

BASIC STUDY ON LASER-INDUCED DISCHARGE

T. Tsuji¹, C. Honda²

1 Faculty of Humanities, Miyazaki Municipal University, Funatsuka, Miyazaki, 880 Japan

*2 Faculty of Engineering, Miyazaki University, Gakuenkibanadai-Nishi,
Miyazaki, 889-21 Japan*

ABSTRACT

Since the observation of laser breakdown plasmas in gasses was reported for the first time 1963 and the possibility of the laser-induced lighting(LIL) was proposed by L. Ball et al. in 1974, as a basic study of the LIL, the laboratory-scale experiments of discharge induction have been performed with a long gap in the atmospheric air using a high energy laser. To realize the LIL, we need to clarify the mechanism of the discharge induction and the characteristics of the plasma produced by the laser.

So, we measured the electron density, the temperature and the neutral particle density in the plasma produced by the small CO₂ laser by means of the laser Thomson scattering and the Rayleigh scattering method. Furthermore, we measured the 50% sparkover voltage for the plate-to-plate electrodes with a short gap and observed the discharge paths for the needle-to-needle electrodes using a CCD camera.

As a result, it was found that the existence of the oxygen molecules having the powerful electron affinity greatly influenced the discharge induction because the electron density in the plasma was decreased by the electron attachment to the oxygen molecules. For the neutral particle density, the thin air region expanded rapidly to the radial direction up to 20 μ s after firing the laser, and it expanded slowly after 20 μ s. On the other hand, the neutral particle density near the axis of the plasma at the focal point was getting to recover gradually to the atmospheric level; the thin air shell was made. We confirmed that the discharge paths passed through the most thin air region compared with the spatio-temporal distribution of the neutral particle density.

レーザ誘雷に関する基礎研究

辻 利則

本田親久

1. まえがき

毎年雷の季節になると、人身事故や鉄道障害、停電など雷事故が発生し、雷は多方面にいろいろな障害を及ぼしている。その中でも電力系統、交通系統、通信系統などの落雷による障害は増加する傾向にあり、最近では情報通信系統の発達に伴う雷被害件数の増加も著しい¹⁾。電力技術や絶縁技術の発達で停電は減少してきているものの、高度情報化社会においては、これまで重要視されなかった瞬時の停電さえ問題となってきたためである。

雷害防止のために耐雷設計による設備面での対策、襲来予知による系統運用面の対策など巨額の費用が投じられ、その送電線事故の総数は低減されてはいる。しかし、落雷による事故は相対的に高い比率となっており、これまでのような受動的な雷害対策に対して、能動的な誘雷という雷放電制御技術の実現が望まれている。

これまでに報告されている雷放電制御技術としては、ロケットにより地上からスチールワイヤー等を引き上げ雷を誘導するロケット誘雷、また進歩発展の著しい高出力のレーザを用いて人工的な電離チャネルを形成し、これによって安全な地点に雷を誘導するレーザ誘雷、高圧力で地上高数十メートルに水（塩水）を噴射させ、その水柱にそって雷を誘導する水誘雷がある。

これらの誘雷が実用化されれば、電力系統への雷撃を人為的に制御し安全無害な地点に落雷させ、雷事故を壊滅させることで電力の供給信頼度を飛躍的に向上させることができ、同時に人災も回避できる。さらに、従来の耐雷設計が軽減でき、電力設備建設コストが大幅に低減できることになる。

そこで、著者らは近年になって発達の著しいレーザ技術により、大出力のレーザが比較的容易に入手できるようになったため、レーザ誘雷に着目し、その実現のための研究を行っている。

本論文では、まず現在行われている各種の雷放電制御技術の概要を示し、次に著者らが着目しているレーザ誘雷の実現に重要である放電誘導メカニズムについて報告する。特に今回は、小型の炭酸ガスレーザで生成されるプラズマ内の物理的性質（電子密度、温度、中性粒子密度）を大気中において分光学的手法（トムソン散乱計測法、レーラー散乱計測法）を用いて計測したので報告する。

2. 各種の雷放電制御技術²⁾

<2-1> ロケット誘雷 ロケット誘雷は小型ロケットでワイヤを地上から120m程度引き上げて雷を地上に導くものである。現在、世界各地で実験が試みられ、わが国では、名古屋大学³⁾をはじめとして行われている。雷を地上へ導く技術や試験送電鉄塔へ誘導する技術および空中でロケットを切り離して誘雷する2段式ロケットの開発に成功し、特定の場所に雷を誘導する技術はほぼ確立されていると言ってよい。しかしながら、雷防護のためにロケット誘雷を用いるには、火薬を扱うことの制限や誘雷しなかった場合のワイヤの回収の必要性から、都市部での実用化には難しく、限定した場所で使用せざるをえないという問題がある。

<2-2> レーザ誘雷 レーザ誘雷とは、ロケット誘雷のワイヤの代わりに、レーザビームを用いて、雷を安全な場所に導こうとするものである。大出力のレーザ光を用いれば、放電を誘導することは可能であり、その方法には弱電離プラズマチャネル方式と強電離プラズマチャネル方式がある。現在のところ後者の方法が有力と考えられ、著者らの参加している九州大学のグループ⁴⁾においては10mの放電誘導に成功している。表1に日本の各機関におけるレーザ誘雷に関する最近の研究の特徴を示す。実際のレーザ誘雷を目指した場合、長距離のレー

表1 日本におけるレーザー誘雷に関する最近の研究

機 関 名	方 式	使 用 レ ー ザ	特 徴 と 概 要
慶 応 大 学	強	CO ₂ :50J, TEA601型 CO ₂ :2J, 200ns	基 礎 実 験 ・ プラズマの成長過程の観測, 時間分解分光よりプラズマ中の電子密度, 電子温度を測定 長ギャップ実験 (棒対棒電極, インパルス) ・ アークシリコンミラーと凹ミラーの比較, 集光ミラーの曲率による違い
		CO ₂ :50J, TEA601型	長ギャップ実験 (棒対棒電極, インパルス) ・ 放電進展過程, プラズマの発光より電子温度, 電子密度の評価
名古屋大学 豊田高専 (東 芝)	弱	KrF:2. 2MW, 14ns	基 礎 実 験 (球対球電極, DC) ・ レーザ光の強度依存性, 高線り返し紫外レーザーの効果
東京大学	強	CO ₂ :3. 5J, 104ns	基 礎 実 験 (針 (球) 対平板電極, DC) ・ 針電極位置の効果, 電極の曲率半径の効果, ボックセル素子を用いた電界の観測
京都大学 関西電力	強	CO ₂ :~550mJ CO ₂ :~7J XeCl:~170mJ XeCl:~200mJ	基 礎 実 験 (球対球電極, DC) ・ 異波長レーザーの重量によるプラズマ生成と放電の誘発, クロスビーム方式, 2つのレーザーの発振時間差, プラズマ生成率
大阪大学 レーザー総研 関西電力	強	CO ₂ :100J	長ギャップ実験 (棒対棒又は平板対平板電極, インパルス) ・ MACH鏡の利用, 複数の焦点を持つMACH鏡での実験, Z字型放電誘導実験, 野外実験 [福井県美浜町]
熊本大学 九州東海大学	弱	KrF:850mJ ArF:400mJ YAG	基 礎 実 験 (ロゴウスキー電極, 球対球電極, DC) ・ 異なる雰囲気ガスでの実験, 発光分光測定, マハツェンダー干渉計によるプラズマの観測, 大気中の浮遊粒子と放電誘導特性との関係 [水滴, 霧]
九州大学 九州電力 宮崎大学 宮崎公立大学	強	CO ₂ :300J CO ₂ :50J CO ₂ :2. 5J	基 礎 実 験 (近似ロゴウスキー電極又は針対針電極, 方形波パルス) ・ トムソン散乱法による電子密度の測定, レーリー散乱法による中性粒子密度の測定 長ギャップ実験 (棒対棒電極又は平板対平板電極, インパルス) ・ 浮遊導体によるレーザーコアの模擬, 分割鏡

強: 強電離プラズマチャネル方式, 弱: 弱電離プラズマチャネル方式

ザプラズマの生成が可能な大出力のレーザ装置の開発が望まれており、またその放電メカニズムの解明が急がれている。

＜2-3＞ 水誘雷 水誘雷とはロケットワイヤの代わりに水を用いて雷を地上に導こうとするものである。実際に海上で水柱に落雷した例が報告されている²⁾。現在、熊本大学⁹⁾などを中心に行われている。水誘雷を実際の雷防護に適用する場合、ロケット誘雷やレーザ誘雷に比べて、非常に安価であり、繰り返しが可能であるなどの特徴があるが、最も難しい問題は高高度まで水を放水できる装置を開発することであり、今後の研究が期待される。

＜2-4＞ その他の誘雷技術 その他の誘雷技術としては、

連続レーザを用いた誘雷 : 連続発振可能な赤外レーザを用いて、大気中に弱電離領域を形成して行う。

電子ビームを用いた誘雷 : 誘導加速器等を用いて、kA級の大電流、GeV級の高エネルギーの電子ビームを大気中に照射するもの。

マイクロ波を用いた誘雷 : レーザに比べて波長の長いマイクロ波を用いたもので、雨、霧等の大気条件によるエネルギー減衰が緩和されることが期待される。

レールガンを用いた誘雷 : レールガンにより大気中に高速で飛翔体を打ち出し、大気との摩擦熱により生じる電離領域を利用するもの。

プラズマガンを用いた誘雷 : プラズマガン、レールガンを用いて、大気中にプラズマを打ち出し、これにより雷を誘導しようとするもの。

火炎放射を用いた誘雷 : 火炎の熱で空気中の密度を低下させて、希薄化チャネルを大気中に形成して、雷を誘導するもの。

などがある。しかし、まだ放電機構解明のための研究や装置の開発を主にした研究課題が多く、実際に誘雷に成功した例はない。

3. レーザプラズマの生成過程

本研究で用いたレーザ装置は、炭酸ガスレーザ（ルモニクス社製TEA101-2）で、出力は約2.5J（半値幅200ns）である。ビームの大きさは30×30mmの正方形をしている。図1は、その炭酸ガスレーザより出力されたレーザをレンズ（ZnSe製）によって集光し生成されるプラズマの形成過程をイメージコンバータカメラで流し撮りした写真を示す。図(a)は炭酸ガスレーザのレーザ波形、プラズマ発光波形で、図(b)はストリーク写真で図にはゲートオープン時の静止写真も併せて示してある。レーザパワーがピークとなる0.1~0.2 μ s後からプラズマが発生し、そのプラズマ（発光）の増大と共に衝撃波前面がレーザエネルギーを吸収し、カスケード的に加熱膨張しながら2つに分かれて広がっていく様子がわかる。ストリーク像で衝撃波の強くなる所が発光波形の第2ピークと時間的に対応している。

4. 放電誘導特性と放電路の観測

＜4-1＞ 実験装置 異なる雰囲気ガスによる放電誘導特性への影響を調べるため、レーザ光軸と平行に配置した電極間に焦点距離約150mmのレンズでレーザを集光し、プラズマを発生させて放電誘導を行った。図2(a)に用いた実験装置の概略図を示す。平行平板電極には高圧パルス発生器（パルス電子技術PG-30K05、直列抵抗100k Ω ）により負のパルス電圧を印加することで放電誘導実験を行った。平行平板電極は直径140mm、電極間隔20mmの近似ロゴスキー電極でNC加工のステンレス製である。レーザ照射なしの自然放電電圧（直流）は-59kVであった。

実験は、一度真空にしたチェンバー内に大気、窒素ガスを1気圧に詰めてそれぞれ行った。50%閃絡電圧は20回の昇降法で測定した。パルス電圧の印加は、プラズマ生成後10 μ s~3ms間で変化させ、電圧波形、電流波形、レーザの発振波形をオシロスコープ（ソニーテクトロニクス 2440）で記録した。レーザの発振波形は、光軸上にZnSe製の平面基板を45度に配置してビームスピリッターとし、その反射光をフォトンドラッグ（浜松 B749）でその都度観測した。

また、放電路の観測を同様の実験装置で行った。ただし、放電路を観測しやすくするため、電極を針対針電極とし、レーザ光軸上に電極が重ならないように配慮した。電極配置を図2(b)に示す。実験は、プラズマ生成後からの電圧印加遅延時間を変化させ、イメージコンバータカメラ（浜松 C2830）を用いて放電路を記録した。イメージコンバータカメラの観測方向は、レーザビームに垂直な横方向（正面）、下方向（平面）、またレーザ入射方向と逆方向（側面）からの3方向とした。

<4-2> 雰囲気ガスを変えた場合の放電誘導特性 図3に雰囲気ガスが大气、窒素の場合の電圧印加遅延時間に対する50%閃絡電圧の実験結果を示す。

大气の場合、50%閃絡電圧はレーザ入射後30 μ s~100 μ sまで上昇し、その後低くなって600 μ s付近で最小の値をとり、再び上昇している。これは数mの長ギャップでの放電誘導実験でも得られた放電誘導印加時間遅延特

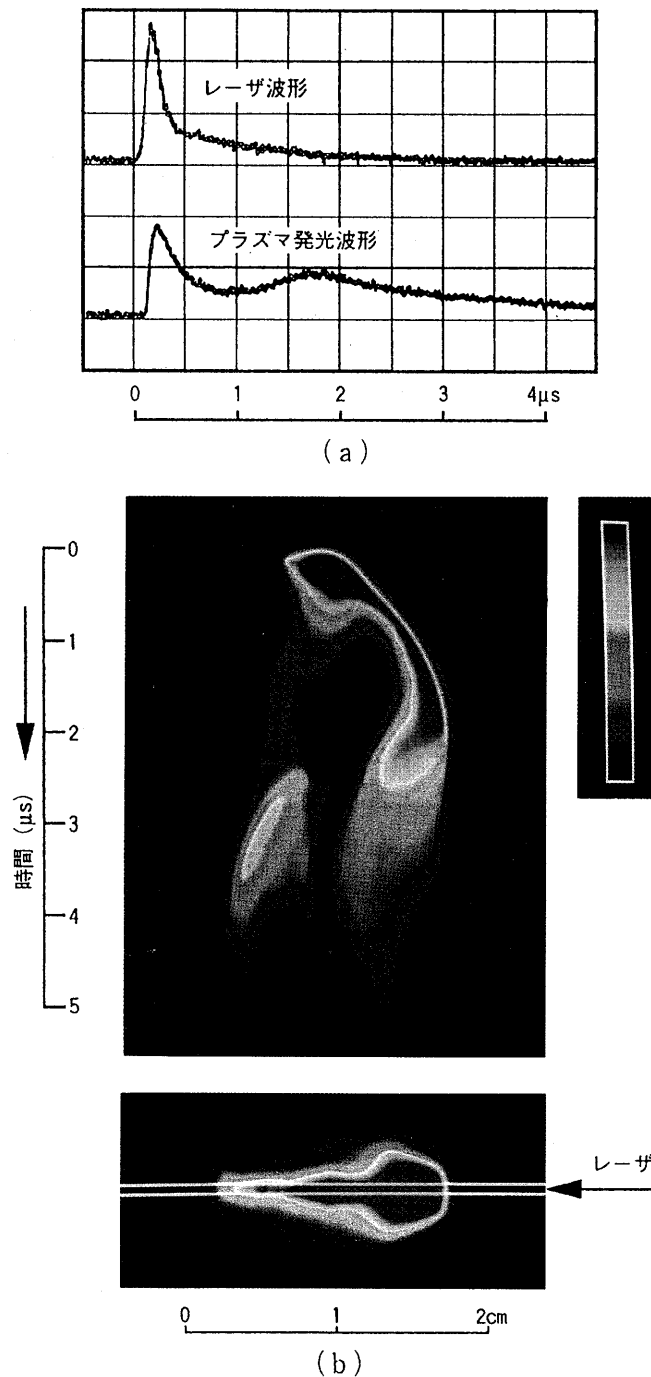


図1 レーザ生成プラズマの進展過程

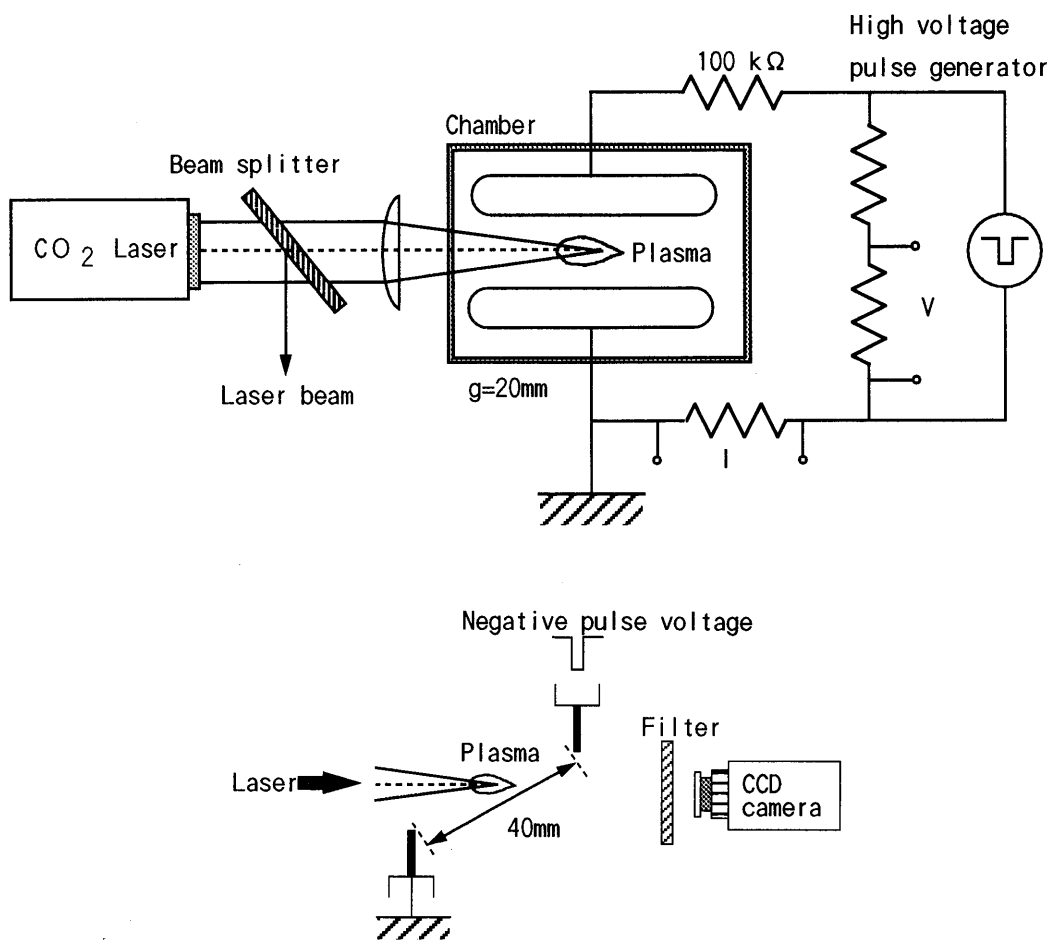


図2 実験装置

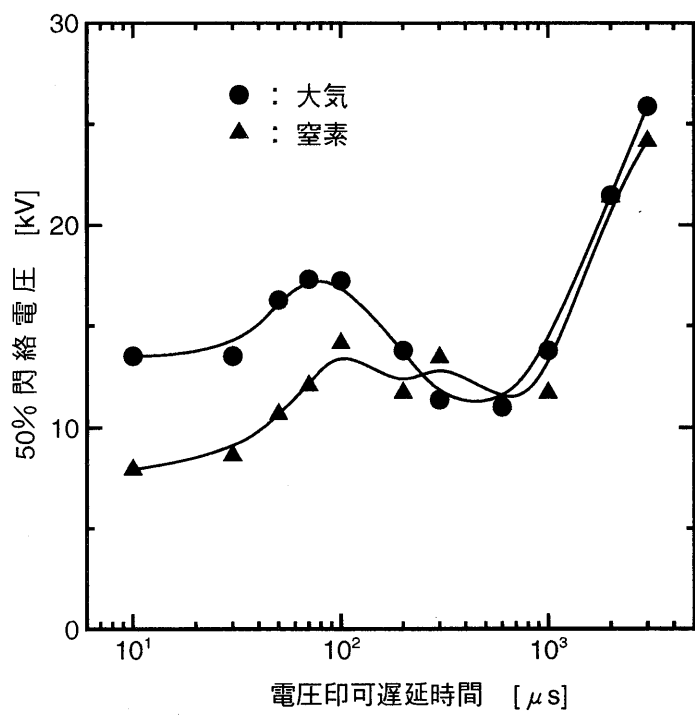


図3 大気、窒素における電圧印可遅延時間に対する50%閃絡電圧

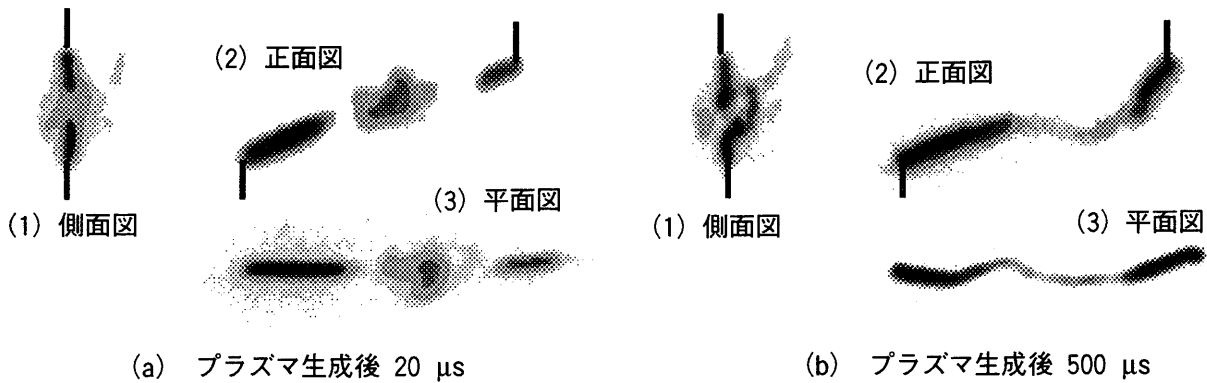


図4 イメージコンバータカメラで観測した放電路

性と似た特性である（ $10\mu\text{s}$ 付近の様子は異なる）。窒素の場合は、 $100\mu\text{s}$ まで50%閃絡電圧は少しずつ高くなり、その後 $600\mu\text{s}$ まで少しの変動はあるが変化は小さく、 $600\mu\text{s}$ 以降は大気と同様に上昇が見られた。

窒素においては大気で見られるような $100\mu\text{s}$ 付近での50%閃絡電圧の上昇は見られなかった。これは大気中では電子親和力の高い酸素があることで数 $10\mu\text{s}$ 付近では、レーザにより生成された電子の O_2 への付着により O_2^- （または O^- ）が生成され、その分プラズマ内の電子が窒素ガス中に比べ減少したためであると考えられる。また、数 $100\mu\text{s}$ 以上では2つの雰囲気ガスの50%閃絡電圧は同程度となっているが、これは酸素に付着した電子が放出されたことで電子密度が同程度になったためだと考えられる。

＜4-3＞ 誘導放電路の観測 イメージコンバータカメラで観測した放電路を図4に示す。図4にはレーザ入射後 $20\mu\text{s}$ と $500\mu\text{s}$ の3方向より見た代表的なものを示す。図中の放電路が途中で切れているように見えるのは、その領域の導電率が高いことでこの部分の電圧降下が低くなり、電離が活発にならず発光しないためと思われる。

プラズマが生成してあまり時間の経過していないプラズマ生成後 $20\mu\text{s}$ 前後では、放電路はかなり直線的なものとなっているが、プラズマ生成後 $500\mu\text{s}$ ではプラズマ周辺部を迂回するようなかなり屈曲した放電路が観測された。他の放電路の写真からも、プラズマ生成後の早い時刻では放電誘導路は直線に近いものとなり、遅い時刻では、放電路は屈曲したものとなる傾向が見られた。

5. レーザ散乱計測による電子密度と中性粒子密度の計測

＜5-1＞ レーザ散乱計測装置 プラズマ内の局所的な電子密度や温度を比較的精度良く見積る方法としてレーザ光をプラズマ内に入射して電子の存在によって散乱される光を波長分析するレーザトムソン散乱計測法がある⁹⁾。この方法を用いて炭酸ガスレーザによって生成される一つのプラズマ内の電子密度を計測した。

図5に実験装置を示す。炭酸ガスレーザをレンズで絞り、大気圧の乾燥空気を充填したチャンバ内でプラズマを生成させた。散乱計測用の光源としてルビーレーザ（東芝、 0.4J ）を用いた。散乱計測用のレーザのビームはレンズ、プリースタ窓、チャンバ内のパッフルおよび出口のプリースタ窓を通過し、ビームダンプに達する。散乱計測用のレーザの入射方向に対して 135° の方向の散乱光をレンズを通して分光器（ニコンG-500、入射スリット 0.4mm ）で分光した。検出器にはゲート付き光電子増倍管（浜松ホトニクス R1333）を用い、オシロスコープ（Tectronix 2440）の信号をパソコンに取り込み処理した。トムソン散乱信号は各波長で5ショットの波形データを取り、積算平均しプラズマ背景光部分を引いて求めた。また、プラズマの再現性を見るためにイメージコンバータカメラ（浜松ホトニクス C2830）でプラズマを毎回モニタした。

さらに、同様の実験装置を用いてプラズマの焦点付近の半径方向と軸方向の中性粒子密度分布をレーザ散乱計測法を用いて計測した。

＜5-2＞ 生成プラズマ中の電子密度・温度の計測 炭酸ガスレーザ照射後の遅延時間を変えてルビーレーザをトリガし、測定したトムソン散乱信号例を図6に示す。図中の曲線は測定点が乗るように n_e を選び T_e をパラメータとして計算したもので、次式の電子項のスペクトル形状 $S_e(k, \Delta\omega)$ で与えられる。

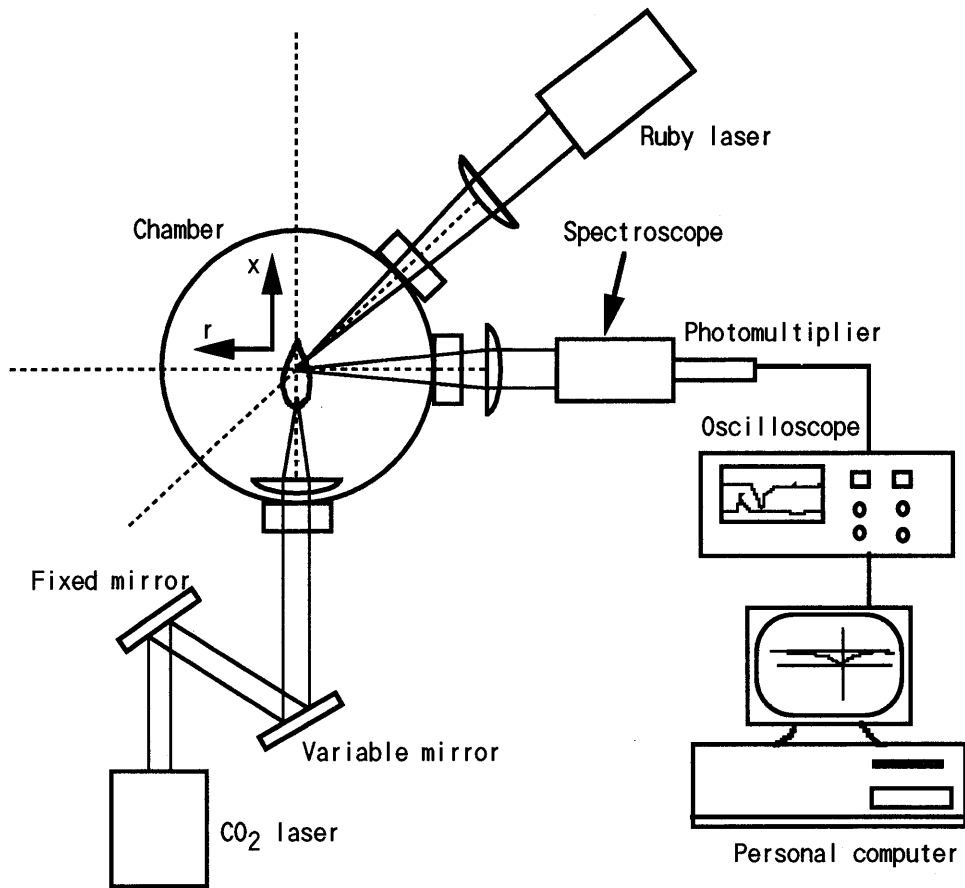


図5 レーザ散乱計測法における実験装置

$$Se(k, \Delta\omega)d(\Delta\omega) = \Gamma(x)/\sqrt{\pi}dx$$

ただし,

$$\Gamma(x) = \exp(-x^2) / \{ [1 + \alpha^2 - \alpha^2 g(x)]^2 + \pi \alpha^4 x^2 \exp(-2x^2) \}$$

$$g(x) = 2x \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt$$

$$x = (\Delta\omega/k)(m/2\kappa T_e)^{1/2}$$

$$k = 2(\omega_0/c)\sin(\theta/2)$$

$$\lambda_D = 7.43 \times 10^3 \sqrt{T_e [eV]} / m_e [m^{-3}]$$

m: 電子の質量, κ : ボルツマン定数

である。図の測定点は炭酸ガスレーザの揺らぎやルビーレーザの出力変動によりかなりの誤差を含んでいるので図の曲線は大ざっぱなフィッティングである。図7は熱平衡を仮定して大気圧空気の各温度に対する粒子組成を計算したもの⁶⁾である(分子イオンは含まれていない)。図6からプラズマ生成後30 μ sでは電子密度は $n_e = (2 \pm 0.5) \times 10^{22} \text{m}^{-3}$ で電子温度は $T_e = 0.5 \sim 1.0 \text{eV}$ の範囲となるが、 $n_e = 2 \times 10^{22} \text{m}^{-3}$ のとき、熱平衡大気の組成を示す図7から T_e を求めると約9000Kとなる。このとき中性粒子密度の n_0 の曲線に沿って変化しているので、時刻10~30 μ sにおけるプラズマの状態はほぼ熱平衡大気と考えて良い。一方、 n_e の影響が小さくなる30 μ s以後でのレーリ-散乱信号による粒子密度から大気を仮定して温度を求めたのが図8である。図7にしたがえば、図8は大気が分子状態となる2500K以下の温度で意味がある。プラズマ生成後500 μ sでも1000K程度に保たれているのがわかる。1000K程度の温度では長寿命の O_2^- からの電子分離が電子付着とバランスし 10^{18}m^{-3} 以上の電子が存在し、このプラズマ状態が放電誘導を引き起こすともいわれる。

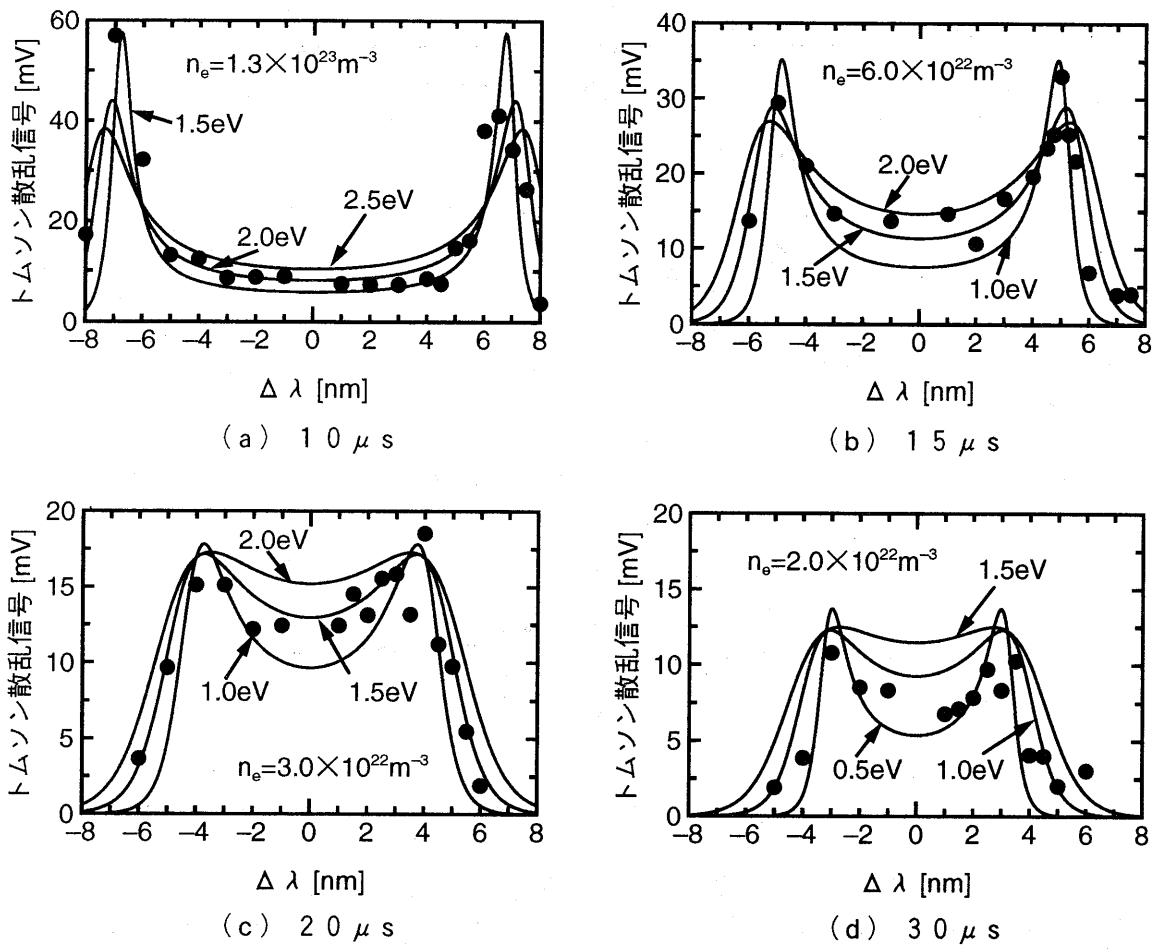


図6 プラズマ中の電子密度

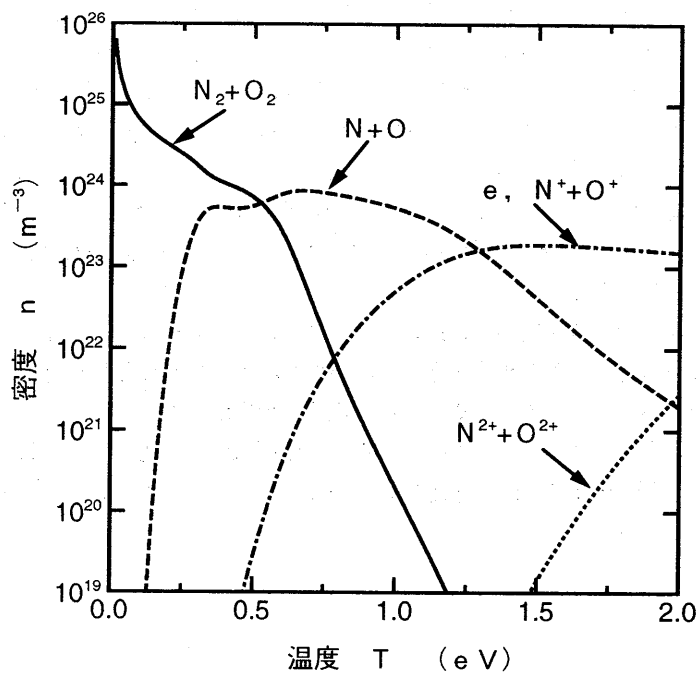


図7 大気各組成密度分布

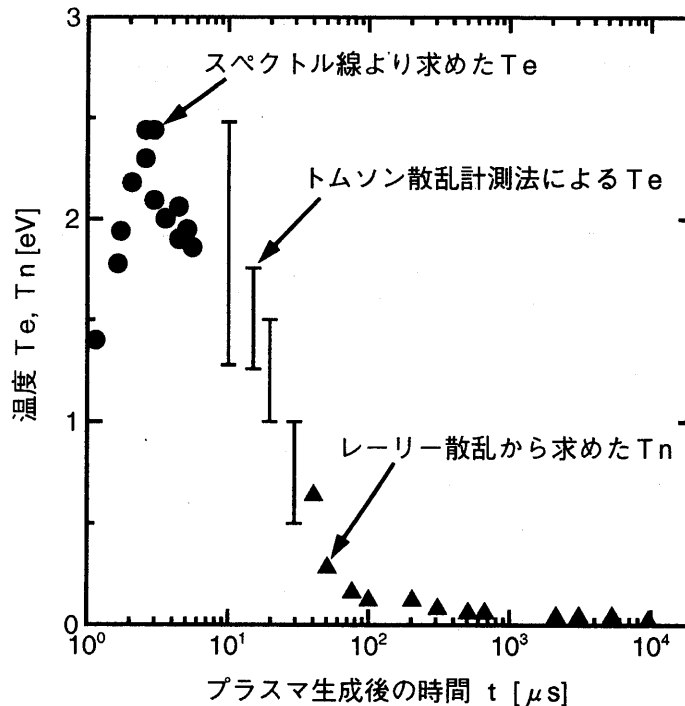


図8 プラズマの温度特性

〈5-3〉 生成プラズマ中の中性粒子密度の計測 図9にレーラー散乱計測法により求めた(a)プラズマの焦点付近の径方向の中性粒子密度分布の時間変化と(b)レーザ光軸上の中性粒子密度分布の時間変化を示す。中性粒子の密度は標準状態を1として規格化している。図中の $t < 40 \mu\text{s}$ の中性粒子密度が高くなっているが、高温のため電子やイオンの影響で信号が見かけ上大きいためである。

図9(a)より、プラズマの中心軸付近ではレーザ入射後 $10 \mu\text{s}$ の時点で希薄化し、プラズマの中心から離れた点($r \geq 5\text{mm}$)ではレーザ入射後 $10 \sim 20 \mu\text{s}$ の間に衝撃波が到達して急激な気体の熱膨張によりプラズマの影響で希薄化しているのがわかる。しかし、 $r=6.5, 7.0\text{mm}$ の点ではそれよりもかなり遅れた時間で希薄化し、さらに、中心軸の希薄化領域は回復に向かっている。中心軸付近の $100 \mu\text{s}$ 近くでは中性粒子密度は徐々に増加するが、 $3.5 < r < 6.0\text{mm}$ では依然として希薄化されたままであり、ドーナツ状の希薄化殻ができています。図9(b)からは、レーザ入射後 $10 \sim 20 \mu\text{s}$ の早い時間では低密度領域は焦点付近($-4\text{mm} < x < 4\text{mm}$)でかなり希薄化しているのに対して、焦点から離れた点($x \geq 16\text{mm}$)においては標準状態のままである。時間の経過につれてこの低密度領域はレーザ入射方向(x の正方向)に移行しレーザ入射後 $100 \mu\text{s}$ 前後では標準状態の半分以下の低密度領域がかなり広い領域にできています。

つまり、レーザ入射後 $20 \mu\text{s}$ までの間に急速に希薄化領域が径方向、軸方向に広がり、その後はゆっくりとプラズマの中心軸から外の方に向かって希薄化が進み、同時に中心軸の希薄化領域は回復に向かいドーナツ状の希薄化殻ができていくのがわかる。よって、放電路は希薄化領域の広がっていないプラズマ生成後の早い時刻では、希薄化された中心軸付近を通る直線に近いものとなり希薄化領域が十分広がり中心軸付近の希薄化が回復に向かっている遅い時刻では、希薄化領域の最も希薄化した通りやすい部分を進むことで、外周を迂回するような屈曲したものとなると考えられる。

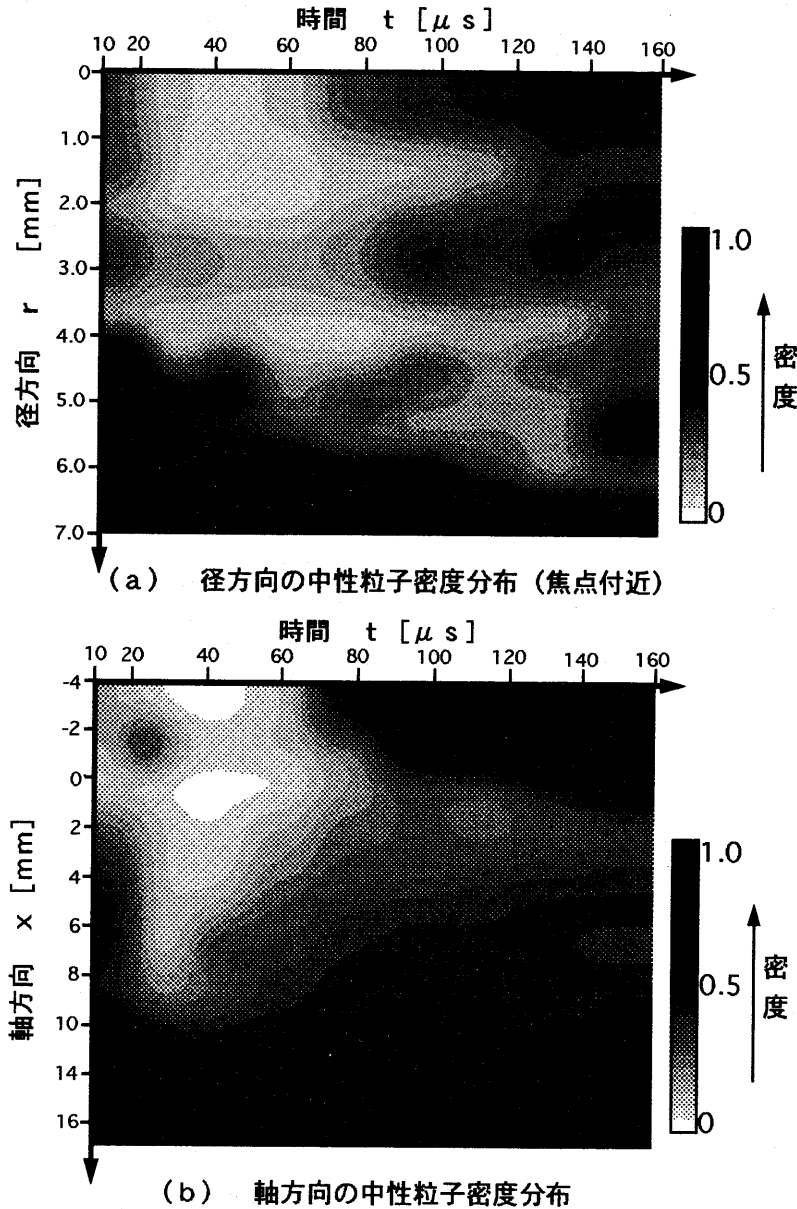


図9 中性粒子密度分布

5. むすび

レーザ誘雷に関する基礎研究として、放電誘導メカニズムの解明のため、まず短ギャップにおいて放電誘導特性を調べ、誘導放電路を観測した。さらに、プラズマ中の電子密度、中性粒子密度をそれぞれトムソン散乱計測法、レーリー散乱計測法を用いて計測した。

- (1) 50%閃絡電圧はプラズマ生成直後より数100 μs 程度時間が経過した方が放電しやすいという数mギャップでの放電誘導実験でみられるような放電誘導遅延時間特性が見られた。
- (2) プラズマの発光の最も強いカスケード的に熱膨張する部分の炭酸ガスレーザ入射後10~30 μs の電子密度を測定し、10 μs では 10^{23}m^{-3} のオーダー存在し時間の経過と共に減少することがわかった。
- (3) 発光の最も強いカスケード的に熱膨張する部分のプラズマの温度は、3.0~3.5 μs でピーク値2.5eVに達し、その後徐々に減衰した。100 μs 程度の温度では長寿命の O_2^- から電子分離が電子付着とバランスして 10^{18}m^{-3} 以上の電子が存在し、このプラズマ状態が放電誘導を引き起こす可能性があることがわかった。
- (4) 放電路の観測においては、プラズマが生成して早い時間である20 μs 前後では放電誘導路は直線的である

のに対し、時間の経過した数100 μ s以降では放電誘導路はかなり屈曲したものとなった。

- (5) プラズマ中の中性粒子密度ははじめ焦点付近が低密度領域となり、時間の経過と共に半径方向に広がり、光軸方向にはレーザ入射方向に希薄化領域が広がった。また、プラズマ生成後100 μ s付近では焦点付近の密度の回復が見られ、シェル状の希薄化領域が形成されることがわかった。
- (6) 誘導放電路と中性粒子密度の比較から、放電路は中性粒子密度の最も希薄化した部分を通っていることが確認できた。

謝 辞

本研究の実験の一部は九州大学で行ったものであり、ここに九州大学大学院総合理工学研究科村岡克紀教授、田中祀捷教授、内海通弘助教授並びに修士課程中澤雅明君（現九州電力（株））に謝意を表する。また、実験を手伝っていただいた宮崎大学電気電子工学科の江間克司君に深く感謝します。

最後に、本研究の一部は宮崎学術財団助成金により行われたものである。ここに記して謝意を示す。

文 献

- (1) 首藤，鶴見：電気学会放電高電圧合同研究会，ED-94-149，HV-94-108（1994）
- (2) 和田，三木，新藤：電気学会放電高電圧合同研究会，ED-94-148，HV-94-107（1994）
- (3) たとえば，堀井他：電気学会放電高電圧合同研究会，ED-94-134，HV-94-93（1994）
- (4) 入野他：電気学会放電高電圧合同研究会，ED-94-146，HV-94-105（1994）
- (5) たとえば，高木，秋山，前田：電気学会放電高電圧合同研究会，ED-94-143，HV-94-102（1994）
- (6) 内野ほか：電気学会論文誌，103-A(11),609（1983）
- (7) C. F. Hansen：NASA Technical Report R-50（1960）

所属・氏名

辻 利則 （宮崎公立大学）

本田親久 （宮崎大学）