

DME を利用した転炉ガスの有効利用に関する研究

代表研究者 大分大学工学部 准教授 田上公俊

1. 緒 論

現在、地球規模での環境破壊や資源枯渇の問題への対応のため鉄鋼業にもエネルギー利用の効率化、低公害化が求められている。コークス炉、高炉、転炉などの鉄鋼の製・精錬工程で発生するコークスガス(COG)、高炉ガス(BFG)、転炉ガス(LDG)の副生ガスは、加熱及び電力として回収が可能である。これら副生ガス中、COG、BFGについては発生が安定しており、ほぼ 100%の有効活用が可能であるが、LDG は間欠的な発生でしかも熱量の変動が大きい特徴を持っていることから補助的な燃料として使用されている。このため需給バランスの面では平均的には取れているものの、発生中は発生量が供給能力を上回っており、一部大気燃焼放散されている。本研究ではこれまで大気燃焼放散されてきた LDG の有効利用のためにジメチルエーテル（以下 DME）を副燃料として複合燃焼させることで、安定的な発電とエネルギー消費低減及び二酸化炭素排出量削減を可能にしたシステムを検討する。DME は天然ガスや石炭から安価に大量生産が可能で、数気圧の加圧で容易に液化し、取り扱いが簡単なこと、高セタン価を有し圧縮自着火運転が可能であり、かつ軽油運転時と同程度の熱効率を維持しつつ無煙運転が可能で、かつ軽油代替燃料として近年注目されている。特に DME 最大の利点は、含酸素燃料であることと炭素同士の結合がないことから排気中にすすを全く含まないことである。これにより軽油で困難な EGR や NO_x 還元触媒が使えるため NO_x との同時削減を実現することが可能となる⁽¹⁾。DME の利用はこれまでメタノール火花点火機関の始動補助燃料やメタノール圧縮着火機関の着火及び燃焼促進剤として検討されてきたが⁽²⁾⁽³⁾、近年天然ガスから安価に DME を製造するプロセスが開発されたことに伴い、単体での利用が検討⁽²⁾⁽³⁾されている。しかしながら DME の燃焼は軽油とは異なるため、実用燃焼器の効率的開発のためにはその燃焼特性および反応過程を調べる必要がある。特に燃焼速度は燃焼器開発の基礎データとして必要であるばかりでなく、燃焼シミュレーションで使用される反応機構の検証や燃焼モデルの構築で重要な役割を果たす。層流燃焼速度に関してこれまでバーナー火炎を用いた Gibbs らのデータ⁽⁴⁾があるが多くの誤差要因を含んでいることが指摘されている⁽⁵⁾。近年、Daly らは⁽⁵⁾定容燃焼器を用いて高速度カメラにより層流燃焼速度を算出し、Curran らの反応機構⁽⁶⁾⁽⁷⁾の検証を行っている。この場合、火炎伸張の影響は考慮されていない。また Zhao らは⁽⁸⁾対向流バーナーを用いて、Qin らは⁽⁹⁾一定圧力を保持できる定圧定容燃焼器を用いて、火炎伸張の影響を除去した層流燃焼速度を算出した。一方乱流燃焼速度に関しては著者らが知る限り報告されていない。著者らは既報⁽¹⁰⁾で様々な炭化水素系燃料の基礎燃焼特性を調べて、実用燃焼器内の燃焼では球状火炎に本質的に内在する火炎曲率により生じる火炎伸張が燃焼速度に大きな影響を与えることを見出した。即ち、機関性能の把握には燃料の火炎伸張の影響を考慮する必要がある。本研究では定容燃焼器により DME 火炎の層流燃焼速度及び乱流燃焼速度を算出し、燃焼速度に及ぼす火炎伸張の影響を詳細に検討する。この場合、同一の手法により得た他の炭化水素燃料（メタン、エタン、プロパン）の結果と比較することで、DME 火炎の燃焼特性を明確にする。

2. 実験装置及び実験方法

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内径が約 100mm の球形に近い定容燃焼器⁽¹⁰⁾である。図 1 に燃焼室の外観を示す。2 個の多孔板の後方にそれぞれ独立に駆動される遠心ファンがあり多孔板中心付近の穴から混合気を噴出させ、容器中心部にほぼ一様な乱れ場を作る。燃焼器の乱れ強さ u などの乱れの特性は LDV を用いて計測した。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、時間をお

いて電極により中心点火して実験を行った。また、本研究ではキセノン放電管を備えたストロボスコープを光源とし、高速度カメラ（フォトロン社 FASTCAM-NET にて 1/1000 秒間隔での撮影）を用いたシュリーレン法により伝ば火炎の可視化を行った。得られたデジタル画像をそのまま PC に送り画像処理ソフトにより火炎半径を算出した。各画像は 72mm×77mm，240pixel×256pixel の視野と 0.3mm/pixel の解像度を持つ。本研究で得られた火炎半径は最小で約 3mm，最大で 35mm であることから、測定精度は誤差 1%~10%以内であると考えられる。同時に本研究では燃焼圧力から燃焼速度を算出した。この場合、豊田工機製の半導体圧力トランスデューサ PMS-5M（定格圧力 1MPa，精度：非線形性±1%以内，ヒステリシス±0.5%以内，繰り返し精度±0.5%以内）を用いて得た信号を豊田工機製アンプ AA3004 により増幅した後，横河電機デジタルオシロスコープ DL708E にて取り込んだ。この時，サンプリング周波数は 50kHz であり，AD 変換は 12 ビットの解像度で行った。

3. 数値計算手法

本研究では数値計算手法として Sandia National Laboratories で開発された計算コード CHEMKN⁽¹⁾を使用した。伸張のない火炎の計算には 1 次元平面火炎コード PREMIX⁽¹⁾を用いた。支配方程式，解法等の詳細は文献 11 を参照。支配方程式中の DME の反応機構として本研究では Curran らの反応機構⁽⁷⁾を用いた。また，平衡計算には Reynolds 等によって開発された STANJAN に基づく EQUIL⁽¹⁾を用いて計算した。さらに，本研究で使用した各熱物性値及び輸送係数は CHEMKN により算出した。

4. 混合気の設定

本研究で使用した混合気は DME/Air 混合気であり，組成は以下の式で表される。

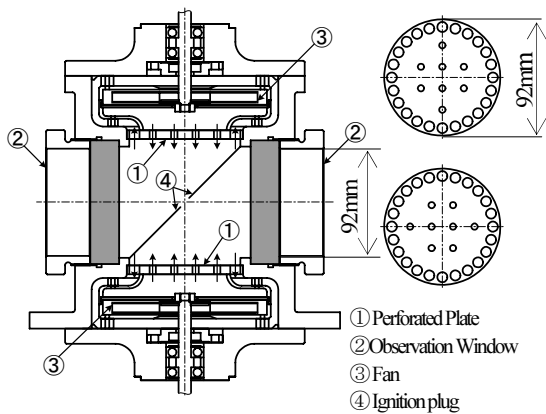
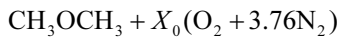


Fig.1 Combustion Chamber

Table1 Properties of mixtures

	ϕ	ρ_b/ρ_u	α [mm ² /s]	S_u^0 [cm/s]	L_u [mm]	Ma	Le
DME/Air	0.8	0.136	20.3	30.7	0.2527	3.83	1.61
	0.9	0.127	20.1	36.9	0.1770	3.24	1.60
	1	0.121	19.9	41.5	0.1429	2.98	/
	1.1	0.119	19.8	44.0	0.1248	2.78	1.02
	1.2	0.119	19.6	42.3	0.0900	1.94	1.02
	1.3	0.120	19.4	37.3	0.0495	0.95	1.01
	1.4	0.121	19.3	31.6	0.0415	0.68	1.01
	1.5	0.122	19.1	22.9	-0.0157	-0.19	1.00
	1.6	0.124	18.9	17.6	-0.0430	-0.40	1.00
	1.7	0.125	18.8	12.4	-0.0746	-0.49	0.99
	1.8	0.126	18.7	9.1	-0.0967	-0.47	0.99
	1.9	0.128	18.5	6.4	-0.1315	-0.46	0.98
2	0.129	18.4	5.4	-0.1406	-0.42	0.98	
CH ₄ /Air	0.7	0.163	21.1	15.9	0.0568	0.43	0.96
	0.8	0.150	21.3	23.9	0.0981	1.10	0.96
	0.9	0.140	21.4	30.8	0.1208	1.74	0.95
	1	0.134	21.3	33.2	0.1465	2.28	/
	1.1	0.133	21.5	33.7	0.1917	3.00	1.10
	1.2	0.135	21.6	26.6	0.2935	3.61	1.10
C ₂ H ₆ /Air	0.8	0.144	21.0	28.6	0.1951	2.66	1.45
	1	0.128	20.8	36.9	0.1654	2.94	/
	1.1	0.126	20.7	37.4	0.1381	2.50	1.06
	1.2	0.127	20.6	34.4	0.1024	1.71	1.06
	1.4	0.132	20.4	19.6	0.0349	0.34	1.05
1.6	0.137	20.2	8.4	-0.0524	-0.06	1.05	
C ₃ H ₈ /Air	0.8	0.142	21.0	29.2	0.3848	5.34	1.87
	1	0.126	20.8	39.0	0.2336	4.38	/
	1.1	0.124	20.6	39.6	0.1851	3.55	1.05
	1.2	0.125	20.5	36.5	0.1157	2.06	1.05
	1.4	0.129	20.3	20.6	-0.0053	-0.05	1.04
	1.6	0.134	20.1	13.2	-0.0854	-0.56	1.03
	1.8	0.139	19.9	4.5	-0.1357	-0.31	1.02
2	0.145	19.6	2.8	-0.1578	-0.23	1.02	

ここで X_0 は酸素のモル数であり、また空気の組成は $O_2+3.76N_2$ と仮定した。この場合、当量比は $\phi=3/X_0$ で計算できる。また本研究では DME/Air 火炎の燃焼特性を明確にするため、他の炭化水素系燃料と比較検討した。ここで比較対象として CH_4 /Air, C_2H_6 /Air, C_3H_8 /Air 混合気を使用した。この場合、当量比はそれぞれ $\phi=2/X_0$, $\phi=3.5/X_0$, $\phi=5/X_0$ で算出できる。

表 1 に本研究で使用した混合気の物性値を示す。表中、 ρ_b/ρ_u は平衡計算により算出した既燃ガス、未燃ガスの密度比、 α は温度伝導率、 S_u^0 は実験によって得られた層流燃焼速度、 L_u , Ma はそれぞれ実験により得られたマークシュタイン長さ、マークシュタイン数である。また Le は不足成分の拡散係数に基づくルイス数であり、火炎厚さは $\delta_f^0 = \alpha/S_u^0$ により算出した。

5. 結果及び考察

5・1 球状火炎における伝ば特性 図 2 に高速度カメラによる球状伝ば火炎の画像から得られた点火からの経過時間 t と火炎伝ば速度 dr/dt の関係を示す。図から希薄側（ルイス数が大きい混合気）では、燃焼初期（火炎伸張が強い時）の伝ば速度は遅く、時間の経過と共に（火炎伸張が弱くなり）徐々に加速していくが、過濃側（ルイス数が小さい混合気）においては燃焼初期の伝ば速度は速く、次第に減速していくことが分かる。このような球状火炎の伝ば特性は火炎伸張とルイス数効果の相互作用により説明されたこれまでの実験結果⁽¹²⁾⁽¹³⁾と定性的傾向は一致する。即ち、ルイス数が 1 以下の混合気は火炎伸張により燃焼速度が増加するため、燃焼初期（火炎伸張が強い領域）に伝ば速度が大きくなり、逆にルイス数が 1 以上の混合気は火炎伸張により燃焼速度が低下するため、燃焼初期に伝ば速度が小さくなったと考えられる。

5・2 層流燃焼速度 次に本研究では燃焼速度に及ぼす火炎伸張の影響の定量化を試みた。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いる⁽¹⁴⁾。火炎伸張の燃焼速度への影響に関しては Markstein による理論⁽¹⁵⁾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⁽¹⁶⁾。

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

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、 κ は火炎伸張、 L_u はマークシュタイン長さである。式 (1) を無次元化すると以下の式が得られる。

$$\frac{S_u}{S_u^0} = 1 - Ma \times Ka \quad (2)$$

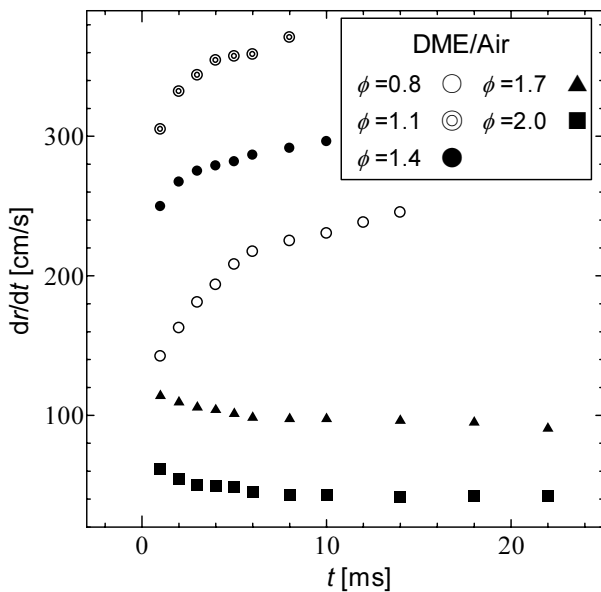


Fig.2 Variations of dr/dt with t

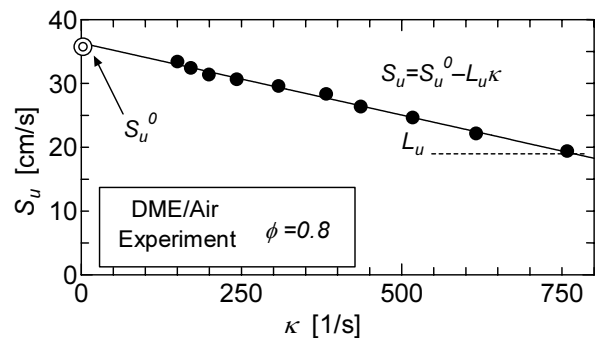


Fig.3 Variations of S_u with κ

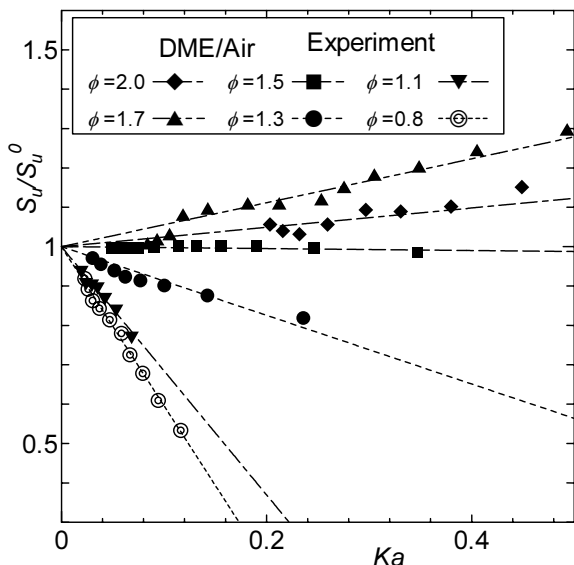


Fig.4 Variations of S_u/S_u^0 with Ka

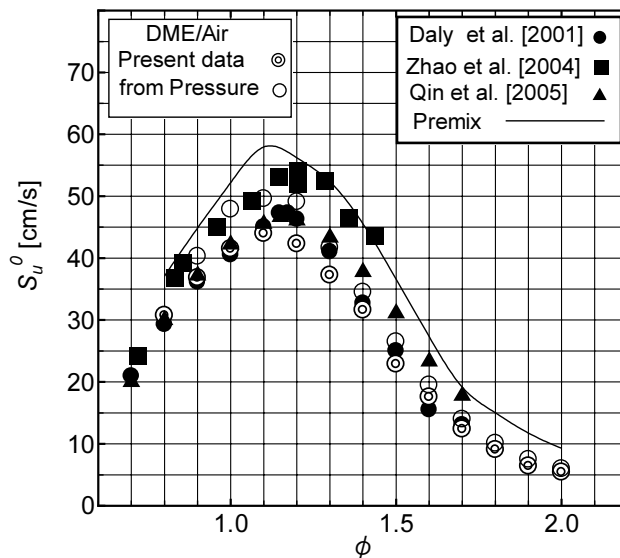


Fig.5 Variations of S_u^0 with ϕ

ここで Ma , Ka はそれぞれマークシュタイン数 ($Ma \equiv L_u/\delta_f^0$) , カルロピッツ数 ($Ka \equiv \kappa/(S_u^0/\delta_f^0)$) , δ_f^0 は火炎厚さである。マークシュタイン数は火炎伸張に対する層流火炎の応答特性を示し, 乱流火炎のモデリングで重要なパラメータである⁽¹⁶⁾。そこで本研究では既報⁽¹⁰⁾と同じく, 以下の手順でマークシュタイン数を算出した。

球状火炎の場合, 火炎伸張は $\kappa = 2r \times dr/dt$ であり⁽¹⁴⁾, またその時の層流燃焼速度も密度変化を考慮して $S_u = \rho/\rho_u \times dr/dt$ により算出できることから図2より κ と S_u の関係が得られる。図3に得られた結果の一例を示す。本研究では図のように両者の関係が線形関係を示したことから式(1)を適用して線形補外することにより S_u^0 を, また, 直線の傾きにより L_u を算出した。図4に図3により得られた Ka と S_u/S_u^0 の関係を示す。図から伸張を受けた場合の S_u/S_u^0 の挙動は当量比によって異なることが分かる。すなわち, 希薄側 (ルイス数が大きい混合気) ほど火炎伸張による速度低下が大きいことが分かる。図5に線形補外により得られた S_u^0 (記号◎) を PREMIX による計算結果及び他の研究者の実験結果⁽⁵⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾と共に示す。図から, Daly らと Qin らの結果とはよく一致するが, Zhao らの結果は全体的に高い値となった。これは Zhao らの実験では対向流バーナーを用いたため, 層流燃焼速度の定義が異なったことによるものと推察される。また, 計算結果も全体的に高い値を示し, Zhao らの結果に近くなった。このことから Curran らの反応機構は球状火炎の予測に対しては注意が必要である。なお, ◎は後述の燃焼の圧力履歴より算出した層流燃焼速度である。

5.3 マークシュタイン長さ及びマークシュタイン数 図6に式(1)の関係により得られた L_u と ϕ の関係を Chen らの結果⁽¹⁷⁾と, 同じ手法で得られた CH_4/Air 火炎, C_2H_6/Air 火炎, C_3H_8/Air 火炎の結果と共に示す。図から本研究の結果は Chen らの結果と定量的には差があるものの, 定性的結果は一致している。また他の炭化水素燃料の結果と比較すると, C_2H_6/Air 火炎, C_3H_8/Air 火炎は DME/Air 火炎と同じく過濃なほど L_u が減少するのに対して CH_4/Air 火炎は逆に希薄なほど L_u が減少することが分かる。また, C_2H_6/Air 火炎, C_3H_8/Air 火炎, DME/Air 火炎を比較すると, ϕ に対する L_u の変化は C_3H_8/Air 火炎が一番大きく, C_2H_6/Air と DME/Air 火炎はほぼ等しい値となった。

図7に式(2)の関係により得られた Ma と ϕ の関係を, 同じ手法で得られた CH_4/Air 火炎, C_2H_6/Air 火炎, C_3H_8/Air 火炎の結果と共に示す。図から Ma は過濃側 (ルイス数が小さい混合気) ほど小さいことが分かる。また, DME/Air 火炎 ($\phi=0.8$ で $Le=1.61$, $\phi=2.0$ で $Le=0.98$) を CH_4/Air 火炎 ($\phi=0.7$ で $Le=0.96$, $\phi=1.2$ で $Le=1.10$) と比較すると, 両者は逆の傾向にあることが分かる。また, C_3H_8/Air 火炎 ($\phi=0.8$ で $Le=1.87$, $\phi=2.0$ で $Le=1.02$) と比較すると傾向は同じであるが, ϕ に対する Ma

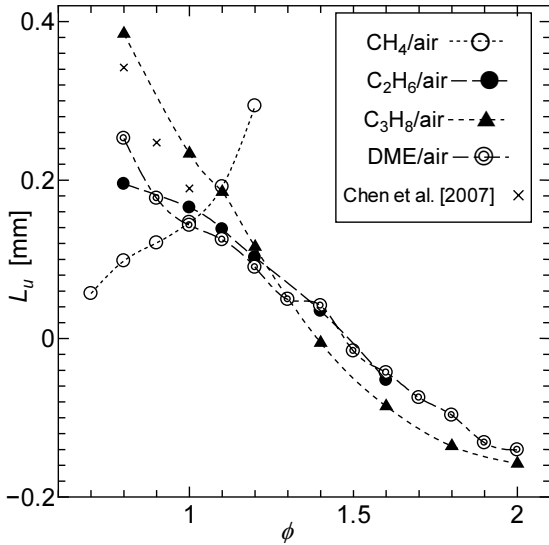


Fig.6 Variations of L_u with ϕ

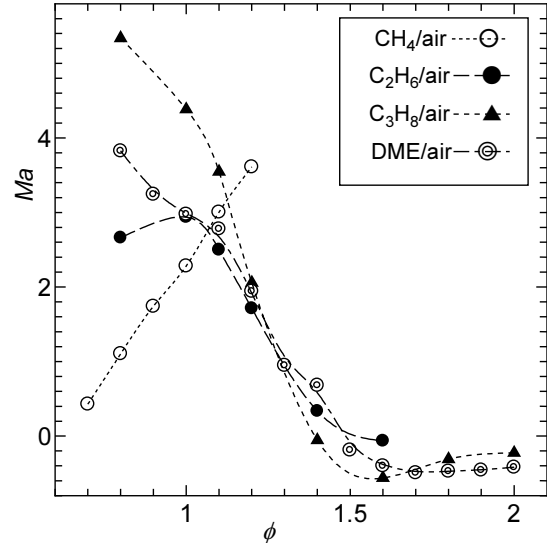


Fig.7 Variations of Ma with ϕ

の変化は DME/Air 火炎が小さくなるのが分かる. さらに C_2H_6/Air ($\phi=0.8$ で $Le=1.45$, $\phi=1.6$ で $Le=1.05$) との比較では同じく傾向は同じであるが, ϕ に対する Ma の変化は DME/Air 火炎が大きくなるのが分かる. 以上の結果はルイス数とマークシュタイン数の間の線形的相関を導出した Clavin らの漸近解析の結果⁽¹⁶⁾と整合性を有する. 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⁽¹⁶⁾で表される.

$$Ma = \frac{\sigma}{\sigma-1} \ln \sigma + \frac{\beta(Le-1)}{2} \frac{1}{\sigma-1} \int_0^{\sigma-1} \frac{\ln(1+x)}{x} dx \quad (3)$$

ここで, σ は熱膨張率 ($=\rho_u/\rho_b$), β 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 (3) 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. 表 1 から DME/Air 火炎は過濃側でルイス数が小さく, よって過濃側で Ma が小さくなるのに対し, CH_4/Air では希薄側でルイス数が小さく, このため希薄側で Ma が小さくなったものと考えられる. さらに DME/Air, C_2H_6/Air , C_3H_8/Air 火炎を比較すると, 当量比によるルイス数の変化は C_3H_8/Air 火炎が一番大きく, 続いて DME/Air, C_2H_6/Air の順になっている. このことが図 7 に見られるような Ma の挙動になったものと推察される.

5・4 乱流燃焼速度 最後に本研究では燃焼圧力の履歴から平均の乱流燃焼速度の挙動を調べた. 基準となる層流燃焼速度は Lewis と von Elbe の手法⁽¹⁸⁾に従い圧力上昇率から算出した. この場合の燃焼速度には火炎伸張の影響を含むが, 本研究ではゲージ圧で 5kPa から 15kPa 圧力上昇したある程度発達した球状火炎を対象とすることで火炎伸張の影響を無視し⁽¹⁹⁾, この間の平均値を層流燃焼速度 S_L と定義した. この領域での火炎伸張による燃焼速度の変化は 5%以下であった. 一方, 乱流燃焼速度は同様に圧力上昇率から層流燃焼速度との比として層流火炎の場合と同じ圧力範囲において

$$S_T/S_L \cong (dP/dt)_T / (dP/dt)_L$$

により算出⁽²⁰⁾した平均の値を乱流燃焼速度 S_T と定義した. ここで下付文字 T, L はそれぞれ乱流火炎, 層流火炎を表す. 図 5 に得られた層流燃焼速度を記号 \circ で示す. 図から前述のシュリーレン法により得られたデータ S_u^0 (記号 \odot) と概ね一致することが分かる. 両者の差異は最大で 15% であった.

図 8(a) に当量比 0.8~1.7 の DME/Air 混合気の無次元化した乱流燃焼速度 S_T/S_L と, 無次元化した乱れ強さ u'/S_L の関係を示す. 図から乱れ強さの増加で乱流燃焼速度は増加するものの増加割合は当量比に依存していることが分かる. すなわち, 同一乱れ強さで比較すると過濃側ほど乱流燃焼速度が大きくなっている. 比較のため図 8(b) に CH_4/Air 混合気, 図 8(c) に C_2H_6/Air 混合気, 図 8(d) に C_3H_8/Air 混合気の結果を示す⁽²¹⁾. 図から CH_4/Air では DME/Air とは異なり希薄側で乱流燃焼速度の増加が大きくなるのが分かる. また C_2H_6/Air では DME/Air と同様に過濃側で乱流燃焼速度が大きくなるが, 希薄側

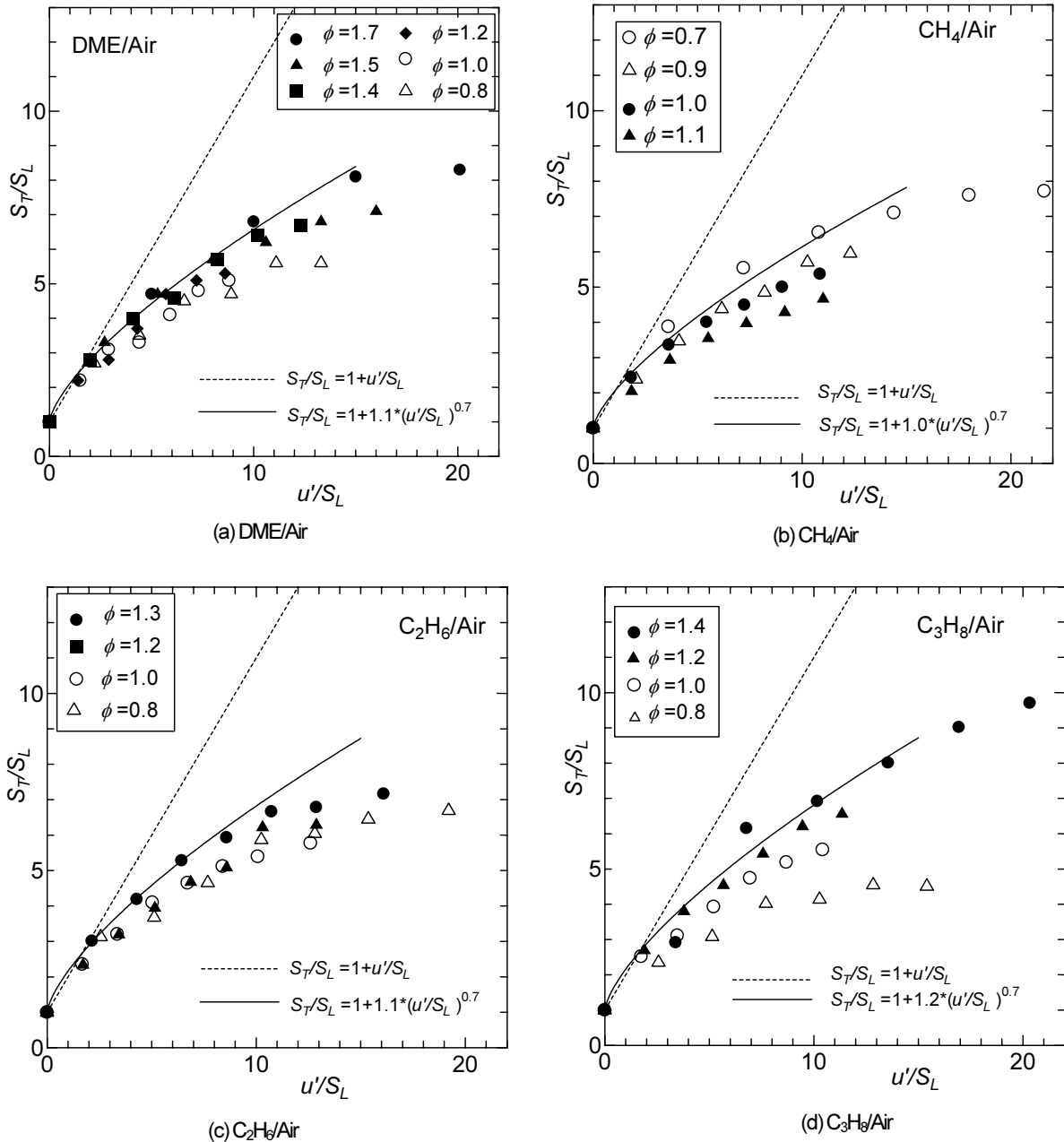


Fig.8 Turbulent burning velocities for various fuel mixtures

域との差異は小さくなっていることが分かる。さらに C_3H_8/Air では DME/Air と同様に過濃側で乱流燃焼速度が大きくなるが、希薄領域との差異はより広がっていることが分かる。以下ではこのメカニズムについて考察する。

火炎片モデル (flamelets concept) によると乱流火炎の平均の反応速度 \bar{w} は以下の式で表される⁽²⁾。

$$\bar{w} = \rho_u S_L I_0 \Sigma \quad (4)$$

ここで ρ_u は未燃ガス密度、 Σ は単位体積当りの火炎面積である。また、 I_0 は乱流火炎面平均の局所燃焼速度と層流燃焼速度 S_L の比であり、火炎伸張の影響を表す。すなわち $S_L I_0$ は乱流火炎面平均の局所燃焼速度を表す。Bradley らによると I_0 はカルロピッツ数 Ka とルイス数 Le の積 $Ka \times Le$ に依存し、 $Ka \times Le$ が小さいほど I_0 が大きくなるとしている⁽²⁾。また、Bray らは以下の式で I_0 を表している⁽²⁴⁾。

$$I_0 = 1 - 0.28 Ma Ka \quad (5)$$

式(3)のように Ma と Le の間の線形的な相関を考えると、Bradley と Bray の結果は定性的に一致することが分かる。

ここで伸張のない乱流火炎の燃焼速度が Damkohler の仮定に従うとすると以下の式で表される⁽²⁵⁾。

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} \quad (6)$$

式(6)を図 8 中に点線で示す。実験値が火炎伸張による乱流火炎面平均の局所燃焼速度変化を考慮した式(4)で表わされるとすると、実験値と式(6)の値の差は主に火炎伸張の影響が大きいと考えられる。さらに火炎片モデルを仮定すると、式(2)から $I_0 \propto S_u/S_u^0$ と表わされるため、 I_0 の値はレイス数とマークシュタイン数が小さいほど大きくなることが推察できる。すなわちメタンでは希薄側でレイス数及びマークシュタイン数が小さいため ($\phi=0.7$ で $Le=0.96, Ma=0.43$, $\phi=1.1$ で $Le=1.1, Ma=3.0$) 火炎伸張による局所燃焼速度 $S_L \times I_0$ の低下は少なく、逆にエタン ($\phi=0.8$ で $Le=1.45, Ma=2.66$, $\phi=1.4$ で $Le=1.05, Ma=0.34$)、プロパン ($\phi=0.8$ で $Le=1.87, Ma=5.34$, $\phi=1.4$ で $Le=1.04, Ma=-0.05$) では過濃側でレイス数及びマークシュタイン数が小さいため平均の局所燃焼速度 $S_L \times I_0$ の低下は小さくなっていると考えられる。DME ($\phi=0.8$ で $Le=1.61, Ma=3.83$, $\phi=1.4$ で $Le=1.01, Ma=-0.68$) の傾向はエタン、プロパンと同じであるが、エタンに比べて、希薄側と過濃側のレイス数及びマークシュタイン数の差異が大きいいため、当量比変化に対する局所燃焼速度の変化が大きくなり、その結果、当量比による乱流燃焼速度の差異が大きくなったものと推察される。さらに DME はプロパンに比べて希薄側と過濃側のレイス数及びマークシュタイン数の差異が小さいため、当量比変化に対する局所燃焼速度の変化がプロパンに比べて少なくなり、その結果、当量比による乱流燃焼速度の差異が小さくなったものと推察される。

本研究ではシュリーレン法で求めたマークシュタイン数から DME の乱流燃焼速度の一般式を得るため、まず、各燃料に対して局所燃焼速度低下が小さいと考えられる基準当量比を選んだ。即ち、各燃料に対して Ma が 0 付近で S_T/S_L が近い値となる当量比の混合気に対して以下の Klimov の式⁽²⁵⁾を適用し、実験結果を整理した。

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + C \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{0.7} \quad (7)$$

結果を図 8 の実線で示す。図から Ma が 0 に近い球状火炎に対して乱流燃焼速度の結果は式(7)でよく整理できることが分かる。また、全ての混合気で定数 C は 1 に近くなっている。さらに他の当量比に対しては式(7)からレイス数に応じて局所燃焼速度が低下し、その結果乱流燃焼速度が低下しているものと推察される。

6. 結 論

本報では DME 予混合火炎の基礎燃焼特性を調べ、以下の結論を得た。

1. DME/Air 混合気の希薄側では、燃焼初期に火炎伝ば速度が遅く、時間の経過と共に次第に加速していくが、過濃側においては燃焼初期の伝ば速度が速く、次第に減速していく。これは火炎伸張とレイス数効果から説明できる。
2. DME/Air 火炎の Ma は過濃側ほど小さくなる。また、 CH_4 /Air 火炎と比較すると、両者は逆の傾向にあることが分かる。また、 C_3H_8 /Air 火炎と比較すると傾向は同じであるが、 ϕ に対する Ma の変化は DME/Air 火炎が小さくなる。さらに C_2H_6 /Air との比較では同じく傾向は同じであるが、 ϕ に対する Ma の変化は DME/Air 火炎が大きくなる。このことは漸近解析により得られたレイス数とマークシュタイン数の相関関係により説明できる。
3. DME/Air は過濃側ほど同一乱れ強さに対する乱流燃焼速度が大きくなった。一方、 CH_4 /Air では DME/Air とは異なり希薄側で乱流燃焼速度の増加が大きくなり、また C_2H_6 /Air では DME/Air と同様に過濃側で乱流燃焼速度が大きくなるが、希薄領域との差異は小さくなった。さらに C_3H_8 /Air では DME/Air と同様に過濃側で乱流燃焼速度が大きくなるが、希薄領域との差異はより広がった。この結果は乱流燃焼時の局所燃焼速度が火炎伸張の影響により変化し、その変化の仕方がレイス数及びマークシュタイン数に依存するとした Bradley と Bray の理論と定性的に一致する。

文 献

- (1) Meurer, P.C., and Fleisch, T.H., Proc. Conf. Program Int. Congress Engine and the Environment, Graz, Austria (1995), pp.24-25.
- (2) Chen, Z., Konno, M., and Kajitani, S., JSME Int. J. Series B, Vol.43 (2000), pp.82-88.
- (3) Kajitani, S., JSME TED Newsletter, No.42 (2004), 12p.
- (4) Gibbs, G.J., and Calcote, H.F., J. Chem. Eng. Data., Vol.3 (1959), pp.226-235.
- (5) Daly, C.A., Simmie, J.M., et al., Combust. Flame, Vol.125 (2001), pp.1329-1340.
- (6) Curran, H.J., et al., Int. J. Chem. Kinet., Vol.30 (1998), pp.229-241.
- (7) Kaiser, E., et al., J. Phys. Chem. A, 104 (2000), pp.8194-8206.
- (8) Zhao, Z., Kazakov, A., and Dryer, D., Combust. Flame, Vol.139 (2004), pp.52-60.
- (9) Qin, X., and Ju, Y., Proc. Combust. Inst. 30 (2005), pp.233-240.
- (10) Tanoue, K., et al., JSME Int. J. Series B, Vol.46 (2003), pp.416-424.
- (11) Kee, R.J., Rupley, F.M. and Miller, J.A. et al., CHEMKIN Collection, Release 3.5, Reaction Design, Inc., San Diego, CA (1999).
- (12) Tseng, L.-K., Ismail, M.A., and Faeth, G.M., Combust. Flame, Vol.95 (1993), pp.410-426.
- (13) Bradley, D., Gaskell, P.H., and Gu, X.J., Proc. Combust. Inst. 27 (1998), pp.849-856.
- (14) Law, C.K., and Sung, C.J., Prog. Energy Combust. Sci., Vol.26 (2000), pp.459-505.
- (15) Markstein, G. H., Non-steady Flame Propagation, Pergamon, Oxford, (1964).
- (16) Clavin, P., Prog. Energy Combust. Sci., Vol.11 (1985), pp.1-59.
- (17) Chen, Z. et al., Proc. Combust. Inst. 31 (2007), pp.1215-1222.
- (18) Lewis, B. and von Elbe, G., Combustion, Flames, and Explosions of Gases, 3rd ed., Academic Press (1987).
- (19) Stone, R., Clarke, A., and Beckwith, P., Combust. Flame, Vol.114 (1998), pp.546-555.
- (20) Babkin, V. S., Babushok, V. I. and Suyushev, V. A., Combustion, Explosion, and Shock Waves, Vol.13 (1978), pp.291-295.
- (21) Tanoue, K. et al., Review of Automotive Engineering Vol.25, (2004), 135-142.
- (22) Libby, P.A., and Williams, F.A., Turbulent Reacting Flows, Academic press, (1994), pp.63-113.
- (23) Bradley, D., et al., Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 338 (1992), pp. 359-387.
- (24) Bray, K.N.C., and Peters, N., Laminar flamelets in turbulent flames, Turbulent Reacting Flows, Academic Press (1994), pp.63-113.
- (25) Turns, S.R., Introduction to Combustion, McGraw-Hill, (2000), pp.462-466.