

3A08 流動気体のレーザー点火における吸収エネルギーの影響

○宮本和希, 川村浩晃, 岡本大輝, 遠藤琢磨, 城崎知至, 金佑勁 (広島大学 機械工学プログラム)

Influence of Absorbed Energy on Laser Ignition of Flowing Gases

Kazuki Miyamoto, Hiroaki Kawamura, Daiki Okamoto, Takuma Endo, Tomoyuki Johzaki, and Wookyung Kim

Key Words : Ignition, Laser, Turbulent Flow

Abstract

Experiments on laser ignition of flowing gases were carried out focusing on the influence of laser absorption energy. The gas flow was created by filling a pipe with premixed methane-air mixture and driving a piston pushing the gas mixture. In the experiments, we varied the fuel mole fraction in the range of 5.0–7.2% and the flow speed in a pipe as 15, 30, or 60 m/s. We used a Nd:YAG laser whose wavelength and pulse duration were 1064 nm and 12 ns, respectively. In order to study the influence of the laser absorption energy on the laser-ignition performance, we also varied the laser absorption energy as 7.5, 15, or 30 mJ. The probability of successful ignition for each condition was experimentally evaluated by observing the self-emission of the burning gases. The results show that defining the critical condition of the ignition as the probability of successful ignition of 50%, the critical condition was expressed by a constant value of the turbulent Damköhler number where the radius of the initial flame kernel was used as the characteristic length of the fluid motion.

1. 序論

近年、持続可能な社会の実現のために、カーボンニュートラルが求められている。それに伴い、内燃機関で使用するバイオ燃料などの合成燃料の開発が進められている。そうした合成燃料が使用される場合は燃料の価格高騰が予想されることから、内燃機関の燃費向上は極めて重要となり、内燃機関の開発は燃料希薄燃焼かつ高圧縮比燃焼に向かって進んでいる [1,2]。しかし、現在の主な点火方法であるスパークプラグ点火では、燃料希薄燃焼は点火に必要なエネルギーの増大につながり、高圧縮比燃焼は電極間印加電圧の上昇につながることから、放電電極の損耗を加速させ、スパークプラグの低寿命化につながると考えられている[3,4]。そのため、スパークプラグ点火に代わる新しい点火技術の開発が求められている。

レーザー点火技術の開発は1970年頃から進められてきた。高強度のレーザーをガス中で集光するとスパークのできることが1963年に報告された[5]。また、1970年頃からレーザー点火実験の研究が報告されるようになった[6,7]。近年では技術が進み、レーザーダイオード励起受動Qスイッチ固体レーザーが開発され[8]、レーザーヘッドの大きさを自動車用スパークプラグ程度まで小型化することが可能となり[9]、レーザー点火は実用的な点火技術として研究されるようになってきた。

これまで多くのレーザー点火実験が行われ、スパークプラグ点火と比較したレーザー点火の特徴と

して以下のようなことがわかってきている。まず、スパーク形成に電極を必要としないため、電極の損耗や電極本体への熱損失がない。また、高圧ガス中においてレーザー誘起ブレークダウンが起きやすいことが報告されている[10,11]。そして、燃焼器内の任意の位置および任意の時刻でスパークを作れることから点火の空間的・時間的な制御性が高く、実用化するにあたり大きな長所になると考えられる[12]。また、最小着火エネルギーはレーザー点火の方がスパークプラグ点火よりも大きい[13]、ガス中に最小着火エネルギーよりも十分大きなエネルギーを与えたときは、レーザー点火における燃焼器内の圧力上昇がスパークプラグ点火の場合よりも速いことがわかっている[14]。なお、レーザー点火ではレーザー導入用光学窓への煤の付着が起り得る問題として考えられるが、レーザー自身が光学窓の汚れを取り除くことが報告されており[15]、あまり悲観されていない。

静止気体中のレーザー点火の特徴は明らかになりつつあるが、実際の燃焼器内の点火位置では流れが存在することが多く、例えばレシプロエンジンでは流速10 m/s程度[16]、スクラムジェットエンジンでは流速200 m/s程度[17]の流れの中で点火する必要がある。そのため、流動気体中におけるレーザー点火の特徴を明らかにすることが重要である。

流動気体が点火過程に及ぼす影響は平均的な流れによる影響と流れに伴う乱れによる影響とが考えられる。点火に必要なエネルギーの投入にかかる時間

は、スパークプラグ点火では 10^{-3} s程度であるのに対し、レーザー点火では 10^{-8} s程度である。したがって、平均流速が10–100 m/sのとき、エネルギーを投入している時間に流体粒子が移動する距離は、レーザー点火では0.1–1 μm 、スパークプラグ点火では10–100 mmである。スパークによって静止気体中に形成される初期火炎核の大きさは1 mmのオーダー[18]であるため、スパークプラグ点火では、エネルギー注入過程が平均的な流れによって大きく影響されるのに対し、レーザー点火では、エネルギー注入過程は平均的な流れによってほとんど影響されない。したがって、レーザー点火ではエネルギー投入時の平均的な流れによる流体粒子の移動は無視することができ、形成されたスパークが伝播火炎に成長する過程において流れの影響が表れるものと考えられる。

昨年、我々は、メタン・空気予混合気を用い、吸収エネルギーを15, 30 mJと変化させ、管内流速と燃料モル分率を変化させてレーザー点火実験を行い、乱流ダムケラー数が点火成功率を支配する無次元量であることを報告した[19]。本研究では、上記の結果に吸収エネルギーが7.5 mJの実験結果を加え、吸収エネルギーの大きさも考慮した新しい支配無次元量について報告する。

2. 実験装置および実験方法

光学系を含めた実験装置の全体図と実験装置の詳細図とを図1、図2にそれぞれ示す。燃焼器は全長

1000 mm、内径20 mmであり、長さ880 mmの亚克力パイプの両端に長さ60 mmの真鍮製パイプを接続したものである。点火位置は燃焼器の上流端から450 mmである。移動ピストン部は全長1000 mm、内径101 mmの亚克力パイプで、内部で直径100 mmのナイロン製ピストンが動くようになっている。燃焼器の下流端と移動ピストン部の上流端には閉鎖した状態から内径20 mmの円形流路が約60 msで完全に開放する自家製空圧バルブA、Bが設置されている。

燃焼器内の流れは移動するピストンによってつくられる。高圧タンクに窒素ガスを充填し、バルブA、Bを同時に開く。高圧タンクから移動ピストン部に流入する窒素ガスがピストンを押して動かし、可燃性ガスで満たされた燃焼器内に流れをつくる。移動ピストン部の上流端にはスロートが取り付けられており、高圧タンクから流入する窒素ガスをチョークさせることで移動ピストン部に流入するガスの流量を一定に保った。燃焼器の下流端からはガスが排出される。本研究では、ピストンの動きをデジタルビデオカメラ（SONY社製：FDR-AX700, 960 fps）で撮影し、そのデータから各時刻におけるピストンの移動速度を求めた。ガスの流れを非圧縮性流れと仮定し、燃焼器内を流れるガスの平均流速をピストンの移動速度を $(101/20)^2$ 倍することで求めた。スロート径および高圧タンクの圧力は、予備実験により、燃焼器内で所望の平均流速が得られるように設定した。予備実験

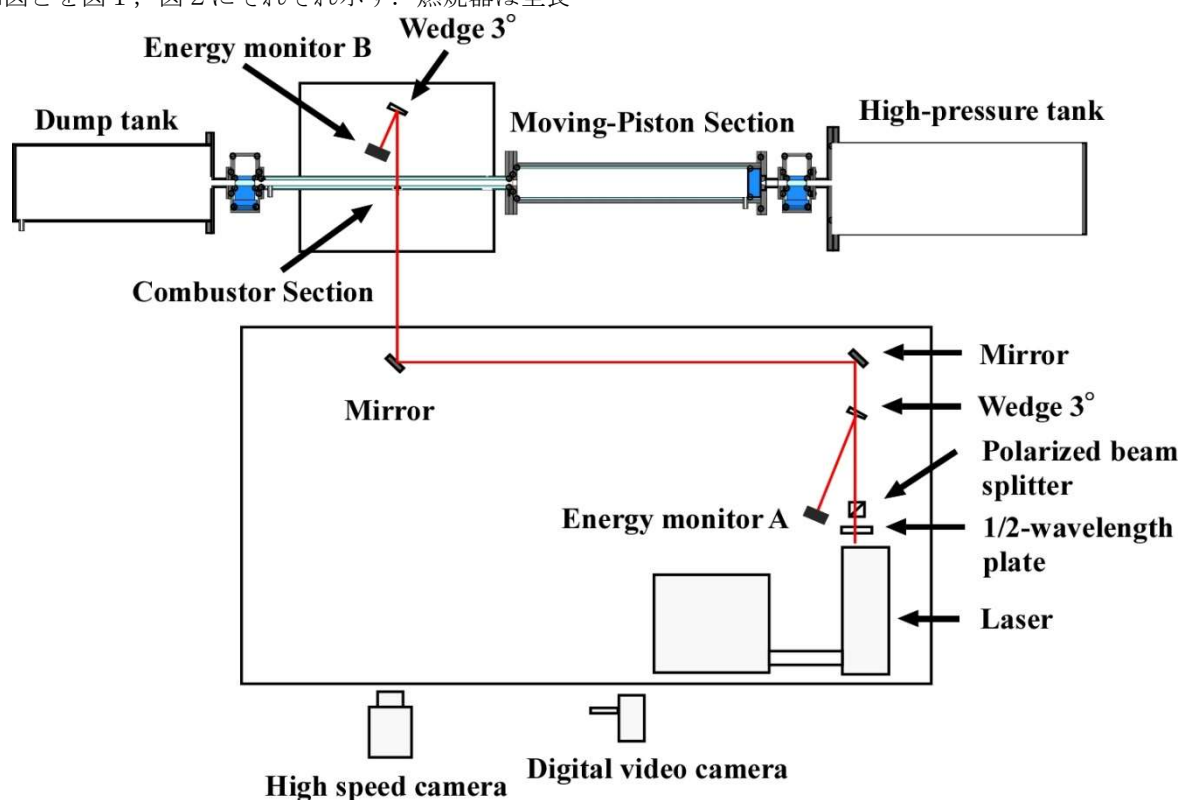


図1 実験装置全体図

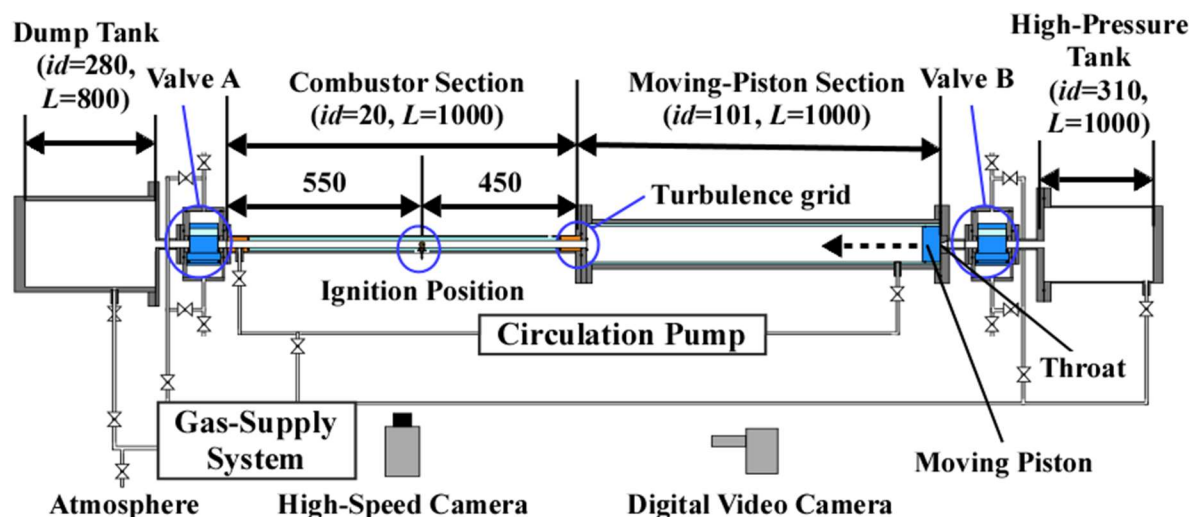


図2 実験装置詳細図

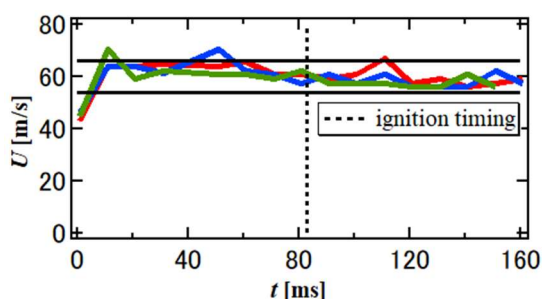


図3 予備実験で得られた流速の時間履歴
高圧タンクの圧力：180 kPa
スロート径：7.5 mm

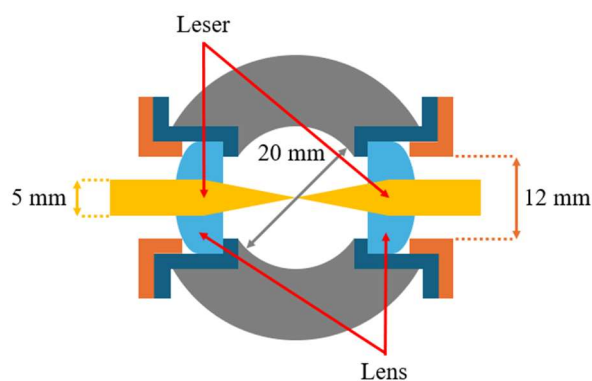


図4 点火部の詳細

で求めた燃焼器内の平均流速の時間変化の例を図3に示す。予備実験では設定した条件で実験を3回繰り返し、ピストンが動き始めてから燃焼器内の流速が所望の流速の $\pm 10\%$ の範囲内となる時刻を点火タイミングとした。実験時の燃焼器内の平均流速 U は15, 30, 60 m/sであり、レイノルズ数(Re)は19000-74000に相当する。

実験では、短い距離でレイノルズ数に応じた発達した流れを形成するため、燃焼器の上流端に乱流格子を設置した。乱流格子は、格子によってつくられた乱れが格子から約150 mmの位置で1/100程度に減衰するように設計した[20]。

点火部の詳細を図4に示す。点火部にはレーザーを集光するためのレンズと透過光を外に引き出すためのレンズとが取り付けられている。レーザーの集光位置は燃焼器の中心軸上であり、レンズは焦点距離が $f = 15.00$ mmの平凸レンズ（波長1064 nmに対する焦点距離の計算値は15.62 mm）を使用した。レーザーのビーム径は約5 mm[21]であり、開口部の直径は12 mmである。使用したレーザーはNd:YAGレーザー（LOTIS TII社製：LS-2131M-10、波長1064 nm）であ

り、実効的なパルス幅は約12 nsである[21]。同じレーザーを使用した過去の実験では、集光光学系のF値が81.89/15のときに実効的な集光スポット径が約68 μm であった[21]。集光スポット径が集光光学系のF値に比例すると仮定して計算すると、本実験の集光光学系のF値は15.62/5であるため、本実験の集光スポット径は約39 μm と見積もられる。レーザーの入射エネルギー E_{in} と透過エネルギー E_{out} は、それぞれ、ビームスプリッターとパイロエレクトリックセンサー（OPHIR社製：PE25-C）を使って測定した。吸収エネルギー E_{abs} は散乱エネルギーは十分に小さい[13]と仮定し、関係式 $E_{\text{abs}} = E_{\text{in}} - E_{\text{out}}$ により求めた。常温、常圧の静止した空気中で測定された吸収率 $\eta_{\text{abs}} (= E_{\text{abs}}/E_{\text{in}})$ を図5に示す。本研究ではレーザーの吸収エネルギーが7.5, 15, 30 mJの条件で実験しており、所望の吸収エネルギーの $\pm 10\%$ の範囲内の実験結果のみを採用した。

実験では、可燃性ガスとしてメタン・空気予混合気を使用した。初期圧力は100 kPaであり、初期温度は約20 $^{\circ}\text{C}$ である。メタン・空気予混合気は分圧法を用いて調製し、メタンモル分率が5.0-7.2%（当量比は0.50

から0.72) の範囲で実験を行った。そして、各条件で点火実験を10回あるいは11回繰り返して行い、点火成功率を評価した。なお、メタンと空気の混合には循環ポンプを使用し、予備実験を行って混合割合の精度を確かめた。予備実験では、メタン・空気予混合気の代わりに酸素・窒素予混合気を本実験と同じ方法で調製し、酸素濃度を測定した。その結果、実験を10回繰り返したところ、酸素濃度3.0%の目標値に対して、平均値が3.0%、標準偏差が0.12%であった。この結果から、混合気の精度は不均一による局所的なばらつきを含め、0.2%よりも良いと判断した。

実験では、燃焼器内の火炎の自発光を高速カメラ（Photron 社製：AX-50）で撮影した。撮影速度は1000 fps、露光時間は1 msである。火炎が途中で消えずに燃焼器下流端まで流される様子を撮影できた場合を点火成功と判断した。

3. 結果と考察

吸収エネルギーが30 mJ、平均流速が30 m/s、メタンモル分率が6.0%の条件において高速カメラで撮影した燃焼器内の火炎の自発光の例を図6に示す。図中の時刻はブレークダウン発生を基準とした時刻であり、流れの向きは右から左である。図6(a)は点火

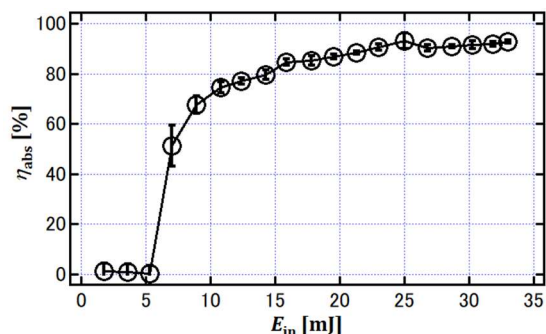
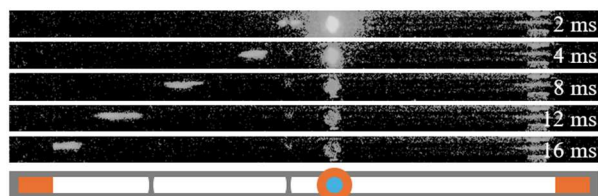


図5 常温・常圧の静止空気中で測定された吸収率

(a)



(b)

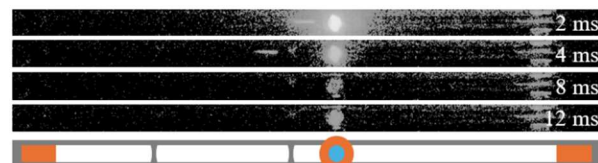


図6 火炎の自発光像
(a) 点火成功 (b) 点火失敗

成功の場合であり、火炎が燃焼器下流端まで流されている様子が見える。一方、図6(b)は点火失敗の場合であり、火炎が流される途中で消えた様子が見える。

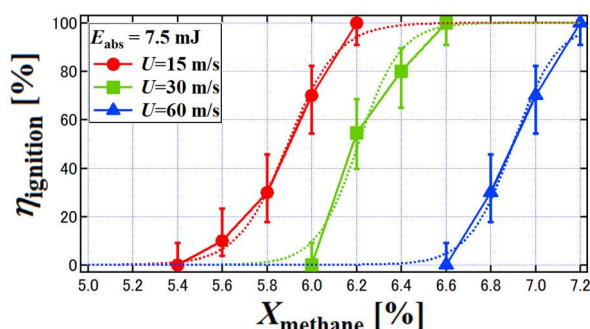
実験で得られた点火成功率のメタンモル分率依存性を図7に示す。図7(a), (b), (c)はそれぞれ吸収エネルギー E_{abs} が7.5, 15, 30 mJの実験結果を示している。図中の点線はシグモイド関数

$$\eta_{\text{ignition}} = \frac{100}{1 + \exp[-a(x - b)]}$$

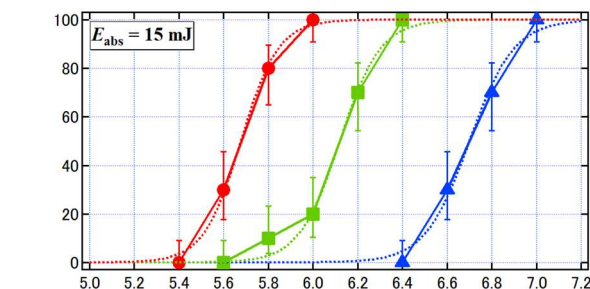
で実験結果をフィッティングした曲線である。当量比1のメタンモル分率は9.6%であり、全体的な傾向としては、平均流速が速いほど、あるいは吸収エネルギーが小さいほど、点火可能な条件が当量比1に近づく結果となった。

序論において、レーザー一点火の場合はスパークが伝播火炎に成長する過程に流れの影響が表れると述べたが、レーザーの集光位置が燃焼器の中心軸上であることを考慮すると、平均的な流れの流速勾配の

(a)



(b)



(c)

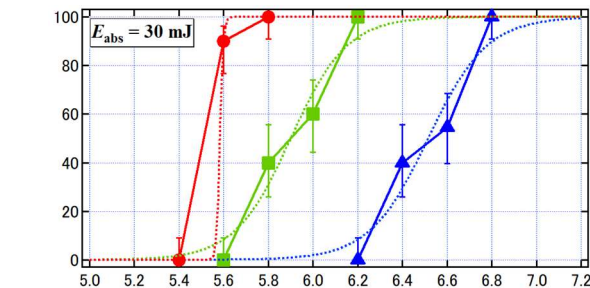


図7 点火成功率のメタンモル分率依存性

(a) $E_{abs} = 7.5$ mJ, (b) $E_{abs} = 15$ mJ,

(c) $E_{abs} = 30$ mJ

影響も小さいものと考えられる。したがって、レーザーの点火過程に大きく影響を及ぼすのは流れの乱れであると考えられる。この考えに沿い、予混合乱流燃焼の研究で良く使用される乱流燃焼ダイヤグラム上に実験的な点火限界条件をプロットした。実験的な点火限界条件は、点火成功率が50%となる実験条件とした。なお、点火成功率50%となるメタンモル分率の値は、図7の実験結果をシグモイド関数でフィッティングして得た点火成功率50%のメタンモル分率と図7の実験結果を線形補間して得た点火成功率50%のメタンモル分率との平均値とした。実験的な点火限界条件をプロットした乱流燃焼のダイヤグラムを図8に示す。実験結果をプロットするため、乱流強度 u' は経験式 $u' = 0.087Re^{-0.079}U$ [22] (U は未燃ガスの平均流速, $Re = Ud/\nu$ は未燃ガス流のレイノルズ数, d は管直径, ν は未燃ガスの動粘度[23])で評価し、乱流積分スケール L_i は経験式 $L_i = 0.08d$ [24]で評価し、層流火炎の燃焼速度 S_L と火炎帯厚さ δ_L はCantera[25] (化学反応モデルはGRI-mech3.0[26])を使用して計算した。なお、火炎帯厚さ δ_L は

$$\delta_L = (T_b - T_u)/|\nabla T|_{\max}$$

によって定義した。ここで、 T_b は既燃ガスの温度、 T_u は未燃ガスの温度、 ∇T は火炎帯中の温度勾配である。図8に示す乱流燃焼のダイヤグラム全体の傾向としては左上に行くほど点火が困難となる。

過去に行われた乱流中におけるスパークプラグ点火の実験では、点火過程を支配する無次元量として乱流ダムケラー数[27]と乱流カルロヴィッツ数[28]が考えられてきた。乱流ダムケラー数は

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_{ch}} = \frac{L_i/u'}{\delta_L/S_L} = \left(\frac{u'}{S_L}\right)^{-1} \left(\frac{L_i}{\delta_L}\right)$$

で定義され、乱流カルロヴィッツ数は

$$Ka = \frac{\tau_{ch}}{\tau_{st}} = \frac{\delta_L/S_L}{\lambda/u'} = \left(\frac{u'}{S_L}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{L_i}{\delta_L}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

で定義される。ここで、 λ は乱流のテイラーマイクロスケールである。また、 $\tau_t = L_i/u'$ は大きな渦運動の特性時間、 $\tau_{st} = \lambda/u'$ は火炎伸長の特性時間、 $\tau_{ch} = \delta_L/S_L$ は化学反応の特性時間である。図中にこれらの無次元量が一定となる直線（破線：乱流ダムケラー数、実線：乱流カルロヴィッツ数）を示した。乱流ダムケラー数 Da が小さくなると、化学反応の特性時間に対して大きな渦運動の特性時間が短くなり、火炎構造が大きく乱れやすくなる。一方、乱流カルロヴィッツ数 Ka が大きくなると、火炎伸長の特性時間に対して化学反応の特性時間が長くなり、熱損失の増大に対して発熱が間に合わず、消炎しやすくなる。

図8中の無次元量を示す直線の傾きを見ると、レーザー一点火の点火成功率を支配する無次元量は乱流

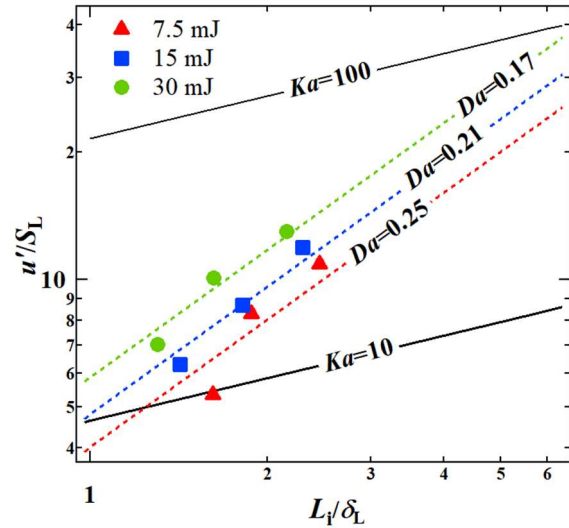


図8 乱流燃焼のダイヤグラム

ダムケラー数であることがわかる。通常、管内を伝播する発達した乱流火炎では火炎面の特性長は管直径に等しく、乱流の積分スケールが火炎面の特性長よりも小さい。そのため、乱流の渦運動は火炎面そのものを分裂させるよりも伸長させる効果をもつものと考えられる。しかし、初期火炎核の大きさ[18]は乱流積分スケール（本実験の場合1.6 mm）と同じオーダーである。そのため、乱流の渦運動の影響は火炎面を伸長させると言うよりも火炎核を分裂させたり大変形させるように表れるものと考えられる。これが、乱流カルロヴィッツ数ではなく乱流ダムケラー数が流動気体中におけるレーザー一点火過程を支配する理由と考えられる。

本研究では、点火過程を支配する乱流ダムケラー数は $E_{\text{abs}} = 7.5 \text{ mJ}$ のとき $Da = 0.25$, $E_{\text{abs}} = 15 \text{ mJ}$ のとき $Da = 0.21$, $E_{\text{abs}} = 30 \text{ mJ}$ のとき $Da = 0.17$ であった。乱流ダムケラー数 Da が小さくなると、火炎構造が大きく乱れやすくなる。吸収エネルギーが大きいほど、初期火炎核が大きくなり、乱されても消炎しにくくなるので、点火限界条件を表す乱流ダムケラー数 Da が小さくなるものと考えられる。そこで、吸収エネルギーがレーザー一点火の点火限界条件に与える影響を考慮するため、新しい無次元量として修正ダムケラー数 Da' を導入する。新しく導入する修正ダムケラー数は

$$Da' = \frac{\tau_t}{\tau_{ch}} = \frac{R_{\text{FK}}/u'}{\delta_L/S_L} = \left(\frac{u'}{S_L}\right)^{-1} \left(\frac{R_{\text{FK}}}{\delta_L}\right)$$

で定義する。ただし、 R_{FK} はレーザー一点火における初期火炎核の半径であり、修正ダムケラー数は乱流ダムケラー数の乱流積分スケール L_i を初期火炎核の半径 R_{FK} で置き換えた無次元量である。レーザー一点火における初期火炎核の半径 R_{FK} は $R_{\text{FK}} = C\Phi_L^{-1/18}E_{\text{abs}}^{1/3}$ [29]で評価する。ただし、 Φ_L は入射レ

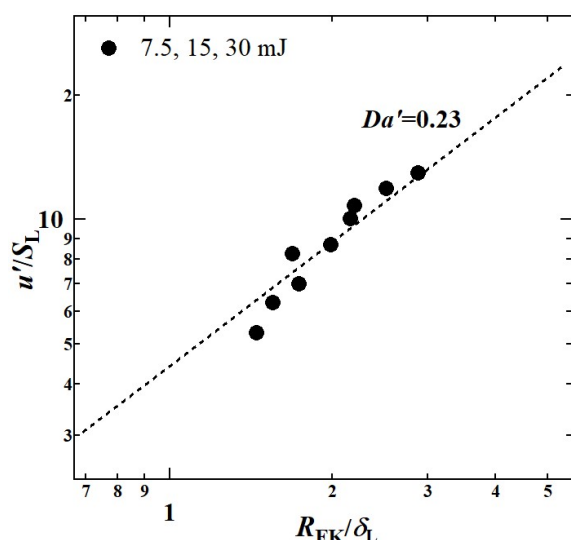


図9 初期火炎核の大きさを使用した
乱流燃焼のダイアグラム

レーザーのパワー密度であり、 C は定数である。同一のレーザーを使って測定された初期火炎核の大きさ[18,29]は $E_{\text{abs}} = 16 \text{ mJ}$ ($\Phi_L = 1.15 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$) のとき $R_{\text{FK}} = 1.77 \text{ mm}$, $E_{\text{abs}} = 26 \text{ mJ}$ ($\Phi_L = 1.47 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$) のとき $R_{\text{FK}} = 2.11 \text{ mm}$ であった。これらの値から、 Φ_L を W/cm^2 単位で与え、 E_{abs} を mJ 単位で与えたときの R_{FK} [mm]を求める定数 C の値を $C = 2.93$ とする。なお、本実験では、入射レーザーのパワー密度は $E_{\text{abs}} = 7.5 \text{ mJ}$ のときは $\Phi_L = 0.71 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $E_{\text{abs}} = 15 \text{ mJ}$ のときは $\Phi_L = 1.23 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $E_{\text{abs}} = 30 \text{ mJ}$ のときは $\Phi_L = 2.24 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ であった。また、先述した式から計算した初期火炎核の大きさは $E_{\text{abs}} = 7.5 \text{ mJ}$ のときは $R_{\text{FK}} = 1.43 \text{ mm}$, $E_{\text{abs}} = 15 \text{ mJ}$ のときは $R_{\text{FK}} = 1.75 \text{ mm}$, $E_{\text{abs}} = 30 \text{ mJ}$ のときは $R_{\text{FK}} = 2.13 \text{ mm}$ である。

通常の乱流燃焼ダイアグラムの乱流積分スケール L_t を初期火炎核半径 R_{FK} で置き換えた新しい乱流燃焼ダイアグラムに実験的な点火限界条件をプロットしたものを図9に示す。図中に修正ダムケラー数が $Da' = 0.23$ となる直線を破線で示した。この図を見ると、修正ダムケラー数によって吸収エネルギーが点火限界条件に及ぼす影響を表現できることがわかる。つまり、吸収エネルギーが点火限界条件に及ぼす影響は初期火炎核の大きさに依っていることがわかる。

4. 結論

燃料希薄な条件のメタン・空気予混合気の管内流れをつくり、吸収エネルギーを変化させてレーザー点火実験を行った。各吸収エネルギーにおいて、点火成功率50%で定義した点火限界は乱流ダムケラー数が一定という条件で表された。また、吸収エネルギー

が点火限界条件に及ぼす影響は、流体運動の特性長を乱流積分スケールから初期火炎核半径に変更した修正ダムケラー数で表現され、本実験の場合その値は0.23となった。

参考文献

- [1] Ikeya, K., Takazawa, M., Yamada, T., Park, S. and Tagishi, R., SAE Int. J. Engines 8: 1579–1586 (2015).
- [2] Nakata, K., Nogawa, S., Takahashi, D., Yoshihara, Y., Kumagai, A. and Suzuki, T., SAE Int. J. Engines 9: 179–192 (2016).
- [3] Dale, J. D., Checkel, M.D. and Smy, P.R., Prog. Energy Combust. Sci. 23: 379–398 (1997).
- [4] Soldner, F. A., Mücklich, F.T., Hrastnik, K. and Kaiser, T., IEEE Trans. Veh. Technol. 53: 1257–1265 (2004).
- [5] Maker, P. D., Terhune, R.W. and Savage, C.M., “Optical Third Harmonic Generation,” in: Grivet, P. and Bloembergen, N. (Eds.), Quantum Electronics (Proc. Third Int. Congress, Paris, 1963), Vol. 2, pp. 1559–1576, Dunod, Paris and Columbia University Press, New York (1964).
- [6] Lee, J. H. and Knystautas, R., AIAA J. 7: 312–317 (1969).
- [7] Weinberg, F. J. and Wilson, J.R., Proc. R. Soc. Lond. A 321: 41–52 (1971).
- [8] Kofler, H., Tauer, J., Tartar, G., Iskra, K., Klausner, J., Herdin, G. and Wintner, E., Laser Phys. Lett. 4: 322–327 (2007).
- [9] Pavel, N., Bärwinkel, M., Heinz, P., Brüggemann, D., Dearden, G., Croitoru, G. and Grigore, O.V., Prog. Quantum Electron. 58: 1–32 (2018).
- [10] H. Kopecek, H. Maier, G. Reider, F. Winter, E. Wintner, : Experimental Thermal and Fluid Science 27 (2003) 499–503.
- [11] Raizer, Yu. P., Laser-Induced Discharge Phenomena, Sec. 7, Consultants Bureau, New York (1977).
- [12] Ronney, P.D., Opt. Eng. 33: 510–521 (1994).
- [13] Syage, J. A., Fourmier, E.W., Rianda, R., and Cohen, R.B., J. Appl. Phys. 64: 1499–1507 (1988).
- [14] Dale, J.D., Smy, P.R. and Clements, R.M., SAE Technical Paper 780329 (1978).
- [15] Endo, T., Okada, K., Ito, Y., Kim, W., Johzaki, T. and Namba, S., Appl. Opt. 57: 10522–10527 (2018).
- [16] Heywood, J.B., Internal Combustion Engine Fundamentals, Sec. 9.5.1, McGraw-Hill, New York (1988).
- [17] Cai, Z., Wang, T. and Sun, M., Acta Astronaut. 165: 268–286 (2019).
- [18] Endo, T., Takenaka, Y., Sako, Y., Johzaki, T., Namba, S. and Shimokuri, D., Combust. Flame 178: 1–6 (2017).
- [19] 川村浩晃, 宮本和希, 岡本大輝, 城崎知至, 金佑

- 勁, 遠藤琢磨, 第62回燃焼シンポジウム, (2024) A114.
- [20] Roach, P.E., Int. J. Heat Fluid Flow 8: 82–92 (1987).
- [21] Endo, T., Takenaka, Y., Sako, Y., Honda, T., Johzaki, T. and Namba, S., Appl. Opt. 55: 1132–1137 (2016).
- [22] Abdel-Gayed, R.G. and Bradley, D., ASME J. Fluids Eng. 99: 732–736 (1977).
- [23] Law, C.K., Combustion Physics, Ch. 4, pp. 141–156, Cambridge University Press, Cambridge (2006).
- [24] Abdel-Gayed, R.G. and Bradley, D., ASME J. Fluids Eng. 102: 389 (1980).
- [25] Cantera, available at: <https://cantera.org/> (2024).
- [26] GRI-Mech3.0, available at: <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/> (2024).
- [27] Horstmann, T., Leuckel, W., Mauere, B. and Maas, U., Process Saf. Prog. 20: 215–224 (2001).
- [28] Shy, S. S., Liu, C. C. and Shih, W.T., Combust. Flame 157: 341–350 (2010).
- [29] Endo, T., Journal of Thermal Science and Technology, Vol.20, No.1: 24-00405 (2025)