

## ■原著論文 / ORIGINAL PAPER ■

## 混合燃料の対向流拡散火炎の消炎に関する研究

## Extinction of the Counterflow Diffusion Flame of Blended Fuels

傳田 知広<sup>1</sup>・丸田 薫<sup>2</sup>・小林 秀昭<sup>2</sup>・新岡 嵩<sup>2\*</sup>DENDA, Tomohiro<sup>1</sup>, MARUTA, Kaoru<sup>2</sup>, KOBAYASHI, Hideaki<sup>2</sup>, NIIOKA, Takashi<sup>2\*</sup><sup>1</sup> 日本鋼管株式会社 〒210-0855 神奈川県川崎市川崎区南渡田町1-1  
NKK Corporation, 1-1 Minamiwatarida-cho, Kawasaki-ku, Kawasasaki, Kanagawa 210-0855, Japan<sup>2</sup> 東北大学流体科学研究所 〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平2-1-1  
Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

2002年3月26日受付, 2002年5月10日受理 / Received 26 March 2002; Accepted 10 May 2002

**Abstract :** For applications of the high-temperature air combustion technology (HiCOT) to waste incinerators, diffusion flame of blended fuel gases and high-temperature air in the stretch flow field were investigated. In this study, extinction limits of the counterflow diffusion flame for CH<sub>4</sub>-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> blended fuel gases were obtained experimentally and numerically, varying the mixture fraction, fuel concentration and air temperature. Since the flame is unable to stabilize at small stretch rates due to the natural convection caused by buoyancy under normal gravity condition, the experiments were performed under microgravity condition. As increasing C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> percent of blended fuel gases and air temperature, extinction limits were extended. As increasing air temperature, the extinction limits at low stretch rates were not extended as much as that at high stretch rates. This reason is that, with increase of air temperature, the effect of radiation heat loss also becomes large at low stretch rates.

**Key Words :** High-temperature air combustion (HiCOT), Extinction limit, Counterflow diffusion flame, Blended fuels, Stretch rate

## 1. 緒言

燃焼技術の改善を目指して注目を浴びているものの一つに高温空気燃焼技術[1-5]がある。高温空気燃焼技術の基本は、燃焼による高温排気ガスの熱を再循環して空気の予熱に利用することであり、従来の燃焼に比べて、炉内温度分布の均一化や NO<sub>x</sub> などの有害排出物の低減、省エネルギー化など優れた特徴があることが分かっている。

この高温空気燃焼技術を廃棄物焼却炉に適用しようとする試みがなされている[6]。現在、発電に供する廃棄物焼却炉として最も多く用いられているストーカ式焼却炉の問題点の一つは、低空気比にしたときに生じる焼却室内部およびボイラにおける燃焼不安定性である。ストーカの下から全体に空気を吹き込むので、焼却室内部では局所的に燃焼

領域が変動し、ときには未燃領域や高温領域が形成されやすい。そのため、煤濃度や熱分解ガス組成、排ガス組成の変動が大きくなり、焼却室内だけでなくボイラにおいても燃焼制御が困難な状況にある。そこで、通常の空気吹き込みに加え、高温空気を焼却室内の適正な場所に吹き込み、例えば淀み領域を形成して燃焼を行うようにする。こうすることにより安定な燃焼場が形成され、例えば、焼却室内の燃焼開始位置の変動が小さくなるので、燃焼の安定性が格段に向上するのみならず、全体の燃焼制御も容易になるだろうと予想される。

実現にあたっては数多くの基礎的データが必要となるが、その中の一つとして、廃棄物の焼却において熱分解により発生する CH<sub>4</sub>, CO, H<sub>2</sub> などを主成分とした多成分混合ガス[7]と高温空気との燃焼特性についての基礎的データが必要不可欠となる。中でも特に、最も基本的な特性である消炎限界については、燃焼開始領域での燃焼挙動を推定する上で非常に重要である。しかしながら、これまで単一

\* Corresponding author. E-mail: niioka@ifs.tohoku.ac.jp

燃料に対する消炎限界の研究は多く行われているものの、熱分解によって発生する CH<sub>4</sub>, CO, H<sub>2</sub> などのガスを組み合わせた混合燃料について行った消炎限界に関する研究はあまり例がなく、多様な組み合わせの混合燃料に対して系統的に調べていくことが望まれている。そこで本研究では、対向流火炎法を用いて、実験および素反応機構による一次元数値解析を行い、混合燃料の消炎限界を求めることにした。混合燃料の混合体積割合および酸化剤の空気温度、火炎伸長率を一定に保ちながら、混合燃料中の希釈割合（希釈剤：N<sub>2</sub>）を増加させていき、火炎が形成されなくなる燃料濃度を消炎限界として求めている。

対向流火炎法を用いた理由は、対向噴出流中に不活性ガスを加えることにより、比較的簡単に濃度を制御することができ、また、対向噴出流速やバーナ間隔を変えて、火炎伸長率を変化させることが容易であるためである。それに加え、層流燃焼の消炎現象のみならず、乱流燃焼において、特に火炎片モデルとして考えた場合の局所消炎メカニズムを解明する上で有用な火炎形態であること、火炎構造が単純で準一次元とみなせ、かつ、火炎はバーナに付着しないので、火炎からバーナへの熱損失を無視することができ、解析計算や数値計算のモデルと比較する上で都合が良いことなど、対向流火炎は消炎限界を求める上で非常に有用な火炎形態である。

燃料には、取り扱いやすい代表的な炭化水素である CH<sub>4</sub>, C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> およびその混合燃料を用いた。本来ならば、廃棄物の熱分解で発生する CO, H<sub>2</sub> およびその混合燃料を用いるべきであるが、CO は有害であるため、実験を行う上で取り扱いが非常に困難であり、また、混合した燃料の消炎限界が単一燃料の消炎限界に比べてどのように変化するかを調べることが目的であるので、燃料は CH<sub>4</sub>, C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> およびその混合燃料としている。

通常重力場では自然対流の影響を受けてしまうため、火炎伸長率が小さい実験条件の場合には、火炎を安定に形成させることが困難である。そこで、伸長率が小さい条件では、微小重力場を利用して実験を行った。微小重力場実験

は、北海道上砂川町にある地下無重力実験センター (Japan microgravity center : JAMIC) において行った。この微小重力場実験施設では、約 10 秒間、10<sup>-5</sup> G の極めて良好な微小重力場環境の中で実験を行うことができる。

実際の焼却炉を考えた場合、炉内での燃焼の多くは、伸長率が比較的大きい状態も想定されるが、混合燃料流と高温空気流の相対速度が小さくなると、火炎伸長率が小さい状態となる。従って、高伸長率域のみならず低伸長率域における消炎限界を求めることが必要である。

## 2. 実験装置および実験方法

### 2.1. 実験装置

実験において用いたバーナは、実験条件に応じて使い分けられている。酸化剤として常温空気を用いる場合、通常重力場における高伸長率域での実験では、内径 10 mm の対向流ノズルバーナあるいは内径 16 mm の真鍮製直管バーナを垂直に対向させて使用した。一方、微小重力場における低伸長率域での実験では上述の直管バーナのみを使用した。対向流ノズルバーナは、外側同心管に N<sub>2</sub> を流す二重管構造となっており、また、直管バーナは、内部に内筒を挿入し、その内筒に取付けた公称濾過精度 20 μm の焼結金属によって整流を行う構造となっている。さらに、内筒は Oリングで固定してあるのでバーナ内部での移動が可能である。これは実験条件の流速の違いによってバーナ出口からの焼結金属の深さを適切に変えるためで、これによってバーナ出口での速度分布を一様に近づけることができ、平面火炎を形成することができる。図 1 に本実験で得られた対向流拡散火炎 ( $\epsilon = 4.53 \text{ s}^{-1}$ , Fuel: C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>, T = 700 K) の直接写真を示す。

酸化剤として高温空気を用いる場合、燃料側は上述の直管バーナをそのまま用いたが、酸化剤側は専用に製作した高温空気供給用バーナを使用した。高温空気供給用バーナは二種類あり、それぞれ図 2(a), (b) に示す。一つは図 2(a) に示すような石英ガラス製のディフューザとなっており、



Fig.1 Direct photograph of counterflow diffusion flame. ( $\epsilon = 4.53 \text{ s}^{-1}$ , Fuel: C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>, T = 700 K)

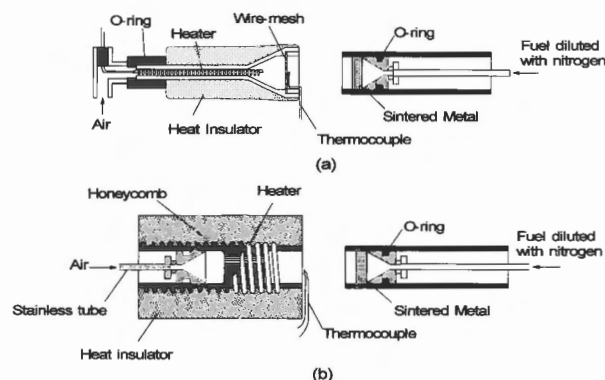


Fig.2 Burners for fuel gas and high-temperature air : (a) Type A; (b) Type B.

断面積が小さい部分にヒータを挿入することで、内部を流れる空気への伝熱性を良くしている。ヒータは絶縁管に市販の 200 W ニクロム線をコイル状に巻きつけた構造となっており、スライドトランスにより電圧調整を行う。もう一つは、円筒型セラミックファイバーヒータを用い、その内部に前述の直管バーナを挿入して、外側から加熱するような構造のバーナである (図 2(b))。配管には  $\phi 6$  mm のステンレスパイプを用い、バーナ内部には整流用および蓄熱効果を持つセラミック製ハニカムを挿入してある。

空気温度の測定は、バーナ出口中央に  $\phi 50 \mu\text{m}$  のアルメル・クロメル熱電対を設置して行った。バーナ出口のいくつかの場所で温度を測定し、ほぼ均一な温度分布になることを確認しており、従って、以下本論文でいう空気温度はこのバーナ出口中央での温度のことを指す。実験中は温度コントローラによってフィードバック制御を行い、常に設定温度が保たれるようになっており、全実験条件を通して、温度の誤差は  $\pm 2\%$  以内である。

また、高温空気を用いる場合、対向している燃料側のバーナが熱せられないように、バーナ間に断熱材で製作したシャッターを入れ、実験開始直前にそのシャッターを開放するようにした。燃料側バーナ出口付近にも熱電対を置いて温度測定し、最大でも  $50^\circ\text{C}$  であって、高温にはならないことを確認してある。

気体の流量制御を行うマスフローコントローラ (MFC) から、バーナ間に形成される対向流拡散火炎までの配管の長さは有限であるため、流量制御されて設定濃度となった混合燃料が、火炎に到達するまでにはある時間を必要とする。ここではこの時間のことを気体搬送時間と呼ぶ。設定濃度

となった混合燃料が火炎に到達した実際の時刻は、流量制御が開始された時刻すなわち実験開始時刻から気体搬送時間を差し引かないと求めることはできない。

気体搬送時間を求める方法は以下の通りである。N<sub>2</sub> 希釈の燃料を流して火炎を形成し、火炎の発光をフォトダイオードで感知しておく。そして燃料の供給のみを瞬時に停止させる。このとき燃料の MFC 応答電圧の立ち下がり (燃料供給停止時刻) と、フォトダイオードで感知した電圧の立ち下がり (火炎発光停止時刻) との時間差をオシロスコープで測定する。この時間差が気体搬送時間となる。

## 2.2. 実験方法

図 3 に実験装置の概略を示す。混合燃料の CH<sub>4</sub>、C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> は、それぞれボンベからレギュレータ、マスフローコントローラ (MFC) を経た後、希釈用の N<sub>2</sub> と共に混合され、一方の対向流バーナへと送られる。もう一方のバーナには酸化剤である常温空気 (300 K) または高温空気 (500 K, 700 K) が供給される。両バーナの出口流速  $u$  を一定に保ちながら、イグナイタで着火させた後、燃料側バーナの N<sub>2</sub> 流量を増加させて燃料希釈率  $\Omega$  を徐々に下げていき、消炎に至ったときの燃料希釈率  $\Omega_{\text{ext}}$  を測定する。このときの火炎の挙動や消炎の様子をデジタルビデオカメラで撮影する。燃料および酸化剤の流量、濃度の制御は、ノートパソコンから DA 変換ボードを介して、MFC を制御することで行う。さらに MFC からの応答電圧は AD 変換ボードを介してノートパソコンに記録される。デジタルビデオカメラには流量制御開始と同時に作動するタイマーも映し込んでいるので、この時刻から気体搬送時間を差し引くことで消炎

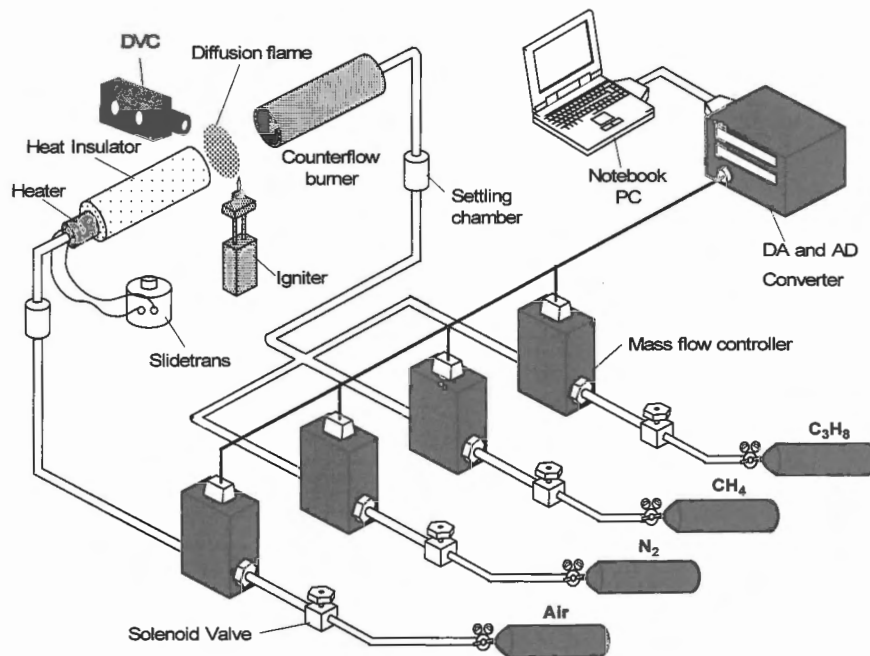


Fig.3 Schematic of the experimental apparatus.

時刻を知ることができる. この消炎時刻とノートパソコンに記録された流量制御時間履歴とを照らし合わせて, 消炎時における燃料濃度を求める.

本実験では伸長率  $\varepsilon$  として, 次のような見かけの速度勾配を用いた. 火炎が淀み面より空気側にある場合を正炎, 燃料側にある場合を負炎と呼び, どちらの火炎かの判定には大塚らの文献[8]を用い, それぞれ (1), (2) の計算式を使用して算出した.

$$\text{正炎: } \varepsilon = \frac{u_o + u_f \sqrt{\rho_f / \rho_o}}{L} \quad (1)$$

$$\text{負炎: } \varepsilon = \frac{u_f + u_o \sqrt{\rho_o / \rho_f}}{L} \quad (2)$$

ここで,  $u$ : バーナ出口流速,  $\rho$ : 密度,  $L$ : バーナ間隔, 添え字  $o$ : 酸化剤側,  $f$ : 燃料側である.

また, 燃料希釈率  $\Omega$  は (3) 式で計算した.

$$\Omega = \frac{V_{CH_4} + V_{C_3H_8}}{V_{CH_4} + V_{C_3H_8} + V_{N_2}} \quad (3)$$

ここで,  $V_{CH_4}$ :  $CH_4$  体積,  $V_{C_3H_8}$ :  $C_3H_8$  体積,  $V_{N_2}$ :  $N_2$  体積である.

### 3. 数値計算方法

計算プログラムは Kee らが開発した一次元層流伝播火炎解析用プログラム PREMIX[9]を, Ju ら[10]が対向流拡散火炎用に変更したものをを用いた. 対流項と拡散項をそれぞれ上流差分と中心差分で離散化し, Newton 反復法を用いて解いている. また, エネルギー方程式には, (4) 式で表される Optically thin モデル[11]によるふく射の熱損失項  $q_r$  を付け加えた.

$$q_r = -4\sigma K_p (T^4 - T_\infty^4) \quad (4)$$

ここで,  $\sigma$  は Stefan-Boltzmann 定数,  $K_p$  は Planck 平均吸収係数,  $T$  は局所温度,  $T_\infty$  は雰囲気温度である. また,  $K_p$  は  $CO_2$ ,  $H_2O$ ,  $CH_4$ ,  $CO$  からのふく射熱損失を考慮して, 次の (5) 式で計算した.

$$K_p = P_{CO} K_{CO} + P_{CO_2} K_{CO_2} + P_{CH_4} K_{CH_4} + P_{H_2O} K_{H_2O} \quad (5)$$

$P_i$  と  $K_i$  はそれぞれ成分  $i$  の分圧と Planck 平均吸収係数である. これらのデータは文献[10]を参照した.

化学反応機構には, N の反応を除いた GRI-Mech ver. 3.0[12]を用い, 物性値, 輸送特性係数の算出には CHEMKIN-II[13]を用いた.

数値計算における消炎限界の定義は以下のとおりであ

る. 燃料濃度, 空気温度, 燃料混合割合を一定にし, 伸長率を少しずつ増加または減少させて計算を繰り返す. そして, 各伸長率における最高火炎温度をプロットした Fendell curve の upper branch を描き, この曲線の傾きが無限大となったところの伸長率  $\varepsilon$  を消炎時伸長率  $\varepsilon_{ext}$  とする.  $\varepsilon$  の増分または減分を 0.1% として収束解が得られなくなるまで計算することで, 誤差 0.1% 以内で  $\varepsilon_{ext}$  が求められることを確かめ, 以下の数値計算はそのようにして求めた.

また, グリッド数については 400 以上にすることで, 温度分布, 濃度分布の変化はなくなることも同様に確かめ, 以下の数値計算はすべてグリッド数を 400 以上にして計算を行っている.

伸長率を減少させていくと, 流速が小さくなり火炎帯が厚くなるため, 伸長率が大きい場合と比べて計算領域を広くとる必要がある. 従って, 本数値計算では計算領域であるバーナ間隔をすべて十分に大きな 10 cm として計算した.

## 4. 実験結果および考察

### 4.1. 常温空気使用時の消炎限界

図 4 は, 常温空気 (300 K) を用いて行った  $CH_4$ - $C_3H_8$  混合燃料に対する消炎限界についての実験結果と数値計算結果の比較である. 横軸は燃料希釈率  $\Omega$ , 縦軸は伸長率  $\varepsilon$  であり, 図中の各点は実験結果を, 各線は数値計算結果を示している (これ以降の図についても同様). 全体的に見て, 実験結果および数値計算結果は, 定性的によく一致していることが分かる. 定量的に異なっている原因としては, 実験点のばらつきのほか, 数値解析において用いた素反応機構およびふく射モデルが考えられる.

図 4 を詳細に見ていくと, 実験結果および数値計算結果ともに, 混合燃料における  $C_3H_8$  の混合体積割合を大きくしていくにつれて消炎曲線は左へ移り, 可燃範囲が拡大していくことが分かる. これは,  $CH_4$  よりも  $C_3H_8$  の単位体積当りの発熱量が約 2.5 倍大きいため, 燃料の  $C_3H_8$  が占める割合が大きくなるほど, 火炎温度が増大していくためである.

消炎曲線の形状を見ると, 実験結果も数値計算結果もどの混合燃料に対しても消炎曲線の形状がはっきりとした C 型となることが分かる. 消炎曲線が C 型になるということは, 過去の研究[14,15]において  $CH_4$ /Air 対向流予混合火炎や  $CH_4$ /Air 対向流拡散火炎の消炎限界に見られ, C の上側のカーブが伸長による消炎限界, C の下側のカーブがふく射熱損失による消炎限界であることが分かっている. 従って,  $CH_4$ - $C_3H_8$  混合燃料を用いた対向流拡散火炎についても, 低伸長率域においては, ふく射消炎に基づく限界と考えられる.

Guo ら[16]によると, ふく射消炎のメカニズムは以下のようになる. 伸長率の低下に伴って火炎帯厚さが増加するため, 火炎帯体積当りの生成熱は減少していく. これに対して, ふく射熱損失は  $CO_2$  や  $H_2O$  などのふく射化学種の

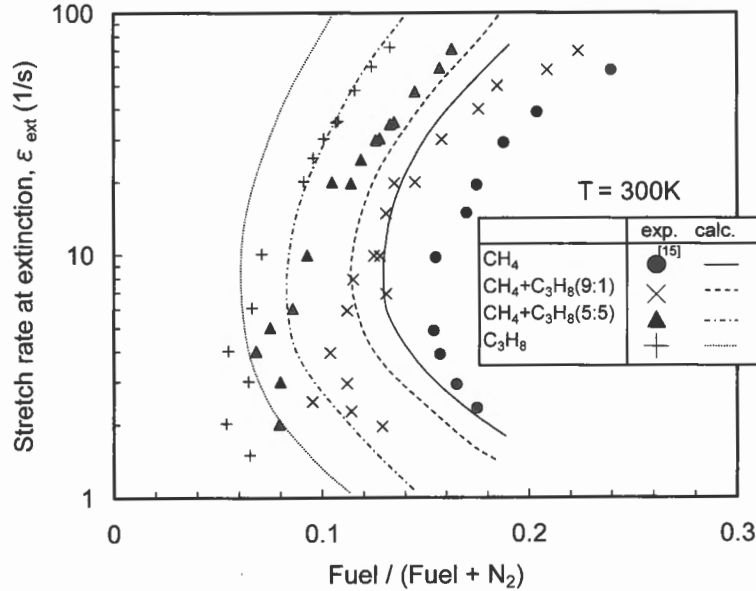


Fig.4 Extinction limits of CH<sub>4</sub>-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> blended fuel gases at air temperature 300K.

体積濃度に比例するので、伸長率の変化の影響をあまり受けない。その結果、生成熱に対するふく射熱損失の割合は増加傾向となり、火炎温度が低下してふく射消炎に至る。

そこで、CH<sub>4</sub>-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> 混合燃料のふく射消炎の存在をはっきりと確認するために、数値計算において、伸長率と最高火炎温度の関係、および伸長率とふく射分率  $\gamma_f$  の関係について調べた。それぞれを図 5、6 に示す。なお、ふく射分率  $\gamma_f$  は次の (6) 式で定義したものであり、生成熱量に対するふく射熱損失量の割合を意味している。

$$\gamma_f = \int_{-L/2}^{L/2} q_r dy / \int_{-L/2}^{L/2} \sum_{k=1}^{kk} h_k \omega_k dy \quad (6)$$

ここで、 $h$  は生成エンタルピー、 $\omega$  はモル生成速度、添え字  $k$  は化学種  $k$  を示す。また、 $q_r$  は (4) 式で表されるふく射熱損失である。

図 5 からは、伸長率を小さくしていくと、伸長率を増大させたときと同様に、火炎温度が低下していき消炎に至ること、図 6 からは、伸長率の低下に伴いふく射分率が増大していくことが分かる。このことは、CH<sub>4</sub>-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> 混合燃料および C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> を用いた対向流拡散火炎において、低伸長率域におけるふく射熱損失の影響が大きいことを意味しており、ふく射消炎が存在することを明確に示している。

また、図 6 からはふく射消炎限界付近において、ふく射分率がピークを持つことが分かる。これは、消炎付近にお

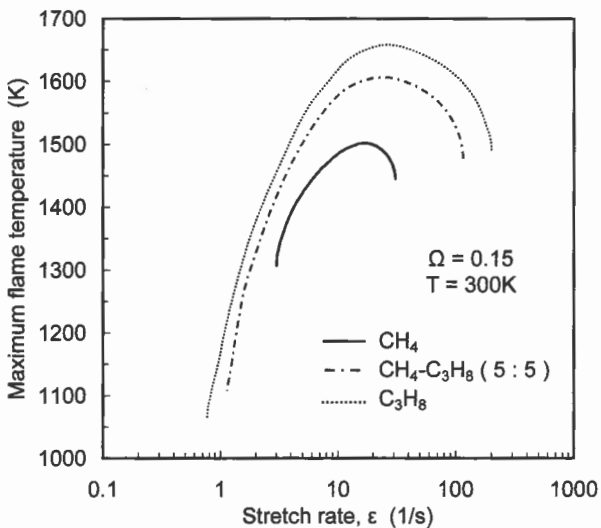


Fig.5 Relationship between the stretch rate and the maximum flame temperature.

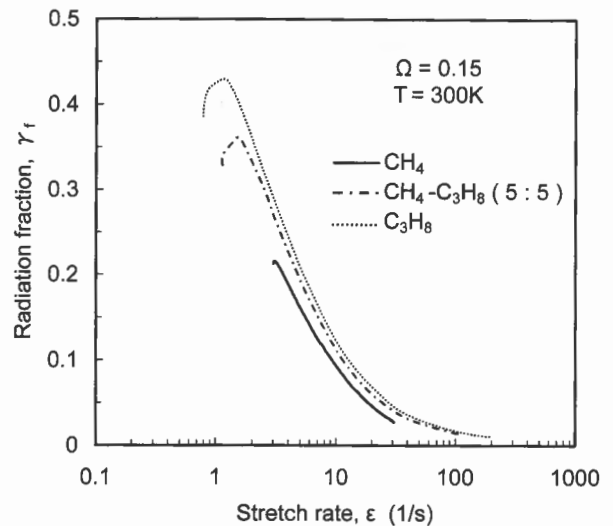


Fig.6 Relationship between the stretch rate and the radiation fraction.

いて火炎温度が急激に低下したことによるふく射熱損失の急激な減少が原因である。

4.2. 高温空気使用時の消炎限界

図7~9は, 酸化剤として高温空気 (500 K, 700 K) を用いた場合の, CH<sub>4</sub>, CH<sub>4</sub>-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> (5 : 5), C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> それぞれの燃料に対する消炎限界について, 実験結果と数値計算結果を比較したものである。これらの図において, 実験結果, 数値計算結果ともに定性的に一致しており, どの燃料に対しても, 空気温度の上昇に伴って消炎限界が拡大する傾向が確認できる。定量的に異なる原因としては, 先述したように, 実験点のばらつき他, 数値解析で用いた素反応機構およびふく射モデルが考えられる。

図7~9において注目すべきところは, CH<sub>4</sub> を用いた場合と比べて, CH<sub>4</sub>-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> (5 : 5) 混合燃料および C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> を用いた場合, C型曲線の上部と下部によって, 空気温度を上げたことによる消炎限界の拡大が異なる傾向が顕著に表れるという実験結果が得られたことである。即ち, 空気温度を上げた場合, 低伸長率域における消炎限界の拡大よりも, それ以上に高伸長率域における拡大のほうが著しいということである。

図7~9における数値計算結果からは, このような結果は顕著には見られないが, 図10に示すように, 縦軸の目盛りを大きくとった数値計算結果を見ると, 空気温度の上昇に伴った消炎限界の拡大は, 低伸長率域に比べて, 高伸長率域のほうが大きくなっていることが伺える。図10は, 燃料に CH<sub>4</sub>-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> (5 : 5) 混合燃料を用いた場合であるが, CH<sub>4</sub>, C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> を用いたときも, 同様な結果が得られており, 空気温度の上昇に伴う高伸長率域における消炎限界の拡大が, 低伸長率域における拡大に比べて大きくなるという結果が, この数値計算結果からもいえる。

この原因について, 以下のように推測される。高伸長率域はいわゆる伸長消炎の領域であり, 化学反応時間と流れの特性時間の比である Damköhler数が小さくなるために, 流れの特性速度に反応速度が追いつかなくなって, 火炎温度が低下し消炎に至る。酸化剤の空気温度を増大させると, Arrheniusの式に従って反応速度が極めて大きくなるために, 燃焼が維持し易くなる。従って, 高伸長率域の消炎限界が大きく拡大することになる。

一方, 低伸長率域はいわゆるふく射消炎の領域であり, 反応帯幅が大きく, ふく射熱損失増大によって消炎に至る。この領域でも, 高伸長率域と同様に反応速度が増大するため, 消炎限界は拡大する方向に向うが, 空気温度の上昇が火炎温度の上昇につながるため, 同時にふく射熱損失も火炎温度の4乗に比例して増大することになる。このため, ふく射消炎領域である低伸長率域は, 伸長消炎領域である高伸長率域に比べてそれほど拡大しないと推測される。

この考察の妥当性を見るために行った数値計算結果を図11に示す。図11は, CH<sub>4</sub>-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> (5 : 5) 混合燃料に対し, 空気温度の違いによるふく射分率の変化を示している。この

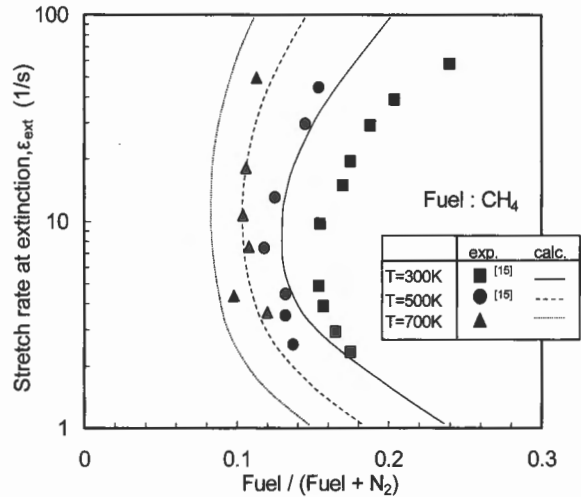


Fig.7 Extinction limits of CH<sub>4</sub> for various air temperatures.

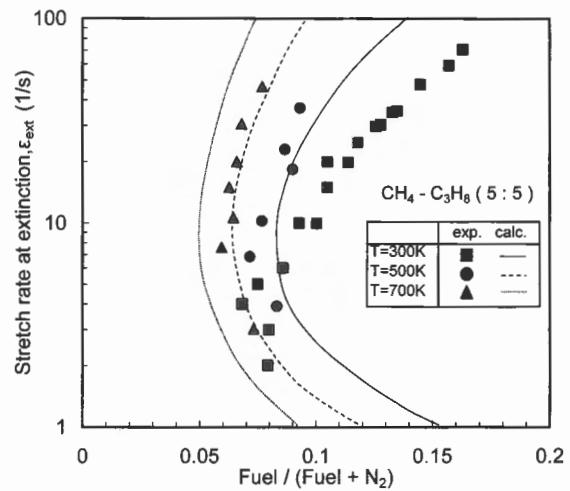


Fig.8 Extinction limits of CH<sub>4</sub>-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> blended fuel (5:5) for various air temperatures.

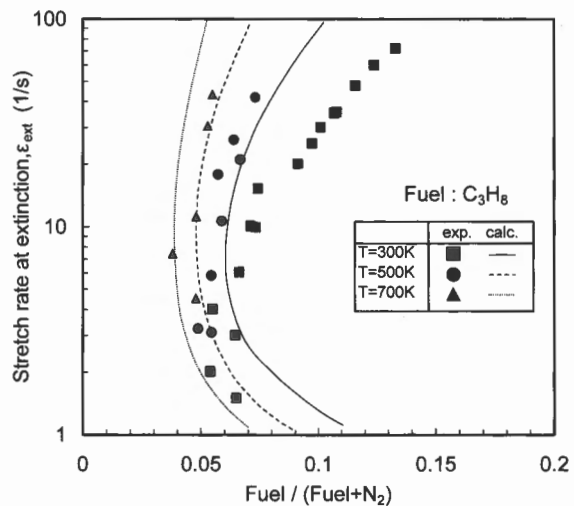


Fig.9 Extinction limits of C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> for various air temperatures.

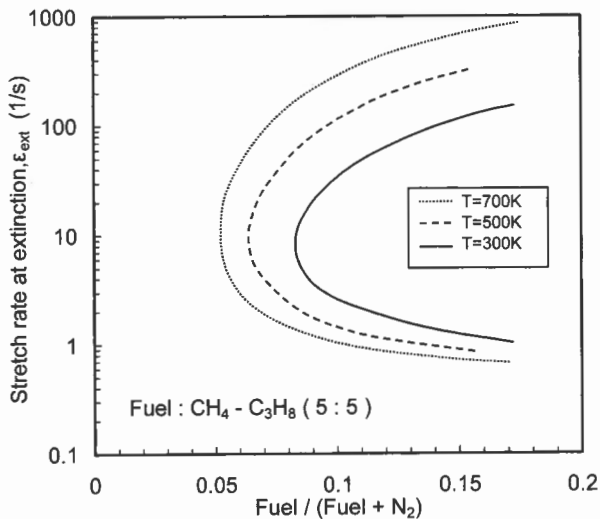


Fig.10 Extinction limits of  $\text{CH}_4\text{-C}_3\text{H}_8$  (5:5) for various air temperatures (numerical results).

図からは、伸長率が小さくなるほど、また、空気温度を大きくするほどふく射率が上昇しており、低伸長率域のふく射熱損失の影響が、酸化剤である空気温度上昇によって、大きくなっていくことが分かる。このことから、低伸長率域において、反応速度は増大するが、酸化剤の空気温度の上昇に伴う火炎温度の上昇によって、同時にふく射熱損失も増大するため、高伸長率域に比べて消炎限界があまり拡大しないという上述の推測は妥当であると考えられる。

以上のことから、実際の焼却炉を考えた場合、廃棄物の熱分解による多成分混合ガスの消炎限界は、単一燃料ガスのそれと比べて大きく変化するものと思われ、多成分混合ガスの中に反応性の高い  $\text{H}_2$  が含まれていることも合わせて考えると、酸素パーセントをさらに小さくした燃焼を行い得る可能性がある。また、多成分ガスと吹き込む酸化剤の流速の相対速度を大きくしてなるべく高伸長場を形成し、そこで燃焼を行うことが高温空気を用いるに当たって、より効果的であると言える。

## 5. 結言

酸化剤である空気温度および  $\text{CH}_4\text{-C}_3\text{H}_8$  混合燃料の混合体積割合を変え、対向流拡散火炎を用いて実験的および数値解析的に消炎限界を求めた。その結果、以下の知見を得た。

- (1)  $\text{CH}_4\text{-C}_3\text{H}_8$  混合燃料の  $\text{C}_3\text{H}_8$  混合体積割合を大きくしていくと消炎限界は拡大する。
- (2)  $\text{CH}_4\text{-C}_3\text{H}_8$  混合燃料においても、低伸長率域においてふく射消炎限界が存在する。
- (3) 高温空気を用いた場合、消炎限界は拡大していくが、 $\text{CH}_4\text{-C}_3\text{H}_8$  混合燃料および  $\text{C}_3\text{H}_8$  は低伸長率域における拡大よりも、高伸長率域における拡大の方が顕著になる傾向が見られた。

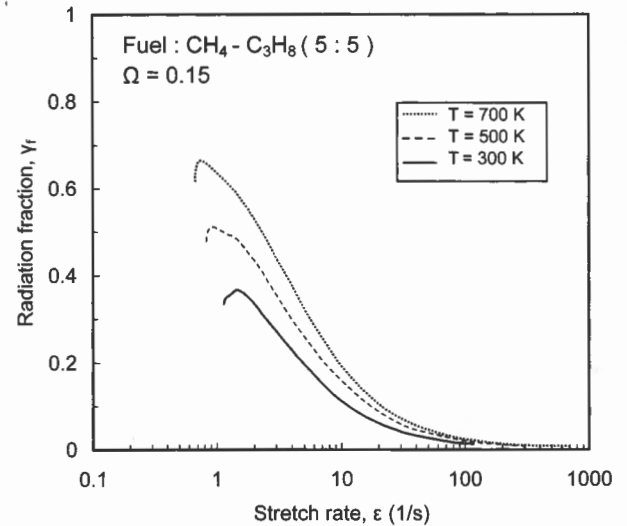


Fig.11 Relationship between the stretch rate and the radiation fraction for various air temperatures (Fuel:  $\text{CH}_4\text{-C}_3\text{H}_8$  (5:5)).

## 謝辞

本研究は、NEDO から省エネルギーセンターが委託されて実施した「高温空気燃焼制御技術研究開発」プロジェクトの一環として行ったもので、感謝の意を表す。実験数値計算に当たっては、東北大学流体科学研究所の長谷川進技官、東北大学大学院生の南園英明君、東北大学学部学生の鈴木彰徳君の協力を得たことを記し、謝意を表す。

## REFERENCES

1. Katsuki, S. and Ebisui, K., *34th Japanese Symp. on Combust. (in Japanese)*, 1996, pp.441-443.
2. Hasegawa, T., Tanaka, R., and Niioka, T., *Joint Gen. Conf. EC-Vol.5, ASME*, 1997, pp.259-266.
3. Katsuki, M. and Hasegawa, T., *Proc. Combust. Inst.* 27: 3135-3146 (1998).
4. Ishiguro, T., Tsuge, S., Fruhata, T., Kitagawa, K., Aral, N., Hasegawa, T., Tnaka, R., and Gupta, A. K., *Proc. Combust. Inst.* 27: 3205-3213 (1998).
5. Niioka, T., *5th ASME/JSME Joint Conf.*, AJTE99-6301, 1999, 1-6.
6. Suzuki, M., Tatefuku, T., Noto, T., Matsui, S., Nishino, M., and Fujisawa, Y., *Proc. Forum High-temperature air combust, Tech. (in Japanese)*, 2001, pp.53-68.
7. Yoshida, T., Nakamura, T., Matsudaira, T., Furukawa, T., and Okuyama, K., *32th Japanese Symp. on Combust. (in Japanese)*, 1994, pp.100-102.
8. Otsuka, Y. and Watanabe, H., *JSME. Trans. (in Japanese)* 41: 2980-2983 (1975).
9. Kee, R. J., Grcar, J. F., Smooke, M. D., and Miller, J. A.,

- Sandia Rep.*, SAND85-8240, (1985).
10. Ju, Y., Guo, H., Maruta, K., and Liu, F., *J. Fluid Mech.* 342: 315-334 (1997).
  11. Bedir, H., T'ien, J. S., and Lee, H. S., *Combust. Theory Modelling* 1: 395-404 (1997).
  12. Frenklach, M., Bowman, C. T., Smith, G. P., and Gariner, W. C., <http://www.me.berkeley.edu/gri-mech/>, (1999).
  13. Kee, R. J., Rupley, F. M., and Miller, J. A., *Sandia Rep.*, SAND89-8009, (1989).
  14. Maruta, K., Yoshida, M., Ju, Y., and Niioka, T., *Proc. Combust. Inst.* 26: 1283-1289 (1996).
  15. Maruta, K., Yoshida, M., Guo, H., Ju, Y., and Niioka, T., *Combust. Flame* 112: 181-187 (1998).
  16. Guo, H., Ju, Y., Maruta, K., Niioka, T., and Liu, F., *Combust. Flame* 109: 639-646 (1997).