メタン - 空気予混合気に対するピコ秒パルスレーザーのレーザー着火特性*

古井 憲治^{*1}, 林 潤^{*1}, 岡田 朝貴^{*2}, 中塚 記章^{*1}
平等 拓範^{*3}, 堀 輝成^{*4}, 赤松 史光^{*5}Study on Laser Induced Ignition for Methane-Air Mixtures
with Pico-Second Pulse Duration LaserKenji FURUI, Jun HAYASHI^{*1}, Tomoki OKADA, Noriaki NAKATSUKA
Takunori TAIRA, Terushige HORI and Fumiteru AKAMATSU^{*1} Department of Mechanical Engineering
Graduate School of Engineering Science, Osaka University
2-1 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871, JAPAN

Ignition by using a laser-induced breakdown (Laser-induced ignition) is considered as a new approach to control the ignition phenomena. It is known that the laser-induced ignition is affected by characteristics of the laser source. In this study, effects of the pico-second order pulse duration of laser source on laser induced ignition phenomena of methane-air lean premixed gas are examined experimentally. Plus durations of laser and conditions of initial gaseous pressure are varied for investigating the effects of laser duration time on Laser-induced ignition. Results clearly show that the minimum ignition energy decreases with increasing the initial pressure. This tendency is same as the previously reported results by using the laser which has nano-second order pulse duration. On the other hand, there is little difference in the minimum pulse energy for ignition with the difference of laser pulse duration time.

Key Words : Laser Ignition, Breakdown, Pico-Second Duration Time, Minimum Pulse Energy, High Pressure

1. 結 言

近年, エネルギー問題として化石燃料の枯渇や環境負荷の増大などが挙げられている. しかしながら, このような状況においても, エネルギーを容易かつ大量に得ることのできる手法である化石燃料の燃焼の重要性は, 当面ゆるがえないものと考えられる. そこで現在, 燃焼器の高効率化やクリーン化を目標に広く研究が行われている. その中でも希薄予混合燃焼は, 窒素酸化物 (NOx) などの環境汚染物質の排出量低減が実現可能な燃焼方式であることから重要視されている. 一方で, 希薄予混合気においては, 燃焼速度が小さく着火が不安定であることから, 着火方式に関する研究が重要となっている. そこで, 新しい着火方式の一つとしてレーザー誘起ブレイクダウン (以下, ブレイクダウンとする) を利用したレーザー着火が提案・検討されている.

レーザー着火は, 電極が不要で任意の位置における着火が可能であり, 安定した着火が実現できる. また, 燃焼室中央で着火された場合には, 火炎から燃焼室壁への熱損失が小さいため, 点火プラグを用いた従来の着火方式と比べて着火遅れが短く, 熱発生率の高い燃焼が実現できる⁽¹⁾. また, 光学系の設計方式により, 多点同時着火も実現可能で, 燃焼時間と燃焼効率の大幅な改善が期待される. 燃焼効率の向上は, 単に出力向上だけでなく, 希薄な可燃性予混合気への着火が可能になる⁽²⁾という点において注目されている. さらに, 点火プラグを用いた

* 原稿受付 2011 年 11 月 27 日

^{*1} 正員, 大阪大学 (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1)^{*2} 大阪大学^{*3} 正員, 分子科学研究所 (〒444-8585 愛知県岡崎市明大寺町字西郷中 38 番地)^{*4} 正員, 大阪府警察科学捜査研究所 (〒541-0053 大阪府大阪市中央区本町 1-3-18)^{*5} 正員, フェロー, 大阪大学

E-mail: j.hayashi@mech.eng.osaka-u.ac.jp

着火では、初期充填圧力の上昇に伴い、放電開始電圧が増加するのに対し、レーザー着火では初期充填圧力の上昇に伴い、ブレイクダウンに必要な最小の入射光エネルギー（以下、ブレイクダウン閾値とする）が減少し⁽³⁾、実用燃焼器において有利であると考えられている。

着火・点火を論ずる場合、学術的には最小点火エネルギーを基準にする。よって、レーザー着火においても最小点火エネルギーにあたる指標の着火に必要な最小の吸収光エネルギー（Minimum Ignition Energy : MIE）を考慮すべきである。しかしながら、ピコ秒レーザーを用いたブレイクダウンは、ナノ秒レーザーを用いた場合に比べて散乱光が強く⁽³⁾、正確な吸収光エネルギーを測定することが困難である。そこで本研究では、着火に必要な最小のエネルギーとして、着火に必要な最小の入射光エネルギー（Minimum pulse energy: MPE）を適用した。本研究では、最小着火エネルギーは MPE のことを指すものとする。

レーザー着火の火花点火機関への適用を考えた場合、最小着火エネルギーを供給できるレーザーは、点火プラグ（長さ 100 mm 程度）に対して、非常に大型（長さ 1 m 以上）となり、搭載が難しいことが実用化への最大の問題点である。これに対して平等らは、全長 57 mm という点火プラグとほぼ同サイズの高輝度マイクロチップレーザーの試作機を完成させて⁽⁴⁾、世界的に大きな反響を得ている。

ここで、レーザーの小型化にはレーザー共振器長を短くする必要がある。レーザー共振器長の短縮により、光子の共振器走行時間が短縮されるため、レーザーパルスの持続時間の半値幅（以下、パルス幅）は短縮される。パルス幅に代表されるレーザーの時間プロファイルとブレイクダウン⁽⁴⁾および着火⁽⁵⁾⁽⁶⁾の関係は過去に報告されているが、着火に関する研究は常温・常圧で行われており、実用燃焼器内で生じる高圧雰囲気下における知見は十分とは言えない。したがって、エンジンなどの実用燃焼器に対してレーザー着火を適用するためには、短パルスのレーザーを用いた場合の高圧雰囲気下における着火現象を解明する必要があるといえる。

そこで、本研究では、短パルス（ピコ秒オーダー）かつパルス幅が可変（35 ps, 100 ps, 200 ps）であり、基本波（波長 $\lambda=1064$ nm）および第二高調波（ $\lambda=532$ nm）を同一の発振器から発振することが可能なピコ秒レーザーを用いて、ピコ秒のパルス幅を持つレーザーにおけるブレイクダウン閾値、最小着火エネルギーの圧力依存性を解明することを目的とした。

2. 実験装置

図 1 に実験装置の概略図、図 2 に定容燃焼器の直接写真をそれぞれ示す。定容燃焼器形状は、直径 60 mm、奥行き 30 mm の円筒形である。レーザー光源には Nd:YAG レーザーの基本波および第二高調波（Quantel 社製、YG900, $\lambda=1064$ nm, 532 nm）を用いた。レーザーパルスの初期ビーム径は約 8 mm、繰り返し周波数 10 Hz、パルス幅を 35 ps, 100 ps, 200 ps として実験を行った。本研究では、1/2 波長板および偏光ビームスプリッタを用いることで、Nd:YAG レーザーの本体出力ならびにレーザーパルスの時間・空間プロファイルを変化させることなく、集光位置へ入射するレーザーエネルギー（入射光エネルギー）を操作した⁽⁷⁾。レーザーパルスは集光レンズ（焦点距離 $f=100$ mm）によって定容燃焼器の中央に集光される。入射光エネルギーの測定には焦電型エネルギーメータ（Ophir 社製、PE-50）を用いた。燃焼器内の圧力の測定には、小型圧力変換器（共和電業社製、PGL-A-10MP-A）およびオシロスコープ（LeCroy 社製、Waverunner, LT264M）を用いた。燃焼器の排気用ポートには真空ポンプが接続されており、一回のブレイクダウンおよび着火実験ごとに真空ポンプを用いて燃焼器内のエアロゾルや燃焼生成物を取り除いた。

3. ブレイクダウン閾値の測定

3・1 実験方法および実験条件

燃焼器に空気を封入して所定の初期充填圧力とし、レーザーを 10 Hz で発振する。空気の初期温度は室温(293 K)とした。レーザーは、集光レンズを用いて燃焼器中央に集光させる。初期入射光エネルギーは、ブレイクダウンが生じない範囲に設定し、1/2 波長板および偏光ビームスプリッタを用いて徐々にエネルギーを増加させる。このときの入射光エネルギーと透過光エネルギーの関係を図 3 に示す。図 3 に示したブレイクダウン閾値の実験は、半値幅 200 ps、波長 532 nm で行った実験結果である。入射光エネルギーがブレイクダウン閾値より低いときは、

透過光エネルギーと直線的な関係（図中黒実線）となり、入射光エネルギーがブレイクダウン閾値より高いときは、プラズマが形成されることによるエネルギー変化があるために、透過光エネルギーと直線的な関係とならない。これは、プラズマが形成される際には、プラズマによるエネルギー吸収、散乱、衝撃波によるエネルギーの移動が行われることに起因する。

入射光エネルギーと透過光エネルギーの直線的な関係が失われる点がブレイクダウン閾値である。しかしながら、図3に示した結果から明らかなように、ピコ秒のパルス幅を持つレーザーを用いた場合には、直線的な関係がなくなる点を判断することは困難である。これは、ブレイクダウン閾値付近のエネルギーでは、焦点位置付近に存在する分子の数密度などに代表される気体の状態に依存して確率的にブレイクダウンが生じるためである。そこで本研究では、入射光エネルギーと透過光エネルギーの関係から求められる近似曲線を、図3中の破線まで外挿することで交点における入射光エネルギーをブレイクダウン閾値とした。表1にブレイクダウン閾値測定の実験条件を示す。ブレイクダウン閾値測定実験では、封入気体は空気とし、初期充填圧力は、0.1 MPa から 1.1 MPa の範囲で変化させた。

Fig. 1 Schematic illustration of experimental apparatus

Fig. 2 Direct photograph of the combustion chamber

Fig. 3 Relationship between incident and transmitted energy of laser pulse

Table 1 Experimental conditions of Breakdown

ITEM	VALUE
Initial Pressure [MPa]	0.1 ~ 1.1
Packed Gas	Air
Laser Source (wavelength, duration time)	Nd:YAG (532 nm, 200 ps, 100 ps, 35 ps)
Trial(times/condition)	5
Focal Length [mm]	100

3・2 ピコ秒パルスレーザーにおけるブレイクダウン閾値の圧力依存性

図4に、発振波長 532 nm の各パルス幅条件における初期充填圧力とブレイクダウン閾値の関係を示す。図4より、初期充填圧力の上昇に伴いブレイクダウン閾値が減少していることがわかる。これは、初期充填圧力の上昇に伴い、集光位置付近における分子数密度が上昇することに起因すると考えられる。ここで、本研究におけるブレイクダウンのメカニズムについて検討する。ブレイクダウンには、集光位置付近に存在する気体原子あるいは分子（以下、中性粒子とする）が同時に数個の光子を吸収することによって、多光子解離が起こり電子を形成する「多光子吸収過程」と、電子が逆制動輻射によりレーザーエネルギーを吸収して加速されて、周囲の中性粒子やイオンと衝突を繰り返すことによって電子数が急増する「カスケード過程」の2つの過程が存在する⁽⁴⁾。ブレイクダウンにおいて、上記の2つの過程のうち支配的な過程を判定するパラメータとして、ケルディッシュ因子が用いられる⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。ケルディッシュ因子の物理的意味は、原子のイオン化エネルギーと原子内の電子がレーザー場の1サイクル内で加速されることで得る運動エネルギーの比であり、以下の式で表される。

$$\kappa = \sqrt{\frac{U_i}{2U_p}} \quad (1)$$

ここで、 U_i はイオン化エネルギー、 U_p はポンデラモーティブエネルギーであり、単位はともに eV である。Dewhurst⁽¹⁰⁾は、 $\kappa \leq 1$ の条件において多光子吸収過程が支配的な傾向を示すことを報告している。イオン化エネルギーは原子・分子固有の値であるため、本研究でのブレイクダウンにおいて支配的な過程を判定するためには、ポンデラモーティブエネルギーの見積もりを行う必要がある。式(1)より、ポンデラモーティブエネルギーの増加に伴ってケルディッシュ因子は減少することが分かる。そこで、本研究における最大のポンデラモーティブエネルギー $U_p(max)$ を算出することでブレイクダウンにおいて支配的な過程を推定する。ポンデラモーティブエネルギー U_p は、非相対論的近似を用いて以下の式で表される⁽⁹⁾。

$$U_p = \frac{e^2 |E|^2}{4m_e \omega^2} \approx 9.34 \times 10^{-14} I \cdot \lambda^2 \quad (2)$$

ここで、 e は電子の電荷、 E はレーザー電場、 m は電子の質量、 ω はレーザー角周波数である。また、 I および λ はレーザーの集光強度およびレーザー波長であり、単位はそれぞれ W/cm^2 、 μm である。レーザーの集光強度 I は、入射光エネルギー H およびレーザーパルス幅 τ 、集光面積 A を用いて、以下の式で表される⁽⁸⁾。

$$I = \frac{H}{A \cdot \tau} \quad (3)$$

本研究で用いたレーザーのパルス幅は 200 ps, 100 ps, 35 ps, 波長は 532 nm, 1064 nm であり、ブレイクダウン発生時の入射光エネルギーは、SH-200 と SH-100 の場合を除き 30 mJ 未満である。また、集光面積を求めるために必要なビームウエストは、式(4)により導出することが可能である⁽¹¹⁾。

$$d_{min} = \frac{4M^2 \lambda \cdot f}{\pi d_0} \quad (4)$$

本研究で用いる実験条件における各値は、発振波長 $\lambda = 532 \text{ nm}$, 1064 nm 、平凸レンズの焦点距離 $f = 100 \text{ mm}$ 、初期ビーム径 $d_0 = 8 \text{ mm}$ 、 $M^2 = 1.28$ （水平方向）、 1.82 （垂直方向）である。したがって、本研究における最小のビームウエストは、 $\lambda = 532 \text{ nm}$ のとき 0.011 mm （水平方向）、 0.015 mm （垂直方向）となり、集光面積は $5.26 \times 10^{-4} \text{ mm}^2$ と算出される。これらの値を式(3)に代入すると、最大の集光強度 I_{max} は $1.63 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ となる。したがって、式(2)より、本研究における最大のポンデラモーティブエネルギー $U_p(max)$ は 4.31 eV となる。一方で、

空気の成分である酸素分子および窒素分子のイオン化エネルギーは、それぞれ 12.45 eV および 15.60 eV である⁽¹²⁾。式(1)より、酸素分子におけるケルディッシュ因子 $\kappa(O_2)$ および窒素分子におけるケルディッシュ因子 $\kappa(N_2)$ を算出すると、 $\kappa(O_2)$ は 1.20、 $\kappa(N_2)$ は 1.35 となり、いずれも 1 より大きいことが分かる。以上より、本研究におけるブレイクダウンにおいては、カスケード過程が支配的であると考えられる。カスケード過程においては、加速された電子が周囲の中性粒子やイオンに衝突を繰り返すことによって電子数が急増する。以上より、初期充填圧力の上昇に伴い、集光位置付近における分子数密度が増加し、電子が周囲の中性粒子やイオンに衝突しやすくなった結果として、初期充填圧力の上昇に伴いブレイクダウン閾値が減少したと考えられる。一方、異なるパルス幅で比較した場合、最小着火エネルギーは有意な差を見出すことが出来ない。これは、尖塔値の高いサブナノ秒のレーザーでは、ブレイクダウン閾値にパルス幅が大きく影響しないことを示している。しかしながら、本研究では、散乱光強度の影響を考慮に入れていないことから、詳細なブレイクダウン閾値の特性に対しては、散乱光を考慮に入れた詳細な計測が求められる。

Fig. 4 Variation of breakdown threshold as a function of the pressure and pulse duration

4. 最小着火エネルギーの測定

4・1 実験方法および実験条件

最小着火エネルギーの測定は、燃焼器に封入した予混合気に対する着火実験を通して行った。予混合気の封入には、分圧方式を採用した。予混合気の当量比を正確な値にするために、初めに充填圧力 3.1 MPa として所定の空気比の予混合気を封入した後、予混合気を排出して所定の初期充填圧力とした。予混合気の初期温度は、室温 (293 K) とした。ここで、希薄予混合気条件では、わずかな燃料濃度の偏りによって着火特性が大きく変化することが考えられる。そのため、本研究では着火実験前に予混合気を攪拌することで予混合気中の燃料濃度の空間的な偏りを極力低減させた。燃焼器内に封入した予混合気の攪拌には、コンピモーターユニット (Oriental Motor 社製, BHF62AT-A) を用い、モーター軸の先端には図 5 に示す回転体を取り付けた。予混合器の攪拌は、モーター回転数約 2000 rpm で、燃焼器内の混合気が完全に混合されるに十分な時間として 20 秒間行った。攪拌用モーターを停止させて 40 秒間放置し、混合気を静止させた後にメカニカルシャッターを開き、10 Hz で繰り返し発振しているレーザーパルスより一発のみ燃焼器中央に入射させて着火実験を行った。

最小着火エネルギーの測定は、ブレイクダウン閾値に近い任意のエネルギーのレーザーパルス一発を入射して着火の可否を確認し、着火が生じない場合には、1/2 波長板および偏光ビームスプリッターを用いて入射光エネルギーを 0.1 ~ 0.2 mJ 程度ずつ増加させ、再度レーザーパルスを入射させる。この手順を繰り返し、着火が生じたときの入射光エネルギーを最小着火エネルギーとした。なお、着火の成否は燃焼器底面に設置した圧力計の指示

値が燃焼反応によって上昇することをもって判定した．表 2 に最小着火エネルギー測定実験の実験条件を示す．着火実験では，予混合気の空気比 α は希薄条件である $\alpha = 1.5 \sim 1.8$ とした．初期充填圧力は，0.1 MPa から 3.1 MPa の範囲で変化させた．希薄予混合気では確率的な着火現象が生じることが知られていることから，各条件において 5 回の実験を行いすべての着火試行において着火するエネルギーを最小着火エネルギーとし，実験の再現性を確認した．なお，本論文における図中の凡例は，表 3 の表記に従う．

MPE および燃焼圧の時間履歴の測定に加えて，ブレイクダウンによって生じるプラズマおよび周囲気体の密度変化を，シュリーレン法を用いて可視化および高速度撮影した．シュリーレン法の光源にはハロゲンランプ（シグマ光機社製，ハロゲンファイバー照明装置，PHL-150C）を用い，光ファイバー（シグマ光機社製，ライドガイド，MSL1000F）および，絞り（シグマ光機社製，虹彩絞り，IDC-009）を用いて点光源とした．点光源からの光を焦点距離 300 mm の球面両凸レンズ（シグマ光機社製，SLB-80B-300PM）によって平行光を形成して，燃焼器を通過後，再び球面両凸レンズを介し集光した．その焦点中心に，ナイフエッジを設置した．ブレイクダウンの撮影は高速度カメラ（Shimadzu 社製，Hyper Vision, HPV）を用いた．

Fig.5 Direct photograph of rotating body

Table 2 Ignition Experimental conditions

ITEM	VALUE
Initial Pressure [MPa]	0.1 ~ 3.1
Packed Gas	Methane/air (for ignition)
Excess Air Ratio	1.5 ~ 1.8
Laser Source (wavelength, duration time)	Nd:YAG (532 nm, 1064 nm, 35 ps, 100 ps, 200 ps)
Trial(times/condition)	5
Focal Length [mm]	100

Table 3 Combination of wavelength and pulse

Wavelength duration time	Fundamental harmonic (1064 nm)	Second harmonic (532 nm)
35 ps	FH-35	SH-35
100 ps	FH-100	SH-100
200 ps	FH-200	SH-200

4・2 MPE の空気比依存性および圧力依存性

初期空気比および初期充填圧力に対する MPE の変化を図 6，図 7 にそれぞれ示す．図 6 における初期充填圧力は 1.1 MPa，図 7 における空気比は $\alpha = 1.7$ で一定とした．図 6 から明らかなように，空気比の増加に伴い MPE が増加していることが分かる．これは，圧力一定の条件における空気比の増加に伴う燃焼速度の低下，希薄予混合気条件におけるメタンの物質量の減少に伴う単位時間当たりの発生熱量の低下を補うために，ブレイクダウン閾値よりも余剰のエネルギーをプラズマに吸収させる必要があることに起因するのと考えられる．これは，予混合気条件に依存する結果であり，パルス幅の違いによる傾向の差異は現れない．図 7 より，初期充填圧力が 0.1 MPa から 1.1 MPa の範囲では，初期充填圧力の上昇に伴い MPE が減少傾向を示していることが分かる．しかしながら，パルス幅の相違に対して傾向の差異は見受けられない．波長に対する傾向は，次節で述べる．

ここで，ブレイクダウンによって生じるプラズマおよび周囲気体の密度変化をシュリーレン法により可視化した．図 8 にパルス幅 35 ps，波長 532 nm のレーザーを用いて初期充填圧力に対するブレイクダウンによる密度変化の様子を捉えたシュリーレン写真を示す．レーザー光は全て写真の左側から入射されており，入射光エネルギーは約 20 mJ で一定とした．また，図 8 に示した画像は，全てレーザー入射から約 15 μ s 後の状態である．図 8 より，初期充填圧力の上昇に伴ってプラズマによる密度変化の生じる領域がレーザー光軸方向に増大していることがわかる．シュリーレン画像においては，プラズマによって形成される高温場が密度差となって表れていることから，着火の熱源となる高温領域が，高圧条件において軸方向に拡大していると考えられる．図 7 の低圧条件

に現れた圧力の上昇に伴う MPE の減少は、図 6 に示したブレイクダウン閾値の減少と同様の傾向であり、ブレイクダウンによって生じるプラズマが火炎核の自律的な伝播に必要なエネルギーを持っている場合には、プラズマの形成領域の拡大が MPE を減少させる要因になっていると考えられる。

一方で、図 8 よりレーザー入射後、同一の時刻で比較した場合、高温領域の広がり小さいことが分かる。これは、空気比が 1.7 の希薄かつ高圧条件下において、高温領域の周囲への拡大が遅いことを示している。高温領域の周囲への拡大の遅延は、単位時間あたりに加熱できる予混合気量の減少につながる。したがって、希薄かつ高圧条件では、火炎核の自律的な伝播を維持するために高温のプラズマを形成しなければならないために、プラズマへより多くのエネルギーを吸収させる必要がある。図 7 より初期充填圧力 1.1 MPa 以上の高圧条件において SH-200 の条件を除き、MPE が増加傾向を示していることが分かる。これは、上述の通り初期充填圧力の増加に伴い、燃焼速度が低下することに起因する。また、図 7 よりパルス幅が短い条件において上昇傾向が強いことが分かる。ここで、本研究におけるプラズマの形成が多光子吸収過程と、それに続くカスケード過程の両過程を経ることに注意が必要である。初期充填圧力の上昇に伴う焦点位置付近の分子数密度の増加は、多光子吸収過程におけるレーザーパルスから光子を受け取る分子数、カスケード過程における自由電子と分子の衝突確率の上昇につながる。しかしながら、短パルスのレーザーを用いた場合には、ブレイクダウンによって生じた電子を加速するためのレーザーエネルギーが存在しないため、パルス幅の長いレーザーを用いた場合と比較して、プラズマ温度が減少していることが考えられる。結果として、希薄かつ高圧の条件のように火炎核の自律的な伝播に対してプラズマにブレイクダウン閾値よりも余剰なエネルギーを供給しなければならない状況においては、パルス幅の短いほど初期ブレイクダウンに要するエネルギーが必用となると考えられる。その結果として、高圧条件においては MPE が上昇傾向を示したと考えられる。

Fig. 6 Variation of minimum pulse energy for ignition as a function of excess air ratio at 1.1 MPa.

Fig. 7 Variation of minimum pulse energy for ignition as a function of pressure at excess air ratio 1.7.

Fig.8 Schlieren photograph of 15 μ s after breakdown in elevated pressure at SH - 200

4・3 MPE の発振波長依存性

本節では、発振波長が MPE に及ぼす影響に対して検討する。図 7 から、MPE は、3.1 MPa を除く本研究で対象とした全ての初期充填圧力において、532 nm よりも発振波長が長い 1064nm の条件において低いことが分かる。また、この傾向はパルス幅によらず同様である。これは、波長の違いによってプラズマによるレーザー光の散乱量や集光領域が変化することに起因すると考えられる。Phuoc は、波長の異なるナノ秒のパルス幅を持つレーザーを用いてブレイクダウン閾値の測定を行い、レーザーの発振波長が長波長となると、ブレイクダウン閾値およびプラズマによるレーザー光の散乱量が減少することを示した⁽³⁾。

一方で、4・2 節に示した通り、プラズマによって形成される高温場の領域のサイズは着火において重要なパラメータであるため、レーザー波長が集光領域の体積に及ぼす影響を考慮する必要がある。そこで、集光領域を考慮するために、レーザービームが事実上発散しない領域を特徴づけるレイリー長および共焦点パラメータを用いる⁽¹³⁾。図 9 にレンズによって集光されるレーザーの様子を示す。図 9 のように、レーザービームをレンズやミラーで集光すると、ビームは一旦絞られた後に広がる、前述のとおり、ビーム径が最小となる位置をビームウエストと呼ぶ。ここで、ビームウエスト径 d に対してビーム径が $\sqrt{2}d$ に広がる光軸方向の距離 Z_R をレイリー長と呼び、以下の式で表すことができる。

$$Z_R = \frac{\pi d^2}{\lambda} \quad (5)$$

ここで、 λ は発振波長である。また、図 9 中の b は、共焦点パラメータであり、以下の式で表される。

$$b = 2Z_R = \frac{2\pi d^2}{\lambda} \quad (6)$$

本研究で用いたレーザーは、垂直方向と水平方向で M^2 の値が異なるため、ビームウエスト径 d も水平方向と垂直方向で異なる。したがって、集光断面積は楕円形として考える必要がある。以下、物理量を表す記号に付した下付きの h および v は、それぞれ水平方向および垂直方向を表すものとする。集光領域の体積 V_λ は以下の式で求めることができる。

$$V_\lambda = 2 \frac{\pi d_h^2 d_v^2}{3\lambda} \quad (7)$$

また、式 (4) より、 d_h および d_v の式を代入し整理すると、以下の式になる。

$$V_\lambda = \frac{512 M_v^2 M_h^2 f^4}{3\pi^3 d_0^4} \lambda^3 \quad (8)$$

ここで、 M_h 、 M_v 、 f 、 d_0 は、本実験において不変である。式 (8) より、理論集光体積 V_λ は、 λ の 3 乗に比例することがわかる。よって、1064 nm における理論集光体積 V_{1064} は、532 nm における理論集光体積 V_{532} の 8 倍となる。このことから、1064 nm の方がプラズマによって発生する高温領域が大きいために、より体積的な着火が可能となった結果、MPE が減少したと考えられる。

一方で、式 (3) より集光断面積の増加は、レーザーの集光強度の減少につながることに留意する必要がある。本研究で対象としたパルス幅および波長の条件では、集光位置付近に十分なレーザー光強度を得ることができるために、集光面積の増加が最小着火エネルギーの減少につながる結果となった。しかしながら、火炎核の自律的な伝播を確立するためにプラズマに多くのエネルギーを吸収させる必要がある条件およびレーザーのパルス幅が長く集光断面積の増加に伴うレーザーの集光強度の減少が顕著である場合には、集光断面積の増加が最小着火エ

エネルギーの増加につながることを考えられる。したがって、集光強度と集光径の間にはレーザーのパルス幅および波長に対して最適関係が存在することが推察される。

Fig. 9 Schematic illustration of focusing laser pulse and beam waist.

5. 燃焼圧履歴

図 10 に、パルス幅 35 ps、波長 532 nm、空気比 1.7 の条件において、初期充填圧力を 0.1 MPa から 3.1 MPa まで変化した場合の燃焼圧の代表的な時間履歴を示す。なお、入射光エネルギーは、各条件で着火が確実に実現されるように 30 mJ とした。また、時間履歴の測定は各初期圧力と空気比の条件ごとに 5 回ずつ行った。図 10 より、初期圧力の上昇に伴い、燃焼後の最大圧が増加していることが分かる。これは、初期充填圧力の上昇に伴い、燃焼器内のメタン（燃料）および空気（酸化剤）の物質量が増加することにより、両者の化学反応によって発生する熱量が増加することに起因する。図 10 より、初期充填圧力の増加に伴い燃焼圧の時間履歴の立ち上がりが遅くなることが分かる。これは、初期充填圧力の上昇に伴い燃焼速度が低下する⁽¹⁴⁾ことに起因すると考えられる。

また、図 11 に図 10 の両軸を正規化したものを示す。図 11 の縦軸は各時刻における燃焼圧をそれぞれの初期圧で正規化し、横軸は各時刻を燃焼圧が最大値となった時刻で正規化した。図 11 より、いずれの条件においても最大燃焼圧が初期圧の 3.5 倍程度となっており、燃焼圧履歴は同様の曲線を描くことが分かる。これは、初期充填圧力の増加に伴う発熱量の増加と最大燃焼圧の増加に比例関係があり、また、着火から最大燃焼圧へ到達するまでの時間も初期充填圧力に比例して増加していることを示す。また、図 12 に空気比 1.7 における初期充填圧力と最大燃焼圧の関係を示す。図 12 より、同一の初期充填圧力では最大燃焼圧に差が無いことがわかる。これは、最大燃焼圧は燃料と酸素が化学反応を起こす際の発熱量および初期充填圧力に依存し、パルス幅や発振波長は最大燃焼圧に影響しないことを示す。また、図 13 に初期充填圧力と最大燃焼圧への到達時間の関係を示す。図 13 より、各条件において、同一の初期充填圧力では到達時間にも大きな差がないことがわかる。これは到達時間も主に初期充填圧力に依存し、パルス幅や発振波長は影響しないことを示している。

以上のように、充填圧力の変化に対する燃焼圧履歴はすべて従来の予混合火炎の伝ば現象で説明ができることから、パルス幅や発振波長はプラズマが消滅した後に起こる火炎伝播には影響を及ぼさないと考える。

Fig. 10 Combustion pressure history as a function of time at SH - 200

Fig. 11 Normalization of a combustion pressure history at SH - 200

Fig. 12 Peak combustion pressure as a function of initial absolute pressure at excess air ratio 1.7

Fig. 13 Time of peak combustion pressure as a function of initial absolute pressure at excess air ratio 1.7

6 結 言

レーザー着火は、レーザー誘起ブレイクダウンを用いた新しい着火方式であり、特に希薄予混合気の着火において、従来の点火プラグ方式に比べて利点があることが知られている。近年、レーザー着火の実用化に向けてレーザーの小型化が進められており、それはレーザーのパルス幅が短くなることに繋がる。そのため、本研究では、従来レーザー着火に関する研究で多く採用されたナノ秒レーザーよりもパルス幅が短い、ピコ秒レーザーがレー

レーザー着火に及ぼす影響に着目した。実用燃焼器においては、高圧雰囲気下で着火が行われることから、本研究では、ピコ秒のパルス幅を持つレーザーにおけるブレイクダウン閾値、最小着火エネルギーの圧力依存性を解明することを目的として、短パルス（ピコ秒オーダー）かつパルス幅が可変（35 ps, 100 ps, 200 ps）であり、基本波（波長 $\lambda=1064$ nm）および第二高調波（ $\lambda=532$ nm）を同一の発振器から発振することが可能なピコ秒レーザーを用いたブレイクダウン閾値測定およびレーザー着火を行い、以下の知見を得た。

- (1) 圧力の上昇に伴い、集光領域付近の分子数密度が増加するため、ブレイクダウン閾値が減少する。
- (2) 空気比の増加に伴い燃焼速度が低下し、燃焼反応によって生じるエネルギーが減少するため、MPEが増加する。
- (3) 初期充填圧力 1.1 MPa までは、初期充填圧力の上昇に伴いプラズマによって形成される高温領域が拡大するために MPE が減少する。
- (4) ピコ秒のパルス幅を持つレーザーを用いた場合には、焦点位置付近におけるレーザーの集光強度が比較的高いために、レーザー集光領域が大きい波長 1064 nm の条件における MPE が波長 532nm と比較して減少する。
- (5) 最大燃焼圧と最大燃焼圧への到達時間は、パルス幅や波長などのレーザー特性に依存せず、予混合気の状態に依存する。

文 献

- (1) 古谷博秀, 稲見昭一, 宮田淳也, “レーザーによる燃焼制御技術の開発”, 三井造船技報, No. 199 (2010), pp. 18–24.
- (2) 岡田朝貴, 林潤, 古井憲治, 中塚記章, 堀輝成, 平等拓範, 赤松史光, “レーザー着火におけるビームプロファイルの影響”, 第 48 回燃焼シンポジウム講演論文集, (2010), pp. 366–367.
- (3) T. X. Phuoc, “Laser-induced spark ignition fundamental and applications”, *Optics and Laser in Engineering*, Vol. 44 (2006), pp. 351–397.
- (4) 平等拓範, 常包正樹, 藤川武敏, 蝦名正輝, 秋濱一弘, 猪原孝之, 安藤彰浩, 木戸直樹, 金原賢治, “高輝度パルスレーザーによるエンジン点火”, 日本燃焼学会誌, Vol. 51, No. 15(2009), pp. 288–294.
- (5) 古谷博秀, 齊藤剛, “レーザー生成プラズマの電離ダイナミクスと構造”, *Journal of Plasma Fusion Research*, Vol. 84, No. 6 (2008), pp. 362–368.
- (6) Lim, E.H., Mclroy, A., Ronney, P.D., Syage, J.A., “Detailed characterization of minimum ignition energies of combustible gases using laser ignition sources”, *Transport Phenomena in Combustion*, Vol. 1 (1996), pp. 176–184.
- (7) 林潤, 澤中裕介, 中塚記章, 岡田朝貴, 赤松史光, 瀬尾健彦, 堀 輝成, “レーザー誘起ブレイクダウンを用いた着火における予混合気初期温度の影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 76, No.722 (2010), pp. 2242–2248.
- (8) 新倉弘倫, “再衝突電子を用いたアト秒の電子・分子動力学”, 原子衝突研究協会誌, Vol. 1 (2004), pp. 8–27.
- (9) 中島一久, レーザー加速入門, 高エネルギー加速器研究機構レクチャーノート (2003), pp. 33–34.
- (10) R. J. Dewhurst, “Comparative data on molecular gas breakdown thresholds in high laser-radiation fields”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 11(1978), pp. L191–L195.
- (11) 平等拓範, “レーザービーム品質測定の基礎”, レーザー研究, Vol. 26, No. 10 (1998), pp. 723–729.
- (12) 日本化学会, 化学便覧 基礎編 II, (1966), p. 1125, 丸善.
- (13) Xiaoling Ji, Zhengcai Pu, “Effective Rayleigh range of Gaussian array beams propagating through atmospheric turbulence”, *Optics Communications*, Vol. 283 (2010), pp. 3884–3890.
- (14) 水谷幸夫, 燃焼工学, (2006), p. 86, 森北出版.