

Clarification on Laser-Induced Discharge Mechanism using Optical Sensor

T.Tsuji¹, C.Honda², F.Kinoshita³

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

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

3 Research Laboratory of Kyushu Electric Power Co. Inc., Minami, Fukuoka, 815 Japan

It is very important to clarify the mechanism of discharge induced by a laser-produced plasma channel as a basic study on the laser-induced lightning. We measured the temporal evolution of the electron density and the neutral particle density in one of plasma beads in the channel using Thomson and Rayleigh scattering methods, and also performed discharge induction experiments for a short gap. It was found that the induced discharge is greatly influenced by the temporal evolution of the electron density and the neutral particle density in a plasma.

In this paper, we measured the electric field along the channel using an optical sensor at the discharge induction to study the leader propagation process in a long gap. The induced discharge in a long gap changes in the order of electron avalanche, streamer, leader, and final sparkover similarly as in a long gap discharge in the atmosphere. To clarify the leader propagation, we measured the change in the electric field due to the leader propagation between the electrodes, and estimated the velocity of the leader propagation. The electric field was measured using an optical sensor based on the Pockels effect.

光電界センサを用いたレーザによる放電誘導機構の解明

辻 利則 本田 親久 木下 文宏

1. まえがき

架空の送電線路を含む電力設備が受ける様々な被害の中で雷撃によるものは近年の雷害対策により年々減少しているものの今なお半数を超える。さらに、近年の高度情報化社会の発展により、瞬時の停電さえ問題とされてきており、雷撃による故障の発生低減、すなわち系統信頼度の向上が期待されている。

そこで、最近新たな対策としてレーザ誘雷が注目されている。レーザ誘雷とは、大出力レーザ光で空気をプラズマ化し、このプラズマを通して雷放電を誘導しようとする能動的な雷対策である。数多くの研究が特に日本国内において行われている。しかし、実際にレーザ誘雷に成功した例はなく、その実現のためには大出力レーザの開発、長尺プラズマ生成、雷予知などの技術、またレーザビーム伝送特性、放電誘導特性などの解明が必要とされる。そこで、著者らは放電誘導特性の解明に着目し、特にレーザ誘雷時のメカニズムを明らかにするために研究を行っている。

これまでに著者らは、小型の炭酸ガスレーザを用い、それにより1個のプラズマを生成させ、そのプラズマ内の電子密度、中性粒子密度の時間変化を測定し、レーザで生成されたプラズマの放電誘導効果について短ギャップでの放電誘導実験を行ってきた。それにより、短ギャップの放電誘導では中性粒子密度の希薄化、電子の密度に大きく影響されることを明らかにした¹⁾。

本研究では、さらに長ギャップの放電誘導のメカニズムを解明するために、大型の炭酸ガスレーザで生成されるプラズマチャンネル中を進展するリーダによる電界の変化をポッケルス効果を用いた光電界センサを用いて調べた。長ギャップ放電誘導は大気中で見られる電子なだれ→ストリーマ→リーダ→フラッシュオーバの形態と同じ様な形態をとると考えられ、特にリーダの進展はレーザ放電誘導にとって極めて重要である。今回はリーダ進展によるギャップ間の電界の変化を測定し、リーダ進展の平均的な速度を導出した。またプラズマチャンネルの質の違いによる電界の変化を測定した。以下に、まず2. で本研究で用いた光電界センサについて説明し、3. でリーダの進展、そして4. でプラズマチャンネルの質の違いによる放電誘導への影響について報告する。

2. 光電界センサについて

2-1 光電界センサの構造

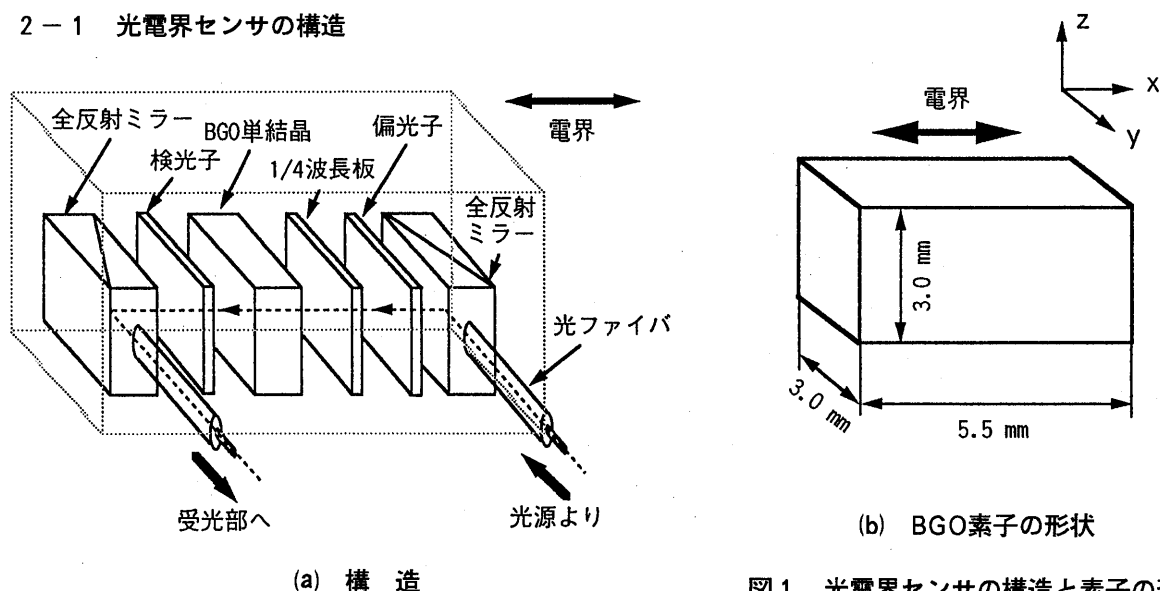


図1 光電界センサの構造と素子の形状

図1(a)に光電界センサの構造を示す。発光ダイオードの出力光は偏光子、1/4波長板を通して、ポッケルス素子に入射され、電界によって偏光した光は検光子を通してPINフォトダイオードの受光部に入射される。素子はBi₁₂GeO₂₀(BGO)を用い、その形状は図1(b)に示す。また図2には、本研究で用いた電界測定システム構成図を示す。このシステムは光電界センサ部、光信号送信器一体型センサ用受信器、光信号受信器の3つで構成され、それぞれ光ファイバケーブルで結ばれている。一般にポッケルス素子はGHz程度の周波数域をもつが、光電界センサ用受信器の周波数域は500kHz~1MHzのため、本研究で用いた電界測定システムの周波数域はこの受信器によって決まる。

2-2 光電界センサ信号波形の遅れ

図3に雷インパルス電圧を棒対棒電極に印加したときの電圧と光電界センサの信号波形例を示す。雷インパルス電圧の波形と光電界センサの信号波形はほぼ一致していることがわかるが、光電界センサの信号波形がインパルス電圧の波形から1.2μs程度の遅れが生じている。この原因としては、光電界センサと計測器を結ぶファイバの長さ150mによる光伝送の遅れと、電気信号を光信号に変換するEO変換器、光信号を電気信号に変換するOE変換器の回路による遅れが考えられる。そこで、本研究では雷インパルス電圧波形と光電界センサ信号波形の遅れを数回測定し、その平均の遅れを光電界センサ信号波形から差引いた。

2-3 光電界センサの固有振動

図3の光電界センサ信号波形には小さな振幅の振動波形が重なっている。これは、逆圧電効果によりポッケルス素子が固有振動を起こし、その結果、光弾性効果により光出力の振動となって現れたものである²⁾。この場合にすべり振動としては、面すべり振動と厚みすべり振動が考えられるが³⁾、一般にBGO単結晶のような体心立方の結晶の場合には、面すべり振動がその主なものと考えられている⁴⁾。この面すべり振動の周波数(共振周波数)F_Rは近似的に次式で与えられる³⁾。

$$F_R = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho} \sqrt{\left(\frac{m}{Y_L}\right)^2 + \left(\frac{n}{Z_L}\right)^2}} \quad (1)$$

ここで、C₄₄は弾性スティフネス定数、ρは密度、Y_LとZ_LはそれぞれY軸及びZ軸方向の長さ、mとn

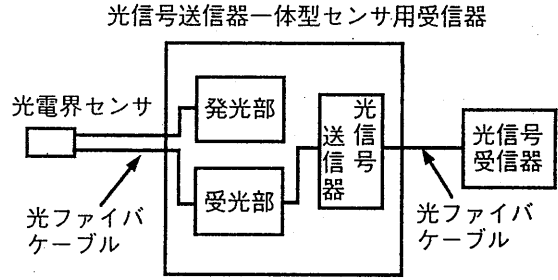


図2 電界測定システム構成図

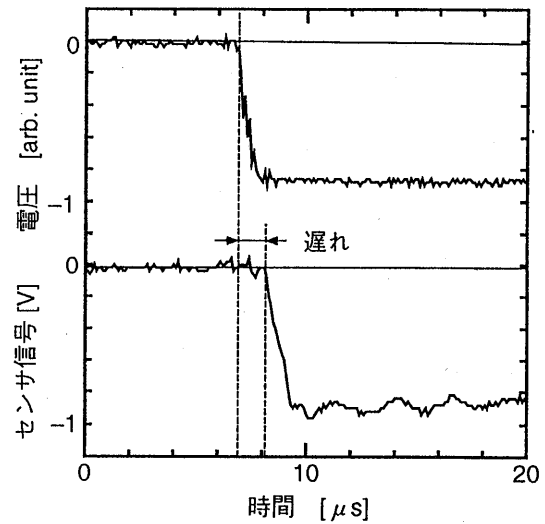


図3 雷インパルス電圧と光電界センサ信号波形例

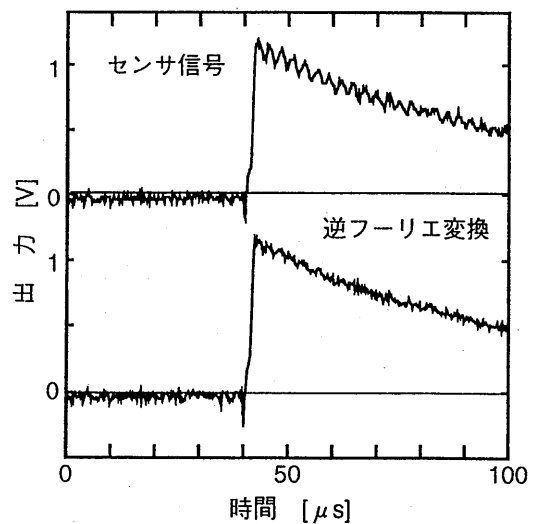


図4 電界センサ信号波形例と逆フーリエ変換した波形

は振動モードを規定する整数である。本研究で用いた素子の場合、基本モード($m=1, n=1$)における基本共振周波数は388kHzとなった。ただし、 $C_u=2.5 \times 10^{10} \text{N/m}^2$, $\rho = 9.23 \text{g/cm}^3$, $Y_L=3 \text{mm}$ 及び $Z_L=3 \text{mm}$ とした。

図4のような実際に測定した光電界センサ信号波形について離散フーリエ変換(DFT)を行った結果を図5に示す。375kHz付近に強いスペクトルを示すところがあり、これは面すべり振動として推定した振動数にほぼ一致していることがわかる。図4には、この固有振動数の帯域を0.1倍に減衰させ逆フーリエ変換したときの光電界センサ信号波形を併せて示している。本研究で用いている光電界センサに生じる重畳した振動波形はポッケルス素子の固有振動であることがわかり、素子の固有振動数が測定周波数域に近い場合は、上述のような現象が生じるので十分注意する必要がある。

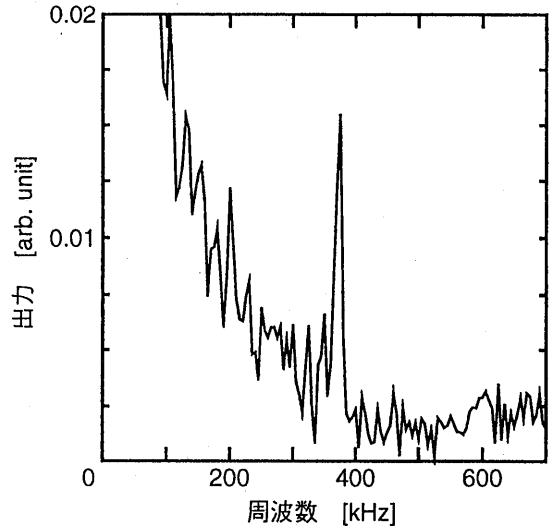


図5 周波数特性(フーリエ変換)

2-4 プラズマ生成による衝撃波の光電界センサへの影響

実際に長ギャップ放電誘導実験において電界測定を行う場合、測定電界は印加電圧とレーザ生成プラズマによって決まるので、まず基礎実験として短ギャップの平板電極に電圧を印加し、同時にその電極間にプラズマを生成した場合の電界の変歪の様子を光電界センサを用いて測定した。実験は光電界センサ単体の場合とテフロンで作成したボックスで囲んだ場合について行った。そのときの実験配置を図6に示し、光電界センサ信号波形を図7に示す。図7のボックスのない場合の電界の波形には周期 $20 \mu\text{s}$ 程度の振動成分が重畳している。この振動成分については、2-3で述べた結晶の圧電振動に起因する

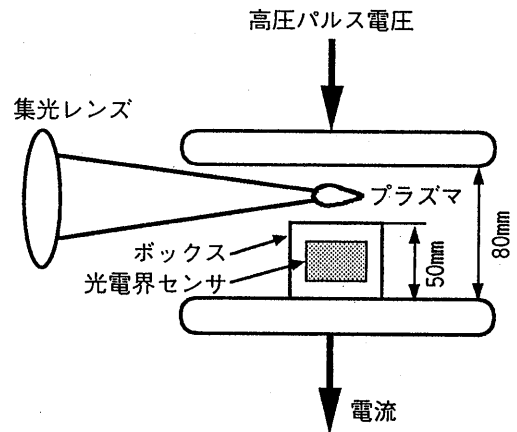


図6 実験装置配置図

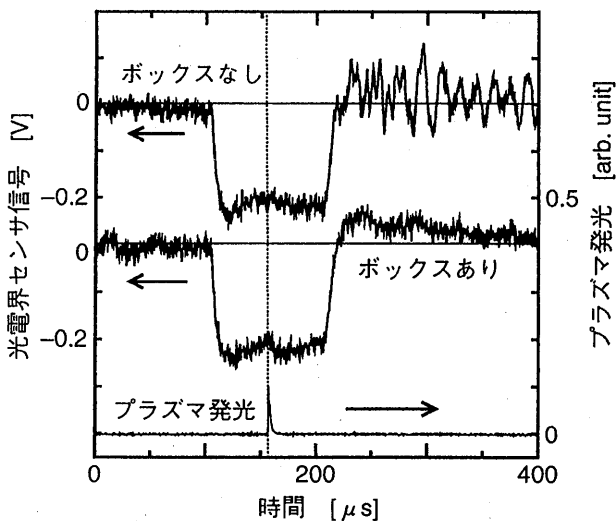


図7 プラズマ生成後電圧を印加した場合

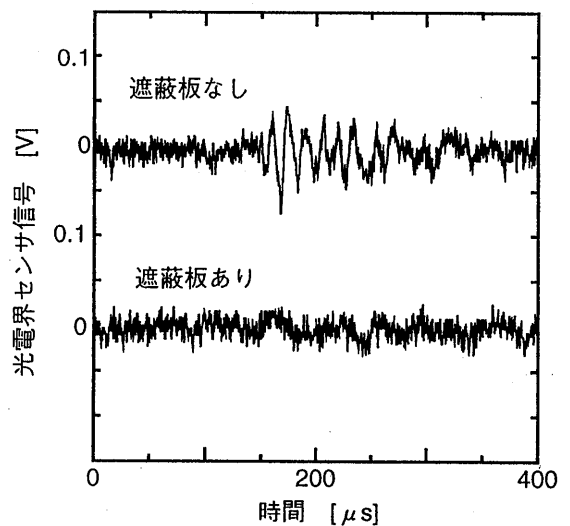


図8 プラズマ生成のみの場合

信号が考えられるが、先ほどの解析結果と一致しないので圧電振動とは考え難い。比較のために、プラズマと光電界センサの間に遮蔽板（テフロン板）を挿入し、電圧を印加しないプラズマのみの場合の電界の変化を図8に示す。

このような光電界センサを単体で用いた結果は日高ら/5/の研究においても似た結果が得られており、この振動成分の説明としてレーザー生成プラズマのプラズマ振動による電界の変歪であるとしている。しかし、この振動成分にはプラズマ生成による衝撃波の影響も考えられる。図7、8で示したボックスで光電界センサを囲んだ場合には、これまで見られていた振動成分はなくなっていることがわかる。光電界センサを囲んだボックスの影響も考えられるが、他の材質を用いた場合においても同様の結果が得られており、またプラズマと光電界センサの距離を離すことによって振動成分の出現が音速と同程度で遅れていくことも確認したことから、本研究で用いた光電界センサの場合においては明らかにプラズマ生成による衝撃波が光電界センサ信号に影響していることがわかった。そこで、以後、これら衝撃波の影響をなくすために光電界センサをテフロン板のボックスで囲んで後述する実験を行った。

2-5 校正直線

平板対平板電極中に光電界センサを置き、印加電圧に対する光電界センサ信号の関係を求めた。電源には高圧パルス電源を用い、パルス幅は $100\mu\text{s}$ とした。電極間のギャップ長は 30mm である。図9に印加電圧と光電界センサ信号の関係を示す。これにより、光電界センサ信号の測定から電界を導出できる。図9より光電界センサ信号が 1V （電界 650kV/m 相当）以下の出力では印加電圧と光電界センサ信号は比例関係にあるが、 1V 以上においては飽和傾向にある。これはポッケルス素子を用いた光電界センサは、実際には電界と光電界センサ信号は正弦の式の関係にあり、電界の絶対値がある値以上において比例関係が保たれなくなるためである。ポッケルス素子を用いて電界を測定する場合には、これらの点について注意する必要がある。

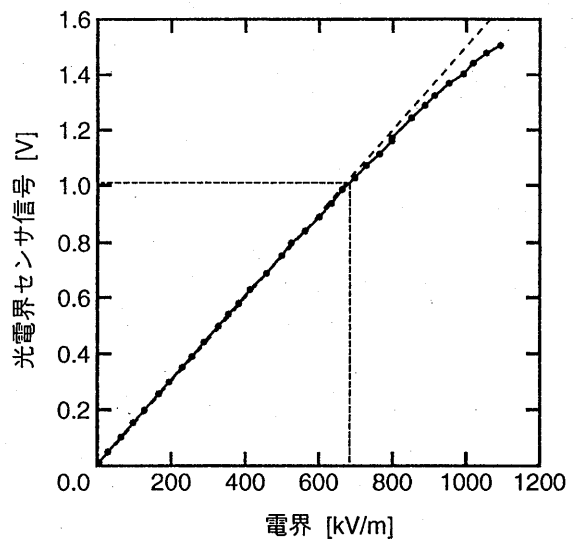


図9 校正直線

3. 光電界センサによるリーダ進展速度の測定

3-1 実験配置及び方法

九州電力(株)総合研究所における長ギャップ放電誘導の実験配置を図10に示す。高圧電極には負極性雷インパルス電圧($1/850\mu\text{s}$)を印加し、ギャップ長は 4m 一定とした。用いたレーザーは CO_2 レーザー(ロシア総合物理学研究所製 TC300, 定格出力 330J , 半値幅 50ns)である。凹面鏡は焦点距離 20m のものを用いた。測定点は、図10にあるようにP0, P1, P2, P3の4点とし、プラズマチャネルと光電界センサの距離はほぼ 0.1m とした。実験は、 CO_2 レーザー入射後 $100\mu\text{s}$ 後に雷インパルス電圧を印加し、そのときの電圧波形と光電界センサ信号波形をオシロスコープ(ソニーテクトロニクスTDS640)によって測定し、そのデータをパソコンに転送し処理した。

3-2 実験結果及び検討

図11に雷インパルス電圧が(a) $V_a=260\pm 40\text{kV}$, (b) $V_b=320\pm 25\text{kV}$, (c) $V_c=600\text{kV}$ の場合の各点で測定した光電界センサ信号波形例をそれぞれ示す。光電界センサ信号のピーク値を示す時間は高圧電極から距離が離れるほど遅くなっている。また、電圧が大きい程、その遅れは小さくなっている。ここで、各測定点にリーダが到達する時間(リーダ到達時間)を次のように定義した。図12に実測した放電時の光電界センサ信号波形とインパルス電圧波形の例を示す。リーダが光電界センサ付近を通過したときに電

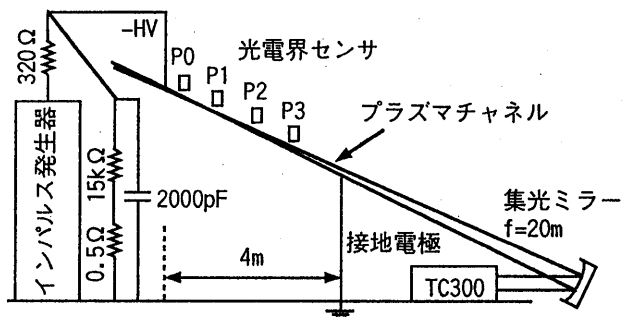


図10 長ギャップ放電誘導実験配置構成図

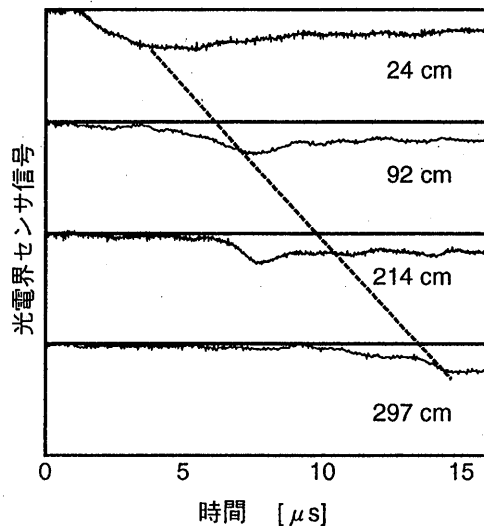
界が最大となると考えられるため、図中のインパルス電圧の立ち上がりから光電界センサ信号が最大となる時間までを各位置のリーダ到達時間 t_L と定義した。この時、2-2で述べた光電界センサ信号波形の遅れは差引いている。

光電界センサ位置、雷インパルス電圧を変えて測定した各点までの距離とリーダ到達時間の関係をまとめて図13に示す。Vaの場合、リーダが途中で停止し、主放電に至らない場合であり、P3点でのリーダ到達時間に大きなばらつきが見られる。これは、P3点での光電界センサ信号が弱いことなどから、P3点までリーダが到達していないものについても電界の最大値をP3点でのリーダ到達時間として含んでしまうためと考えられる。Vb、Vcの場合、各点のリーダ到達時間はほぼ一定で高圧電極からの距離に対してほぼ直線的に変化する。ステップト・リーダの存在も考慮すると一概には言えないが、リーダの平均的な進展速度は、直線の傾きより、Vbの場合 $4.5 \times 10^5 \text{ m/s}$ 、Vcの場合 $1.0 \times 10^6 \text{ m/s}$ 程度であった。プラズマのない大気中のリーダの進展速度は $10^4 \sim 10^5 \text{ m/s}$ 程度であるが⁶⁾、プラズマのある場合のリーダの進展速度を流し写真より測定した河崎氏らの報告⁷⁾ともオーダ的に一致した。図には河崎氏らの放電誘導の下限である $3 \times 10^5 \text{ m/s}$ の直線も波線で示す。電圧の大きさによりリーダの進展速度が変化することを確認したが、プラズマチャンネルの質による電離空間の状態によってもリーダの進展速度は変化すると考えられる。

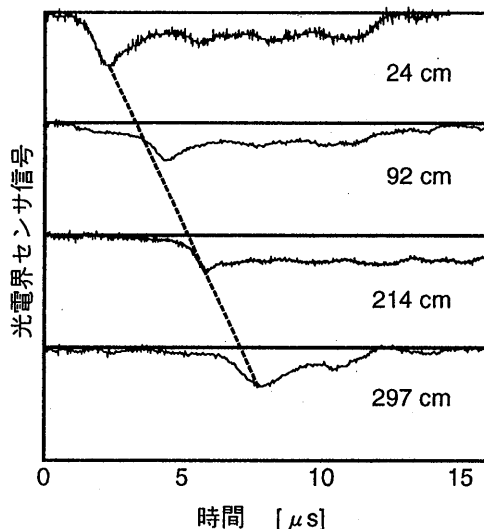
4. プラズマチャンネルの質の違いによる電界の変化

4-1 実験装置及び方法

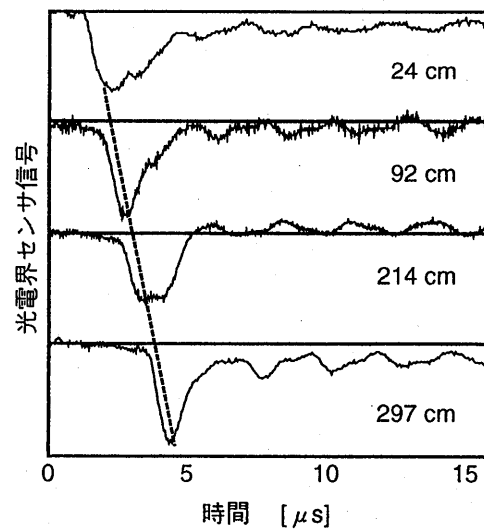
電力中央研究所塩原実験場の3MVの雷インパルス電圧発生装置を用いて、プラズマチャンネルの質の違いによる電界の変化を測定した。実験配置を図14に示す。図中のx、zは、光電界センサの高圧電極、プラズマチャンネルからの位置を示す。電極間の距離は6m一定とした。実験は、レーザー入射後100 μs に雷インパルス電圧(4 \times 70 μs)を印加し、



(a) $V_a = 260 \pm 40 \text{ kV}$



(b) $V_b = 320 \pm 25 \text{ kV}$



(c) $V_c = 600 \text{ kV}$

図11 各点における光電界センサ信号例

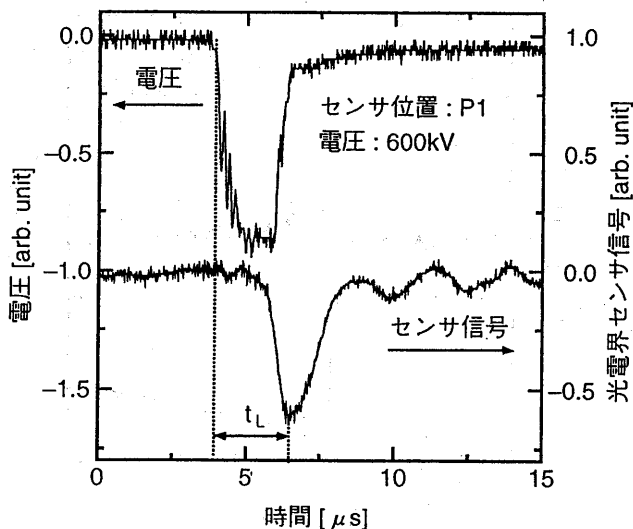


図 1 2 放電時のインパルス電圧と光電界センサ信号波形例

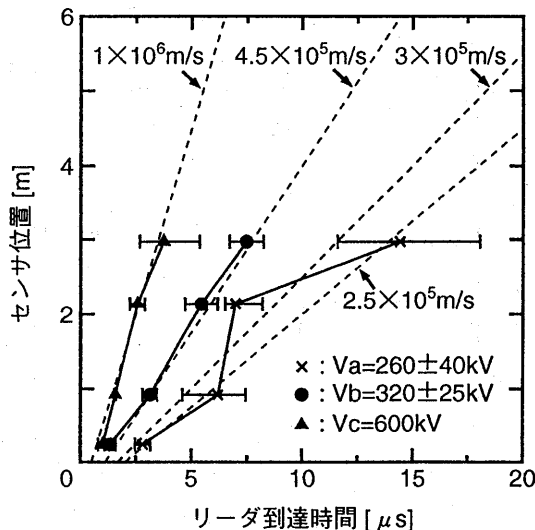


図 1 3 各点におけるリーダ到達時間

そのときの電界の変化を光電界センサを用いて測定した。レーザを集光する凹面鏡の構成によって生成されるプラズマチャンネルの質が異なるため、焦点距離25mで凹面鏡の全面を用いた全ビームとその凹面鏡の半面を隠した1/2ビームの2通りで実験を行った。

4-2 実験結果及び検討

図 1 5 に焦点距離25mの凹面鏡(全ビーム)を用いてレーザ入射後雷インパルス電圧を印加した場合の光電界センサの信号と雷インパルス電圧波形を示す。

レーザ入射後雷インパルス電圧を印加した場合、雷インパルス電圧印加直後、鋭い立ち上がりの信号が観測され、さらに遅れてもう一つの鋭い立ち上がりの信号が観測された。最初の信号は電圧印加直後のプラズマチャンネル方向に伸びたリーダによる電界の変化であり、遅れたもう一つの鋭い立ち上がりの信号はステップ・リーダによる電界の変化と考えられる。しかし、センサが1個であるためステップ・リーダの正確な位置は決定できない。この二つの信号が強く、それらの間隔が短いほど放電誘導しやすい傾向にあった。

図 1 6 に焦点距離25mの1/2ビームの場合の光電界センサの信号と雷インパルス電圧波形を示す。この場合、凹面鏡の半面を隠しているため、全ビームに比べプラズマチャンネルの質はよくない。全ビームを用いた場合と比較すると、全ビームの場合はステップ・リーダによるものと思われる二つの信号が観測されたが、1/2ビームの場合は光電界センサ信号が小さく、大きな鋭い信号は一つしか観測されなかった。また、今回の実験で焦点距離25mの全ビームでは放電誘導できたが、1/2ビームでの放電誘導はできなかった。

以上のことから、プラズマチャンネルのプラズマの密度がある程度以上の密な場合にはステップ状にリーダが進展し、高速なリーダが伸び放電誘導しやすくなるが、逆にプラズマチャンネルのプラズマがある値以下の疎になるとリーダの進展が遅くなり、放電誘導しにくくなると考えられる。また、焦点距離25mの全ビーム、1/2ビームのプラズマチャンネルによるリーダの光電界センサの信号は全ビームの場合が大きく、プラズマチャンネルの疎密によってリーダによる電界の強さも左右されることがわかる。

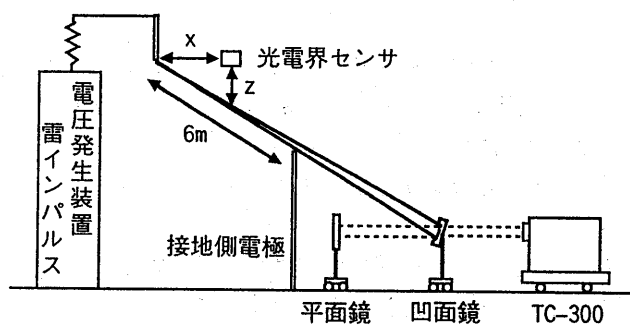


図 1 4 実験配置配置図

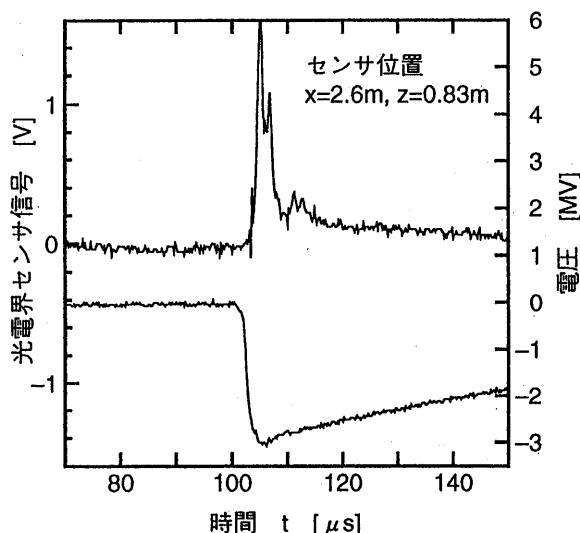


図15 光電界センサ信号
焦点距離25m(全ビーム)

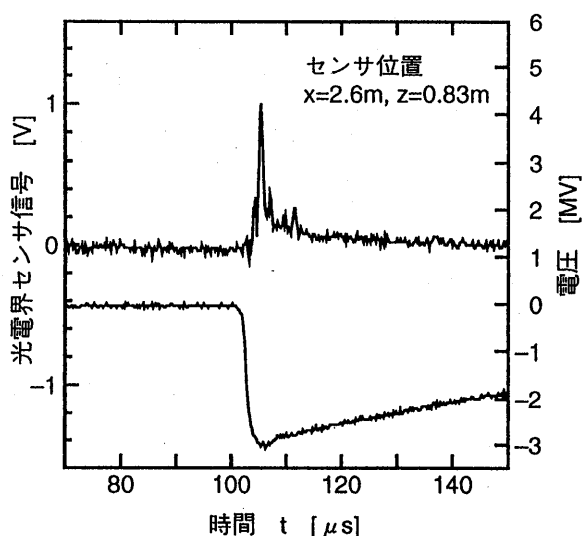


図16 光電界センサ信号
焦点距離25m(1/2ビーム)

5. まとめ

長ギャップの放電誘導におけるメカニズムを解明するためにポッケルス素子による光電界センサを用いて大型の炭酸ガスレーザで生成されるプラズマチャンネル中を進展するリーダによる電界の変化を調べた。その結果、次のことがわかった。

- (1) 光電界センサを用いることにより、長ギャップの放電誘導における電界測定が可能であることがわかった。
- (2) 炭酸ガスレーザで生成されるプラズマチャンネル中を進展するリーダの進展速度を本研究で用いた電界測定システムで導出することができた。
- (3) プラズマチャンネル中を進展するリーダの速度は、雷インパルス電圧の大きさにより変化することがわかった。
- (4) プラズマチャンネル上を進展するステップ・リーダと思われる信号が観測された。
- (5) プラズマチャンネルの質（プラズマ線密度）の違いにより、高圧電極から伸びるリーダによる電界の強さが変化することがわかった。

謝 辞

本研究の実験に際し、実験装置、器具等を使用させて頂いた九州電力(株)総合研究所、電力中央研究所の方々に深く感謝し、またご指導頂いた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、京都大学宅間董教授、福岡工業大学赤崎正則教授に謝意を表す。実験を手伝っていただいた九州大学大学院生槇野武男君、江間克司君、同4年生梅木徹君、宮崎大学大学院生矢野和宏君、同4年生仁田尾智広君、橋口基之君に深く感謝します。

最後に、本研究の一部は九州電力(株)との共同研究、文部省科学研究費奨励研究(A)、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表す。

文 献

- /1/ 辻, 本田, 内海, 田中, 村岡, 宅間, 赤崎, 木下, 片平: 電気学会論文誌, 115-A, 7, pp.583~588(1995)
- /2/ 応用物理学会光学懇話会編: 結晶光学 ((株)森北出版), pp.85~100, pp.213~265 (1986)
- /3/ 小川智哉: 結晶物理光学, ((株)裳華房出版), pp.164~170 (1988)
- /4/ 浜崎裕司, 工原美樹, 宮本俊治: 電気学会光・量子デバイス研究会資料, OQD81-5, pp.39~47 (1981)

- /5/ 日高邦彦, 酒井大輔, 河野照哉: 電気学会論文誌, 115-A, 7, pp.622~629 (1995)
/6/ 大重力, 原雅則: 高電圧現象 (株)森北出版, pp.70~74 (1984)
/7/ 河崎善一郎: 科学研究費補助金研究成果報告書, 課題番号04452612 (1994)

所属・氏名

辻 利則 (宮崎公立大学)

本田親久 (宮崎大学)

木下文宏 (九州電力(株))