

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

乱流強化が高圧環境同軸酸素噴流拡散火炎の安定性に及ぼす影響

The Turbulence Enhancement Effects on the Stability of Coaxial Oxygen-jet Diffusion Flame in a High Pressure Environment

熊上 学^{1*}・加藤 裕之²・白川 駿²・奥山 昌紀³・鈴木 拓朗²・大上 泰寛⁴・小林 秀昭⁵KUMAGAMI, Manabu^{1*}, KATO, Hiroyuki², SHIRAKAWA, Shun², OKUYAMA, Masaki², SUZUKI, Takuro², OGAMI, Yasuhiro³ and KOBAYASHI, Hideaki⁴¹ 日揮株式会社 〒220-6029 横浜市西区みなとみらい 2-3-1
JGC Corporation, 2-3-1 Minato Mirai, Nishi-ku, Yokohama 220-6029, Japan² 東北大学大学院工学研究科 〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01
Tohoku University, 6-6-01 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan³ ヤンマー株式会社中央研究所 〒521-8511 米原市梅ヶ原 1600-4
YANMAR Co., Ltd. Maibara R&D Center, 1600-4 Umegahara, Maibara 521-8511, Japan⁴ 秋田県立大学システム科学技術部 〒015-0055 由利本荘市土谷字海老ノ口 84-4
Akita Prefectural University, 84-4 AzaEbinokuchi, Tsuchiya, Yurihonjo 015-0055, Japan⁵ 東北大学流体科学研究所 〒980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1
Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

2012年10月1日受付; 2013年1月30日受理/Received 1 October, 2012; Accepted 30 January, 2013

Abstract : Observations of coaxial oxygen-jet diffusion flames stabilized in a high pressure environment and measurements of flame stabilization limits, flame base positions and stream lines as well as flow turbulence were performed when jet turbulence and co-flow turbulence were enhanced. Comparing the results with those of the flames with no turbulence enhancement, the flame stability characteristics and stabilization mechanism for turbulence enhanced diffusion flames were discussed. For co-flow turbulence enhanced flames, flame stabilization limits, flame base positions and stream lines were not so different from those of the flames with no turbulence enhancement. On the other hand, jet velocity at the flame stabilization limits drastically decreased when jet turbulence was enhanced. From turbulence measurements and combustion experiments, it was proven that turbulence intensity near the burner lip for the jet turbulence enhanced flow significantly increased and the flame base position is located closer to the burner lip in comparison with the flames with no turbulence enhancement and co-flow turbulence enhancement, the latter being due to enhanced mixing between jet and co-flow when the flame is stabilized. From stream line observations, it was found that jet turbulence enhancement has significant effects on the weakening the recirculation zone which is formed near the burner lip and plays an important role for the flame stabilization especially at high pressure. It was also proven that flame base stability for jet turbulence enhanced flames at high pressure is strongly related to the characteristic scale of the recirculation zone formed near the burner lip.

Key Words : Oxy-fuel combustion, Oxygen-jet flame, Stabilization mechanism, Pressure effect, Turbulence enhancement

1. 緒言

GTL (Gas To Liquid) プロセスにおいて、一酸化炭素と水素の混合ガスである合成ガスを製造するオートサーマル改質炉では、一般的に、噴流に純酸素、周囲流に水蒸気を添

加した天然ガスを用い、高圧・高総当量比条件下で酸素噴流拡散火炎を形成させる。オートサーマル改質炉では、噴流に純酸素を用いるため、噴流管出口部(以降、バーナリップと称す)は高温メタン/酸素火炎に晒される。一般的に、オートサーマル燃料改質炉のバーナは、ウォータージャケット等で覆うことによって、バーナ周辺が高温に晒される対策を施しているものの、酸素噴流管のバーナリップは非常

* Corresponding author. E-mail: kumagami.manabu@jgc.co.jp

に短期間で熱損傷を引き起こしてしまう欠点がある。これを避けるための対策として、火炎をバーナリップ近傍に形成させず、酸素噴流の十分下流に過濃火炎を定在させることが考えられる。

前報[1]では、高圧環境下における同軸酸素噴流拡散火炎の火炎基部の安定化メカニズムについて報告を行った。この中で、オートサーマル改質炉が運転される高圧、高総当量比条件下において、リフト火炎を発生させる、あるいは吹き飛びを生じさせるためには、周囲流中のメタン濃度が低く、周囲流速が低く、かつ、噴流管の径およびバーナリップの厚みを小さくしなければならないことがわかった。火炎基部の安定は、拡散混合による予混合化ガスの局所燃焼速度と局所流速との釣り合いによるが、高圧下ではさらに、バーナリップの近傍に形成される再循環渦が火炎基部の安定性を大きく高めることが明らかになった。このため、高圧・高総当量比条件下で、火炎基部をバーナリップに安定化させることなくリフト火炎を形成させるオートサーマル改質炉の設計を行う際に、大きな制約となってしまう。

本研究では、この制約を軽減するための一つの試みとして、噴流拡散火炎の安定性に重要な役割を果たす火炎基部近傍の流れの乱れ強さを強化することによって、意図的にリフト限界および吹き飛び限界を変化させることを試みた。その理由は、乱流が火炎基部近傍の混合過程と、再循環渦の形成および安定性に影響を及ぼすと考えられるからである。

乱流が噴流拡散火炎の安定性に及ぼす影響については、せん断流による乱流が噴流管下流で生成することから、主にリフト火炎の安定性やリフト高さ、あるいは、火炎基部より下流側の拡散火炎に対する乱流渦の影響に注目した研究として行われてきた。

Broalwell ら[2]および Miake-Lye と Hammer [3]は、広範な噴流管径に対して、水素および炭化水素系燃料噴流に対するリフト火炎に安定性について実測を行っている。また、その安定性が噴流によって発生する大きなスケールの乱流渦によって支配されると見なし、次元解析を基に火炎リフト高さおよび吹き消え噴流速を予測する物理モデルを構築し、当該物理モデルを用いた予測値が実験結果とよい一致を示すことを報告している。

Watson ら[4,5]は、メタン噴流拡散火炎に対して、PIV/CH-PLIF 同時計測および CH/OH PLIF 同時計測を行っている。また、Stärner ら[6,7]も同様の CH/OH PLIF 同時計測を行っている。彼らは、リフト火炎において局所消炎が起きている領域の流速ベクトルを PIV によって観測し、さらに反応帯位置を CH-PLIF によって求めている。彼らの計測結果によって、メタン噴流拡散火炎は $3S_L$ 以下 (S_L は当量比 $\phi = 1.0$ のメタン / 空気予混合気における層流燃焼速度) の流速の小さい領域で安定化すると報告している。また、燃料過濃な比較的大きなスケールの乱流渦が半径方向に移動し、反応帯を横切ることによって、火炎が局所的に伸長し消炎が発生すると報告している。

Takahashi ら[8]は、メタン噴流拡散火炎の局所消炎に関する直接数値計算を行っている。彼らは、噴流火炎への乱流渦の効果を模擬するため、燃料側もしくは周囲空気側から流体を噴射し、渦を形成させた後に火炎帯近傍の温度場、濃度場、熱発生速度を求めている。燃料噴流側から火炎帯へ向かう渦の場合、火炎帯へ過剰にメタンおよびメチルラジカルが供給され、連鎖反応が停止することによって局所消炎を引き起こすとしている。また、周囲空気側から火炎帯に向かう渦の場合、火炎帯へ過剰に酸素を供給することによって温度が低下し、局所消炎が生じると報告している。

これらの研究は、燃料噴流拡散火炎と乱流渦の相互作用として、リフト後の火炎安定性や噴流乱流拡散火炎の構造に関する重要な知見を与えている。しかしながら、本研究が目的とする火炎のリフト限界や吹き飛び限界といった安定限界に及ぼす、バーナリップ近傍の乱流の流体力学的効果ならびに乱流拡散効果とは視点が異なっており、能動的に噴流および周囲流の乱流を強化した同軸酸素噴流拡散火炎の火炎基部の安定性に関する研究は未だにない。特に、高圧下において、乱流強化時の酸素噴流拡散火炎の安定性を明らかにすることは、オートサーマル改質炉の設計に有用であることと同時に燃焼学的にも興味深い。

本研究では、最初に、乱流強化時のバーナリップ近傍の非燃焼場における乱流計測を実施した。また、噴流または周囲流に乱流強化を行った場合の、大気圧および高圧環境下における同軸酸素噴流拡散火炎のリフトおよび吹き飛び限界の圧力、周囲流中のメタンモル分率およびリップ厚さに対する影響を測定した。乱流強化時の火炎位置および火炎基部位置を取得することにより、乱流強化時の同軸酸素噴流拡散火炎の特性を解明する。さらに、乱流強化が同軸酸素噴流拡散火炎の安定性に与える影響を解明するため、非燃焼場における流跡線を観測した。これらの結果と乱流強化を行わない結果とを比較することによって、乱流強化が同軸酸素噴流拡散火炎の安定性に与える影響、および、乱流強化時の火炎安定化メカニズムを解明することを目的とする。本論文では、まず実験装置および実験方法に続いて、乱流計測結果から求めた平均流速分布および乱れ強さの分布から乱流強化を行った場合におけるバーナリップ近傍の流れ場の特徴を示した。次に、同軸酸素噴流拡散火炎の安定限界に見られる特徴を述べ、さらに、火炎位置およびバーナリップ近傍の流れ構造の観測結果を元に同軸酸素噴流拡散火炎の安定メカニズムを考察する。

2. 実験装置および実験方法

2.1. 同軸噴流バーナリプル元および乱流強化方法

本研究で用いた同軸噴流バーナリプル元を図 1 に示す。同軸噴流バーナリプル元は前報[1]で用いたものと同様に、高さ 200 mm、内径 16 mm の石英ガラス管および黄銅製の噴流管で構成されている。噴流管には、内径 $d_1 = 3$ mm、リップ厚み $t = 0.5$ mm の Type I と、 $d_1 = 2$ mm、 $t = 0.1$ mm の Type II の 2 種類を用

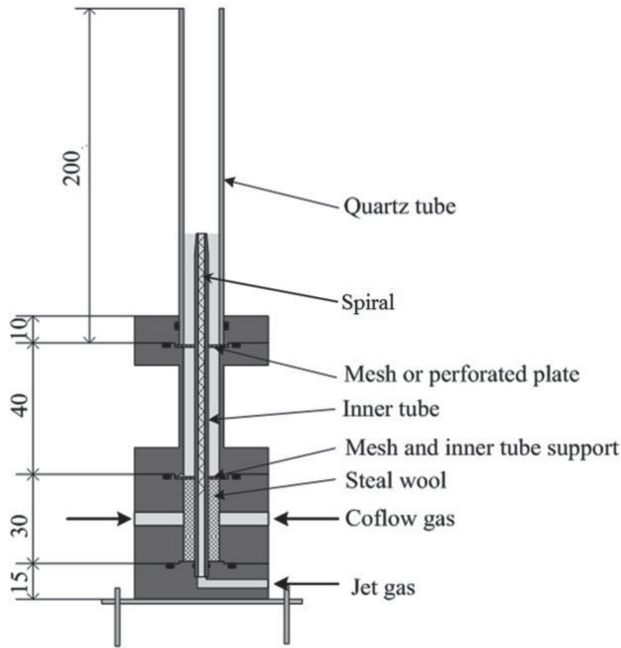


Fig. 1 Coaxial jet burner

いた。バーナリップ厚みは所定の厚みになるように3°のテーパを施している。噴流管長さは、管内乱流の助走区間長さ $25d_i \sim 40d_i$ を考慮し、154 mm とした。また、周囲流の流速分布を一樣にするため、バーナ底部にスチールウールおよびワイヤメッシュを、さらに、バーナリップ上流 50 mm の位置にワイヤメッシュを設置した。本研究では、噴流および周囲流の乱流強化を行うために、ステンレス製のスパイラルおよび多孔板をそれぞれ噴流、周囲流の流路に設置した。酸素噴流の乱流を強化するためのスパイラルの線径は噴流管 Type I には 0.5 mm のものを、噴流管 Type II には 0.2 mm のものをそれぞれ使用した。スパイラルのピッチおよび長さは、噴流管 Type I および Type II に対してともに、5 mm および 80 mm である。噴流管に挿入するスパイラルの上端位置は、バーナリップから上流 1 mm の位置とした。周囲流に乱流強化を行う多孔板は噴流管 Type I および Type II に対して、それぞれ厚み 1 mm、孔径 3 mm、孔ピッチ 4.5 mm のものを使用した。多孔板の開口率は噴流管 Type I で用いた多孔板は 0.403、噴流管 Type II で用いた多孔板は 0.418 である。多孔板はバーナリップより上流 50 mm の位置に設置した。

2.2. 乱流計測

2.1 節に示した多孔板およびスパイラルによって発生する乱流強化の効果を把握するため、噴流および周囲流に空気を用いた非燃焼場の乱流計測を実施した。噴流速および周囲流速はそれぞれ 12.0 m/s および 3.0 m/s である。乱流計測には、定温度型熱線風速計 (DANTEC, Streamline 90N10) を用い、熱線プローブには白金メッキされたタングステンミニチュアプローブ (DANTEC, 55P11) を用いた。熱

Table 1 Experimental conditions

Used jet tube	Jet tube type		Type I		Type II	
	Inner diameter	d_i [mm]	3.0		2.0	
	Lip thickness	t [mm]	0.5		0.1	
Pressure	P [MPa]	0.1	0.5	0.1	0.5	
Composition	Jet		O ₂			
	mol fraction	X_{j,O_2} [-]	1			
	Coflow		CH ₄ + N ₂			
	methane mol fraction	X_{c,CH_4} [-]	0.2 - 0.6			
Max. inlet velocity	Jet	U_j [m/s]	60	70	60	70
	Coflow	U_c [m/s]	6.0	4.7	6.0	3.6
Inlet temperature	Jet	T_j [K]	298			
	Coflow	T_c [K]	298			

線の径は 5 μ m、熱線の長さは 1.25 mm である。信号処理器からの電圧出力は、AD 変換器 (National Instruments, AT-MIO-16E-1) を用いて 300 kHz の離散化された流速データとして取得した。サンプリング期間は 5 秒間で、バーナリップからの高さ $h = 1$ mm における半径方向の平均流速および乱れ強さを計測した。

本研究では、噴流管 Type I に対して、噴流に乱流強化を行った場合 (以降、SP と称す) および周囲流に乱流強化を行った場合 (以降、PP と称す) について乱流計測を行い、乱流強化を行わない場合 (以降、NT と称す) との比較を行った。噴流管 Type II では、噴流管内径およびリップ厚みがプローブの熱線の長さに対して小さく、正確な局所平均流速および乱れ強さを計測できないと判断したため、実施していない。

2.3. 燃焼実験および流れの可視化実験

本研究では、高圧環境における乱流強化時の同軸酸素噴流拡散火炎の安定性を明らかにするため、最も基本的な火炎安定性の指標となる火炎リフトおよび吹き飛び限界を測定した。また、火炎安定特性を解明するため、火炎位置および火炎基部位置を取得した。リフト限界、吹き飛び限界の測定、および火炎位置、火炎基部位置の取得は、東北大学流体科学研究所の高圧燃焼反応流試験設備内にある内径 550 mm、内部高さ 1150 mm の連続燃焼用高圧容器に図 1 の同軸噴流バーナを設置して実施した。また、乱流強化時の火炎安定メカニズムを解明するため、非燃焼場における流跡線の観測を行った。流跡線の観測については、接写を可能にするため内径 150 mm、内部高さ 965 mm の小型高圧容器に設置して測定を実施した。

本研究の実験条件を表 1 に示す。実験条件、リフトおよび吹き飛び限界の測定方法、火炎位置および火炎基部位置の取得方法、および、流跡線の観測方法は前報[1]と同様である。

本研究では、表 1 に示す実験条件を SP および PP に対して実施し、NT との比較を行った。

3. 実験結果および考察

3.1. 乱流計測結果

図 2 に $P = 0.1$ MPa および 0.5 MPa において噴流管 Type I

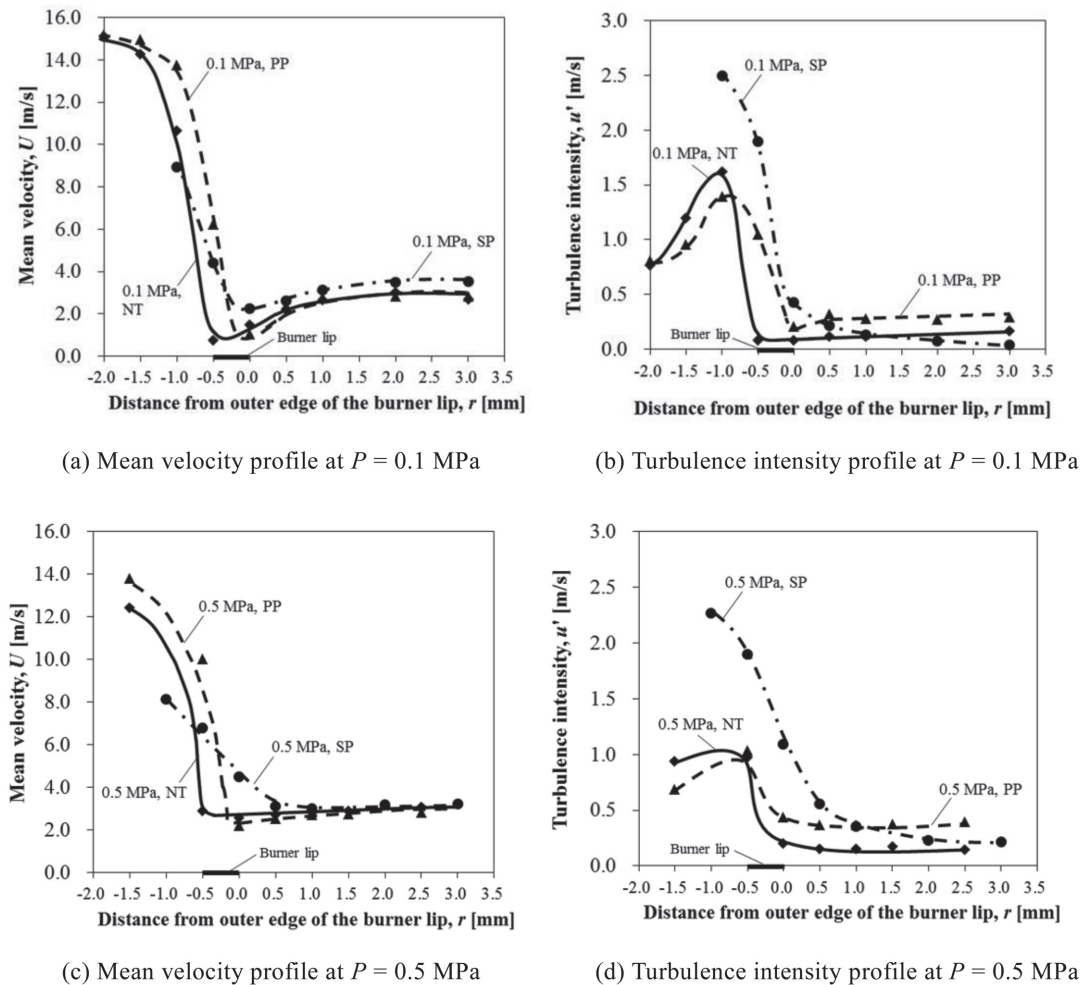


Fig.2 Turbulence measurement results for Type I under the conditions of $P = 0.1$ and 0.5 MPa, $U_j = 12.0$ m/s and $U_c = 3.0$ m/s near the burner lip, $h = 1.0$ mm.

を用いた噴流速 $U_j = 12.0$ m/s, 周囲流速 $U_c = 3.0$ m/s, バーナリップからの高さ $h = 1$ mm の平均流速 U および乱れ強さ u' を示す。図 2 において横軸はバーナリップ外縁を $r = 0$ としたときの半径方向位置を示している。

$P = 0.1$ MPa (図 2(a), (b)) において, 火炎基部が形成されると推測されるバーナリップ外縁 ($r = 0$) 付近に注目すると, NT および PP の平均流速 U に大きな違いは現れなかった。NT および PP の乱れ強さ u' は, 噴流管内壁近傍で発生した乱れの影響により, $r = -0.5$ mm 付近で増大している。PP については, 周囲流側 ($r > 0$) において乱れ強さ u' が他に比べて増大しており, 多孔板による乱流強化が確認された。

SP の平均流速 U の分布については, 周囲流 ($r > 0$) の U が NT や PP に比べてやや大きくなっていることから, 流速検定の誤差も無視できないがバーナリップ直上 ($-0.5 \leq r \leq 0$) の U は NT や PP よりも大きく, 計測面であるバーナリップから高さ $h = 1$ mm において, すでに乱流効果によって噴流に広がりが生じていることを示唆している。さらに乱れ強さ u' もバーナリップ直上で NT および PP に比べて大きく増大しており, スパイラル挿入による乱流強化が確認

できる。このことから, SP では噴流と周囲流の混合は, NT および PP よりも, バーナリップ外縁 ($r = 0$) 付近で促進されることが予想される。

$P = 0.5$ MPa (図 2(c), (d)) では, 平均流速 U および乱れ強さ u' の分布の様子は基本的に $P = 0.1$ MPa の場合と同様であるが, バーナリップ直上の平均流速 U は乱流強化の有無にかかわらず $P = 0.1$ MPa よりも増大している。また, 乱れ強さ u' も大きく, バーナリップ後流の構造に及ぼすレイノルズ数の効果と考えられ, 高圧環境では大気圧下に比べ分子拡散が低下する一方で, 乱流混合が促進され, 火炎基部の安定性に影響が現れることが予想される。

3.2. 乱流強化時の高圧同軸酸素噴流火炎の安定限界

図 3 に $P = 0.1$ MPa および 0.5 MPa の周囲流中のメタンモル分率 $X_{c, CH_4} = 0.2$ における同軸酸素噴流拡散火炎のリフトおよび吹き飛び限界 (火炎安定限界) を示す。実験パラメータは, 噴流速 U_j , 周囲流速 U_c , 周囲流中のメタンモル分率 X_{c, CH_4} , 乱流強化の有無 (NT, PP, および SP) および圧力 P である。PP および SP とともに周囲流中のメタンモル分率 X_{c, CH_4} の増大にともない火炎安定限界噴流速は増大し, 前

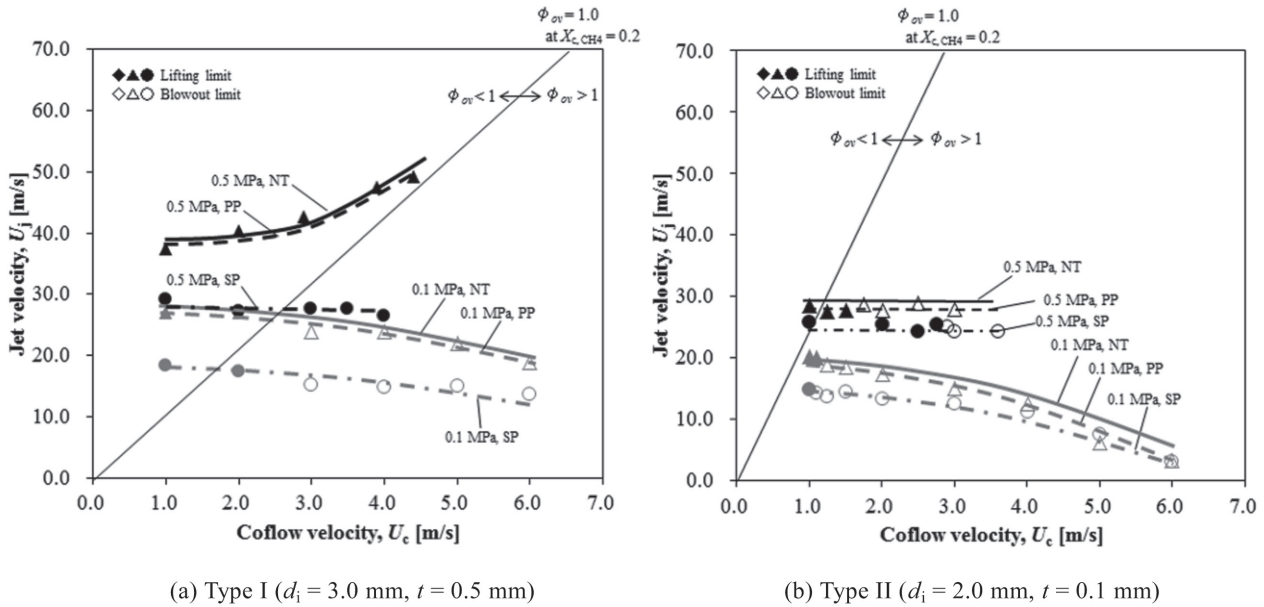


Fig.3 Flame lifting and blowout limit for the coaxial oxygen-jet diffusion flames under the conditions of $P = 0.1$ and 0.5 MPa, $X_{c, CH_4} = 0.2$ and various turbulence control conditions.

報[1]で示された NT と同様の傾向を示したため、ここでは $X_{c, CH_4} = 0.2$ の火炎安定限界に限定して述べる。図 3 において、黒塗り記号 (◆, ▲, ●) がリフト限界、白抜き記号 (◇, △, ○) が吹き飛び限界を示している。また、原点を通る実線は以下の式 (4) で示される総当量比 $\phi_{ov} = 1$ となる組成を示している。

$$\phi_{ov} = \frac{1}{(X_f/X_o)_{st}} \frac{A_c U_c X_c}{A_j U_j} \quad (4)$$

式 (4) において、 X_i は噴流および周囲流ガス成分 i のモル分率、 $(X_f/X_o)_{st}$ は量論組成における燃料と酸素のモル比、 A は断面積、 U は流速、添字 f, o, c, j はそれぞれ、燃料、酸素、周囲流、噴流を表している。

図 3 において、周囲流速 U_c を一定に保ち噴流速 U_j を増大させると火炎リフトが生じるが、データ点が白抜きで示された条件では、火炎リフトが生じると同時に吹き飛ばす。

はじめに、 $P = 0.1$ MPa に対する、リップ厚さの大きい噴流管 Type I におけるデータに着目すると (図 2 (a)), 乱流強化の有無にかかわらず周囲流速 U_c が増大すると、火炎リフト限界および吹き飛び限界の噴流速 U_j がわずかに減少した。このことは、前報[1]と同様、周囲流に空気を用いた同軸燃料噴流拡散火炎のリフト限界および吹き飛び限界の噴流速 U_j が周囲流速 U_c の影響を受け低下するとする Takahashi ら[9]の報告と傾向が一致している。乱流効果に着目すると、NT と PP の火炎リフト限界もしくは吹き飛び限界の噴流速 U_j はほとんど同じであった。これに対して、SP では、NT および PP と比較して大きく減少した。また、乱流強化の有無にかかわらず、おおむね総当量比 $\phi_{ov} < 1$ で火炎リフトが生じ、 $\phi_{ov} > 1$ において火炎吹き飛びが見られた。

次に、 $P = 0.5$ MPa の場合、リフト限界および吹き飛び限界の噴流速 U_j は $P = 0.1$ MPa と比較して増大している。乱流強化に着目すると、NT および PP のリフト限界の噴流速 U_j はほとんど変わらなかった。また、PP は NT と同様、リフト限界の噴流速 U_j は周囲流速 U_c の増大とともに増大する傾向が現れた。本研究では、特に高圧実験において供給可能なガス量の限界から、総当量比 $\phi_{ov} > 1$ となる流速条件での火炎リフトおよび吹き飛びを測定できなかった。これに対し、SP では、リフト限界の噴流速 U_j は大きく低下し、さらに、周囲流速 U_c の影響を受けず一定の噴流速 U_j で火炎リフトが発生している。また、リフト限界の噴流速 U_j の低下と同時に、総当量比 $\phi_{ov} > 1$ となる流速条件で火炎リフトが発生している。

図 3(b) にバーナリップの薄い ($t = 0.1$ mm) 噴流管 Type II を用いた場合の火炎安定限界を示す。噴流管 Type II は噴流管 Type I よりも管径が小さいため低流量で高速噴流を得ることが可能である。このため、総当量比 $\phi_{ov} > 1$ の組成まで実験が可能になった。

$P = 0.1$ MPa において、リフト限界および吹き飛び限界の噴流速 U_j は、噴流管 Type I と同様に、周囲流速 U_c の増大とともに減少傾向にあり、乱流強化の有無にかかわらず、噴流管 Type I と比較して減少した。また、概ね総当量比 $\phi_{ov} > 1$ の組成において火炎吹き飛びが発生することは噴流管 Type I を用いた場合と同様である。乱流強化に着目すると、SP における火炎リフトおよび吹き飛びが発生する噴流速は NT と比較して低下している。噴流管 Type II を用いた場合、NT と比較したときの SP の低流量は Type I よりも小さい。噴流管内径減少およびスパイラル線径減少にともなう噴流の乱れおよび乱流スケールの減少が火炎安定限界噴流速に影響を与えているものと思われる。非常に興味深い

現象として, PP において周囲流速 U_c の増大にともない吹き飛び限界の噴流速 U_j は SP に近づいていることである. 大気圧下においてバーナリップが薄い噴流管を用いた場合, 周囲流の乱れも火炎安定限界に大きく影響を与えていることが示唆される.

$P = 0.5$ MPa に対する噴流管 Type II を用いた場合, 噴流管 Type I と同様に, 圧力の増大とともにリフト限界および吹き飛び限界の噴流速 U_j は増大した. PP は NT とほぼ同じであったが, 噴流管 Type I に見られたような周囲流速 U_c の増大とともにリフト限界および吹き飛び限界の噴流速 U_j が増大する様子は見られなかった. 一方で, SP は NT および PP と比較して低下した. 低下量については, 噴流管 Type I を用いたときよりも小さい. 噴流管 Type I と同様に, SP では火炎リフトが発生する噴流速 U_j の低下にともない総当量比 $\phi_{ov} > 1$ における組成で火炎リフトが見られた. 噴流管の種類にかかわらず SP におけるこのような傾向は, 高圧, 高総当量比条件下で運転されるオートサーマル改質炉に対して非常に望ましい結果であると言える.

3.3. 乱流強化時の高圧酸素噴流拡散火炎の火炎位置および火炎基部位置の変化

図 3 に示された同軸酸素噴流拡散火炎のリフト限界および吹き飛び限界の噴流速 U_j の圧力および乱流効果に関するメカニズムを明らかにするため, 火炎位置と火炎基部位置の変化を調べた.

図 4 および図 5 に $P = 0.1$ MPa および 0.5 MPa に対する乱流強化を行った場合の周囲流中のメタンモル分率 $X_{c, CH_4} = 0.2$ における火炎位置を示す. 前報[1]では, NT において周囲流中のメタンモル分率 X_{c, CH_4} の増大にともない火炎は噴流側に形成されることを報告した. 周囲流中のメタンモル分率 X_{c, CH_4} の増大にともなう火炎位置の変化は, PP および SP においても同様の傾向であったため, ここでは圧力および乱流効果に着目し $X_{c, CH_4} = 0.2$ の火炎位置についてのみ述べる. 流速条件は噴流速 $U_j = 12.0$ m/s, 周囲流速 $U_c = 2.0$ m/s で, 総当量比 $\phi_{ov} > 1$ となる組成である. 座標軸はバーナリップ外縁を原点とし, 噴流管半径方向を r , 高さ方向を h としている. 火炎位置は前報[1]と同様に CH ラジカル発光の強度分布から求めており, 噴流管中心軸に対し左右火炎位置の算術平均である. 各条件における h が最小となるプロットが火炎基部位置に相当する.

$P = 0.1$ MPa において, 噴流管 Type I と Type II を比較すると (図 4(a) および (b)), 噴流管 Type II を用いて形成される火炎は, 乱流強化の有無にかかわらずバーナリップ外縁より大きく周囲流側に位置している. このことは, 前報[1]と同様, 噴流管径減少にともなうレイノルズ数減少および拡散流速増大に起因し, マイクロフレームにおける火炎位置形成[10-13]と同様のメカニズムである. また, 乱流効果に着目すると, Type I および Type II ともに PP の火炎位置は NT とほとんど変わらないのに対し, SP は大きく周囲流側に位置している. これは, 3.1. 節で述べた乱流計測結果

(図 2(a)) から, 噴流管にスパイラルを挿入した SP は, バーナリップ直上 ($-0.5 < r < 0$) の乱れ強さが NT および PP と比べて増大しており, より周囲流側で噴流と周囲流の混合が促進されるためと考えられる. $P = 0.1$ MPa では, 火炎が周囲流側に位置するほど火炎基部位置はバーナリップから上方に離れている. 特に, 火炎が明確に周囲流中に位置している噴流管 Type II では顕著である. このことから, $P = 0.1$ MPa において, 火炎基部のバーナリップからの高さは周囲流の影響が大きいと推測される. また, 噴流管 Type I では, Type II と比較して, 火炎基部はバーナリップに近づいているため, 周囲流の影響が小さい. このため, 周囲流速 U_c の増大にともなうリフト限界および吹き飛び限界の噴流速 U_j の減少量は噴流管 Type II に比べて小さくなる.

これに対して, $P = 0.5$ MPa における火炎位置 (図 5(a) および (b)) を見ると, $P = 0.1$ MPa に比べてバーナリップ上面直上に位置し, 火炎の下流への広がりが減少している. この原因として, バーナ軸方向の流れの特性時間が $P = 0.1$ MPa の場合に等しいのに対し, 動粘性係数および物質拡散係数は圧力に逆比例するため, 速度境界層および濃度境界層の発達が遅く, 下流への火炎の広がりが小さくなったことが考えられる. また, 高圧環境下における乱流強化を行った火炎位置の特徴として, SP における火炎基部が NT および PP よりもバーナリップに接近していることが挙げられ, $P = 0.1$ MPa とは逆の傾向を示した.

図 6(a) および (b) に, それぞれ噴流管 Type I および Type II において, 周囲流中のメタンモル分率 X_{c, CH_4} を変化させたときの火炎基部位置の変化および圧力の影響を示す. 火炎位置と同様に火炎基部位置も左右火炎基部位置の算術平均である. また, 流速条件は噴流速 $U_j = 12.0$ m/s, 周囲流速 $U_c = 2.0$ m/s である.

$P = 0.1$ MPa において, 乱流強化の有無にかかわらず噴流管 Type I および Type II ともに周囲流中のメタンモル分率 X_{c, CH_4} が減少すると火炎基部位置は半径外側方向およびバーナリップから離れる方向に移動する. NT におけるこのような傾向が現れる理由は, 前報[1]にて報告済みであるが, 乱流強化を行った場合においても同様のことが言えよう.

これに対して $P = 0.5$ MPa において, 火炎基部位置は周囲流中のメタンモル分率 X_{c, CH_4} によってほとんど移動せずバーナリップ中心直上にある. 乱流効果に着目すると, $P = 0.1$ MPa と同様に, PP と NT の火炎基部位置にほとんど変化はない. 一方で, SP は明らかに噴流管中心側に位置し, かつ, バーナリップに接近しており, $P = 0.1$ MPa と逆の傾向を示していることが明確に分かる. このように, 高圧環境下の火炎基部位置が乱流強化によって大気圧下と逆転することは非常に興味深い現象と言える.

図 7(a) および (b) にそれぞれ噴流管 Type I および Type II において噴流速 U_j を変化させたときの火炎基部位置の変化および圧力の影響を示す. これらの図には特徴的な圧力の影響が現れている. $P = 0.1$ MPa では乱流強化の有無にか

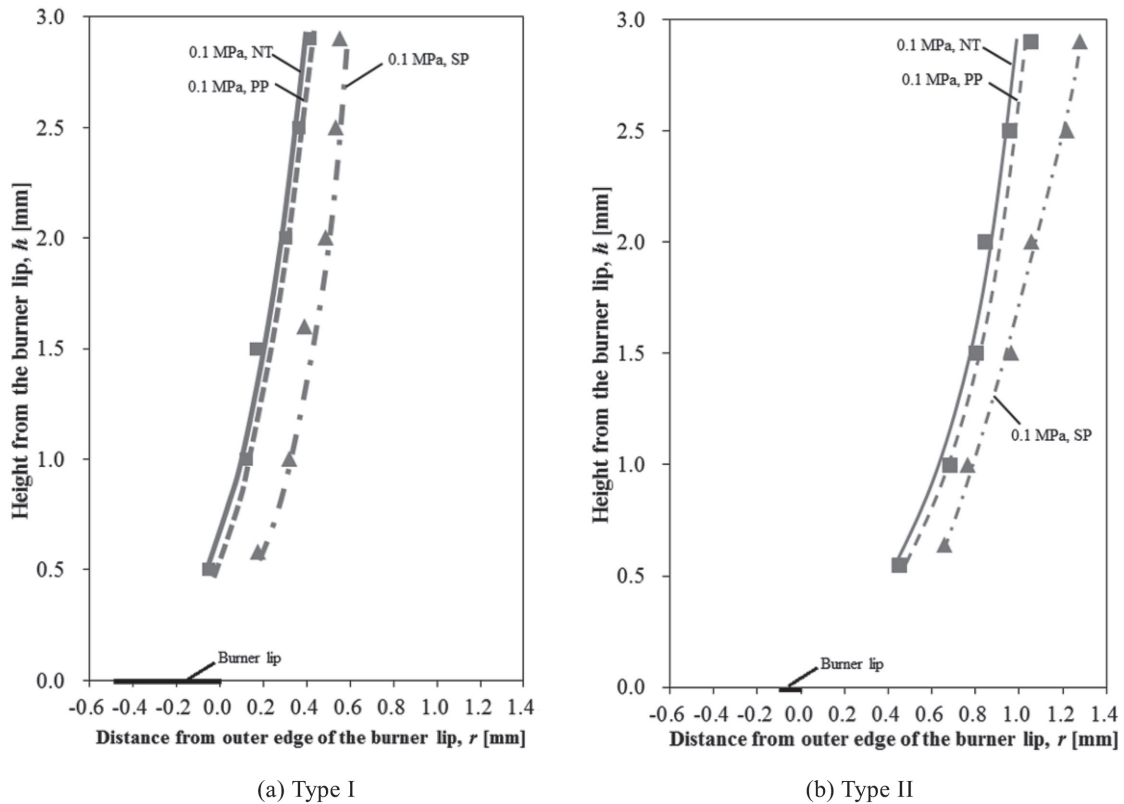


Fig.4 Flame position for the coaxial oxygen-jet diffusion flames under the conditions of $P = 0.1$ MPa, $U_j = 12.0$ m/s and $U_c = 2.0$ m/s.

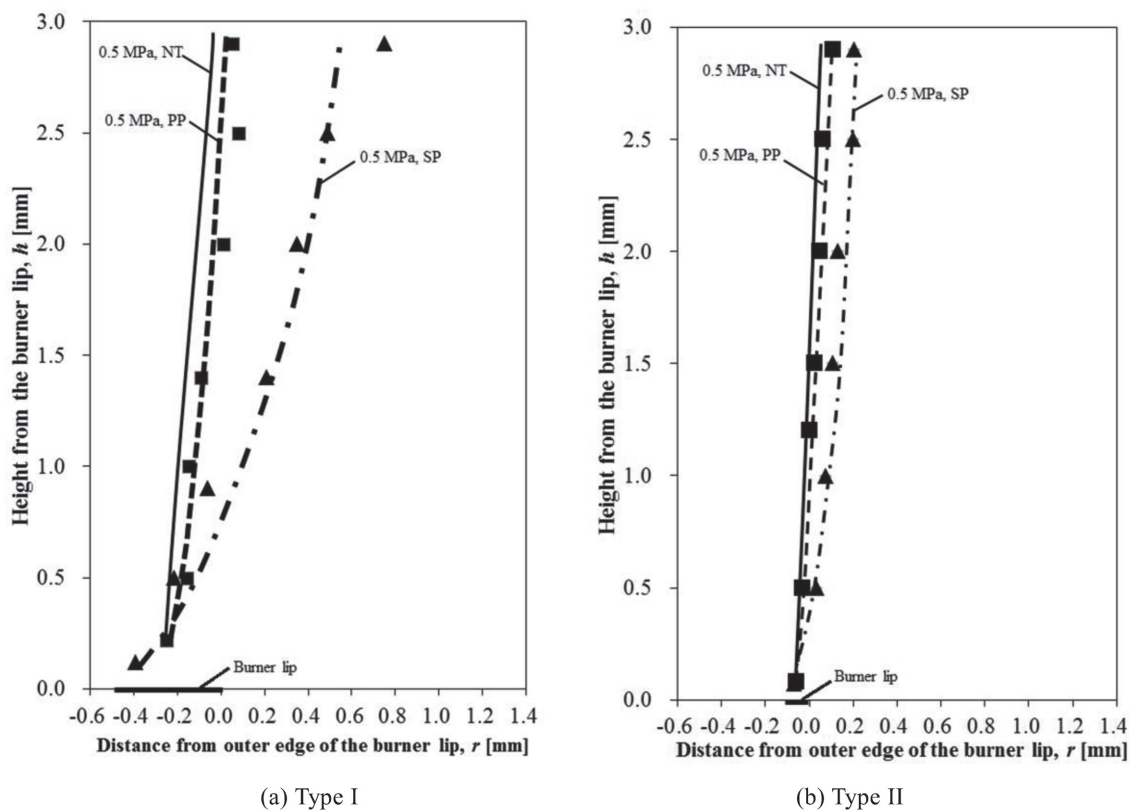


Fig.5 Flame position for the coaxial oxygen-jet diffusion flames under the conditions of $P = 0.5$ MPa, $U_j = 12.0$ m/s and $U_c = 2.0$ m/s.

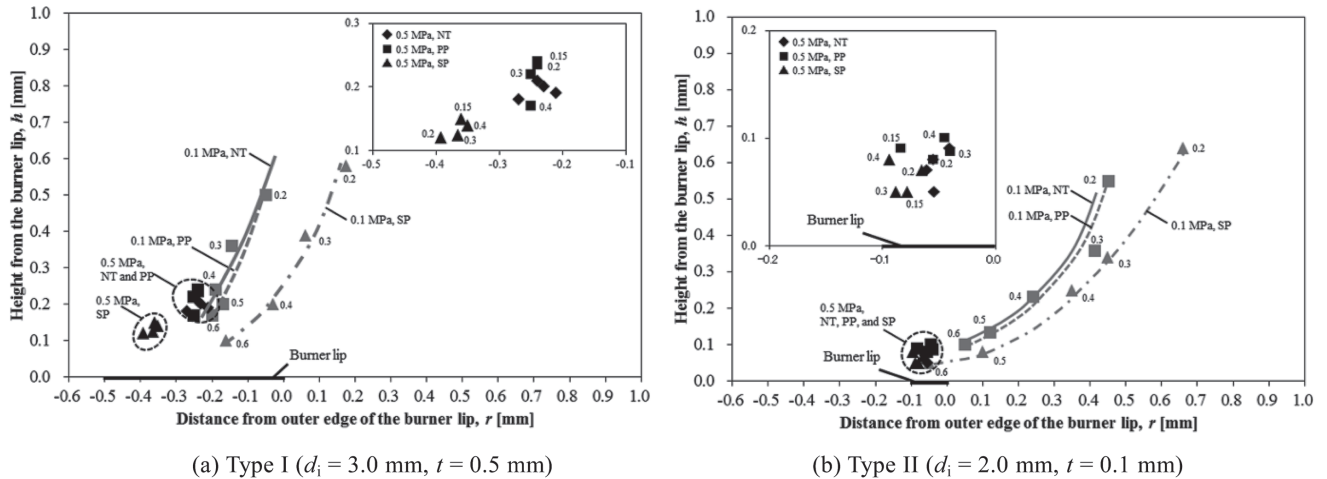


Fig. 6 Flame base position varying with X_{c,CH_4} for the coaxial oxygen-jet diffusion flames under the conditions of $U_j = 12.0$ m/s, $U_c = 2.0$ m/s and $P = 0.1$ and 0.5 MPa. The digits near the plots represent methane mole fraction in co-flow, X_{c,CH_4} . The expanded scales of plots surrounded by the dashed circles (the results at $P = 0.5$ MPa) are shown in each figures.

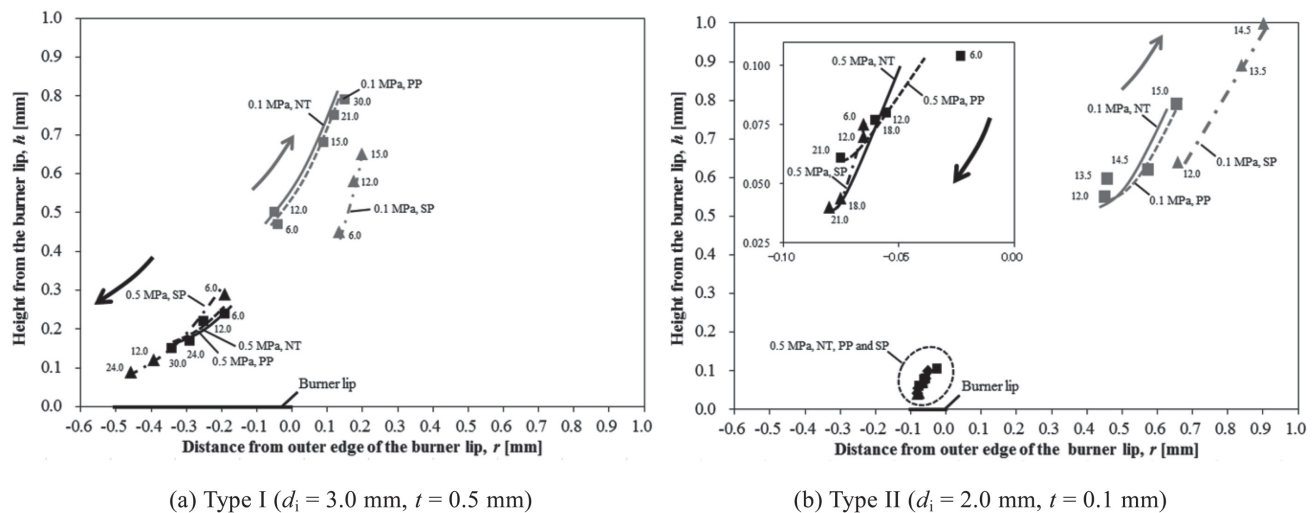


Fig. 7 Flame base position varying with U_j for the coaxial oxygen-jet diffusion flames under the conditions of $X_{c,CH_4} = 0.2$, $U_c = 2.0$ m/s and $P = 0.1$ and 0.5 MPa. The digits near the plots represent jet velocity, U_j . The expanded scales of plots surrounded by the dashed circles (the results at $P = 0.5$ MPa) are shown in (b) Type II ($d_i = 2.0$ mm, $t = 0.1$ mm).

かわらず噴流速 U_j の増大にともない、火炎基部は半径方向および高さ方向ともにバーナリップから離れていく。NTにおける噴流速 U_j の増大にともなう火炎基部高さの増大は、前報[1]にて報告済みであるが、PPおよびSPにおいても同様の傾向が表れた。

これに対して、 $P = 0.5$ MPaでは噴流速 U_j の増大にともない、火炎基部は中心軸方向かつバーナリップに接近していく。火炎リフトおよび吹き飛びの際には、火炎基部はバーナリップから離れて行かなければならないであろう。このため、高圧環境下では、噴流速 U_j を増大させると火炎基部は、一旦バーナリップに接近し、後に離れて行くメカニズムが存在していると考えられる。これらの結果として、図 3(a) および (b) に示すように、高圧環境下では火炎安定限界噴流速が増大すると考えられる。乱流効果に着目すると、火炎基部位置がバーナリップに接近する過程は NT お

よび PP に大きな差は見られなかった。一方で、SP は NT および PP と比較してバーナリップにより接近しており、高圧環境下特有の火炎安定メカニズムが存在していると考えられる。

前報[1]では、非燃焼場における流跡線を撮影することによって、高圧環境下における火炎安定メカニズムがリップ直上に形成される再循環渦に支配されることを示した。次節では、本研究における乱流強化された同軸噴流拡散火炎についても非燃焼場における流跡線撮影を実施し、火炎安定メカニズムを考察する。

3.4. バーナリップ近傍の流れ構造におよぼす乱流強化および圧力の影響

図 8 に噴流管 Type I におけるバーナリップ近傍の流跡線撮影写真を示す。周囲流中に混入させたシーディング粒子

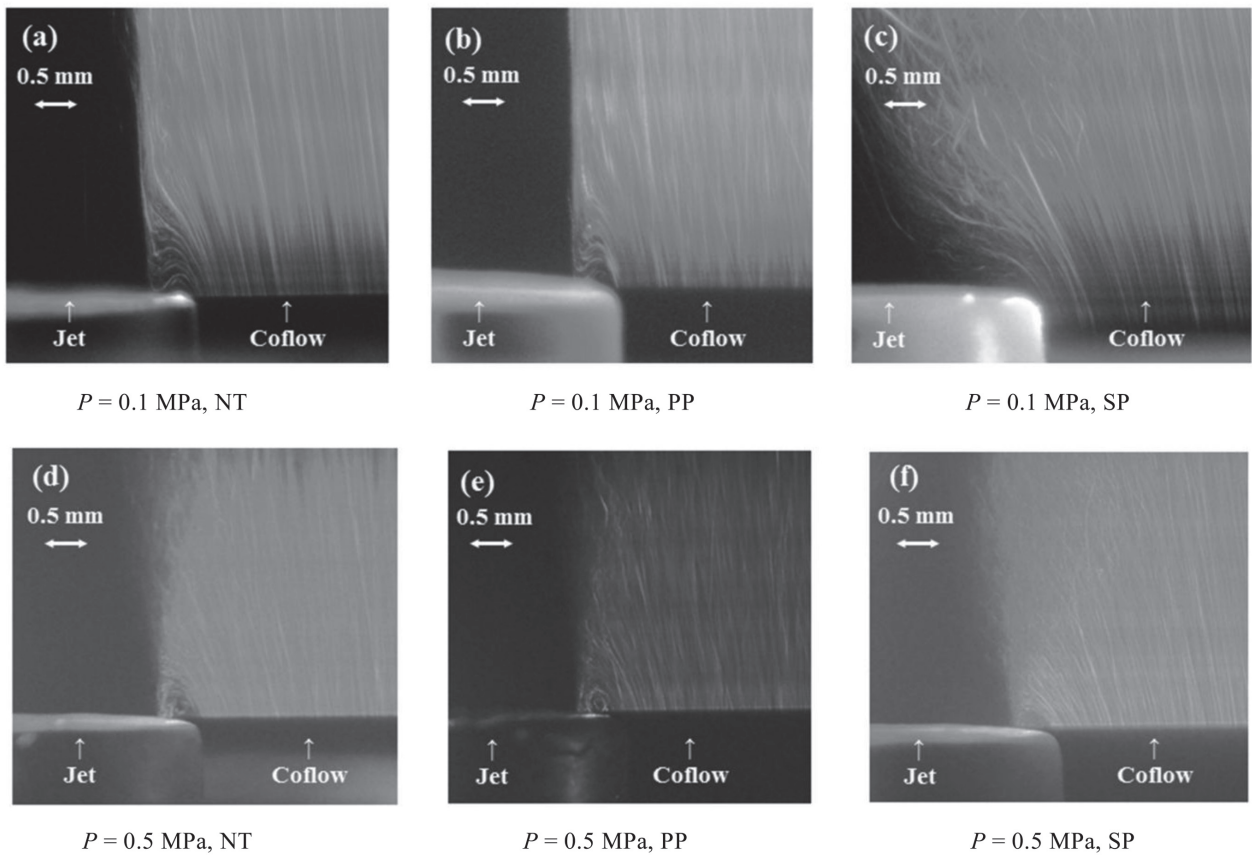


Fig.8 Stream line near the burner lip at $U_j = 12.0 \text{ m/s}$ and $U_c = 2.0 \text{ m/s}$ for Type I.

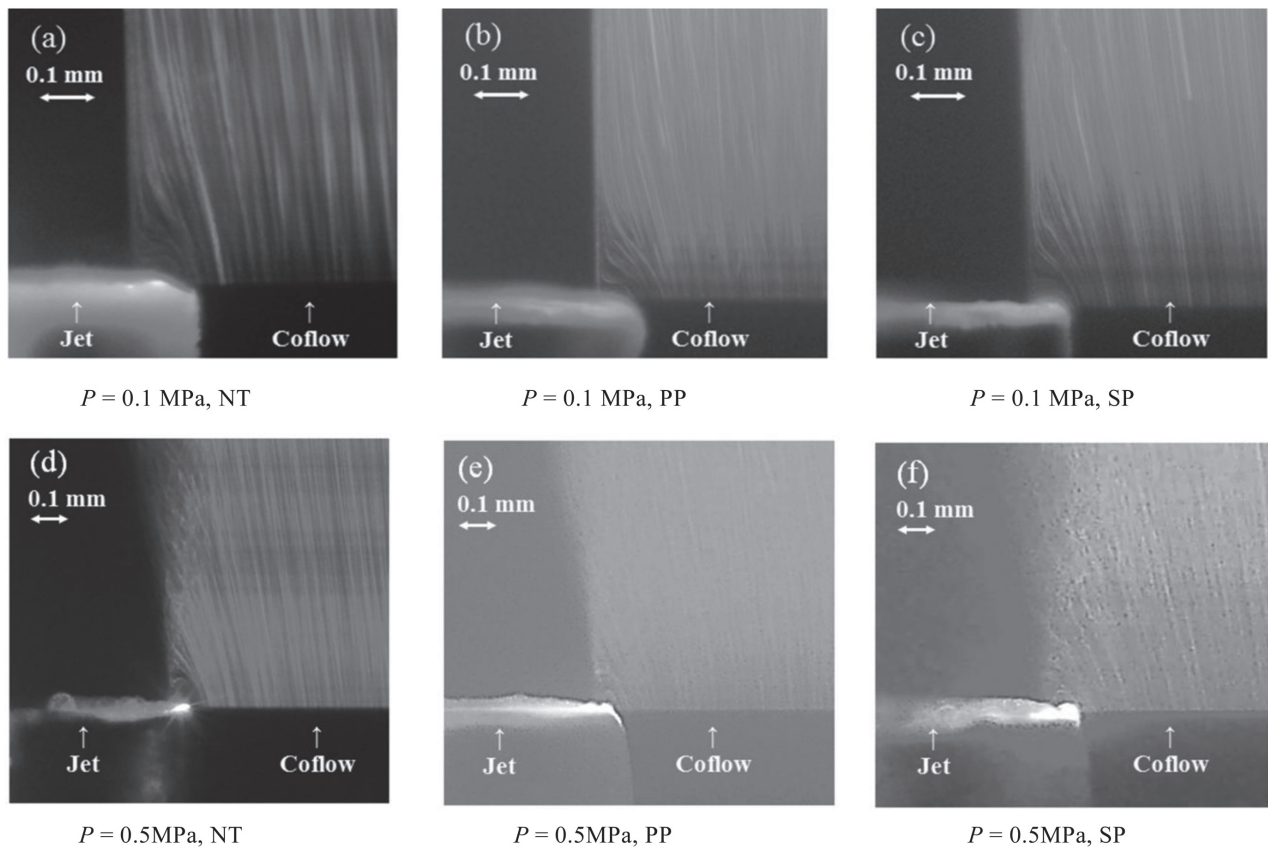


Fig.9 Stream line near the burner lip at $U_j = 12.0 \text{ m/s}$ and $U_c = 2.0 \text{ m/s}$ for Type II.

(SiO₂) の平均粒子径は 1 μm , 撮影に用いたデジタル CMOS カメラ (Nikon D7000) の露光時間は 1/20 - 1/50 s である. 噴流速 U_j は図 4, 図 5 および図 6 に等しく, 噴流速 $U_j = 12.0 \text{ m/s}$, 周囲流速 $U_c = 2.0 \text{ m/s}$ である. 圧力は $P = 0.1 \text{ MPa}$ および 0.5 MPa で, 左に NT, 中央に PP, 右に SP を示している. NT の流跡線写真は前報[1]で示されたものと同じ写真であるが, 比較のために再度掲載した. $P = 0.1 \text{ MPa}$ において, 微小ではあるが, NT および PP でバーナリップ直上に再循環渦が見られた (図 8(a), (b)). SP (図 8(c)) においては, NT および PP と比べて周囲流の流跡線は大きく噴流側に屈曲しており, 乱流計測結果 (図 2(a), (b)) から示された噴流の広がりとおわせれば, 噴流と周囲流の混合層の幅が増大し, 乱流混合が促進されている様子が分かる. 但し, SP では再循環渦は見られず, 再循環渦形成による噴流と周囲流の予混合化促進効果はないものと考えられる.

一方, $P = 0.5 \text{ MPa}$ では, 再循環渦がバーナリップ直上に明確に観測された (図 8(d), (e), (f)). また, $P = 0.5 \text{ MPa}$ では, 周囲流と噴流のせん断層付近で流れが乱れている様子がわかる. これは圧力増大によって噴流のレイノルズ数が増大したためであると考えられ, 再循環域の形成と相まって, 火炎基部に予混合気を形成させやすい条件となっているといえる.

図 9 に噴流管 Type II の流跡線を示す. シーディング粒子の平均粒子径および撮影に用いたデジタル CMOS カメラの露光時間は Type I と同様である. 流速条件は図 8 と同様である. $P = 0.1 \text{ MPa}$ では, バーナリップ厚みが $t = 0.1 \text{ mm}$ と薄いため, 噴流管 Type I に比較して流跡線の屈曲は小さくなく, 乱流強化の有無にかかわらず再循環渦の形成は見られなかった (図 9(a), (b), (c)). 一方, $P = 0.5 \text{ MPa}$ では, 写真からは必ずしも明確には見えないものの, このような薄いバーナリップにおいても再循環渦が見られた (図 9(d), (e), (f)).

ここで, 再循環渦のスケールを定量化して示すことを試みる. 撮影された画像を拡大して調べると, 流跡線の屈曲と再循環渦の違いを詳しく見ることができる[1]. 再循環渦は真円ではないので, 本研究では再循環渦の上下方向の大きさを特性渦スケールとして, 噴流速 U_j および周囲流速 U_c の影響を調べた.

図 10 および図 11 に, 再循環渦の特性渦スケール h_r と噴流速 U_j および周囲流速 U_c との関係を示す. 流速条件は図 10 が周囲流速 $U_c = 2.0 \text{ m/s}$, 図 11 が噴流速 $U_j = 12.0 \text{ m/s}$ である. また, 特性渦スケール h_r がゼロである点は再循環渦が形成されなかった条件である. $P = 0.5 \text{ MPa}$ では, $P = 0.1 \text{ MPa}$ と比較して再循環渦の形成される流速範囲が広く, かつ, 特性渦スケール h_r が増大している. 乱流効果に着目すると, $P = 0.1 \text{ MPa}$ および 0.5 MPa に対する NT および PP における特性渦スケールはほとんど差が見られなかった. 一方で, SP は NT および PP と比較して大きく低下していることが明らかで, 噴流管に挿入したスパイラルの効果と考えられる.

次に, 火炎基部位置と特性渦スケールの大きさが火炎安定メカニズムに与える影響について考察する. 図 10 に示されるように, 噴流管 Type I の $P = 0.1 \text{ MPa}$ における特性渦スケールは NT および PP とともに 0.1 mm 以下であり, SP においては, 実験を行った流速条件に対して再循環渦の形成は見られなかった. 再循環渦の特性渦スケールと図 6(a) および (b) と比較すると, 火炎基部は再循環渦の下流 (上方) に位置していることが分かる. また, 噴流管 Type II においては乱流強化の有無にかかわらず再循環渦は観測されなかった. よって, $P = 0.1 \text{ MPa}$ における乱流強化時の火炎安定メカニズムについても, 乱流強化の有無にかかわらず前報[1]と同様に局所流速と拡散混合した未燃ガスの局所燃焼速度との釣り合いによるものと考えられる. この場合, 図 3 に見られるように周囲流速 U_c が増大すると火炎安定限界噴流速が減少することも傾向が一致する. また, 大気圧下に対する SP における火炎安定限界噴流速の低下は, 火炎基部が形成されるバーナリップ近傍の平均流速 U が NT および PP よりも増大していることが要因である (図 2).

一方, $P = 0.5 \text{ MPa}$ に対する NT および PP における噴流管 Type I の特性渦スケールは $P = 0.1 \text{ MPa}$ と比較して約 10 倍大きい. しかし, SP においては, NT および PP の特性渦スケールのおおよそ半分である. 図 4(a) および図 5(a) に示された火炎基部位置と比較すると, $U_j = 12.0 \text{ m/s}$ において火炎基部は再循環渦の中にあり, 噴流管 Type II の特性渦スケールと比較しても, 図 6(b) および図 7(b) に示された $P = 0.5 \text{ MPa}$ における火炎基部は, 再循環渦の内部かごく近傍にあると考えてよい. したがって, 高圧環境下に対する乱流強化時の火炎安定限界噴流速の増大もまた, バーナリップ直上に形成される再循環渦が噴流と周囲流との混合を促進し, 火炎基部を強化することに起因すると考えられる. 再循環渦の形成とその特性渦スケールの観点から, 圧力の増大は, 動粘性係数の減少によって, 大気圧下においてリップ厚さを厚くすることと同等の効果をもたらしていることは前報[1]でも報告しているが, 乱流強化時に対しても同様のことが言えよう.

高圧環境下 ($P = 0.5 \text{ MPa}$) での SP においては, バーナリップ近傍の乱れ強さの増大 (図 2) による乱流混合促進によって, 火炎は NT および PP と比べてバーナリップにより接近した位置で火炎が安定 (図 7) し, 火炎基部を強化する. しかしながら, 噴流管へのスパイラルの挿入は, 火炎安定化に重要な役割を果たす再循環渦の特性スケールの大きさを減少させる効果がある (図 9, 10, 11) ため, NT および PP に比べて火炎安定限界噴流速は低下すると考えられる.

図 3(a) に示したように, $P = 0.5 \text{ MPa}$ での噴流管 Type I における NT および PP は, 周囲流速 U_c の増大にともない火炎安定限界の噴流速は増大した. 一方で, 噴流管 Type I における SP および噴流管 Type II では火炎安定限界噴流速は概ね一定であった. これも, 再循環渦スケールが関係していると推測されるため, 再循環渦スケールの大きさと周

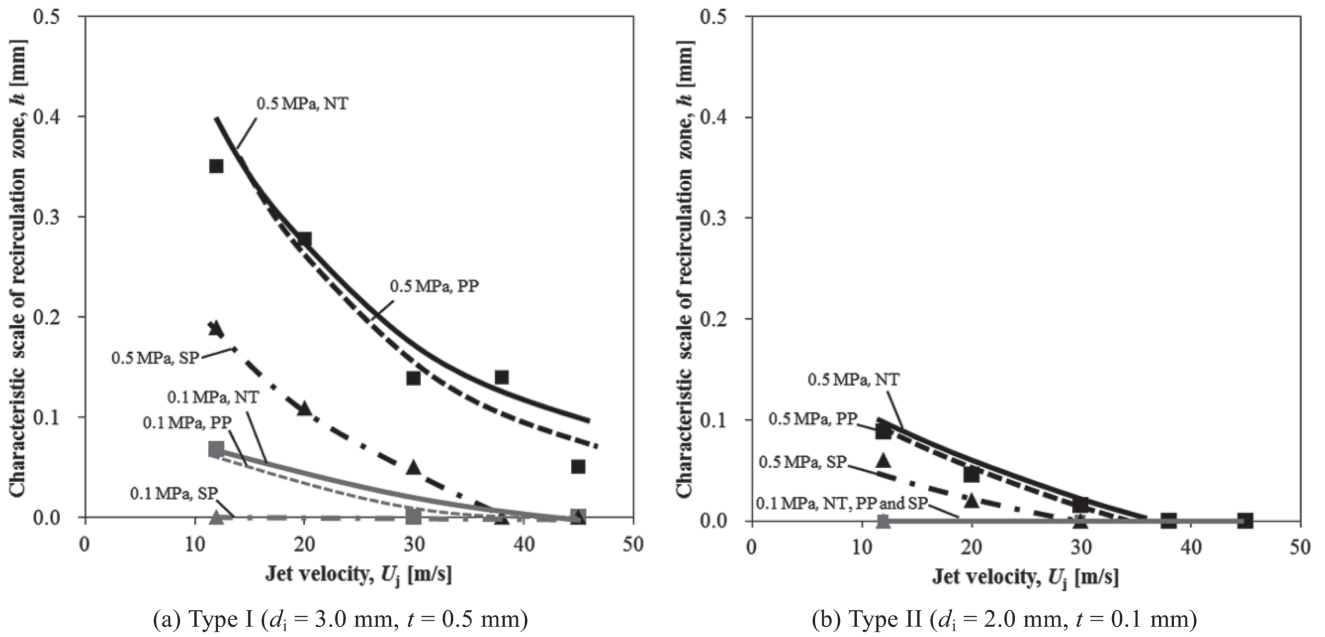


Fig.10 Characteristic scale of recirculation zone varying with U_j at $U_c = 2.0 \text{ m/s}$.

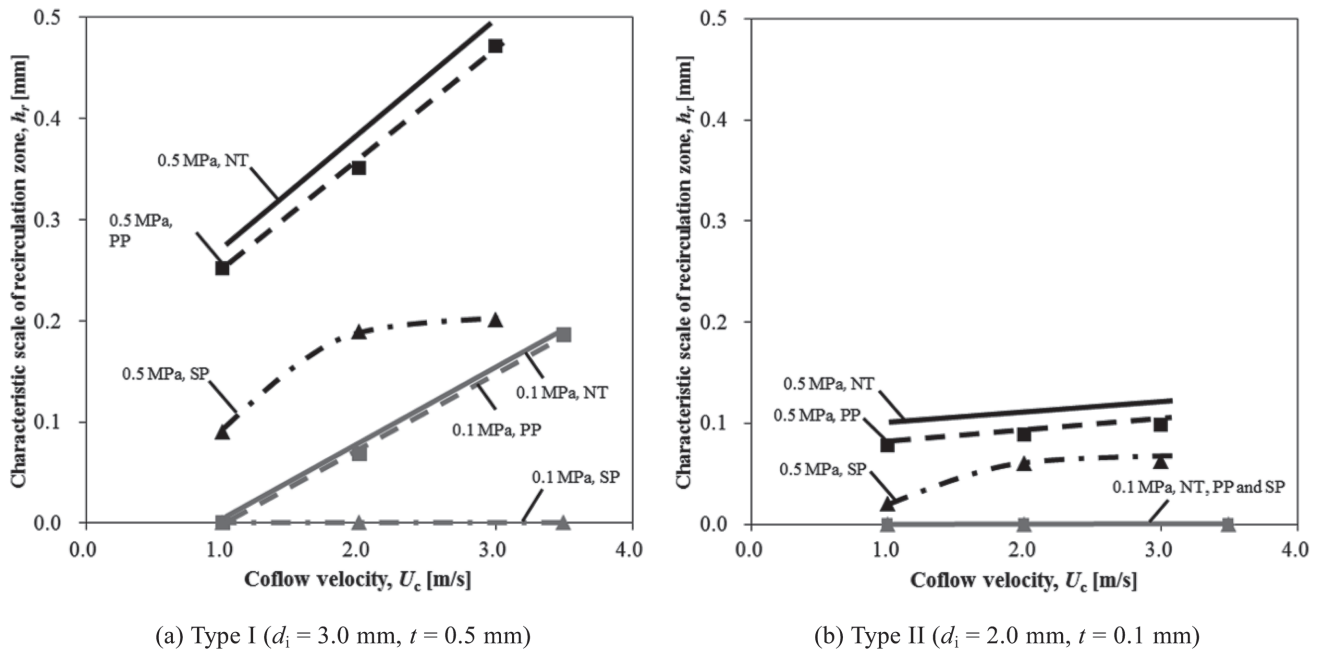


Fig.11 Characteristic scale of recirculation zone varying with U_c at $U_j = 12.0 \text{ m/s}$.

周囲流速との関係を測定した結果を図11に示す。図11(a)において、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ に対する噴流管 Type I における NT および PP では、周囲流速 U_c の増大とともに再循環渦の特性スケールは線形的に増大している。一方で、SP において周囲流速 U_c を増大させると一定の特性渦スケールの値に漸近するような傾向を示した。図3(a)に示す $P = 0.5 \text{ MPa}$ に対して噴流管 Type I を用いた場合、PP において周囲流速 U_c の増大とともに火炎安定限界の噴流速が増大すること、および SP において火炎安定限界噴流速が一定になる

ことが理解できる。

また、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ に対して噴流管 Type II を用いた場合、周囲流速 U_c の増大ともなう再循環渦の特性渦スケールの増大は噴流管 Type I と同様に見られた(図11(a))。但し、その増加量は NT, PP および SP とともに噴流管 Type I に比べて小さい(図11(b))。したがって、図3(b)に示すように、 $P = 0.5 \text{ MPa}$ に対して噴流管 Type II を用いた場合、火炎安定限界噴流速は一定になるものと考えられる。特に SP に対して、スパイラルには再循環渦の消滅、もしくは、特性渦

スケールの減少効果があることは先にも述べたが, バーナリップ厚みの小さい Type II では, 噴流管 Type I と比べてその減少効果が小さいことが分かる. このため, 図 3 (b) に示すように, $P = 0.5$ MPa に対して噴流管 Type II を用いた場合, SP の火炎安定限界噴流速の NT および PP に対する低下量は噴流管 Type I に比べて小さくなる. 以上のように, $P = 0.5$ MPa における再循環渦の流体力学的効果は火炎安定限界の噴流速を決定する重要な支配因子となることが分かった.

実用オートサーマル改質炉においては, 純酸素噴流管の熱損傷を避けるために, 高圧, 高当量比条件下における火炎リフトが必要となる. 図 3 から分かるように高圧環境下では大気圧下と比較して純酸素噴流拡散火炎のリフトおよび吹き飛び噴流速は非常に大きくなる. また, 高圧環境下における火炎安定メカニズムはバーナリップ直上に形成される再循環渦によって支配されることが分かった. 高圧環境下における SP の火炎安定性は, バーナリップ近傍の乱れ強さの増大によって, 噴流と周囲流の乱流混合が促進され, 火炎付着時は NT および PP と比べてよりバーナリップに接近した位置で安定する (図 7). このため, 酸素噴流管の熱損傷を促進してしまう可能性がある. 一方で, 噴流管へのスパイラルの挿入は高圧環境下において火炎基部強化に重要な役割を果たす再循環渦の特性渦スケールを減少, もしくは, 消滅させる効果があることが分かった (図 9, 10, 11). このため, 図 3 より火炎安定限界の噴流速は低下し, 高圧環境下においても高当量比条件下で火炎リフトを発生させることが可能になった. したがって, 実運転においては, バーナリップに火炎を極力付着させずに, 火炎リフトの状態を保つことによって酸素噴流管の熱損傷を避けることが可能になると考えられる.

4. 結言

二種類の同軸噴流バーナの噴流および周囲流の乱流強化を行い, 高圧環境における純酸素噴流拡散火炎の安定限界噴流速の測定, 火炎位置および火炎基部位置の測定, バーナリップ近傍の流跡線の観測を行い, 高圧環境における乱流強化が同軸酸素噴流拡散火炎の安定性に与える影響を調べた. これらの計測結果と乱流強化を行っていない場合とを比較し, 純酸素噴流拡散火炎の安定限界の特徴と火炎安定メカニズムについて考察を行った. 本研究で得られた知見は以下のとおりである.

1. 周囲流に多孔板を挿入し乱流強化を行った場合, 火炎安定限界の噴流速は, 大気圧下におけるリップ厚みが小さく周囲流速が大きい場合を除き, 乱流強化を行わない場合とほとんど同じであった. また, 本実験範囲において, 火炎位置, 火炎基部位置および再循環渦の特性スケールの大きさもまた, 乱流強化を行わない場合とほぼ同じ結果を得た. 大気圧および高圧環境下において, 周囲流に乱流強化を行った場合における火炎安定メカニズムにお

よぼす影響は小さい.

2. 噴流にスパイラルを挿入し噴流の乱流強化を行った場合, リップ近傍での乱れ強さは乱流強化を行わない場合および周囲流の乱流を強化した場合に比べて増大した. 高圧環境下におけるスパイラルの挿入は, 噴流と周囲流の混合を促進し, 火炎基部が乱流強化行わない場合および周囲流の乱流を強化した場合と比べてよりバーナリップに接近する原因となる.
3. 噴流にスパイラルを挿入し噴流の乱流強化を行った場合における流跡線観測より, 噴流の乱流強化には高圧環境下において火炎リフトおよび吹き飛びに重要な役割を果たすリップ直上に形成される再循環渦の消滅, もしくは, 特性渦スケールを減少させる効果があり, 火炎安定限界噴流速の顕著な低下をもたらすことが分かった.

References

1. Kumagami, M., Kato, H., Shirakawa, S., Okuyama, M., Suzuki, T., Ogami, Y., and Kobayashi, H., *Journal of the Combustion Society of Japan*, (in press).
2. Broadwell, E., J., Dahm, A., J., W., and Mungal, G., M., *Proc. Combust. Inst.* 20: 303-310 (1984).
3. Miake-lye, C., R., and Hammer, A., J., *Proc. Combust. Inst.* 22: 817-824 (1988).
4. Watson, A., K., Lyons, M., K., Donbar, M., J., and Carter, D., C., *Combust. Flame* 117: 257-271 (1999).
5. Watson, A., K., Lyons, M., K., Donbar, M., J., and Carter, D., C., *Combust. Flame* 119: 199-202 (1999).
6. Frank, H., J., Lyons, M., K., Marran, F., D., Long, B., M., Stårner, H., S., and Bilger, W., R., *Proc. Combust. Inst.* 25: 1159-1166 (1995).
7. Stårner, H., S., Bilger, W., R., Frank, H., J., Marran, F., D., and Long, B., M., *Combust. Flame* 107: 307-313 (1996).
8. Takahashi, F., and Katta, R., V., *Proc. Combust. Inst.* 26: 1151-1160 (1996).
9. Takahashi, F., and Schmoll, W., J., *Proc. Combust. Inst.* 23: 677-683 (1990).
10. Matta, M. L., Neumeir, Y., Lemon, B., and Zinn, T. B., *Proc. Combust. Inst.* 29: 933-939 (2002).
11. Cheng, S. T., Chao, Y. C., Wu, C. Y., Li, Y. H., Nakamura, Y., Lee, K. Y., Yuan, T., and Leu, T. S., *Proc. Combust. Inst.* 30: 2489-2497 (2005).
12. Chen, C. P., Chao, Y. C., Cheng, T. S., Chen, G. B., and Wu, C. Y., *Proc. Combust. Inst.* 31: 3301-3308 (2007).
13. Nakamura, Y., Kubota, A., Yamashita, H., and Saito, K., *JSME Trans. B.* (in Japanese) 74: 699-706 (2008).