

公益信託エスベック地球環境研究・技術基金

平成16年度 研究概要

研究テーマ

埋立地ガスを利用した効率的エネルギー回収のための基礎研究

大分大学工学部 機械エネルギーシステム工学科 田上公俊

埋立地ガス (Landfill gas, LFG) は微量の揮発性有機物質を含むが、その大部分はメタンと二酸化炭素から構成されている。LFGは埋立地に蓄積された一般廃棄物の嫌気性分解により生じる。LFGの生成は一般廃棄物の分解開始後すぐに始まり、約10年でピークに達した後、最終的に約40年間続く。このためLFGに対して適当な収集と利用がなされない場合、地球環境に様々な悪影響を及ぼす。LFGが地中に浸透した場合、水資源を汚染し、また地上に漏洩した場合、悪臭や植物体系の破壊さらには火災や爆発といった様々な問題を引き起こす可能性がある。さらにより深刻な問題はメタンと二酸化炭素がもたらす温室効果である。アメリカ環境保護局の調査では1990年においてLFGより2500万トンから4000万トンのメタンガスが放出されており、これは人工的に作り出されたメタンの約15%にのぼると報告されている。以上のようにLFGは多くの側面で地球環境に悪影響を及ぼすため、これまでに様々なガス制御法を使いその放出量を規制する試みがなされてきた。これまで大部分の埋立地において収集されたLFGはその場でフレア燃焼されてきた。1980年代の終わりになり環境保護と化石燃料の使用削減の目的でLFGを燃料として利用する試みが検討され始め、以降、LFGの環境を考慮した有効利用への試みがなされてきた。LFGを用いた電気や熱の生成は省エネルギーと大気汚染の低減のための有力な手法であるが、同時にLFGは豊富でかつ安定的なエネルギー供給源となる可能性がある。例えば一般廃棄物1トンから300m<sup>3</sup>のLFGが生成可能である。LFGの一部は大気中に放出されるが、現在の技術ではその大半を収集することが可能となっている。現在、LFGによる発電はヨーロッパにおいて先駆的に導入され、コスト面にも十分に商業的な競争力を持つ可能性が指摘されており、今後の開発次第で、世界的な普及が望まれる。一般的にLFGの発熱量は低いが、ガスタービンの稼動には十分なエネルギーを有する。LFGの主燃料成分は天然ガスと同様にメタンであるが、LFGに多く含まれる二酸化炭素は燃焼温度や燃焼速度の低下、可燃限界の狭小化をもたらし、燃焼効率が低下するため、その燃焼特性は天然ガスとは大きく異なる。このため、LFGの効率的な燃焼のためには基礎燃焼特性に及ぼす二酸化炭素の影響を把握する必要がある。これまでメタン/空気混合気に関する実験は多くみられるが、燃焼速度、消炎、火炎構造、有害物質生成に及ぼす二酸化炭素の影響を系統的に調べた研究は少なく、そのようなデータベースは見受けられない。申請者は1993年から九州大学、大分大学において定容燃焼容器を用いた実験により天然ガスの基礎的燃焼特性の把握と最適な燃焼手法の開発に関する研究を行ってきた。この研究では天然ガスと改質により発生した水素およびEGRの組み合わせによる高効率、低公害な希薄燃焼法を提案した。また申請者は2002年3月から2003年3月まで米国カリフォルニア大学サンディエゴ校にて対向流バーナーを用いて様々な燃料の着火、消炎、及び火炎構造を調べた。この研究では調べた火炎構造から、特に既存のメタノールとデカンの反応機構を修正提案した。以上の背景から本研究ではこれまでに他の燃料において実績のある実験装置ならびに手法を用いて、LFGの基礎燃焼特性を解明し、その結果に基づき最適な燃焼手法の検討を行うものである。

## 1. 研究背景

埋立地ガス (Landfill gas, LFG) は微量の揮発性有機物質を含むが、その大部分はメタンと二酸化炭素から構成されている。LFGは埋立地に蓄積された一般廃棄物の嫌気性分解により生じる。LFGの生成は一般廃棄物の分解開始後すぐに始まり、約10年でピークに達した後、最終的に約40年間続く。このためLFGに対して適当な収集と利用がなされない場合、地球環境に様々な悪影響を及ぼす。LFGが地中に浸透した場合、水資源を汚染し、また地上に漏洩した場合、悪臭や植物体系の破壊さらには火災や爆発といった様々な問題を引き起こす可能性がある。さらにより深刻な問題はメタンと二酸化炭素がもたらす温室効果である。アメリカ環境保護局の調査では1990年においてLFGより2500万トンから4000万トンのメタンガスが放出されており、これは人工的に作り出されたメタンの約15%にのぼると報告されている。以上のようにLFGは多くの側面で地球環境に悪影響を及ぼすため、これまでに様々なガス制御法を使いその放出量を規制する試みがなされてきた。これまで大部分の埋立地において収集されたLFGはその場でフレア燃焼されてきた。1980年代の終わりになり環境保護と化石燃料の使用削減の目的でLFGを燃料として利用する試みが検討され始め、以降、LFGの環境を考慮した有効利用への試みがなされてきた。LFGを用いた電気や熱の生成は省エネルギーと大気汚染の低減のための有力な手法であるが、同時にLFGは豊富でかつ安定的なエネルギー供給源となる可能性がある。例えば一般廃棄物1トンから300m<sup>3</sup>のLFGが生成可能である。LFGの一部は大気中に放出されるが、現在の技術ではその大半を収集することが可能となっている。現在、LFGによる発電はヨーロッパにおいて先駆的に導入され、コスト面にも十分に商業的な競争力を持つ可能性が指摘されており、今後の開発次第で、世界的な普及が望まれる。一般的にLFGの発熱量は低いが、ガスタービンの稼動には十分なエネルギーを有する。LFGの主燃料成分は天然ガスと同様にメタンであるが、LFGに多く含まれる二酸化炭素は燃焼温度や燃焼速度の低下、可燃限界の狭小化をもたらすため、その燃焼特性は天然ガスとは大きく異なる。このため、LFGの効率的な燃焼のためには基礎燃焼特性に及ぼす二酸化炭素の影響を把握する必要がある。これまでメタン/空気混合気に関する実験は多くみられるが、燃焼速度、消炎、火炎構造、有害物質生成に及ぼす二酸化炭素の影響を系統的に調べた研究は少なく、そのようなデータベースは見受けられない。以上の背景から本研究ではLFGの基礎燃焼特性を解明し、その結果に基づき最適な燃焼手法の検討を行うものである。上述のようにLFGの燃焼では消炎や燃焼速度等の燃焼特性に関してCO<sub>2</sub>が重要な役割を果たすため、その最適な稼動条件の特定にはCO<sub>2</sub>希釈混合気の燃焼特性の把握が重要となる。一般に実用燃焼器内の燃焼は乱流燃焼であるためその現象の把握が必要となるが、現象の複雑さ故、その定量的解析にはなんらかのモデル化を必要とする<sup>(1)(2)</sup>。取り分け層流火炎片モデル<sup>(2)</sup>はエンジン内の燃焼を含む、実用上の多くの乱流火炎に適用できるために重要な概念である。これは化学反応の特性時間が乱流の特性時間に比べて非常に短くと仮定することで、乱流燃焼場を未燃と既燃の2つの領域に挟まれた連続的な薄い火炎面と見なし、火炎面自体は層流火炎の構造を維持しているとする。著者らは既報<sup>(3)</sup>で石油代替燃料として天然ガスの主成分であるメタンを燃料に、CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub>混合気の乱流燃焼特性を調べ、さらに層流火炎片モデルの観点からその燃焼機構を検討した。ここでは、CO<sub>2</sub>希釈混合気の層流燃焼速度はN<sub>2</sub>希釈混合気に対して低下し、また可燃限界も狭まるが、同一層流燃焼特性の混合気同士と比較した場合、CO<sub>2</sub>希釈混合気はN<sub>2</sub>希釈混合気に対して乱流燃焼速度は増加し、また乱れ強さの増加に伴う消炎限界も拡大することを報告した。このメカニズムに関して著者らは球状伝ば乱流火炎が特有に内包する火炎伸張とレイス数効果の相互作用により定性的に説明した。すなわち、球状火炎の場合、平均の火炎伸張は正となる。この時、乱流火炎の平均局所燃焼速度は混合気のレイス数に応じて決まり、火炎伸張との相互作用によりN<sub>2</sub>、CO<sub>2</sub>希釈時の乱流燃焼速度に差異が生じたものと推察した。本研究では実

験と数値計算によりCO<sub>2</sub>希釈メタン層流火炎に対して、乱流燃焼時に大きな影響を及ぼしていると考えられる火炎伸張の影響を定量的に調べ、伸張を受けた場合のCO<sub>2</sub>希釈混合気の燃焼機構を考察する。

予混合層流火炎に対する火炎伸張の影響に関してはこれまで多くの研究がなされており、不安定性<sup>(4)(5)</sup>、燃焼速度<sup>(4)(6)</sup>、火炎形状<sup>(7)</sup>などへの影響が調べられている。火炎伸張の燃焼速度への影響に関してはMarksteinによる理論<sup>(8)</sup>を拡張し、Clavinらは漸近解析により火炎伸張と燃焼速度の間の線形関係を導出した<sup>(9)</sup>。

$$S_u = S_u^0 - L_u \kappa \quad (1)$$

ここで $S_u^0$ 、 $S_u$ はそれぞれ、伸張のない場合、伸張を受けた場合の層流燃焼速度、 $\kappa$ は火炎伸張、 $L_u$ はマークシュタイン長さである。マークシュタイン長さは火炎厚さ $\delta_f^0$ により以下のように無次元化できる。

$$Ma = L_u / \delta_f^0 \quad (2)$$

ここで $Ma$ はマークシュタイン数である。火炎伸張 $\kappa$ は、化学反応の特性時間により以下のように無次元化できる。

$$Ka = \kappa / (S_u^0 / \delta_f^0) \quad (3)$$

ここで $Ka$ はカルロビッツ数である。この場合、式(1)は以下のように変形される。

$$\frac{S_u}{S_u^0} = 1 - Ma \times Ka \quad (4)$$

以上のようにマークシュタイン数は伸張に対する層流火炎の応答特性を示すパラメータである。火炎伸張に関しては2つの物理現象から成る。すなわち、一方は火炎面接線方向の歪速度成分であり、他方は曲率を有する火炎が伝ばする時に生じる成分である。前者の成分を $a_n$ 、火炎の主曲率を $h$ 、火炎の局所伝ば速度を $S_b$ とすると、火炎伸張は火炎面積 $A$ を用いた一般的定義から以下の式で表される<sup>(10)</sup>。

$$\kappa \equiv \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = a_n + 2S_b h \quad (5)$$

以上の式からマークシュタイン数は火炎伸張と燃焼速度の関係から算出できる。マークシュタイン数の算出に関しては、これまで対向流火炎<sup>(11)(12)</sup>と球状伝ば火炎<sup>(13)(15)</sup>を用いて成されてきた。本研究においては、実験的には既報<sup>(16)</sup>と同様に球状伝ば火炎を使い、数値計算では対向流火炎によりマークシュタイン数の導出を試みる。

## 2. 実験装置及び実験方法

**2・1 燃焼実験** 本実験に用いた燃焼装置は、上下2面に直径92mmの多孔板を、他の4面には直径92mmの観測窓を配置した等価半径が約50mmの定容燃焼器である<sup>(3)(16)</sup>。図1に燃焼装置の外観を示す。2個の多孔板の後方にそれぞれ独立に駆動できる遠心ファンがある。本研究では分圧により所定の組成で混合気を充填し、ファンにより攪拌した後、時間を置いて、電極により中心点火して実験を行った。燃焼の間容器内の圧力を圧力センサーにて取込む。得られた圧力履歴から火炎半径及び燃焼速度を算出した。なお、本研究では後述のように燃焼初期の火炎を対象としているため、得られた圧力履歴に対して熱損失の影響は無視した。実験の詳細は文献(3)(16)を参照のこと。

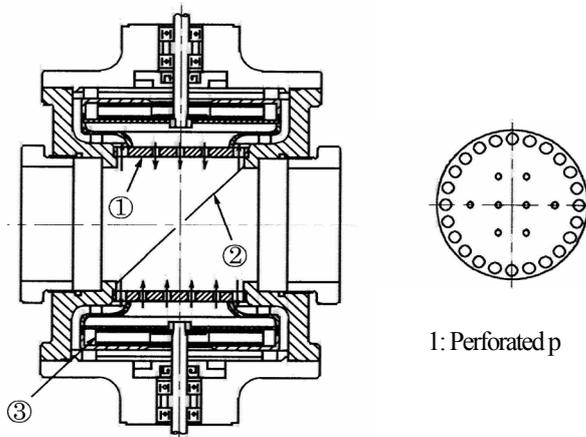


Fig. 1 Combustion

**2・2 燃焼速度算出** 本研究で燃焼速度は圧力上昇率より算出した。球状伝ば火炎に対して、層流燃焼速度は火炎曲率に依存するため、火炎半径の関数となる<sup>(8)</sup>。本研究では火炎半径と層流燃焼速度の関係を圧力履歴からLewisとvon Elbeの方法<sup>(17)</sup>により以下のように算出した。

燃焼した混合気の質量分率( $n$ )は燃焼圧力の上昇割合に等しいと見なせることから、以下の式により圧力履歴と関係付けることが出来る。

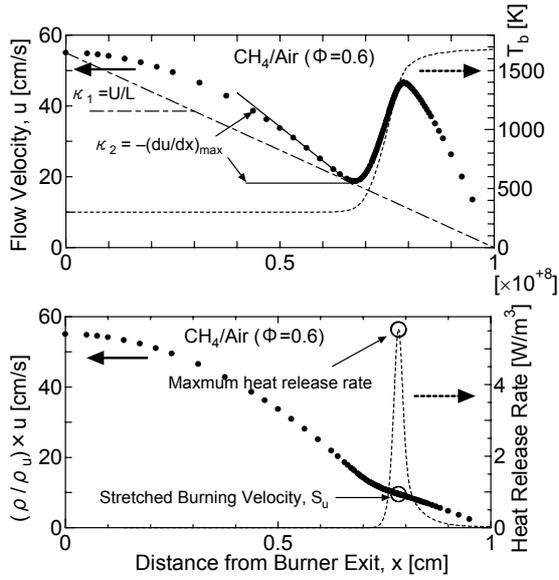


Fig.2 Definitions of parameters

$$n = \frac{p - p_i}{p_e - p_i} \quad (6)$$

ここで $p$ は時間 $t$ での圧力、 $p_i$ は初期圧力、 $p_e$ は燃焼後の圧力である。この時、火炎半径 $r_b$ は以下の式で計算できる<sup>(17)</sup>。

$$\frac{r_b}{a} = \left( 1 - \frac{p_i}{p} \frac{T_u}{T_i} \frac{p_e - p}{p_e - p_i} \right)^{1/3} \quad (7)$$

ここで $a$ は燃焼器の半径、 $T$ は火炎温度、添え字 $u$ と $b$ はそれぞれ未燃、既燃の状態を意味する。式(7)から求まる $r_b$ と時間の関係から、火炎伝ば速度 $S_b$ はその勾配 $dr_b/dt$ として算出できる。燃焼速度 $S_u$ は密度変化を考慮して、 $S_b$ より算出した。火炎伸張 $\kappa$ は $r_b$ と $S_b$ の関係から球状火炎に対して式(5)より以下の式で特定できる<sup>(4)</sup>。

$$\kappa \equiv \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{2}{r_b} \frac{dr_b}{dt} = \frac{2}{r_b} S_b \quad (8)$$

本研究では得られた火炎伸張 $\kappa$ と燃焼速度 $S_u$ の関係をを用いて、式(1)より実験的に $L_u$ を算出した。

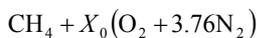
### 3. 数値計算手法

対向火炎の計算コードにはSandia National Laboratoriesで開発されたOPPDIFコード<sup>(18)</sup>を使用した。本コードは支配方程式として対称軸に沿って相似変換(Similarity Transformation)により得られた質量、運動量、エネルギー、化学種の1次元保存方程式を用いている。また方程式中の比熱、熱伝導率、各成分の質量拡散係数に関しては温度変化が考慮されている。(支配方程式、解法等の詳細は文献(18)を参照。)支配方程式中の反応機構として本研究では325種類の素反応と53種類の化学種を含んだGRI-Mech3.0<sup>(19)</sup>を用いた。両方のバーナーから組成を特定した同一混合気を噴出すると、Stagnation planeの両側に伸張を有する対称火炎が形成される。本研究ではこの火炎の一方を解析対象とした。さらに本研究では放射損失を考慮した場合と考慮しない場合の両方の計算を行ったが、本研究の条件では両者に有意な差異が見られなかった。このため以降は簡単のため放射損失がない場合の結果を示す。

図2に得られた計算結果の火炎断面の一例を示す。この時、必要となる火炎パラメータは以下の手順により算出した。伸張を含む火炎の燃焼速度は、火炎に有限の厚さがあることから、場所の特定に曖昧さを残す<sup>(20)</sup>。本研究では実用的な側面から、熱発生率(heat release rate)が最大となる場所を火炎面と定義した<sup>(12)</sup>。この場合、既燃ガスに相対的な流速を $u$ 、その場所の混合気密度を $\rho$ 、未燃混合気の密度を $\rho_0$ とすると伸張を受けた火炎片の燃焼速度 $S_u$ は $S_u = (\rho/\rho_0) \times u$ と定義できる。また火炎伸張は以下の2つの手法で算出し、後述の解析で利用した。即ち、バーナー出口流速 $U$  [m/s]とバーナー間距離 $2L$  [m]から算出した火炎伸張 $\kappa_1 (=U/L)$ と、火炎予熱域前方における最大の速度勾配として定義した火炎伸張 $\kappa_2$ <sup>(12)</sup>である。また、伸張のない火炎の計算には1次元平面火炎コードPREMIX<sup>(18)</sup>を、平衡計算にはReynolds等によって開発されたSTANJANに基づくEQUIL<sup>(18)</sup>を用いて計算した。

### 4. 混合気の設定

本研究で使用した混合気は3つのグループに分けられる。すなわち、グループIとして当量比を変化させたCH<sub>4</sub>/Air混合気であり、基準混合気として実験と計算で使用した。組成は以下の式で表される。

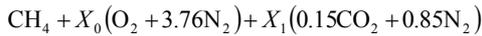


ここで $X_0$ は酸素のモル数であり、また空気の組成を $\text{O}_2 + 3.76\text{N}_2$ と仮定した。

グループIIとしてグループIの混合気にEGRを想定して希釈剤(15%CO<sub>2</sub>+85%N<sub>2</sub>)を15%加えた混合気であり、実験によりEGRが伸張を有する火炎に及ぼす影響を調べた。組成は以下の式で表される。

Table1 Properties of mixtures

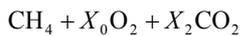
Group	$\Phi$	Composition			$T_b$ [K]	$\alpha$ [cm <sup>2</sup> /s]	$S_u^0(cal)$ [cm/s]	$S_u^0(exp)$ [cm/s]	$L_u(cal)$ [mm]	$L_u(exp)$ [mm]	$\delta_T^0(cal)$ [mm]	$\delta_T^0(exp)$ [mm]	Le
		$X_0$	$X_1$	$X_2$									
I CH <sub>4</sub> /Air	0.6	3.33	-	-	1666	0.221	11.40	9.60	0.341	0.309	0.194	0.230	0.965
	0.7	2.86	-	-	1839	0.221	19.33	18.96	0.270	0.284	0.114	0.116	0.961
	0.8	2.50	-	-	1997	0.221	27.33	29.04	0.267	0.287	0.081	0.076	0.958
	0.9	2.22	-	-	2134	0.221	34.25	38.24	0.305	0.320	0.065	0.058	0.955
	1	2.00	-	-	2226	0.221	38.69	42.01	0.349	0.335	0.057	0.053	-
	1.1	1.82	-	-	2210	0.221	39.03	42.70	0.358	0.385	0.057	0.052	1.100
	1.2	1.67	-	-	2137	0.221	34.10	37.31	0.385	0.495	0.065	0.059	1.100
II CH <sub>4</sub> /Air +15% diluent	1.3	1.54	-	-	2057	0.222	24.01	23.92	0.543	0.509	0.092	0.093	1.100
	1.4	1.43	-	-	1980	0.222	14.20	-	0.831	-	0.156	-	1.101
	0.7	2.86	2.58	-	1633	0.212	8.62	7.08	-	0.190	-	0.299	0.958
	0.8	2.50	2.28	-	1779	0.210	13.29	12.32	-	0.353	-	0.170	0.955
	0.9	2.22	2.04	-	1915	0.210	17.51	17.64	-	0.369	-	0.119	0.952
	1.0	2.00	1.86	-	2022	0.210	20.34	21.26	-	0.442	-	0.099	-
	1.1	1.82	1.70	-	1975	0.212	20.58	20.11	-	0.531	-	0.106	1.083
III CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub> /CO <sub>2</sub>	0.6	3.33	-	7.78	1666	0.144	6.04	-	0.176	-	0.238	-	0.746
	0.7	2.86	-	6.63	1839	0.145	10.08	-	0.151	-	0.144	-	0.745
	0.8	2.50	-	5.72	1997	0.146	14.19	-	0.163	-	0.103	-	0.745
	0.9	2.22	-	4.90	2135	0.148	18.39	-	0.175	-	0.080	-	0.746
	1.0	2.00	-	4.21	2226	0.150	21.71	-	0.158	-	0.069	-	-
	1.1	1.82	-	3.98	2210	0.150	19.49	-	0.200	-	0.077	-	0.872
	1.2	1.67	-	3.75	2139	0.150	16.46	-	0.273	-	0.091	-	0.872
	1.3	1.54	-	3.46	2058	0.151	13.28	-	0.381	-	0.114	-	0.876
	1.4	1.43	-	3.18	1980	0.152	9.28	-	0.548	-	0.164	-	0.880



ここで $X_1$ は希釈剤のモル数で上記の15%希釈の場合、以下の式で表される。

$$X_1 = \frac{15}{85} \times (1 + 4.76X_0)$$

グループIIIとしてグループIの混合気と同一当量比において同じ断熱燃焼温度をもつCH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub>混合気である。グループIIIの混合気はレイス数が小さく、この場合、球状火炎において安定な火炎を実験により生成することは不可能であった<sup>(2)(4)</sup>ため、数値計算によりCO<sub>2</sub>の影響をより詳細に検討した。組成は以下の式で表される。



ここで $X_2$ はCO<sub>2</sub>のモル数である。

全ての場合において当量比 $\Phi$ は $\Phi = 2/X_0$ で計算できる。

表1に本研究で使用した混合気の組成及び物性値を示す。表中 $T_b$ は平衡計算より求まる断熱火炎温度、 $\alpha$ は温度伝導率、 $S_u^0(cal)$ 、 $S_u^0(exp)$ はそれぞれ数値計算、実験によって得られた層流燃焼速度、 $L_u(cal)$ 、 $L_u(exp)$ はそれぞれ数値計算、実験によって得られたマークシュタイン長さである(算出は後述)。また火炎厚さ $\delta_T^0$ は数値計算、実験のそれぞれの値に対応して $\delta_T^0 = \alpha/S_u^0$ により算出した。さらに $Le$ はレイス数であり不足成分の拡散係数を $D$ とすると $Le = \alpha/D$ で定義される。また、本研究で使用した各熱物性値及び輸送係数はCHEMKIN<sup>(18)</sup>により算出した。

## 5. 結果及び考察

**5・1 予混合層流火炎に対する火炎伸張の影響** 図3に一例としてメタン・空気当量比 $\phi = 0.6$ の混合気で行われた火炎伸張 $\kappa$ と燃焼速度 $S_u$ の関係を示す。実験においては点火の影響の大きい領域(領域①)と圧力及び壁の影響の大きい領域(領域③④)は解析の対象外とした<sup>(16)</sup>。領域②はゲージ圧で5kPa以下であり、常圧での挙動と考えることができる。図3から実験、

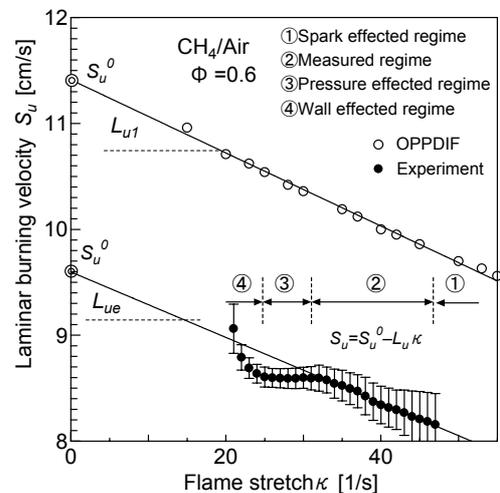


Fig.3 Variations of  $S_u$  with  $\kappa$

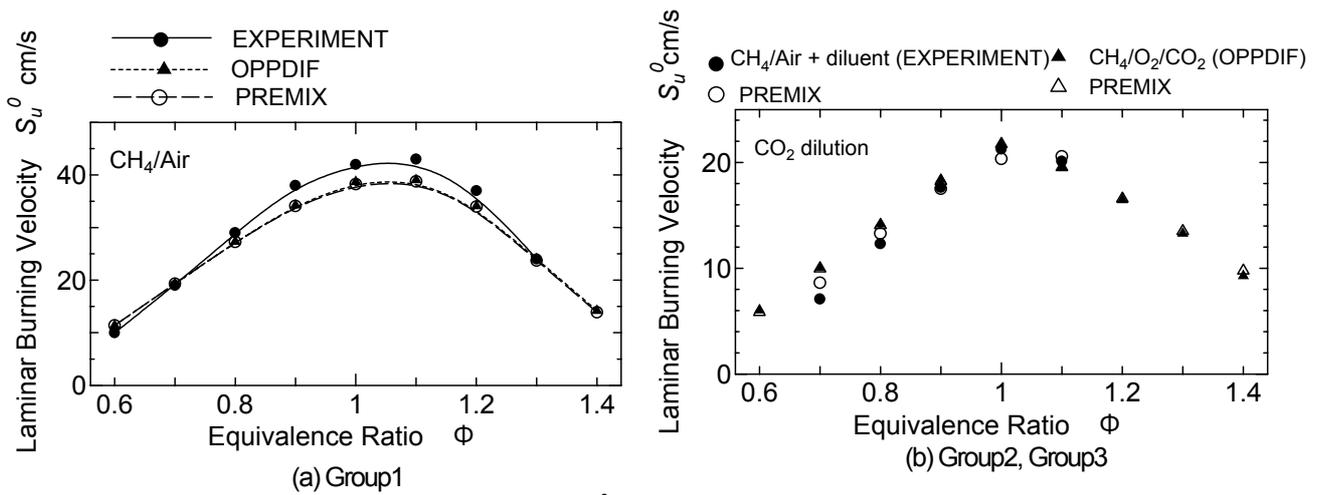


Fig. 4  $S_u^0$ , as a function of  $\phi$

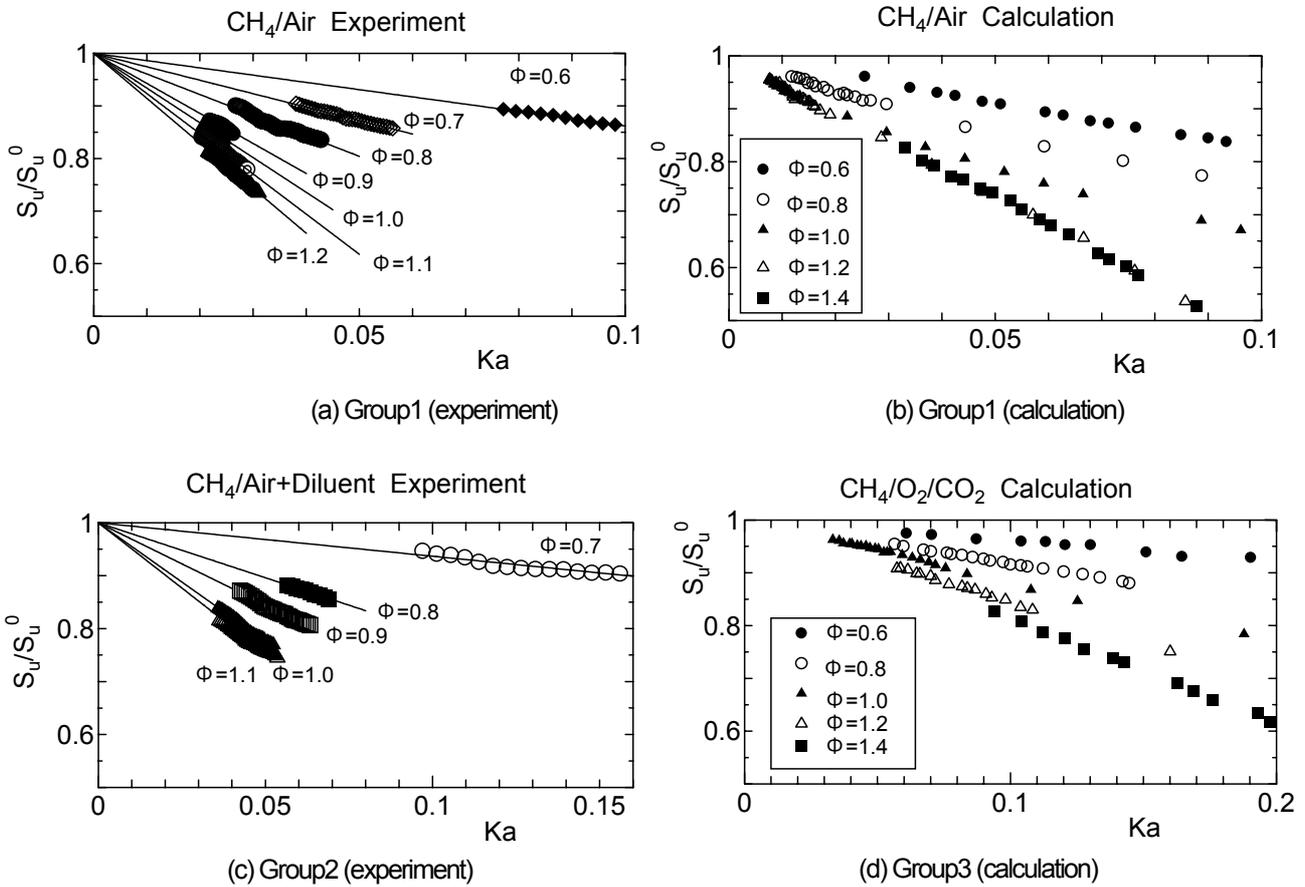


Fig.5 Variation  $S_u/S_u^0$  with  $Ka$

計算とも解析対象領域では $\kappa$ と $S_u$ に線形関係が見られる。この領域を式(1)により最小二乗近似を適用してマークシュタイン長さ $L_u$ と層流燃焼速度 $S_u^0$ を導出した。

図4に線形外挿法により得られたグループI~III混合気の層流燃焼速度 $S_u^0$ をPREMIXによる計算結果と共に示す。OPPDIFを用いて本研究の手法により得られた層流燃焼速度は、同じ反応機構を用いてPREMIXによりえられた層流燃焼速度とよく一致していることが分かる。このことから、本研究で用いた理論及び解析手法の妥当性が確認できる。

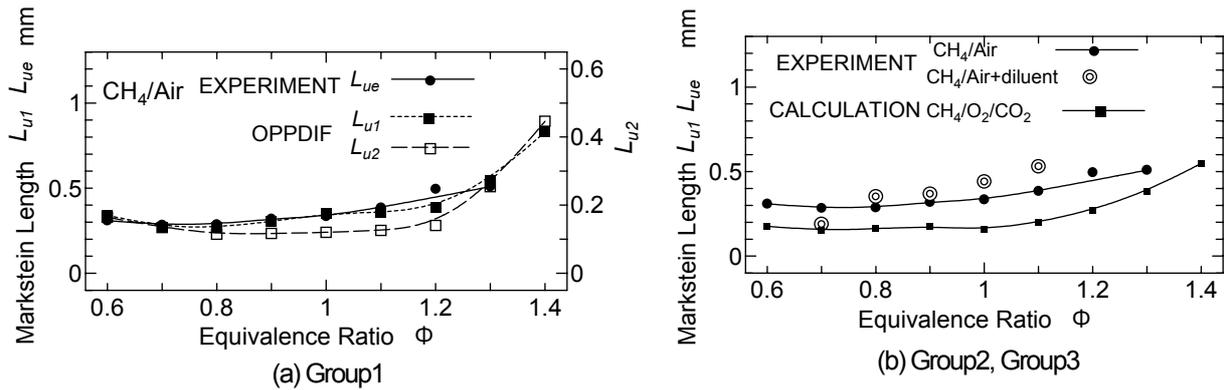


Fig. 6 Variation of  $L_u$  with  $\Phi$

また、グループ I の混合気に対して実験値と計算値と比較すると、実験値は理論当量比付近で若干高い値を示した。これは理論当量比付近では火炎伝ば速度が大きく、このため解析対象領域での火炎伸張が大きくなることによる非線形性の影響と考えられる。伸張のやや強い領域からの補間は非線形性のため 5~15%高い値を示す可能性が示されている<sup>(6)(20)</sup>。

図 5 にグループ I ~ III の混合気に対する燃焼速度  $S_u$ 、 $S_u^0$  と火炎伸張の関係を示す。図から全ての混合気において、 $Ka$  と  $S_u/S_u^0$  の間に式 (4) で示される線形関係が見られることが分かる。また全てのグループに対して当量比が大きいと (より過濃であれば)、同一火炎伸張に対する燃焼速度の低下が大きくなることが分かる。この燃焼速度低下は次節においてマークシュタイン数によって定量化し、ルイス数と火炎伸張の相関によって議論する。

**5・2 マークシュタイン長さ及びマークシュタイン数** 図 6 (a) に線形補間により得られたメタン・空気混合気のマークシュタイン長さ  $L_u$  を実験 ( $L_{ue}$ )、計算 ( $\kappa_1$  に基づく値  $L_{u1}$ 、 $\kappa_2$  に基づく値  $L_{u2}$ ) と共に示す。図から  $L_u$  は 1/10mm のオーダーであることが分かる。また、実験値と計算値を比較すると、 $L_{ue}$  と  $L_{u1}$  はよく一致している。さらに  $L_{u2}$  は実験値と比較して値は約 1/2 となっているものの定性的な傾向は一致していることが分かる。これはグループ III の  $CH_4/O_2/CO_2$  火炎も同様であった。以後の議論では計算値として  $L_{u1}$  を用いたが、定性的傾向の議論において一般性は失わない。

図 6 (b) にグループ I (実験値)、II 混合気 (実験値) とグループ III 混合気 (計算値) のマークシュタイン長さを示す。図から同一当量比においてグループ I、II 混合気間の差異は少ないが、グループ III 混合気は全ての当量比で両混合気を下回っていることが分かる。

本研究ではさらに式 (2) を用いてマークシュタイン数を算出した。図 7 にグループ I (実験、計算)、グループ II (実験)、グループ III (計算) に対するマークシュタイン数  $Ma$  を示す。グループ I 混合気において、実験値と計算値を比較すると、マークシュタイン長さと同様にマークシュタイン数はよく一致している。また、図より  $Ma$  は全ての混合気に対して希薄側で小さくなることが分かる。これはプロパン/空気混合気で  $Ma$  が過濃側で小さくなる<sup>(10)</sup> ことと対照的である。この傾向はルイス数の大小により説明される。即ち、Clavin らによる漸近解析によるとマークシュタイン数は以下の式<sup>(9)</sup> で表される。

$$Ma = \frac{\sigma}{\sigma-1} \ln \sigma + \frac{\beta(Le-1)}{2} \frac{1}{\sigma-1} \int_0^{\sigma-1} \frac{\ln(1+x)}{x} dx$$

ここで、 $\sigma$  は熱膨張率 ( $=\rho_u/\rho_b$ )、 $\beta$  はゼルドビッチ数、 $Le$  はルイス数、 $x$  はダミー変数である。式からマークシュタイン数はルイス数とほぼ線形関係であることが分かるが、表 1 から分かるようにメタン燃料では希薄側でルイス数が小さく、このためマークシュタイン数が小さくなったものと考えられる。また同一当量比においてグループ I ~ III 混合気を比較すると、グループ I 混合気が最も大きく、続いて II、III の順となっていることが分かる。これも上記のようにルイス数との相関で説明できることが分かる。即ち、火炎が正の伸張を受ける時、熱拡散に起因した温度低下と、反応物の物質拡散に起因した温度上昇を同時に受けるため、燃焼速度の変化は両者の相対比 (ルイス数) で決定される。CO<sub>2</sub> 希釈は表 1 から分かるようにその希釈量に応じて混合気全体の温度伝

導率の低下をもたらす、同時にレイヌ数も低下する。このことから希釈量に応じて同一火炎伸張時の熱損失は小さくなり、燃焼速度の低下が小さくなったものと考えられる。

## 6. 結 論

本研究により得られた結論は以下の通りである。

1. 本研究の混合気組成で、マークシュタイン長さは 1/10mm のオーダーである。同じ当量比において  $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$  混合気のマークシュタイン長さは  $\text{CH}_4/\text{Air}$  混合気と比べて小さくなる。
2. メタン燃料の場合、マークシュタイン数は当量比の増加に伴い、増加した。これは当量比の増加でマークシュタイン数が減少するプロパン混合気の場合と対照的である。
3. 同一当量比のマークシュタイン数は  $\text{CO}_2$  希釈の増加に伴い減少する。これはレイヌ数と火炎伸張の相互作用から説明できる。即ち、 $\text{CO}_2$  希釈その希釈量に応じて混合気全体の温度伝導率の低下をもたらす、同時にレイヌ数も低下する。このことから希釈量に応じて同一火炎伸張時の熱損失は小さくなり、燃焼速度の低下が小さくなったものと考えられる。

## 文 献

- (1) Bradley, D., Proc. Combust. Inst. 24(1992), pp.247-262.
- (2) Peters, N., Turbulent Combustion, Cambridge Univ. Press, (2000).
- (3) 田上公俊他, 日本機械学会論文集, 67-661, B(2001), pp.211-216.
- (4) Law, C.K., and Sung, C.J., Prog. Energy Combust. Sci., Vol.26 (2000), pp.459-505.
- (5) Sivashinsky, G.I., Ann. Rev. Fluid Mech. Vol.15 (1983), pp.179-199.
- (6) Dixon-Lewis, G., Proc. Combust. Inst. 23 (1990), pp.305-324.
- (7) Sung, C.J., Sun, C.J., and Law, C.K., Combust. Flame, Vol.107 (1996), pp.114-124.
- (8) Markstein, G. H., Non-steady Flame Propagation, Pergamon, Oxford, (1964).
- (9) Clavin, P., Prog. Energy Combust. Sci., Vol.11 (1985), pp.1-59.
- (10) Matalon, M., Combust. Sci. and Tech., Vol.31 (1983), pp.169-181.
- (11) Deshaies, B. and Cambary, P., Combust. Flame, Vol.82 (1990), pp.361-375.
- (12) Sun, C. J., Sung, C. J., He, L., and Law, C. K., Combust. Flame, Vol.118 (1999), pp.108-128.
- (13) Dowdy, D.R., Smith, D. B., Taylor, S. C., and Williams, A., Proc. Combust. Inst. 23 (1990), pp.325-332.
- (14) Tseng, L.-K., Ismail, M.A., and Faeth, G.M., Combust. Flame, Vol.95 (1993), pp.410-426.
- (15) Bradley, D., Gaskell, P.H., and Gu, X.J., Proc. Combust. Inst. 27 (1998), pp.849-856.
- (16) Tanoue, K., et al., JSME International Journal Series B, Vol.46, No.3, (2003), pp.416-424.
- (17) Lewis, B. and von Elbe, G., Combustion, Flames, and Explosions of Gases, 3rd ed., (1987), Academic Press, pp.381-395.
- (18) Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A. et al., Chemkin Collection, Release 3.7(2003), Reaction Design, Inc.
- (19) Bowman, C. T., Hanson, R. K., Davidson, D. F., Gardiner, W. C., Jr., Lissianski, V., Smith, G. P., Golden, D. M., Frenklach, M., and Goldengerg, M., [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/)
- (20) Tien, J.H. and Matalon, M., Combust. Flame, Vol.84 (1991), pp.238-248.
- (21) Williams, F.A., Combustion Theory, 2nd ed., Addison-Wesley, Menlo Park, CA, (1985).