層流予混合気におけるレーザ着火過程の高時間分解光学計測*

中山 崇^{*1}, 河原 伸 幸^{*1}
富田 栄 二^{*2}, 池田 裕 二^{*3}High Temporally Resolved Optical Measurement for Laser Ignition Process
of Laminar Premixed MixturesTakashi NAKAYAMA, Nobuyuki KAWAHARA,
Eiji TOMITA^{*4} and Yuji IKEDA^{*4} Graduate School of Natural Science and Technology, Okayama University,
3-1-1 Tsushima-Naka, Okayama-shi, Okayama, 700-8530 Japan

This paper describes laser ignition process in a laminar premixed mixture of propane and air. The plasma was generated by focusing a second harmonic and several-nanosecond pulse emitted from a Q-switched Nd:YAG laser. Minimum ignition energy (MIE) was measured in different equivalence ratio. The growth process in the plasma and the hot kernel (flame kernel) around the MIE were observed using high-speed schlieren photography and a multi-fiber coupled to an ICCD spectrometer. The kernel size, the kernel expansion velocity and the emission spectrum history form the plasma and the kernel were determined under the ignition case and misfire case. Further, temperature of the plasma and the kernel were determined from the CN molecular spectra by comparing experimental and simulated (LIFBASE) spectra. The main results of this study are as follows: (1) In laser ignition method, combustion reaction begins through the cooling process in which the ion recombines to the atom, furthermore the atom recombines to the molecular after breakdown. (2) By analyzing the CH emission intensity history, it was considered that combustion reaction occurs confirmed about 100 μ s after laser pulse. (3) The temperature of the plasma and the kernel decrease with time and there were almost no difference between fire and misfire. (4) The minimum ignition energy is the smallest near the stoichiometric mixture.

Key Words: Premixed Flame, Laser-ignition, Ignition, Extinction, Laser-induced Plasma, Plasma Emission, Chemical Reaction, Spectroscopic Measurement

1. 結 言

気体に 10^{10} W/cm² 以上のレーザ光が照射されると、その気体が絶縁破壊（ブレイクダウン）し、局所的に高温高压のプラズマが生成される⁽¹⁾。このブレイクダウンプラズマは、気体の組成や濃度を計測するレーザ誘起ブレイクダウン分光法⁽²⁾⁻⁽⁴⁾や内燃機関などのレーザ着火法として利用されている⁽⁵⁾⁻⁽⁹⁾。レーザ着火は、着火位置や着火タイミング、着火エネルギーの制御が可能であり、非挿入であるため電極などによる熱損失が無い、また、光学系の選択により多点での着火が可能であるなど、従来の電気的着火システムでは見られない利点があり、最近広く研究が行われている⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。ま

た、ブレイクダウン閾値や最小着火エネルギー、燃焼速度など、レーザ着火の機構についても研究が進められている⁽¹²⁾⁻⁽¹⁷⁾。

著者らはこのレーザ着火法に着目し、バーナから噴出された可燃性予混合気をレーザ誘起プラズマにより着火させ、その着火過程を解明してきた。レーザ着火過程をシュリーレン法で撮影した結果を図1に示す。時間経過とともにプラズマ、衝撃波、カーネル（火炎核）、安定火炎が順番に形成されることが観察された。これらの現象における各過程の時間スケールは、ns オーダから μ s オーダのプラズマ生成過程、 μ s オーダで伝播していく衝撃波膨張過程、 μ s から ms オーダで形成されるカーネル（火炎核）形成過程、ms オーダでの火炎形成過程であり、全体として非常に幅広い時間スケールを有する現象であることがわかる。また、時間経過とともに観測対象であるプラズマやカーネルの形状が変化していくため、レーザ着火法における着火機構

* 原稿受付 2007 年 11 月 16 日。

^{*1} 正員、岡山大学大学院自然科学研究科 (〒700-8530 岡山市津島中 3-1-1)。^{*2} 正員、フェロー、岡山大学自然科学研究科。^{*3} 正員、イマジニアリング(株) (〒657-0038 神戸市灘区深田町 4-1-1 ウェルブ六甲道 2 番街 351)。

E-mail: tomita@mech.okayama-u.ac.jp

Fig.1 Schlieren images of laser ignition ($\phi=1.0$, $f=200\text{mm}$)

を明確にするためには高時間・高空間分解能を備えた測定手法が必要である。しかし、これまでにレーザ着火における着火現象を時間経過とともに観察し、その着火機構を詳細に調べた例はない。

著者らは、これまでにレーザブレイクダウンプラズマの諸特性を調査するために、大気圧下の空气中にレーザブレイクダウンプラズマを生成し、フレーミングカメラと長距離顕微鏡を組み合わせた高速度拡大撮影を用い、プラズマ生成過程におけるプラズマ形状の時系列変化とレーザ入射エネルギーが及ぼす影響について調べた⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。また、カセグレン光学系とバンドルファイバを用いた多点局所自発光計測システム⁽¹⁹⁾を用いて、レーザ誘起プラズマ自発光スペクトルの時間・空間分布を計測し、酸素原子の発光スペクトルよりレーザ軸方向に沿った温度分布などの解析を行った。これらの結果から、空气中におけるレーザ誘起プラズマは、生成から膨張、消滅という過程を経て、時間経過と共にプラズマが冷却されていく様子が確認できた。また、レーザ入射エネルギーがプラズマの膨張に与える影響は大きい、プラズマ温度への影響は小さいことが分かった。

これらの結果を踏まえ、本報ではレーザ誘起プラズマを可燃性ガス中に生成し、このプラズマによって混合気を着火させるという機構を明確にすることを目的とする。まず、最小着火エネルギーの調査を行い、次に、計測された最小着火エネルギー付近でのプラズマ生成過程、カーネル生成過程のシュリーレン撮影、自発光スペクトルの分光計測を行い、着火、消炎に至る場合の相違を調査した結果について報告する。

2. 実験装置および実験方法

本研究では、図2(a)(b)に示すシュリーレン撮影と分光計測の2つの計測手法を用いて実験を行った。本実験で用いた光源は、QスイッチNd:YAGレーザ(Spectra Physics社製: LAB150)の第2高調波(波長532nm, パルス幅10ns)である。ここで、レーザパルス幅は、レーザ照射開始から照射完了までの時間で定義している。また、レーザビームは反射防止膜付レンズ(焦点距離 $f=100, 200\text{mm}$)によって集光し、予混合円管バーナ出口(内径10mm)中心軸上の位置にブレイクダ

(a) High-speed schlieren photography

(b) Spectroscopic measurement

Fig.2 Experimental set-up

ウンさせ、プラズマを生成させた。燃料にはプロパンを用い、乾燥空気との混合気流量を 5L/min 一定（混合気流速 1.06 m/s）とし、当量比 ϕ を任意に変化させた。このとき、各ガスの流量はマスフローコントローラ（コブロック社製：model 3200）で制御した。レーザの入射エネルギーは、フラッシュランプのエネルギーの増減によるパルス光の時空間的なプロファイルの変化⁽²⁰⁾を防ぐためにフラッシュランプエネルギーを一定とし、1/2 波長板と偏光ビームスプリッタを用いることにより調節した。入射エネルギー E_i 、透過エネルギー E_t は、二つの焦電型エネルギーメータ（Ophir：PE-25）を用いて集光位置前後にて計測し、スパークエネルギー $E_s (=E_i - E_t)$ と定義した。

ブレイクダウン後における火炎核形成過程を観察するために超高速度ビデオカメラ（島津製作所製：Hyper Vision HEX-108、撮影領域：30 x 25 mm²、分解能：0.1 mm/pixel）を用いてシュリーレン撮影を行った。また、着火過程において時系列分光計測を行うために、多点ファイバ（コア径：150 μ m、ファイバ本数：12 本）を介した ICCD 付き分光器（grating：300 lines/mm）を用いた。なお、プラズマ自発光強度に比べて燃焼反応によるラジカル自発光強度は非常に小さいため、ラジカル自発光も検出できるように、ファイバの集光測定体積は NA（開口数 $\sin\theta$ 、 θ ：ファイバ受光角の 1/2）の広がりを持った領域とし、火炎核全体からの光を計測するようにした。また、超高速度ビデオカメラや ICCD 分光器などの各計測機器における計測タイミングおよび計測時間は、ディレイジェネレータ（Stanford Research Systems 社製：DG535）を用いて制御した。

3. 最小着火エネルギー

本研究では、レーザ着火機構を調べるために、まず最小着火エネルギーの計測を行った。図 3 に (a) 着火時、(b) 失火時のカーネル形状の時間的な変化をシュリーレン法によって撮影した結果を示す。図 3 の (a) (b) において、 ϕ および E_i は等しく ($\phi=1.0$, $E_i=5.9$ mJ), E_s が (a) $E_s=1.2$ mJ, (b) $E_s=1.0$ mJ と異なる。ここで、プラズマ消滅後に膨張していく楕円体部は、プラズマの冷却過程で形成される高温ガス部であるか、あるいは化学反応による発熱反応を伴う火炎核であるか、シュリーレン画像からでは判断できない。しかし、この楕円体部がいずれであるかは、着火機構を明確にする本研究の目的として非常に重要である。したがって、本研究では楕円体部をカーネルと呼び、広義に扱うものとする。図 3 (a) の着火時にはブレイクダウン後に生成されたカーネルが楕円状に膨張する様子が確認できる。一方、

図 3 (b) の失火時には、ブレイクダウン後に生成されたカーネルが約 800 μ s 後に消滅する様子が確認できる。前章で述べたように、 E_s はブレイクダウン時において吸収されたエネルギー量と定義したので、 E_s はブレイクダウンに伴うプラズマ生成に用いられたエネルギーと考えられる。つまり、混合気が着火する場合では、 E_s は着火エネルギーとして扱うことができる。ただし、 E_s はあくまで見かけのエネルギーである。Ma ら⁽⁷⁾ や Phuoc⁽¹⁷⁾ が述べているように、ブレイクダウン時に減衰するエネルギー量は、プラズマに吸収される量だけではなく、膨張するプラズマによるレーザ光の散乱や回折に伴う減衰量がある。したがって、正確な着火エネルギーを計測するためには、それらの減衰量を考慮する必要がある。しかし、図 3 のように、 E_s によって着火、失火の現象が異なってくるため、 E_s は着火・失火に影響を与えるエネルギー量であり、着火・失火を評価できる。そこで、図 3 (a) のようにカーネルが時間経過に伴って膨張していく場合を火炎伝播に十分なエネルギーを持った火炎核が形成されたと考え、このような場合を着火として定義し、 E_s を着火エネルギーとして用いた。また、最小着火エネルギーに関しては、任意の当量比において 100% の確率で着火する場合における E_s の値を最小着火エネルギーと定義した。図 4 より、最小着火エネルギーは当量比が量論混合比に近づくにつれ小さくなることがわかる。この傾向は、Lee ら⁽¹²⁾ による結果

Fig. 3 Spark kernel development process ($\phi=1.0$, $f=100$ mm)

Fig. 4 Minimum ignition energy for C_3H_8 /air flow

とよく一致している。また、 $\phi=0.5$ 以下の希薄領域では、プロパンの希薄可燃限界以下であるために入射エネルギーを増加させても火炎核が発達せず、着火には至らなかった。これらの値は、Lewis ら⁽²¹⁾が電気火花を用いて最小着火エネルギーを調査した結果と比べて一桁ほど大きい。この理由は、先に述べたようにレーザエネルギーの散乱などによる減衰分が E_s に含まれているからであると考えられる。また、Beduneau ら⁽¹³⁾が調査しているように、最小着火エネルギーは混合気の流速や集光レンズの焦点距離によって変化するため、それらの影響についても検討する必要がある。

4. カーネル成長過程

図 3 に示した画像からカーネルの投影面積を求め、その等価半径を算出し、カーネルの大きさが着火、失火の各現象において時間的に変化していく様子を解析した。その結果を図 5 に示す。なお、図の各プロット点は、それぞれの時間において 20 枚の画像を用いて求めた平均値を示してある。ここで、 t をレーザ照射開始時期からの遅れ時間とする。失火の場合では、カーネルの消滅のため $t=800\mu s$ までしか解析できなかった。 $t=64\mu s$ における着火、失火時のカーネル半径はほぼ同じであるが、 $t=100\mu s$ 付近から両者の差は時間経過に伴って大きくなっていく。次に、図 6 にカーネル半径の時系列変化から、着火、失火の各過程におけるカーネルの膨張速度を解析した結果を示す。失火時では膨張速度が急速に減少していくのに対し、着火時には、 $t=200\mu s$ までは失火時と同様に膨張速度は減少傾向を示すが、それ以降ではゆるやかに膨張速度が増加していく結果が得られた。このように、失火時と着火時において $t=200\mu s$ までに見られるカーネル膨張速度の減少は、プラズマ消滅後の高温ガス部が断熱膨張するためであると考えられる。また、着火時における $t=200\mu s$

Fig. 5 Growth of spark kernel

Fig. 6 Kernel expansion velocity

以降での膨張速度の増加は、断熱膨張に伴う温度減少過程から燃焼反応過程に遷移した様子を示していると考えられる。そこで、次章では本章で述べた着火時、失火時のカーネル形成過程における分光計測を行い、その発光履歴から着火過程について検討する。

5. 着火過程における時系列自発光スペクトル

図 7 に、レーザ照射による着火時、失火時の自発光スペクトルの時系列変化を示す。各図の右上にはレーザ照射からの時間を示しており、それぞれ 70 データを平均した。まず、 $t=0.01\mu s$ 後においては、制動放射や電子の再結合放射と思われる連続スペクトル⁽²²⁾が確認でき、窒素や酸素の一価や二価の電離状態であるイオン発光が見られる。すなわち、ブレイクダウン直後はプラズマ内において原子の電離が促進されており、高温状態であることが推測できる。次に、 $t=0.1\mu s$ では、連続スペクトルが大幅に減少し、水素の原子発光や、 CN^* の分子発光が確認され始める。そして、 $t=1\mu s$ 後には、連続スペクトル、水素原子発光ともに検出されず、 CN^* の発光と微弱な OH^* の発光がかるうじて確認で

きる。 $t=10\mu\text{s}$ では、 CN^* の発光は減少し、燃焼反応時に見られる OH^* 、 CH^* 、 C_2^* のラジカル自発光が確認できる。そして、失火時には発光強度が減少していき、 $t=1000\mu\text{s}$ には発光がほとんど検出できなくなった。一方、 $t=100\mu\text{s}$ 以降では着火時には減少傾向であった発光強度が増加していく。このように発光強度が減少しながらイオンから原子、原子から分子へと遷移するのは、ブレイクダウンによってばらばらになった電子、イオン、原子がプラズマおよびカーネルの温度が低下することによって再結合していく過程を示していると考えられる。未燃混合気には含まれない CN^* 分子の発光が確認されたことは、プラズマの冷却過程において C 原子と N 原子が CN^* 分子として結合し、生成されたと考えられる。

次に、着火時、失火時においてプラズマおよびカーネルのもつ温度履歴がどのように変化しているかを図

7 で示した発光スペクトルを用いて調査した。分子の自発光スペクトルの形状は、回転、振動といったエネルギー状態によって決まり、スペクトルの線幅や隣接したスペクトルの強度比から回転温度、振動温度を見積もることができる^{(23)~(25)}。また、本実験条件であるような大気圧下においては、衝突緩和によってプラズマ冷却過程の最終段階である分子発光状態では局所熱平衡 (Local Thermal Equilibrium, LTE) 状態に近いと仮定すると、分子スペクトルから求められた振動回転温度はガス温度を示すと考えられる。そこで、分子発光スペクトルより温度を解析するために、十分な発光強度が計測できた CN^* の発光スペクトルを用い、シミュレーションプログラムである LIFBASE⁽²⁶⁾ で計算したスペクトル形状と比較して温度を算出した。LIFBASE で得られた CN^* B-X 帯の発光スペクトルと温度との関係を図 8 に示す。このとき、与えた温度は熱平衡を仮

Fig. 7 Temporal variation of emission spectrum

定し、発光強度は、 $\text{CN}^* \text{B-X} (0,0)$ 帯のピーク値により正規化してある。図 8 より、温度の増加に伴い発光スペクトルの形状および、 $\text{CN}^* \text{B-X} (1,0)$ 帯、 $\text{CN}^* \text{B-X} (0,1)$ 帯のそれぞれのピーク値が変化していることが確認できる。そこで、LIFBASE で計算した $\text{CN}^* \text{B-X} (1,0)$ 帯と $\text{CN}^* \text{B-X} (0,0)$ 帯のピーク値の強度比を算出し、その強度比と与えた温度との関係を図 9 に示す。温度増加に伴い発光強度比は単調に増加していくことがわかる。これより、実験によって得られた CN^* スペクトル形状から $\text{CN}^* \text{B-X} (1,0)$ 帯と $\text{CN}^* \text{B-X} (0,0)$ 帯のピーク値の強度比を算出し、その値を図 9 で得られた近似曲線に代入することで平衡温度 T を求めた。図 10 に、実験で得られたスペクトルと LIFBASE で計算したスペクトルを示す。 $T=6120\text{K}$ と仮定すると、両者のスペクトル形状がよく一致した。次に、この方法を用いて CN^* の発光スペクトルより温度履歴の解析を行った結果を図 11 に示す。なお、各プロット点は 50 データの平均値を、また誤差棒は標準偏差を示している。 CN^* より

求めた温度は、着火と失火の両者の場合において同様な傾向を示し、 $t=0.3\mu\text{s}$ における 9000K 付近から、 $t=3\mu\text{s}$ における 5000K まで急速に減少している。 $t=3\mu\text{s}$ 以降は、十分な CN^* の発光強度が得られていないため、温度を求めることができなかった。これより、図 11 に示す温度の減少は、プラズマおよびカーネルが周囲ガスによって冷却されるためであると考えられる。

次に、いつ燃焼反応が開始するかを発光履歴をもとに調査した。そこで、燃焼反応に起因して生成される CH^* ラジカルに注目した。 CH^* ラジカルの発光強度の時間変化を図 12 に示す。着火、失火の場合で発光強度に少し差はあるものの、 $t=2\mu\text{s}$ から CH^* の発光が確認でき、さらに $t=50\mu\text{s}$ までは同様な減少傾向を示すことがわかる。しかし、その後強度が単調に減少する失火の場合と比べて、着火の場合には強度の減少が緩やかになり、 $t=200\mu\text{s}$ 以降では発光強度が増加している。ここで、着火、失火時に見られる発光強度の減少は、プラズマおよびカーネルの冷却によるものと考え

Fig. 8 LIFBASE simulations of CN B-X emission spectrum as a function of temperature in LTE

Fig. 9 Intensity ratio between CN B-X (0, 0) and CN B-X (1, 0) as a function of temperature

Fig. 10 Comparison of experimental and calculated CN spectra

Fig. 11 Temporal variation of kernel temperature

Fig. 12 Temporal variation of CH emission intensity

られる。つまり、この過程における CH^* ラジカルは燃焼反応による生成より、 CN^* 分子と同様に冷却過程における C 原子と H 原子の再結合による生成が大きく影響していると考えられる。一方、燃焼反応を考えた場合、火炎核における OH^* 、 CH^* 、 C_2^* の各ラジカルなどは連鎖分岐反応によって指数関数的に増加していくものであり、その結果着火に至ると考えられる。したがって、着火時において CH^* ラジカルの発光強度が減少から増加に転じたことは、カーネルの冷却における発光強度の減少から、燃焼反応による CH^* ラジカルの生成に伴う発光強度の増加に遷移したことを意味していると考えられる。以上のことから、レーザ着火では、ブレイクダウン後 $t \approx 100 \mu\text{s}$ 付近で燃焼が開始していると考えられ、 CH^* ラジカルの発光強度が増加していく $t \approx 200 \mu\text{s}$ 以降ではほぼ燃焼反応に移行していると考えられる。これらの時間スケールは、4 章で述べたカーネルの断熱膨張から火炎伝播を伴う膨張に変化する時間スケールと一致していることがわかる。また、一般的に層流予混合火炎における化学反応特性時間が数百 μs から数 ms と言われている⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾が、同等なスケールである。

最後に、 $t \approx 50 \sim 100 \mu\text{s}$ 付近は、燃焼反応開始時期であり、レーザ着火における着火機構を明確にするためには非常に重要な過程である。そこで、今回解析できなかったこの時間スケールにおけるカーネルの温度履歴や大きさなどを今後詳細に調査していく予定である。

6. 結 言

レーザ着火法における着火過程を高速シュリーレン撮影、拡大直接撮影、時系列分光計測を用いて調査し、その着火機構を時系列的に調査した。主な結果は以下の通りである。

(1) 着火過程の高速シュリーレン撮影および時系列分光計測より、レーザ着火における着火過程は、ブレイクダウン後のイオン、原子、分子発光と遷移していく冷却過程を経て、燃焼反応が開始し、着火に至る。

(2) CH^* の発光履歴から、レーザ照射後約 $100 \mu\text{s}$ において燃焼反応が開始される様子が確認できた。

(3) CN^* の発光スペクトルから温度履歴を算出した。プラズマおよびカーネルの冷却過程においては着火、失火における温度履歴の違いはなかった。

(4) 着火過程の高速シュリーレン撮影結果より、最小着火エネルギーを計測し、量論混合比付近において最小となった。

謝 辞

本研究の一部は、平成 18 年度科研費基盤研究(B) 183 60102 により行われた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Rosen, D. I., Weyl, G., Laser-induced breakdown in nitrogen and the rare gases at 0.53 and 0.357 μm , *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol.20 (1987), pp.1264-1276.
- (2) Stavropoulos, P., Michalakou, A., Skevis, G., Couris S., Quantitative local equivalence ratio determination in laminar premixed methane-air flames by laser induced breakdown spectroscopy (LIBS), *Chemical Physics Letters*, Vol.404 (2005), pp.309-314.
- (3) Ferioli, F., Buckley, S.G., Measurements of hydrocarbons using laser-induced breakdown spectroscopy, *Combustion and Flame*, Vol.144 (2006), pp.435-447.
- (4) Ikeda, Y., Nishiyama, A., Kawahara, N., Tomita, E., Nakayama, T., Local equivalence ratio measurement of CH_4/air and $\text{C}_3\text{H}_8/\text{air}$ laminar flames by laser-induced breakdown spectroscopy, *AIAA Paper*, No.2006-0965, (2006).
- (5) Piock, W. F. Winkhofer, E., Matsumoto, Y., The AVL Ignition Laser and Practical Applications, *Preprints of Meeting on Automotive Engineers*, No.1-05, 20055007.
- (6) Weinrotter, M., Kopecek, H., Tesch, M., Wintner, E., Lackner, M., Winter, F., Laser ignition of ultra-lean methane/hydrogen/air mixtures at high temperature and pressure, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 29 (2005), pp.569-577.
- (7) Ma, J.X., Alexander, D.R., Poulain, D.E., Laser Spark Ignition and Combustion Characteristics of Methane-Air Mixtures, *Combustion and Flame*, Vol.112 (1998), pp.492-506.
- (8) Weinrotter, M., Kopecek, H., Wintner, E., Lackner, M., Winter, F., Application of laser ignition to hydrogen-air mixtures at high pressures, *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol.30 (2005), pp.319-326.
- (9) Hill, R. A., Ignition-delay times in laser initiated combustion, *Applied Optics*, Vol.20, No.13(1981), pp.2239-2242.
- (10) Morsy, M. H., Ko, Y. S., Chung, S. H., Laser-Induced Ignition Using a Conical Cavity in CH_4/Air Mixtures, *Combustion and Flame*, Vol.119 (1999), pp.473-482.
- (11) Phuoc, T. X., Single-Point Versus Multi-Point Laser Ignition: Experimental Measurements of

- Combustion Times and Pressures, *Combustion and Flame*, Vol. 122 (2000), pp. 508-510.
- (12) Lee, T. W., Jain, V., Kozola, S., Measurements of Minimum Ignition energy By Using Laser Sparks for Hydrocarbon Fuels in Air; Propane, Dodecane, and Jet-A Fuel, *Combustion and Flame*, Vol. 125 (2001), pp.1320-1328.
 - (13) Beduneau, J. L., Kim, B., Zimmer, L., Ikeda, Y., Measurements of minimum ignition energy in premixed laminar methane/air flow by using laser induced spark, *Combustion and Flame*, Vol. 132 (2003), pp.653-665.
 - (14) Kopecek, H., Maier, H., Reider, G., Winter, F., Wintner, E., Laser ignition of methane-air mixtures at high pressures, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.27 (2003), pp.499-503.
 - (15) Beduneau, J. L., Ikeda, Y., Spatial characterization of laser-induced sparks in air, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol.84 (2004), pp.123-139.
 - (16) Bradley, D., Sheppard, C. G. W., Suardjaja, I. M., Woolley, R., Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers, *Combustion and Flame*, Vol.138 (2004), pp.55-77.
 - (17) Phuoc, T. X., Laser-induced spark ignition fundamental and applications, *Optics and Lasers in Engineering*, Vol.44 (2006), pp. 351-397.
 - (18) Kawahara, N., Tomita, E., Nakayama, T., Ikeda, Y., Nishiyama, A., Spatial and Temporal Characteristics of Laser-induced Air Plasma, *AIAA Paper*, No. 2006-1461, (2006).
 - (19) Kawahara, N., Beduneau, J. L., Nakayama, T., Tomita, E., Ikeda, Y., Spatially, temporally, and spectrally resolved measurement of laser-induced plasma in air, *Applied Physics B*, Vol.86, (2007), pp.605-614.
 - (20) Hori, T., Akamatsu, F., Shibahara, M., Miyata, D., Katsuki, M., Laser-Induced Breakdown Analysis Using Nd: YAG Laser, *Journal of High Temperature Society*, Vol.31, No.1 (2005), pp.19-25.
 - (21) Lewis, B., von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases 3rd edition*, (1987), p.34, Academic Press.
 - (22) Nagasaki, S., Tanaka, Y., Kado, S., Tanaka, S., Efficiency of Time Resolved Laser Induced Breakdown spectroscopy for Particle Detection and Energy Transfer of Breakdown Plasma, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol.1, No.4 (2002), pp.150-154.
 - (23) Yu, L. Laux, C. O., Packan, D. M., Kruger, C. H., Direct-current glow discharges in atmospheric pressure air plasmas, *Journal of Applied Physics*, Vol.91, No.5 (2002), pp.2678-2686.
 - (24) Foltin, V., *Czechoslovakia Journal of Physics*, Vol.56, No.8 (2006), pp.712-720.
 - (25) Dinescu, G., Aldea, E., Giordi, M. L. D., Luches, A., Perrone, A., Zocco, A., Optical emission spectroscopy of molecular species in plasma induced by laser ablation of carbon in nitrogen, *Applied Surface Science*, Vol.127-129 (1998), pp.697-702.
 - (26) Luque, J., Crosley, D. R., Database and Spectral Simulation for OH A-X, OD A-X, NO A-X, B-X, C-X, D-X, CH A-X, B-X, C-X, CN B-X, SiH A-X and CF A-X, *SRI Report MP 99-009* (1999).
 - (27) Niioka, T., Kono, M., Sato, J., *Fundamental of Combustion Phenomena*(in Japanese), Ohmsha, (2001), p.83.
 - (28) Warnatz, J., Mass, U., Dibble, R.W., *Combustion*, 3rd Ed., (2001), p.89.