レーザ伝搬に伴うプラズマ生成のシミュレーション

正員 新藤 孝敏 (電中研)

正員 三木 恵 (電中研)

正員 和田 淳 (電中研)

正員 相原 良典 (電中研)

Simulation of Plasma Production with Laser Propagation

Takatoshi Shindo, Member, Megumu Miki, Member, Atsushi Wada, Member,
Yoshinori Aihara, Member (Central Research Institute of Electric Power Industry)

Recent advances of lasers suggest a possibility of laser-triggered lightning. It is necessary to make a long plasma channel for laser-triggered lightning and many experimental studies have been carried out. However, no analytical work on it has been made yet.

In this paper, plasma production with laser propagation is calculated numerically and the results are compared with experimental results. The effects of various parameters such as laser energy and focal length on plasma production are clarified. The effects of aerosols on plasma production are also discussed.

キーワード：レーザ誘雷，プラズマ生成，レーザ伝搬，シミュレーション

1. まえがき

近年の大出力レーザの発達にともない、新しい雷事故防止対策のひとつとして、レーザを用いて放電を誘導し電力設備への雷事故を防止するという、いわゆる「レーザ誘雷」が世界的に注目を集めている。

当所においてもレーザ誘雷の実現を目的とし、大出力パルス炭酸ガスレーザを用いてレーザによる放電誘導特性の解明に向け実験的な検討を行ってきた⁽¹⁻⁴⁾。

レーザ誘雷の実現には長距離にわたる様なプラズマチャネルを形成する必要がある。そのため、これまでレーザの大出力化^(5,6)、集光系の工夫⁽⁷⁾などにより長距離にわたるプラズマを形成し、長ギャップ放電の誘導実験がなされてきた。しかしながら、実誘雷システムの設計に当たっては、実験では得られていない長距離にわたるプラズマ生成特性とレーザエネルギーや集光系との関係を明らかにする必要があるが、レーザ誘雷の実現を目指したそのような理論的検討はこれまであまりなされていない。

本論文では、まずレーザ伝搬に伴うプラズマ生成の基本方程式を提示する。次にその方程式を用いて数値シミュレーションを行い、プラズマ生成特性の実験結果と比較した結果を述べる。さらにシミュレーションによりレーザエネ

ルギー、集光方式などのパラメータがプラズマ形成に与える影響を明らかにすると共に、大気中のプラズマ形成に必要な、微粒子の影響についても論ずる。

2. 基本方程式

レーザによる気体の絶縁破壊は、多光子吸収理論、高周波破壊理論、逆制動輻射による自由電子の加速と衝突電離を考える理論の3つが主なものである⁽⁸⁾。どの理論を用いるべきかは実験条件によっても異なるが、今回はパルス幅が数 μ sの炭酸ガスレーザを対象とするため、光電離の効果は比較的小さく、高周波破壊理論を用いて検討を行うのが適当である。すなわち電子はレーザ光の電界で加速され、電子エネルギーが原子の電離エネルギーに達する毎に電離が起こるものとし、その他のエネルギー損失、拡散などによる電子の損失を無視すると、電子増倍の式は、次式で与えられる⁽⁹⁾。ここでFはレーザエネルギー密度 (W/cm^2)、nは電子密度 (cm^{-3}) である。

$$\partial n / \partial t = \sigma \cdot n \cdot F / W_i \quad (2.1)$$

$$\sigma = \frac{e^2}{m \cdot c \cdot \epsilon_0 (\omega^2 + \nu^2)}$$

ここで e : 電子の電荷
 ν : 電離周波数
 m : 電子の質量
 c : 光速
 ϵ_0 : 真空の誘電率
 ω : レーザ光の角周波数
 F : レーザ光のパワー密度
 W_i : 電離エネルギー

である。

σ は面積のディメンションを持ち、等価的な電子へのエネルギー伝達断面積を表すものである。

一方、レーザエネルギーの伝搬については、レーザ光の集光、大気による減衰、電子へのエネルギー供給による減衰を考えると次式が成り立つ。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = \{A(x) - A_T\} \cdot F - \sigma \cdot n \cdot F \quad (2.2)$$

ただし、 $A(x)$ は集光によるレーザ光のパワー密度の増加を表す項、 A_T は空気の吸収などによるレーザ伝搬時の減衰を表す減衰定数である。

ここでレーザ光のパワー密度 F (W/cm^2) と電子密度 n ($/cm^3$) は位置 x および時間 t の関数である。(2.1)式と(2.2)式を連立させ、初期条件 $F(x, 0)$ 、 $n(x, 0)$ および境界条件 $F(0, t)$ を与えれば、任意の位置、時間における F と n の値を求めることができる。

3. 数値解析方法

<3.1> 基本方程式の差分表示 ここで用いる二つの変数 F (W/cm^2) および n ($/cm^3$) は、対数的に大きく変化する量である。数値計算上の誤差の低減のため、以下ではそれぞれの対数をとって数値計算を行う。すなわち、 $P(x, t) = \log F(x, t)$ 、 $Q(x, t) = \log n(x, t)$ とおいて(2.1)式、(2.2)式を変形すると、次式を得る⁽⁹⁾。簡単のため大気による減衰項を省略した。

$$\frac{\partial P}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial P}{\partial x} = c \cdot \{A(x) - \sigma \cdot \exp(Q)\} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\sigma}{W_i} \exp(P) \quad (3.2)$$

差分スキームとしては、(3.1)式の x 方向に後方差分、 t 方向に前方差分を用い、(3.2)式には台形則を用いた⁽⁹⁾。また計算を安定させるため、クーラン数 $c \cdot \Delta t / \Delta x = 1$ となるように領域を分割し、計算を行った。

<3.2> 集光の影響の評価 時刻 t における集光されたレーザ光のパワー密度は、位置 x の関数として次式で与えられる。

$$F(x, t) = I(t) / S(x) \\ = I(t) / \{\pi \cdot w(x)^2\} \quad (3.3)$$

ここで $I(t)$ は時刻 t におけるレーザ光パワー (W) であり、 $S(x)$ 、 $w(x)$ は位置 x におけるレーザビームの面積および半径である。ただし、ここではガウス形ビームを仮定している。 $F(x, t)$ の集光による変化率は $F(x, t)$ を x で微分することにより求まる。

$$\frac{\partial F(x, t)}{\partial x} = F(x, t) \cdot A(x) \quad (3.4) \\ A(x) = \frac{-2}{w(x)} \frac{dw(x)}{dx}$$

ガウス型ビームについては、ビームウエストの半径を W_F とすると、位置 x におけるビーム半径は次式で与えられる。

$$w(x) = W_F \cdot \left[1 + \left\{ \frac{(f-x)}{\pi \cdot W_F^2 / \lambda} \right\}^2 \right]^{1/2} \quad (3.5)$$

ただし、 f は集光レンズの焦点距離、 λ はレーザ光の波長であり、集光レンズの位置を $x=0$ としている。(3.5)式から簡単な計算により次式が得られる。

$$A(x) = \frac{2(f-x)}{w_0^2 + (f-x)^2} \quad (3.6)$$

ただし $w_0 = \pi \cdot W_F^2 / \lambda$ である。焦点近傍を除けば、 $A(x)$ は次式で近似できる。

$$A(x) = \frac{2}{(f-x)} \quad (3.7)$$

4. 計算結果

<4.1> 計算に用いたパラメータ レーザパルスの波形は実験結果⁽¹⁾に基づき、波頭の短パルスに波尾が伴う図1に示す波形を用いた。図中の式はパルス先頭部を $t=0$ として波形を定式化したものである。また、実験で用いら

図1 レーザパルス波形
 Fig.1 Waveshape of the laser pulse

れたレーザは不安定形共振器を用いているため、レーザ近傍におけるビームのパターンは外径約10cmのドーナツ形をしている⁽¹⁾。ビーム断面内での強度分布はレーザ伝搬に伴って、ビーム中央部の強度が高いガウス分布に近くなるが、これを求めるにはフレネル積分を実行する必要がある。しかし実際にはレーザ伝搬中にプラズマが発生するため、その影響をも考慮した厳密な計算は容易でない。そこで今回の計算では簡単のため、集光ミラー位置でのレーザビームの面積を100cm²とし、そこから(3.6)式に従ってレーザビームのパワー密度が増加するものとした。また生成されたプラズマによる散乱などの効果を考慮し、焦点近傍(0.99f~1.01f)ではA(X)=0として、計算を行った。このようにして定めたレーザビームの断面は、今回のプラズマ生成計算の主たる対象である焦点から数mの範囲では、実際に感熱紙で得られたパターンとほぼ一致している。

電離に必要なエネルギーW_iは、文献(10)のN、N₂、O、O₂等の第1電離電圧の値を参考に15eVとした。またσの値は厳密には電子温度等の関数であるが、文献によれば通常10⁻¹⁷(cm²)のオーダーである⁽¹¹⁻¹³⁾ので、今回は10⁻¹⁷(cm²)の値を用いた。初期条件としては、計算領域全体にわたってF(x,0)=0(W/cm²)、n(x,0)=1(/cm³)とした。またΔtは主として10⁻¹⁰秒を用いた。

4.2 シミュレーション結果 図2に計算結果の一例、および同一の条件におけるプラズマ生成状況の静止写真⁽¹⁾を示す。レーザパルスのエネルギーは実験に合わせ、波頭のパルスに15J、1.5μsecの波尾に30J含まれ、全体と

図2 レーザ光伝播距離-プラズマ生成特性
Fig.2 Propagation length vs. plasma production

して45Jとなるようにし、集光ミラーの焦点距離は10mとした。

計算では集光ミラーから8m~10mにわたって電子密度が10¹⁶(/cm³)以上と著しく増加しているが、実験でもほぼ同じ領域で気体の絶縁破壊が生じている。また図中にはレーザ発射から0.1μs後と1.5μs後のプラズマ生成状況が示してあるが、これはそれぞれ波頭及び波尾部が伝搬した時間に対応している。計算によれば波頭のパルスにより、まず焦点近傍で電子密度が増加するが、その後、波尾のパルスによって、最初電子密度が高くなった領域より集光ミラー側で電子密度が増加するのが見られる。この特性は実験的に観測された発光領域の時間変化⁽¹⁴⁾とも一致するものである。一方、焦点位置を超えた領域では、電子密度の増加はほとんど見られない。これは焦点直前の電子密度の高い領域をレーザが伝搬する際、大きく減衰されるためである。

なおレーザプラズマ生成直後の電子密度は10¹⁸(/cm³)程度の値が測定されており^(13,15)、計算値はこれより若干小さいが、これは厳密には電子温度の関数であるKを一定値としたこと、また1次元解析のためレーザビーム断面内で一様にプラズマが生成されると仮定したことなどによるものと考えられる。これらの影響を考慮した場合には、どちらも電子密度を増加させる結果になるが、その効果を厳密に検討するのは容易でない。しかしその場合でも電子密度の著しく増加する領域はほとんど変わらないため、プラズマ生成領域については、ここで述べた方法でも十分検討可能である。以下レーザ生成に及ぼす各種パラメータの影響の検討を行うが、上述の点は後に述べる大気中の微粒子の影響とともに今後の検討課題である。

図3はミラーの焦点距離を10m一定としてレーザパルスのエネルギーを変えた場合に、電子密度nが10¹⁶(/cm³)以上となる領域がどのように変化するかを示したものである。

図3 レーザエネルギーと
レーザプラズマ形成領域長さ

Fig.3 Laser energy vs. length of the
laser-produced plasma channel

図4 焦点距離とレーザープラズマ形成領域長さ

Fig.4 Focal length vs. length of the laser-produced plasma channel

図5 レーザプラズマ形成特性
Fig.5 Characteristics of plasma production

この場合レーザーパルスの波頭部と波尾部のエネルギー比は前と同じにしている。レーザーエネルギーの増加と共に、電子密度の高い領域が広がるが、その広がりには飽和傾向があることが分かる。

図4はレーザーエネルギーを45J一定とし、集光ミラーの焦点距離を変えたときの特性を計算したものであるが、焦点距離の増加とはほぼ比例して電子密度が 10^{18} (/cm³)となる領域が広がっている

これらの結果から、長いプラズマチャネルを形成するためには、レーザーエネルギーの増大と共に長焦点距離の集光系の使用が必要であることを示している。第5図はレーザー

図6 文献7の条件でのプラズマ生成のシミュレーション結果

Fig.6 Simulation of plasma production for the condition in ref. 7.

エネルギー、焦点距離と共に広い範囲で変化させた場合の計算結果である。100J以上の大出力パルス炭酸ガスレーザを用いた場合、焦点距離の1/2ないし1/3の長さのプラズマが生ずることが報告されているが⁽⁵⁾、計算でもほぼ同等の特性となっている。条件により実験の方がプラズマ生成距離が短くなる場合があるが、これは集光が計算で仮定した程はなされていないためと考えられる。

前述したように、効率的に長いプラズマチャネルを形成させるため、多重焦点鏡を用いた実験もなされている⁽⁷⁾。藤原らは焦点距離8mと10mの集光ミラーを組合せ、有効なプラズマ長5mが得られたことを報告している⁽⁷⁾。この実験条件でシミュレーションを行った結果が図6である。ただし集光ミラーにおけるレーザー光のエネルギー密度を1J/cm²とし、レーザー光のパルス波形は実験に合わせて図1の波頭部のみ($t_1=100$ ns)とした。計算でも約5mにわたり、電子密度の高い領域が生じており、本シミュレーションはこのような多重集光系に対しても適用可能である。

＜4.3＞ 考察、検討 今回提案したシミュレーション手法は、簡単な仮定に基づくにもかかわらず、広範囲の実験条件におけるプラズマ生成領域を精度よく計算できることが示された。本手法を用いれば、レーザーエネルギーや集光方式によってプラズマ生成領域がどのように変化するかの推定が可能である。

しかしながら、厳密に言えば実際に発生しているプラズマは不連続である。放電誘導にはその生成密度が重要であり、特にギャップ長が長くなった場合、プラズマ生成領域の長さと同程度のギャップ長短縮効果⁽³⁾を持つプラズマ長さとはかなり異なる場合もある

実際には大気の大粒子がプラズマ発生の核となっており、本シミュレーションでは必要な大粒子は存在するものとして、電子の増倍を考えている。しかし実際には必ずしも十分な大粒子が存在しないため、特にレーザー光のパワー密度が十分大きくない領域ではプラズマが離散的に生ずるもの

と考えられる。この点について以下定性的な検討を行う。

まず、微粒子に起因する光絶縁破壊を生じるのに必要なレーザエネルギー密度 $F_{th}(W/cm^2)$ は存在する微粒子の大きさに依存し、その特性は次式で近似できる⁽¹⁶⁾。

$$F_{th} = A_0 \cdot a^{-k} \quad (4.1)$$

ただし A_0 は定数、 k は1~2 程度の値、 a は微粒子の大きさ(cm)である。

一方空気中の微粒子の分布は次式で表される⁽¹⁷⁾。

$$f(a) = C \cdot a^{-(B+1)} \quad (4.2)$$

ただし $f(a)$ は粒子分布の密度関数、 C は定数、 B は条件によって多少異なるが3 程度の値である。(4.1)式より、あるエネルギー密度 F の時に光絶縁破壊が生じ得る最小の微粒子径 a_{th} は次式で与えられる。

$$a_{th} = (F/A_0)^{-1/k} \quad (4.3)$$

従ってビーム断面積 S 、長さ x の領域において、その中に含まれる a_{th} 以上の径を持つ微粒子の数 N は次式で与えられる。ただし I はレーザ光パワー(W)である。

$$\begin{aligned} N &= \int_{a_{th}}^{\infty} f(a) da \cdot S \cdot x \\ &= \frac{C}{B} \left(\frac{1}{A_0} \right)^{B/k} \cdot I^{B/k} \cdot S^{(1-B/k)} \cdot x \end{aligned} \quad (4.4)$$

微粒子がこの領域内に存在すれば光絶縁破壊が生ずるわけであるが、それは確率的に取り扱う必要がある。微粒子の存在確率がポアソン分布で近似できるとすれば、平均値 N を持つポアソン分布において、少なくとも一つ生起する確率 P が求める確率となる。

$$P = 1 - \exp(-N) \quad (4.5)$$

プラズマの発生による散乱や吸収を考えなければ、レーザビームは集光によりその断面積 S は減少し、焦点で最小値を取る。この最小値はレーザビームの発散角が一定であれば、集光系の焦点距離の2乗に比例する。すなわちレーザエネルギーが同一であれば、焦点距離が長いレンズで集光するほど、焦点付近のビーム断面積は大きく、得られる最大のエネルギー密度は小さくなる。したがって、絶縁破壊の発生確率 P を一定とすれば、光絶縁破壊が生ずる距離 x は (4.4)式から焦点距離の $2(1-B/k)$ 乗に反比例することになる。例えば $k=1.5$ 、 $B=3$ とすれば x は焦点距離の2乗に比例して大きくなる。すなわち焦点近傍でプラズマ生成のための微粒子が存在するのに必要な長さは焦点距離が長いほど大きくなり、逆に言えば、プラズマの生成密度は焦点距離が長いほど小さくなる。

図7 焦点距離によるプラズマ生成状況の違い

Fig.7 Laser-produced plasma channels with different focal length mirrors

一方、光絶縁破壊に必要なレーザパワー密度を超えたところからプラズマの生成が可能であるとすれば、レーザパワーが十分大きければ焦点距離が長いほど、焦点から離れた位置からプラズマが生成を開始することとなる。

図7には焦点距離10mのミラーと焦点距離30mのミラーで集光した場合のプラズマ生成状況を示すが、焦点距離30mの場合にはプラズマが長距離にわたって生成しているものの、平均的にはその生成間隔は焦点距離10mの場合より大きいことが分かる。

これらの解析から、長距離にわたって密なプラズマチャンネルを形成するためには、レーザ光の発散角を小さくし、レーザ光のパワーを大きくする必要があることがわかる。また当然ながら、微粒子の量((4.4)式中では C で表される)が多くなってもプラズマは生じ易くなる。このように微粒子の存在がプラズマ生成に大きく影響することは、レーザによる放電誘導の実験結果のばらつきの一因と考えられる。

以上の検討はレーザ伝搬に伴うプラズマ生成を考慮しない解析であり、実際はレーザ伝搬中に焦点以前でプラズマが生成されるため現象はさらに複雑となる。この点については、さらに詳細な定量的検討が必要であり、現在微粒子の存在確率をも考慮したプラズマ生成のシミュレーションを検討中である。

5. あとがき

本論文では、レーザ伝搬に伴うプラズマ生成のシミュレーションを行った。その結果、計算されたレーザ生成領域は各種の実験条件に対し実測値とよく一致すると共に、各種パラメータのプラズマ生成距離に及ぼす影響を明らかにできた。またプラズマ生成に及ぼす大気中微粒子の影響についても明らかとした。

今後は、放電誘導特性に重要なプラズマ生成密度の推定を可能とするため、微粒子の存在確率を考慮したシミュレーションの開発を行う予定である。

最後に本研究を進めるに当たり、当所新井前送配電部長には終始御支援を戴きました。また計算に当たっては、湘南工科大学、吉田浩二君（現山田照明）に多大の御協力を戴きました。以上の方々に厚くお礼申し上げます。

（平成6年11月28日受付，同7年1月31日再受付）

文献

- (1) 相原良典、新藤孝敏、三木恵、鈴木俊男：「レーザによる気体放電の誘導特性ならびに放電進展過程の観測」 電学論B, Vol. 112-B, No. 8, pp. 668-686, (1992)
- (2) T. Shindo, Y. Aihara, M. Miki, T. Suzuki, "Model experiments of laser triggered lightning", IEEE Trans. on Power Delivery, Vol. 8, No. 1, pp. 311-317, (1993)
- (3) T. Shindo, M. Miki, Y. Aihara, A. Wada, "Laser-guided discharges in long gaps", ibid, Vol. 8, No. 4, pp. 2016-2022, (1993)
- (4) M. Miki, Y. Aihara, T. Shindo, "Development of long gap discharges guided by a pulsed CO₂ laser", J. Phys., Applied Physics, Vol. 26, No. 8, pp. 1244-1252, 1993.
- (5) 入野仁、横野武男、内海通弘、田中紀捷、村岡克紀、G. Baitsur、本田親久、辻利則、木下文宏、片平治、赤崎正則「レーザによる大気中の放電誘導距離の長尺化」 放電高電圧合同研究会資料 ED-94-146, HV-94-105, (1994)
- (6) 三木恵、和田淳：「レーザ誘雷の基礎研究－10m級長ギャップ放電のレーザによる誘導特性－」 大気電気学会研究会 No. 45, (1994)
- (7) 藤原関夫、井澤靖和、河崎善一郎、松浦虔士、山中千代衛：「レーザ誘雷」 レーザ研究 Vol. 19, No. 6, pp. 528-537, (1991)
- (8) 浅見義弘 「レーザ工学」 東京電機大学出版会 (1971)
- (9) T. Shindo, M. Miki, Y. Aihara, A. Wada, "A study of laser-triggered lightning - calculation of plasma generation along a laser beam -", 8th ISH, paper 72.06, Yokohama, 1993.
- (10) 「電離気体論」 電気学会 (1973)
- (11) N. Kroll, K. M. Watson, "Theoretical study of ionization of air by intense laser pulses", Phys. Rev. A, Vol. 5, No. 4, pp. 1883-1905, (1972)
- (12) C. H. Chan, C. D. Moody, W. B. McKnight, "Significant loss mechanism in gas breakdown at 10.6 μ .", J. Appl. Phys., Vol. 44, No. 3, pp. 1179-1188, 1973.
- (13) J. Stricker, J. G. Parker, "Experimental investigation of electrical breakdown in nitrogen and oxygen induced focused laser radiation.", J. Appl. Phys., Vol. 53, No. 2, pp. 851-855, 1982.
- (14) 三木恵、相原良典、新藤孝敏、鈴木俊男：「気中放電のレーザによる誘導特性」 電気学会放電高電圧合同研究会資料 ED-90-166, HV-90-53, (1990)
- (15) 三木恵、相原良典、和田淳、新藤孝敏：「気中放電のレーザによる誘導特性（その4）」 電気学会放電高電圧合同研究会資料 ED-92-74, HV-92-12, (1992)
- (16) J. Reilly, P. Singh, G. Weyl, "Multiple pulse laser propagation through atmospheric dusts at 10.6 microns.", AIAA 10th Fluid & Plasmadynamics Conference, Albuquerque, 1977.
- (17) 高橋幹二：「エアロゾル工学」 養賢堂 (1982)

新藤 孝敏

（正員）1953年11月21日生。1978年 3月東京大学大学院工学系研究科修士課程終了。同年 4月（財）電力中央研究所入所。主として大気中放電現象、送変電設備の外部絶縁設計に関する研究に従事。1987年 9月～1988年9月アメリカ・フロリダ大学客員研究員。工学博士。大気電気学会会員、IEEE Senior Member。

三木 恵

（正員）1987年早稲田大学電気工学科卒業。1989年 3月同大学大学院理工学研究科修士課程終了。同年 4月（財）電力中央研究所入所、現在に至る。主としてレーザ誘雷の研究に従事。

和田 淳

（正員）1990年 3月名古屋大学大学院工学研究科電気工学専攻博士課程終了。同大学工学部電気工学科助手を経て、現在（財）電力中央研究所勤務。主として雷放電現象の研究に従事。工学博士。地球電磁気・地球惑星圏学会、日本リモートセンシング学会、日本シミュレーション学会、気象学会、大気電気学会、静電気学会、放電研究グループ会員

相原 良典

（正員）1945年 6月26日生。1969年 3月東京電機大学第二部電気工学科卒業。1964年 4月（財）電力中央研究所入所。主として、大気中放電現象、雷しゃへいに関する研究に従事。工学博士。1975年オーム技術賞受賞。