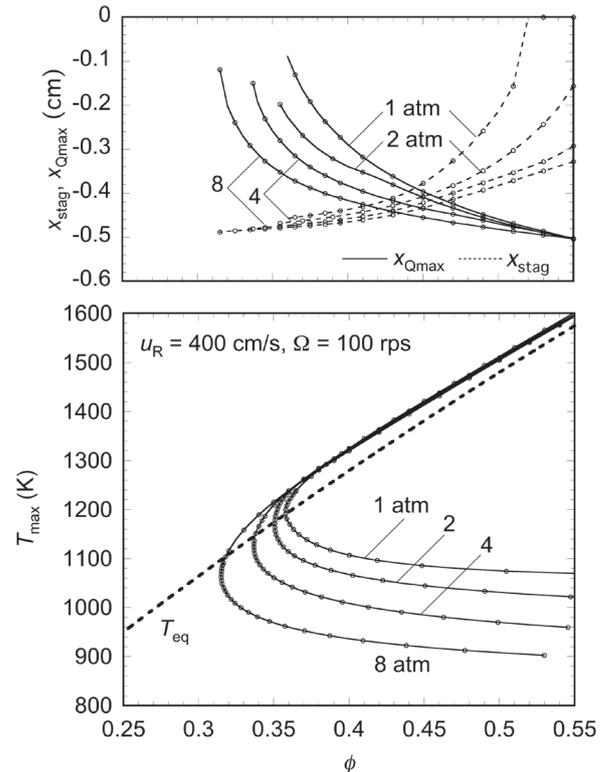


Fig. 2 Flame responses of rotating counterflow twin flame to the equivalence ratio ϕ for various P without radiative heat loss. $u_R = 400 \text{ cm/s}$, $\Omega = 100 \text{ rps}$. Top: the locations of the flame surface $x_{Q_{\max}}$ and the stagnation point x_{stag} . Bottom: the maximum flame temperature T_{\max} .

upper branch が安定な火炎である. なお上図は火炎面位置とよどみ点の位置の関係を示すが, ここでは複雑になるのを避けるため middle branch を示していない.

下図より, 圧力によらず upper branch における最高火炎温度はほぼ同じであることがわかる. $P = 1 \text{ atm}$ における消炎点は $\phi = 0.36$ であり, これは超希薄条件に達している. また, $P = 1, 2, 4, 8 \text{ atm}$ と圧力が高くなるにつれ, 消炎点が更に希薄側にシフトする. $P = 1, 2, 4, 8 \text{ atm}$ での希薄消炎限界は, それぞれ $0.360, 0.355, 0.337, 0.315$ である. つまり, 輻射熱損失を考慮しない場合, 高圧になるほど, より超希薄条件での燃焼が可能になる. 本研究で得られた最希薄消炎点は $P = 8 \text{ atm}$, $u_R = 200 \text{ cm/s}$, $\Omega = 100 \text{ rps}$ の条件で, $\phi = 0.283$ であった.

これまでの研究[6-9]から, 超希薄条件ではよどみ点と火炎面の相対的な位置が入れ替わることがわかっている. ここでよどみ点は後に示す図 6(c) において軸方向速度 u が 0 となる位置である. 大まかにいえば, 可燃範囲内では火炎面はよどみ点よりも上流 (噴射面側) に位置するが, 超希薄条件では火炎面はよどみ点よりも下流 (鏡面对称面側) に位置する. すなわち超希薄条件の場合, 火炎面が既燃ガスの逆流領域内に存在する. 図 2 上図においても, 超希薄条件に達した $\phi = 0.45$ 付近で x_{stag} と $x_{Q_{\max}}$ の位置が入れ替わっている. 圧力が高くなるにつれ, x_{stag} と $x_{Q_{\max}}$ の入れ替わ

る当量比はわずかに希薄側になるが, その差は非常に小さく, これらの関係は圧力の影響を大きくは受けないと考えられる.

3.2. 局所燃焼速度の応答 (輻射熱損失なし)

図3は, 種々の圧力下の一次元予混合火炎における, 当量比 ϕ に対する最高火炎温度 T_{\max} (実線) および燃焼速度 Su (破線) を表したものである. T_{\max} は圧力の値によらずほとんど同じで, ϕ の減少とともに低下する. 一方, Su は圧力が高くなるにつれ, その値は小さくなる. いずれの圧力の場合も ϕ の減少とともに減少し, ゼロに漸近する. 実験で得られたメタン空気火炎の希薄可燃限界は $\phi \approx 0.50$ であるが, 輻射熱損失を考慮しない一次元予混合火炎の数値計

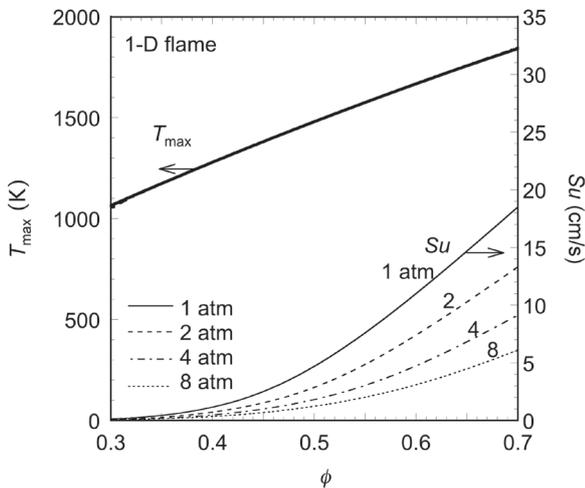


Fig.3 Flame responses of 1-D planer flame to the equivalence ratio ϕ for various P without radiative heat loss. The maximum flame temperature and the laminar flame speed for equivalence ratio are shown.

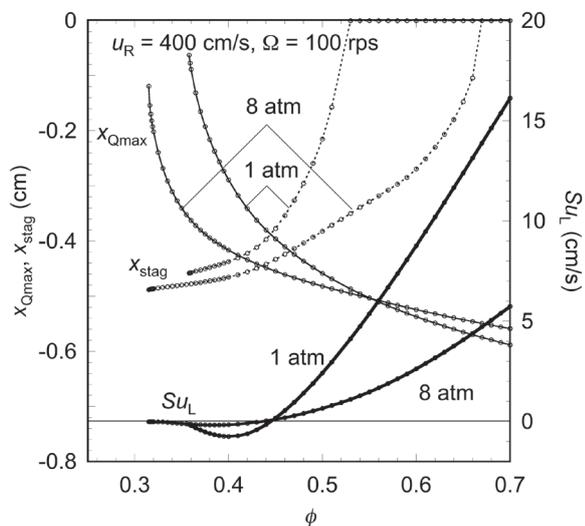


Fig.4 Relationship among the location of the flame surface, the stagnation point, and local burning velocity without radiative heat loss.

算では, このように希薄可燃限界よりも小さい当量比においても解を得られる.

図4に $(u_R, \Omega) = (400 \text{ cm/s}, 100 \text{ rps})$ における回転対向流双子火炎 ($P = 1, 8 \text{ atm}$) について, ϕ に対する $x_{Q\max}$, x_{stag} , および局所燃焼速度 Su_L の変化を示す. 本研究では, Su_L は $x_{Q\max}$ における x 方向質量流束を未燃ガスの密度で除した値とした. 図より, ϕ が小さくなるにつれて Su_L も小さくなり, $\phi = 0.46$ 付近で負の値に転じ, 最小値をとったあと, $Su_L = 0.0 \text{ cm/s}$ に漸近する. このように負の値をもつ局所燃焼速度は Negative flame speed といわれ, 過去にいくつかの研究でも言及されている[18-20]. 図より $P = 1, 8 \text{ atm}$ で比較すると, $P = 1 \text{ atm}$ のほうが Su_L がとり得る負の値の絶対値が大きい.

3.3. 火炎構造の比較 (可燃範囲, 輻射熱損失なし)

図5に, $\phi = 0.50$ における一次元予混合火炎の火炎構造を示す. 実線, 破線はそれぞれ $P = 1, 8 \text{ atm}$ の結果であり, 温度 T , 発熱速度 \dot{q} , 主要な化学種のモル分率 X_k を示している. ここで, この火炎の火炎帯幅を概算する. 超希薄条件の回転対向流双子火炎の温度分布は上に凸の形状であるため[6], 以下の火炎帯幅の定義

$$\delta \equiv \frac{T_b - T_u}{|dT/dx|_{\max}} \quad (4)$$

を用いた場合には過小評価をしてしまう. そこで, 本研究では火炎帯幅を「温度勾配の存在する範囲の幅」と考え, 以下のように便宜的に定める.

$$\delta = x_* - x_{**} \quad (5)$$

$$\begin{cases} x = x_* : T = T_{\max} - 0.1(T_{\max} - T_0) \\ x = x_{**} : T = T_0 + 0.1(T_{\max} - T_0) \end{cases}$$

ここで T_0 は未燃ガス温度である. 以上の定義から, $P = 1, 8 \text{ atm}$

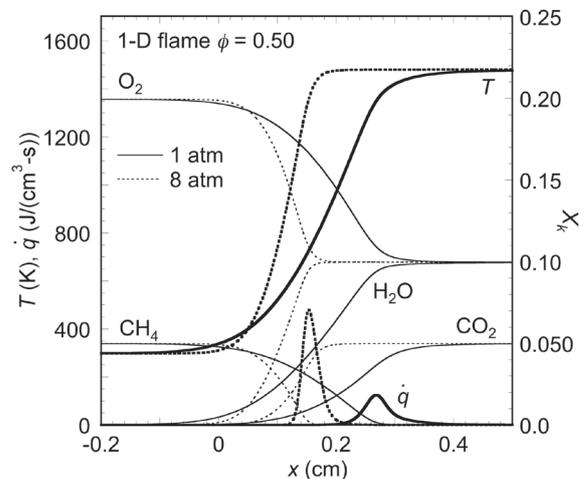


Fig.5 Flame structures of 1-D planer flames without radiative heat loss. $\phi = 0.50$. Solid line: $P = 1 \text{ atm}$, dotted line: $P = 8 \text{ atm}$.

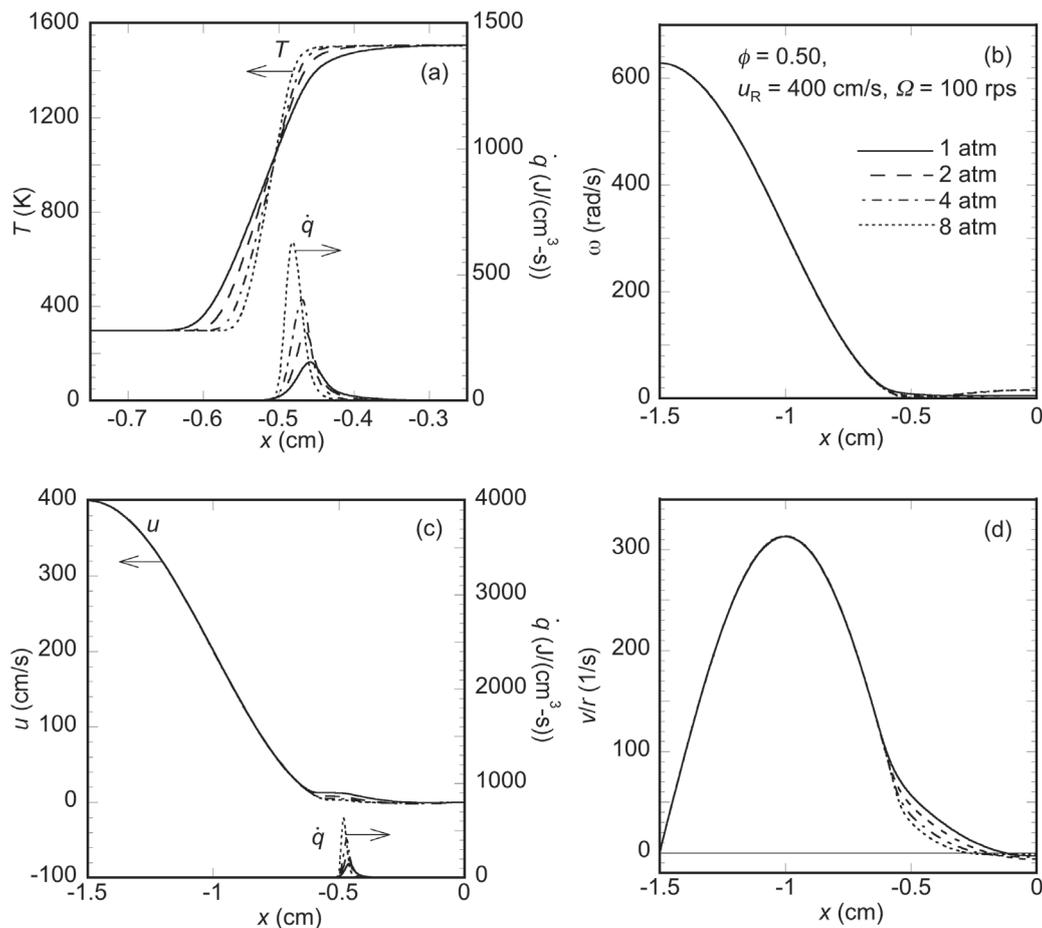


Fig.6 Flame structures of rotating counterflow twin flames for various pressure without radiative heat loss. (a) temperature and heat release rate, (b) angular velocity, (c) axial velocity and heat release rate, (d) radial velocity gradient.

における一次元予混合火炎の火炎帯幅として、それぞれ 0.214, 0.100 cm を得る。このように圧力が高いほど火炎帯幅が狭くなる。簡易的な理論[21]によれば火炎帯幅は熱拡散率と層流燃焼速度の逆数の積 $\lambda/(\rho c_p S_u)$ で概算されるが、1 atm から 8 atm になるに従って、密度が約 8 倍になる一方で図 3 に示すように S_u が約 1/4 になるため、この概算値は約 2 倍になる。この値は図 5 における δ の変化に大体よく対応している。

図 6 は、 $\phi = 0.50$, $u_R = 400$ cm/s, $\Omega = 100$ rps の回転対向流双子火炎の場合について、雰囲気圧力 $P = 1, 2, 4, 8$ atm における火炎構造および流れ場を示す。図 6(a) に温度 T および発熱速度 \dot{q} , (b) に角速度 ω , (c) に軸方向流速 u および \dot{q} , (d) に半径方向流速勾配 v/r を示す。図 6(a) より、 T の最高値は P によらずほぼ同じであるが、 \dot{q} のピークは P とともに大きくなることからわかる。図 6(b)~(d) は流れ場について示しているが、火炎帯から鏡面対称面にかけて、各方向流速が P によって変化していることがわかる。これは、火炎帯の位置や幅の変化、 ρ の増加による質量流束 ρu , ρv , ρw の増加と動粘性係数 μ/ρ の減少の影響であると考えられる。図 6(c) より、どの P においても u が負の値になる領域

が存在すること、すなわち x_{stag} を有することがわかる。この x_{stag} は $x_{Q_{\text{max}}}$ より上流側（噴射面側）に位置しているが、図 2 からわかるように、この $\phi = 0.50$ の条件下では、 $x_{Q_{\text{max}}}$ と x_{stag} の距離は P が大きくなるにつれて狭まっている。

図 7 に、図 6 に示した条件 (ϕ, u_R, Ω) = (0.50, 400 cm/s, 100 rps) の回転対向流双子火炎について、 $P = 1$ atm および 8 atm における温度と主要成分濃度、発熱速度の分布を示す。分布、ピークや形状については、勾配は異なるが基本的な形状は変わらない。火炎帯幅については、(5) 式の定義によると、1 atm の場合 $\delta = 0.134$ cm, 8 atm の場合 $\delta = 0.061$ cm である。

図 5 と図 7 を比較しても大きな差はなく、 $\phi = 0.50$ のような可燃範囲内では、一次元予混合火炎と回転対向流双子火炎の火炎構造はほとんど同様であるといえる。

3.4. 火炎構造の比較 (超希薄, 輻射熱損失なし)

本節では、輻射熱損失を考慮しない場合の超希薄条件の回転対向流双子火炎の火炎構造を示す。ここでは図の見やすさを考慮し、 $u_R = 200$ cm/s の結果を示す。これまで示

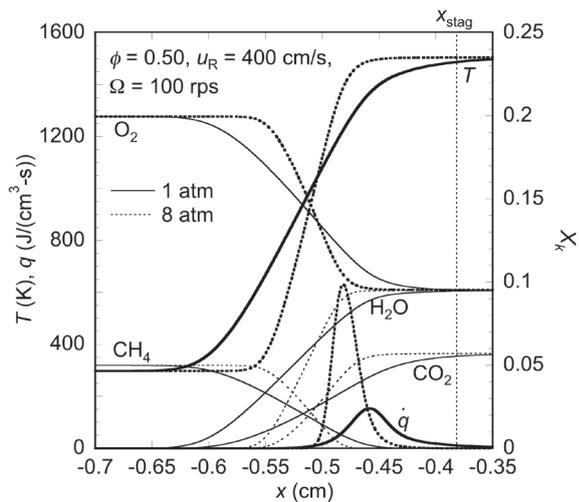


Fig.7 Flame structures of rotating counterflow twin flames. $\phi = 0.50$, $u_R = 200$ cm/s, $\Omega = 100$ rps. Solid line: $P = 1$ atm, dotted line: $P = 8$ atm.

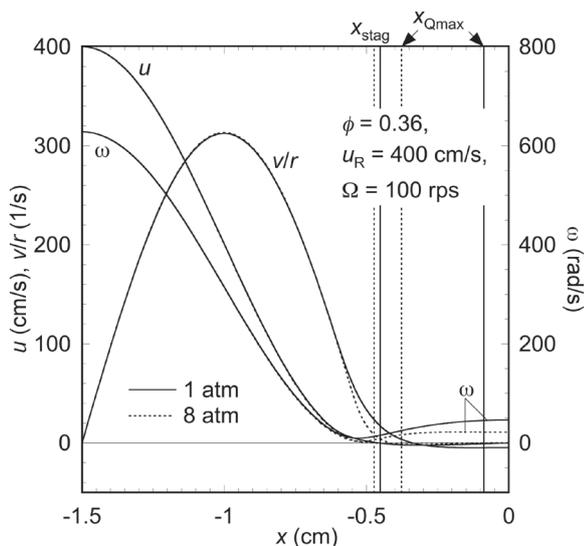


Fig.8 Flow field of rotating counter flow twin flame of $\phi = 0.35$, $u_R = 200$ cm/s, $\Omega = 100$ rps without radiative heat loss.

した $u_R = 400$ cm/s の場合と比較すると、火炎位置が多少異なる以外、基本的な構造は同じである。

図 8 に、 $(\phi, u_R, \Omega) = (0.35, 200$ cm/s, 100 rps) の回転対向流双子火炎について、 $P = 1$ atm および 8 atm における軸方向流速 u および半径方向流速勾配 v/r 、角速度 ω の分布を示す。点線、実線はそれぞれ $P = 1$ atm, 8 atm の計算結果である。図中の縦線はそれぞれ x_{stag} および x_{Qmax} を示す。まず、 u の分布より、 x_{stag} よりも鏡面对称面側、すなわち、逆流領域における u の絶対値は非常に小さいことがわかる。また、3.2 節に述べたように、このような超希薄条件では火炎面は逆流領域内に存在している。したがって x_{stag} は x_{Qmax} よりも噴射面側に位置する関係になる。図より、 $P = 8$ atm のほうが $P = 1$ atm よりも x_{stag} と x_{Qmax} の差は小さく

なり、圧力が高いほど火炎面が噴射面側に形成されることがわかる。また ω については、噴射面から x_{stag} にかけて急勾配で減少するが、 x_{stag} から x_{Qmax} にかけてゆるやかに増大し、ほぼ一定値となる。一方、 v/r は $x = -1.5$ cm から増大し最大値をとったあと、減少し、 x_{stag} 付近ではほぼゼロになる。先述のとおり、逆流領域ではひずみ速度である v/r は小さく、火炎は伸張の影響を大きくは受けていないと考えられる。

図 9 に、図 8 と同じ条件で計算した $P = 1, 8$ atm における回転対向流双子火炎 (上図) および同じ当量比の一次元予混合火炎 (下図) の火炎構造を示す。回転対向流双子火炎について、図中の縦線は x_{stag} を示す。 \dot{q} については見やすくするために 50 倍に拡大して示した。図 8 と同様、破線、実線はそれぞれ $P = 1, 8$ atm の結果である。まず、火炎帯幅に注目する。定義式 (5) 式を用いて火炎帯幅 δ を算出すると、回転対向流双子火炎の場合は $P = 1$ atm では $\delta = 0.468$ cm, $P = 8$ atm では $\delta = 0.186$ cm、一次元予混合火炎の場合は $P = 1$ atm では $\delta = 1.88$ cm, $P = 8$ atm では $\delta = 0.668$ cm である。回転対向流双子火炎と一次元予混合火炎とを比較すると、回転対向流双子火炎のほうが火炎帯幅が小さい。これは、過去の研究[7]でも同様の結果が得られている。また、 $P = 1$ atm と 8 atm の場合を比較すると圧力が高い方が火炎帯幅が狭い。これは先に示した可燃範囲における一次元予混合火炎 (図 5) および回転対向流双子火炎 (図 7) の火炎帯幅と圧力との関係と同様であるが、ここではより顕著な差がある。なお $P = 1$ atm において、一次元予混合火炎と回転対向流双子火炎の間に既燃ガスの温度と組成の大きな差が存在することは、我々は既に過去の研究[7-10]で述べているが、図 9 から、それらの差は $P = 8$ atm においても同様に存在していることがわかる。

3.5. 火炎温度および火炎面位置の応答 (輻射熱損失あり)

本節以降は輻射を考慮した場合についての結果を示す。

図 10 は一次元予混合火炎の当量比に対する最高火炎温度 T_{max} および燃焼速度 Su の変化を示す。実線および破線は、輻射を考慮した場合、および輻射を考慮しない場合の結果をそれぞれ示す。 $P = 1$ atm の場合、輻射を考慮した計算では、 $\phi = 0.49$ で折り返し点、つまり消炎点が現れている。これは実験的に得られている希薄可燃限界の当量比[3-5]とほぼ一致するため、用いた Optically thin model が妥当であると考えられる。

図 11 に、計算条件を $(u_R, \Omega) = (400$ cm/s, 100 rps) としたときの、輻射を考慮した場合の回転対向流双子火炎における、 ϕ に対する最高火炎温度と火炎面位置の応答曲線を示す。上図に x_{stag} および x_{Qmax} の変化をそれぞれ破線および実線で、下図に T_{max} の変化を実線で示す。なお図 2 と同様に、複雑になるのを避けるため、上図の x_{stag} および x_{Qmax} は middle branch を示していない。一方 $P = 2$ atm については、後述する $u1$ と $u2$ の両者の branch の応答曲線を示している。また、下図には比較のため、同じ条件で輻射を考慮

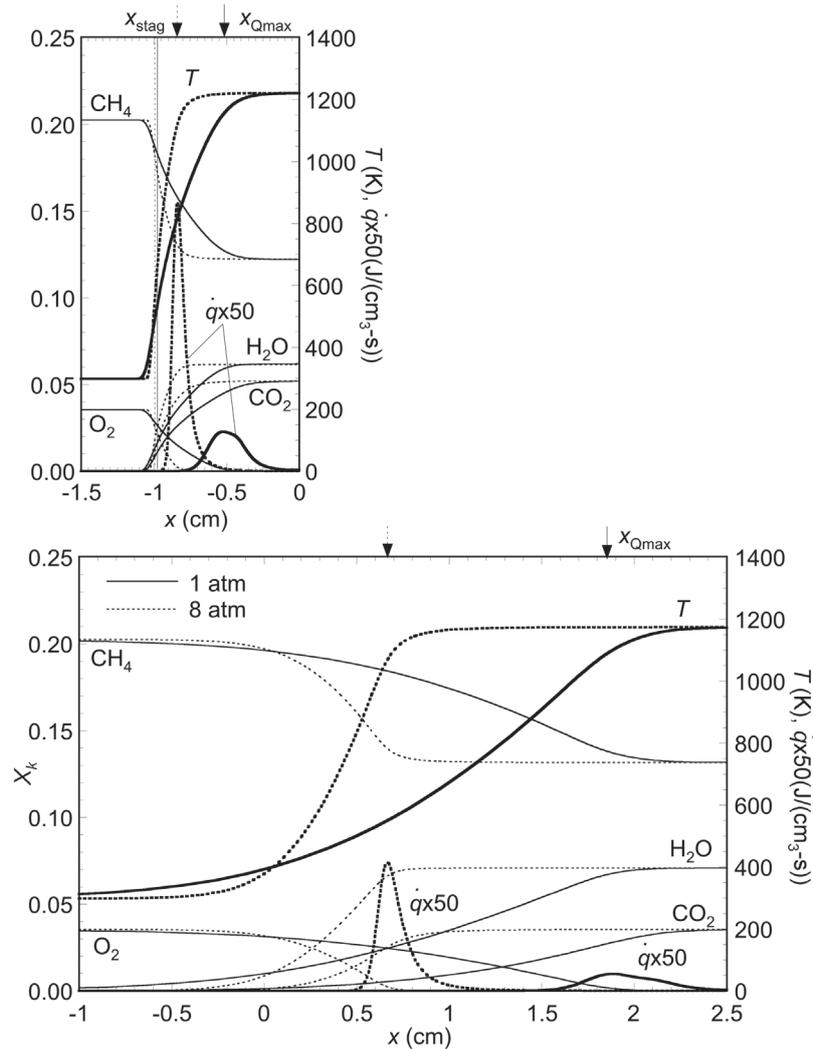


Fig.9 Comparison the flame structures without radiative heat loss between rotating counterflow twin flame (top) and 1-D planar flame (bottom).

しない場合の応答曲線を破線で示す。図中の太破線は T_{eq} を示す。

下図より、輻射を考慮した場合、考慮しない場合の応答曲線と形状が大きく異なることがわかる。過去の研究[6]でも示したように、 $P = 1 \text{ atm}$ の場合、upper branch が歪んだ曲線になり、このときの希薄消炎限界は $\phi = 0.436$ である。 $P = 2 \text{ atm}$ の応答曲線は折り返し点を3つ有する。複数の折り返し点を有す応答曲線については希薄側の消炎点を希薄消炎限界とする。これら $P = 2, 4, 8 \text{ atm}$ の希薄消炎限界はそれぞれ $\phi = 0.505, 0.579, 0.583$ であり、輻射を考慮しない場合よりも量論比に近づくことがわかる。即ち、輻射による熱損失の影響は圧力が高いほどに大きくなる。ここで、図 10 に示した輻射を考慮した場合の一次元予混合火炎の数値計算で得られた消炎点が希薄可燃限界と一致すると仮定すると、輻射熱損失を考慮した回転対向流双子火炎の場合、 $P = 1 \text{ atm}$ 以外では超希薄燃焼が達成できないことがわかる。興味深いことに、輻射熱損失を考慮しない計算では

圧力が高いほど希薄消炎限界はより希薄側にシフトするのに対して、輻射を考慮した計算では、圧力が大きくなるほど量論比側にシフトする。

図 11 の下図における $P = 2 \text{ atm}$ の3つの折り返し点を有する最高火炎温度の応答曲線について、上図を用いて火炎の挙動を説明する。ここで下図の応答曲線において、左に凸の高温側の折り返し点より上側の曲線を $u1$ 、その点と右に凸の折り返し点の間の曲線を m (middle branch)、更にもその点と左に凸の低温側の折り返し点の間の領域を $u2$ と呼ぶことにする。下図において、 $u1$ に沿って ϕ を減少させていくと T_{max} は減少し、左に凸の折り返し点において $u2$ に遷移する。続いて $u2$ に沿って更に ϕ を減少させていくと消炎点 $\phi = 0.505$ において消炎する。一方、 $u2$ に沿って ϕ を増加させていくと、右に凸の折り返し点において $u1$ に遷移する。このように ϕ に対する応答にはヒステリシスが存在するが、この時の $u1$ と $u2$ における火炎面とよみ点の位置関係は大きく異なっている。即ち、 $u1$ の場合は噴射

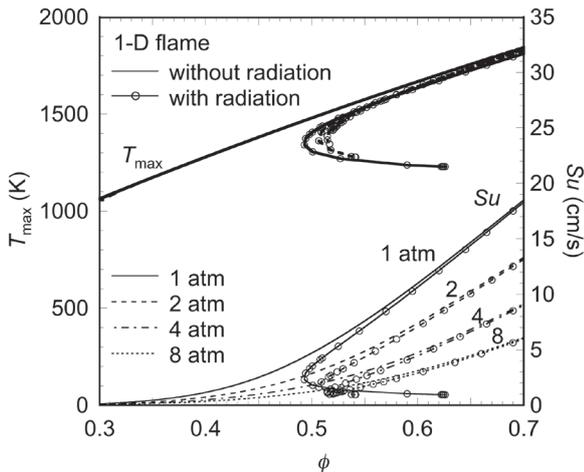


Fig.10 Comparison of the responses of the maximum flame temperature and laminar burning velocity to the equivalence ratio ϕ with/without radiation heat loss of 1-D planar flame.

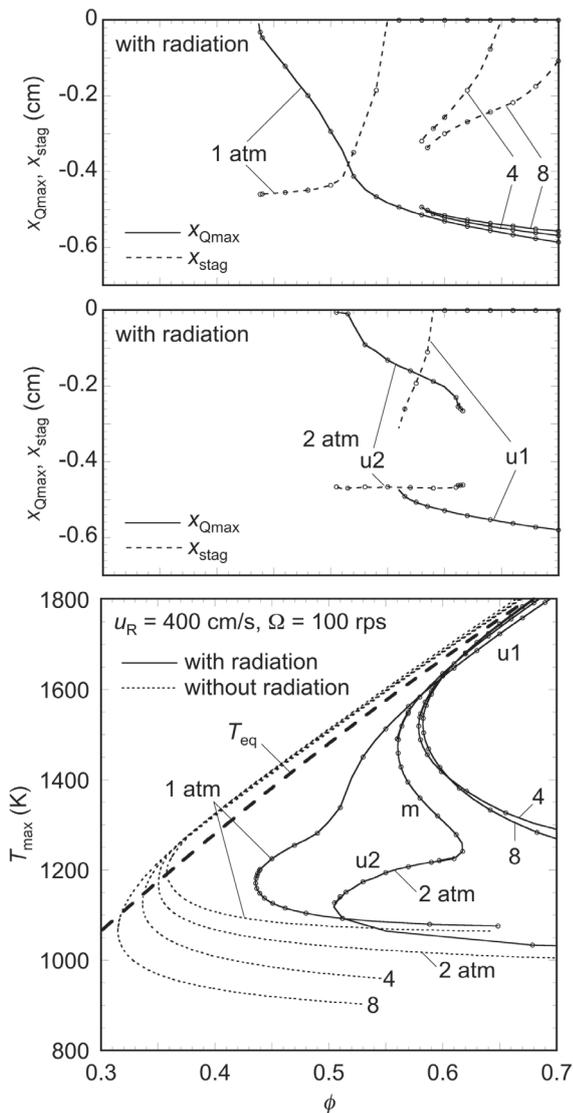


Fig.11 Comparison of the flame responses to the equivalence ratio ϕ with/without radiation heat loss.

面側に x_{Qmax} , 鏡面対称面側に x_{stag} が位置しており, u_2 の場合は u_1 の位置関係と逆になる. u_1 の場合, これらの位置関係は通常回転無し対向流双子火炎と同様であるが, u_2 の場合には, 輻射熱損失の影響による温度低下のために火炎が伝播性を失い, 火炎面が既燃ガスの逆流領域中に移動する. しかしここでは正味流束不均衡[8,9]のメカニズムが働いて局所当量比が増大するため, u_2 に沿って更に希薄な $\phi = 0.505$ まで燃焼の継続が可能となる.

3.6 局所燃焼速度の応答 (輻射熱損失あり)

図 10 は, 先述のとおり, 一次元予混合火炎の当量比に対する T_{max} および Su の変化である. 図より, P が大きくなるにしたがい, 輻射を考慮した場合に得られる消炎点は過濃側にシフトすることがわかる. 即ち, $P = 2 \text{ atm}$ のとき $\phi = 0.512$, $P = 4 \text{ atm}$ では $\phi = 0.518$ である. なお $P = 8 \text{ atm}$ の場合は計算の収束が困難であったため, 消炎点は得られていない. Su について, ϕ が十分に大きい範囲 (ϕ が約 0.60 以上) では輻射なしの計算結果とほとんど変わらないが, 消炎点に近づくにつれ, 輻射ありの Su の値は輻射なしの値を下回るようになることがわかる.

図 12 に, $(u_R, \Omega) = (400 \text{ cm/s}, 100 \text{ rps})$ における輻射熱損失を考慮した場合の回転対向流双子火炎 ($P = 1, 8 \text{ atm}$) について, ϕ に対する x_{Qmax} , x_{stag} , および Su_L の変化を示す. 図 4 と同様に, ϕ が小さくなるにつれ Su_L の値も小さくなる. $P = 1 \text{ atm}$ の場合, $\phi = 0.51$ 付近で Su_L は負の値に転じ, 最小値をとった後, $Su_L = 0.0 \text{ cm/s}$ に漸近する. 前節でも述べたように, 輻射熱損失を考慮した場合, 高压条件下である $P = 8 \text{ atm}$ では超希薄条件に達する前に消炎を迎える.

3.7 火炎構造の比較 (当量比 0.60, 輻射熱損失あり)

過去に行った, メタン空気回転対向流双子火炎の数値計

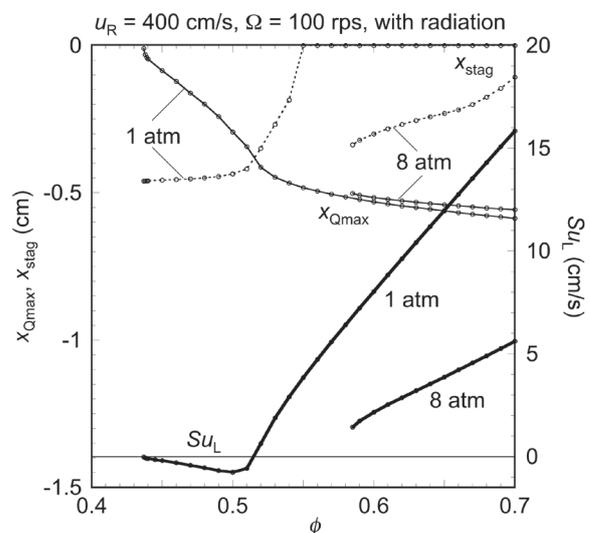


Fig.12 Relationship among the location of the flame surface, the stagnation point, and local burning velocity with radiative heat loss.

算では、超希薄条件においては輻射熱損失が大きな影響を与えることが明らかになった[6]. これは、火炎後流で大幅な温度低下をもたらしたものである. 一方、前節に示したように、高圧条件下では超希薄燃焼を得ることができなかった. そこで、本節では、回転対向流双子火炎に圧力および輻射熱損失が与える影響を明らかにするために $\phi = 0.60$ の火炎構造を示す.

図13および図14に、 $P = 1 \text{ atm}$ および 8 atm における $\phi = 0.60$ の一次元予混合火炎 (上図) および回転対向流双子火炎 (下図) の火炎構造をそれぞれ示す. 回転対向流双子火炎の計算条件は $u_R = 400 \text{ cm/s}$, $\Omega = 100 \text{ rps}$ である. 図中の実線および破線は、輻射熱損失を考慮した場合としない場合をそれぞれ表す. ここに示す火炎は、 $P = 1 \text{ atm}$ (図12) については消炎点から十分に離れた条件、 $P = 8 \text{ atm}$ (図13) については消炎点近傍の条件のものである.

まず、図13について輻射を考慮した場合としない場合の火炎構造を比較する. 上図の一次元予混合火炎の場合、火炎の背後で温度が低下している. 下図の回転対向流双子

火炎の場合も同様であるが、火炎の背後での温度低下は一次元予混合火炎よりもかなり大きく、鏡面対称面では 120 K 低下している. この結果は過去の研究[7]で得られたものと同様である. なおいずれの火炎も、この温度低下以外は輻射熱損失の影響はほとんどみられない.

次に図14の $P = 8 \text{ atm}$ の場合についても同様に比較をすると、上図の一次元予混合火炎、下図の回転対向流双子火炎ともに、輻射熱損失により火炎背後の温度と反応帯での発熱速度 \dot{q} が大きく低下している. またいずれの火炎も、 $P = 1 \text{ atm}$ のときよりも輻射熱損失による火炎温度の低下は大きい. 特に回転対向流双子火炎においてその温度低下は著しく、鏡面対称面では輻射を考慮しない場合と比べて、火炎温度は 735 K も低下している. このように圧力が高いほど輻射熱損失の影響が大きいことがわかるが、それは明らかに、輻射熱損失 q_r を表す(3)式における p_k (k 成分の分圧)の増大が原因である. また、図14において一次元予混合火炎より回転対向流双子火炎の方がこの輻射熱損失による温度低下が大きいのは、後者の場合に火炎背後に逆流層

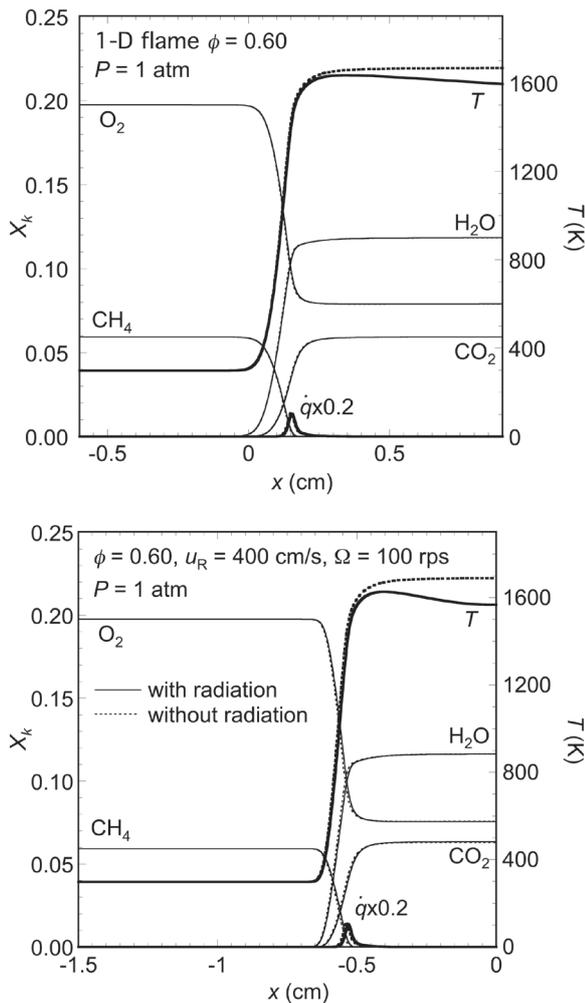


Fig.13 Comparison between the flame structures of $P = 1 \text{ atm}$ between with/without radiation heat loss for rotating counterflow twin flame (top) and 1-D planer flame (bottom).

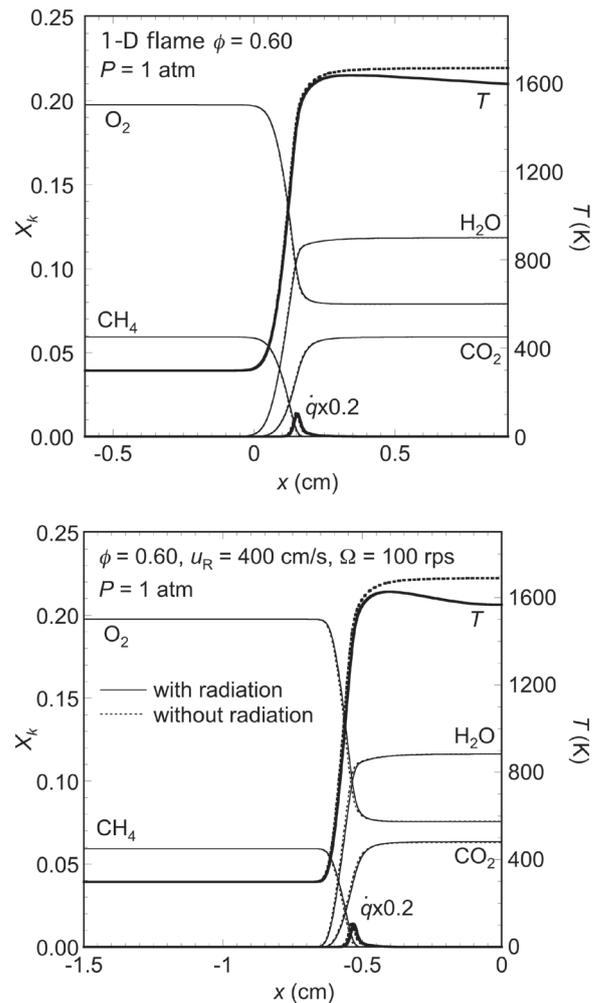


Fig.14 Comparison between the flame structures of $P = 8 \text{ atm}$ between with/without radiation heat loss for rotating counterflow twin flame (top) and 1-D planer flame (bottom).

域が形成され, そこでの流速が非常に小さく, 既燃ガスが滞留する時間が長いために, 輻射熱損失の影響を大きく受けることが原因であると考えられる. そしてこの温度低下は, 回転対向流双子火炎において, 輻射熱損失による発熱速度 \dot{q} の大きな低下をもたらしている.

4. 結言

本研究では 1 atm から 8 atm までの圧力下におけるメタン空気の希薄可燃限界付近の予混合燃焼を対象として, 既燃ガスの逆流を伴う場を一次元的に取り扱うことができる回転対向流双子火炎の詳細反応数値計算を行い, その消炎への圧力の影響, および高圧下における輻射熱損失の影響について調べた.

まず, 輻射を考慮せずに詳細反応計算を行い, 回転対向流双子火炎における圧力の影響について調べた. その結果, 以下の知見を得た.

- (1) 輻射熱損失がない場合, 回転対向流双子火炎の希薄消炎限界は, 圧力によらず, 超希薄条件に達する. このとき, 圧力が高くなるほど, 希薄消炎限界は希薄側にシフトする. また, 超希薄条件では, いずれの圧力においても火炎面は逆流領域に存在する.
- (2) 最高火炎温度は圧力によってほとんど変化せず, ほぼ当量比のみに依存する. また, 高圧条件では火炎帯幅が非常に狭くなる. これらの性質は一次元予混合火炎と全く同じである.

次に再吸収なしの輻射熱損失を考慮して詳細反応計算を行い, 以下の知見を得た.

- (3) 輻射熱損失を考慮した場合と考慮しない場合を比べると, 圧力によらず, 前者の場合の回転対向流双子火炎の希薄消炎限界は後者より量論比側にシフトする. 輻射熱損失ありの場合の希薄消炎限界は, 大気圧下では超希薄条件であるが, それ以上の圧力では本研究で対象とした噴射速度と回転数においては超希薄条件に達せず, また, 圧力が高いほど量論比側にシフトする. 希薄消炎限界は噴射速度と回転数により変化するが, 圧力の増加により超希薄条件に達する可能性は低下する.
- (4) 圧力の高い条件において, 回転対向流双子火炎の火炎構造への輻射熱損失の影響は大きい. 特に火炎後流の温度低下が著しく, それに伴って発熱速度も大幅に低下する. これは, 輻射を行なう化学種の分圧が大きくなるためである. さらに, 火炎後流に既燃ガスの逆流領域が形成された場合, その領域における流速は非常に小さく, 流体要素の滞在時間が増加するため, 輻射熱損失の影響は大きくなる.

現実の火炎の場合, 再吸収が存在して輻射熱損失が軽減されるため, 本研究で行なった輻射熱損失を考慮した場合と考慮しない場合の間の状態にあると考えられる. 特に既燃ガスの逆流領域が存在する回転対向流双子火炎の場合,

逆流領域では滞在時間が長いため, 射出だけでなく再吸収の影響も大きいと考えられる. したがって, 高圧下において回転対向流双子火炎が超希薄条件で実現可能か否かは現時点では明らかでない. それを明らかにするためには, 再吸収を考慮したより詳細な輻射モデルを導入する必要がある.

また, 輻射モデルはあくまでもモデルである以上, 輻射熱損失の影響を定量的に調べる際には実験での検証が非常に重要であるが, 本研究で用いた回転対向流双子火炎モデルの場合, 対応した実験を行なうことが全く不可能である. 即ち, 既燃ガスの逆流がある場合, モデルではそのガスは中心軸に向かって無限遠から流入することを意味するが, これに対応させて有限半径の噴射面を用いた実験を行なった場合, 流入してくるガスは既燃ガスと周囲雰囲気との混合気となる. したがって, 本研究で対象とした回転対向流双子火炎は, 実験との詳細な比較が可能な火炎としてではなく, 既燃ガスの逆流がある場合の火炎の振る舞いを一次元的に簡便かつ理論的に調べるための手段としてのみ, 存在意義があると著者らは考える. 輻射熱損失の影響を実験により定量的に検証する場合, 一次元性は犠牲にした, 実験で実現可能な形状の火炎を新たな対象とする必要がある.

謝辞

本研究の一部は, JSPS 特別研究員奨励費 24-2489 の助成を受けた. ここに記して謝意を表する.

References

1. Dunn-Rankin, D., *Lean Combustion*, 1st ed., Academic Press, (2008).
2. Mizutani, Y., *Nenshokougaku* (in Japanese): 100-106, (1977).
3. Shoshin, Y. L., and De Goey L. P. H., *Exp. Therm. Fluid Sci.* 34: 373-380 (2010).
4. Law, C. K., *Combustion Physics*, Cambridge University Press, 346-348 (2006).
5. Lewis, B., and von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, 3rd ed., Academic Press, 706-707, (1987).
6. Nishioka, M., Shen, Z., and Uemichi, A., *Combust. Flame* 158: 2188-2198 (2011).
7. Uemichi, A., and Nishioka, M., *Proc. Combust. Inst.* 34: 1135-1142 (2013).
8. Uemichi, A., and Nishioka, M., "Combustion Mechanism for Ultralean Rotating Counterflow Twin Premixed Flame", submitted to *Comb. Theory Modeling*.
9. Uemichi, A., and Nishioka, M., *51st Symp. Comb.* (in Japanese): 32-33 (2013).
10. Kobayashi, H., *J. Comb. Society Japan* (in Japanese), 56: 8-14 (2014).

11. Ju, Y., Maruta, K., and Niioka, T., *Appl. Mech. Rev.* 54: 257-277 (2001).
12. Kee, R.J., Grcar, J.F., Smooke, M.D., and J.A. Miller, PREMIX: A Fortran Program for Modeling Steady, Laminar, One-Dimensional Premixed Flames (1985).
13. 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., Qin, Z., <http://www.me.berkeley.edu/gri-mech/>.
14. Kee, R. J., Rupley, F. M., and Miller, J. A., CHEMKIN-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics (1990).
15. Kee, R. J., Dixon-Lewis, G., Warnatz, J., Coltrin, M. E., and Miller, J. A., A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties (1991).
16. Barlow, R., *Combust. Flame* 127, 2102-2118 (2001).
17. Guo, H., Ju, Y., and Niioka, T., *Combust. Theory Model.* 4: 459-475 (2000).
18. Libby, P. A., and Williams, F. A., *Combust. Flame* 44: 287-303 (1982).
19. Buckmaster, J., and Mikolaitis, D., *Combust. Flame* 47: 191-204 (1982).
20. Sohrab, H. S., Ye, Z. Y., and Law, C. K., *Proc. Combust. Inst.* 20: 1957-1965 (1985).
21. Lewis, B., and von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, 3rd ed., Academic Press, 238 (1987).