九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

マイクロ放電プラズマ計測用 トムソン散乱システムの開

野口, 康幸
九州大学大学院総合理工学研究科量子プロセス理工学専攻

松岡, 晃
九州大学大学院総合理工学研究科量子プロセス理工学専攻

Bowden, M. D.
Department of Electrical and Materials Science, Faculty of Engineering Sciences, Kyushu University

内野, 喜一郎
九州大学総合理工学研究院融合創造理工学部門

他

https://doi.org/10.15017/16600

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 22 (3), pp.273-279, 2000-12. 九州大学大学院総合理工学府
バージョン：
権利関係：

九州大学大学院総合理工学報告
第22巻 第3号 273 - 279頁 平成12年12月

Engineering Sciences Reports, Kyushu University
(KYUSHU DAIGAKU SOGORIKOGAKU HOKOKU)
Vol. 22, No. 3 pp. 273 - 279 DEC. 2000

マイクロ放電プラズマ計測用トムソン散乱システムの開発

野口康幸*・松岡　晃*・M.D. BOWDEN**
内野喜一郎**・村岡克紀**

(平成12年8月31日　受理)

Development of a Thomson Scattering System for Micro-Discharge Plasmas

Yasuyuki NOGUCHI, Akira MATSUOKA, M.D. BOWDEN,
Kiichiro UCHINO, Katsunori MURAOKA

A laser Thomson scattering system was developed especially for measurement of electron temperature and electron density in a micro-discharge plasma. A triple-grating spectrometer was fabricated to suppress strong stray laser light, and allowed us to perform measurements at a position 0.3mm above a surface of a glass substrate which contained a pair of plane electrodes. Although the signal level was very low due to the small electron density and the very small scattering volume, Thomson scattering signals were detected clearly by using a photon-counting method. The temporal development of electron temperature and density was followed at a fixed point for a discharge in argon. The technique developed here is readily applicable to plasma display panel (PDP) discharges.

1. 序　　論

マイクロ放電とは，100μm 程度以下のサイズの放電のことである．放電ガス圧力 p と放電の特性長 d の積 pd がある一定の値となるとき，放電開始電圧が最小となるが，放電ガス圧力を大気圧程度とすると，d は上記サイズとなる．プラズマと固体面との境界にはシースが形成されるが，マイクロ放電プラズマではこのシース厚とプラズマの大きさが同じオーダーとなり，プロセスプラズマなど他のプラズマと比べて固体壁面との相互作用の影響が大きい[1]．近年，マイクロ放電は，プラズマディスプレイパネル (PDP) 放電[2]やマイクロホローカソード放電[3]のように，光源としての利用が期待されており，それら応用の効率改善のために，放電構造と放電空間での反応素過程についての解析が進められている．

マイクロ放電は微小であるために，内部構造を直接測定することは難しい．その解析には，主にシミュレーションが用いられており，測定としては多くの場合プラズマからの発光の観測がなされている程度である[4)5)]．放電パラメータを直接測定した例としては，顕微鏡とレーザー吸収法を組合せての励起原子・分子の密度分布測定が1つあるのみである[6]．放電機構を解明する上では，電子の密度・温度分布を直接測定することが強く望まれる．著者らは，それを可能とするためのレーザートムソン散乱計測システムの開発を行った．

レーザートムソン散乱法は，入射電磁波の電子による2次的な散乱電磁波を利用するもので，プラズマ内の局所的な電子密度・温度の測定ができる．散乱電磁波は電子のドップラー効果を受けてその波長がシフトするため，散乱スペクトルから電子温度が求められる．また，散乱電磁波の強度からは，その値を絶対校正することで電子密度の絶対値が求まる．同法は，核融合プラズマのような電子密度 10^{19}m^{-3} 程度の高密度プラズマの診断法として発展させられた．最近になって，データ積算法を用いることにより，電子密度 10^{16}m^{-3} 程度のプロセスプラズマへとその適用範囲が拡大されている．様々な放電プラズマ内での電子挙動が同法により調べられ，有用な結果が得られている[7]．ところが，マイクロ放電プラズマへの同法の適用に関しては，微弱なトムソン散乱信号，及び強いレーリー散乱光，迷光の影響という問題があり，実行不可能と考えられ続けてきた．著者らは，これらに関して詳細に検討し，トムソン散乱計測を可能とするシステムの設計・製作を行った．このシステムを評価した結果，前述の困難を克服可能であることを実証した．さらに，実際のマイクロ放電プラズマからのトムソン散乱信号の検出にも初めて成功した．本論文は，これらの成果について詳しく報告するものである．

*量子プロセス理工学専攻
**融合創造理工学部門

本稿は，5節で構成される．次の2節では，レーザートムソン散乱計測の概要とマイクロ放電プラズマから観測可能なトムソン散乱光強度の評価について述べる．3節では，マイクロ放電プラズマのレーザートムソン散乱計測のために設計・製作した計測システムについて記述している．また，同システムの性能評価も行っている．4節では，マイクロ放電プラズマでのトムソン散乱計測結果とその考察について述べている．5節は，まとめである．

2. レーザートムソン散乱計測とその信号強度評価

2.1 レーザートムソン散乱計測の概要

電磁波を粒子群中に入射したときに起こる，電磁波伝搬通路以外の方向への二次的な電磁波の放出のことを，散乱と呼ぶ．波長が λ と $\lambda+\Delta\lambda$ の間にある散乱光強度 $I(\lambda, \theta)$ [W/m^2] は，

$$I(\lambda, \theta)\Delta\Omega\Delta\lambda = I_0 nV\sigma(\lambda, \theta)\Delta\Omega\Delta\lambda \qquad (1)$$

と表すことができる．ここで，I_0[W/m^2] は入射電磁波の強度，n[m^{-3}] は散乱に関与する粒子数密度，V [m^3] は散乱体積，θ[rad] は入射電磁波に対する散乱電磁波の散乱角，$\Delta\Omega$[sr] は受光立体角を表している．(1)式の比例係数 $\sigma(\lambda, \theta)$ [m^2/sr] は，散乱粒子1個1個が θ 方向の立体角 $\Delta\Omega$[sr] に λ と $\lambda+\Delta\lambda$ の波長幅に散乱する断面積の次元を持つ量で，散乱微分断面積と呼ばれる．$\sigma(\lambda, \theta)$ の値は電磁波の波長，散乱粒子の種類，及びプラズマ状態によって異なる．粒子が自由電子の場合は，トムソン散乱と呼ばれる．このような電磁波の散乱を利用することで，散乱光強度からその粒子密度が求まり，その散乱スペクトルの拡がりから散乱粒子の温度を求めることができる．また，散乱光は，入射レーザー軸と観測軸の交点で検出されるので，局所的な計測も可能である．

マイクロ放電プラズマへのレーザートムソン散乱法の適用に際して問題となる点は，以下の2つである．(i) 散乱体積の一辺が数100μm と小さいために，散乱光強度が極めて弱い．(ii) レーザービームを電極表面から0.1mm程度以内の位置に入射する必要があるので，器壁散乱光である迷光の影響が極めて強い．また，放電ガス圧力が数 100Torr となるため，中性粒子からの散乱光であるレーリー散乱光の影響も強い．これら2つは波長スペクトルにおいてレーザー波長位置に集中して存在し，受光系の装置関数拡がりという形でトムソン散乱スペクトルに覆い被さってくる．その影響が大きいと，トムソン散乱信号の検出が困難となるので，以下でそれらについて検討する．

2.2 マイクロ放電プラズマからの散乱光強度の評価[8]

微弱な散乱光強度の問題(i)に関連して，検出できるだけの光強度を確保できるかどうかを調べるために，レーザー1ショット当りに観測可能なトムソン散乱信号強度を見積った．式(1)の入射電磁波強度 $I(\lambda, \theta)$ [W/m^2] を散乱スペクトルの全波長域で積分し，受光系の透過率 η まで考慮して受光立体角 $\Delta\Omega$ 内に入ってくる散乱光子数 N_{ph} として散乱光強度を計算すると，N_{ph} の表式は次のようになる．

$$N_{ph} = \left(\frac{E_L}{h\nu_i}\right) n_e L\sigma_e(\theta)\eta\Delta\Omega \qquad (2)$$

ここで，マイクロ放電プラズマ中の電子密度 n_e は 10^{18}m^{-3} 程度の値が予想される．筆者等がプロセスプラズマを対象にトムソン散乱計測を行う際には[7]，光源としては，YAG レーザーの第2高調波（波長532nm）を用いている．そのエネルギー E_L は約500mJ，パルス幅 10ns 程度で，計測部ではレーザーのビームスポットサイズを直径0.5mm程度に絞っている．ここでは，ビームスポットサイズを直径0.1mm程度以下とする必要がある．レーザーパワー密度が高いとレーザーによるプラズマ擾乱が起こる恐れがあるので，上記レーザーパワー密度と同程度にとることとし，ここでは $E_L = 10$mJ として散乱光強度の見積りを行う．このとき，入射光子数は $E_L/h\nu_i = 2.7\times10^{16}$ 個（$h\nu_i$ は入射レーザーのフォトン1個のエネルギー 3.7×10^{-19}J）となる．散乱体積のレーザービームに沿う長さ L は，最初の計測のために放電を長めに発生するものとして，$L = 0.5$mmとする．散乱光の観測をレーザー入射方向とレーザーの偏光方向の両方に垂直な方向から行うものとすると，トムソン散乱微分断面積 $\sigma_e(\theta)$ は 8×10^{-30}m^2/sr となる．受光の F 値（$F = f/D$，ただし，D は受光レンズの有効径，f はレンズから散乱体積までの距離.）を2.5とすると，受光立体角 $\Delta\Omega$ は0.13sr となる．受光系全体の光の透過率 η は，散乱光の分光に用いる分光器や受光窓，レンズなどの透過率で決まるが，$\eta = 0.1$と仮定する．これらの数値を式(2)に代入して，全波長域で得られるトムソン散乱光子数 N_{ph} を求めると，レーザー1ショット当りに $N_{ph} = 1.4$個となる．

トムソン散乱スペクトルを観測するためには，いくつかの波長チャンネルに分光して，散乱光を受光するので，1つの波長チャンネル当りの光子数は上記の1/10程度と見積る．さらに，受光光子は光電子増倍管の光電面で電子に変換されるが，その量子効率は10%程度である．結局，レーザー1ショット当りに1つの波長チャンネルで観測されるトムソン散乱光電子

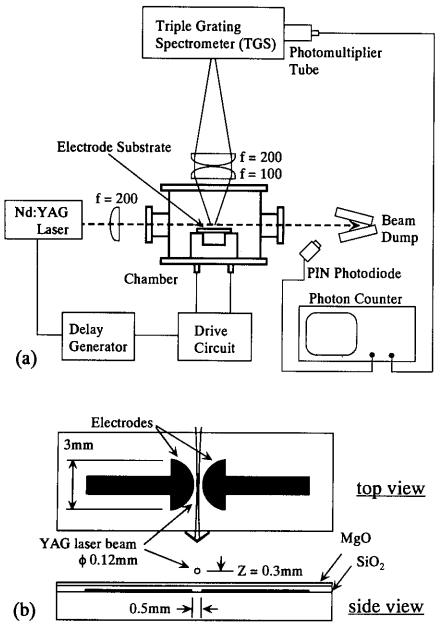

Fig. 1 Schematic diagram of (a) experimental apparatus and (b) electrode configuration and measurement point.

N_{pe} は，0.01個程度となる．この値は，光子計数法 (photon counting method) を用いて十分検出できるレベルである．測定の精度を上げるには，積算回数を十分大きく取ればよい．

3. トムソン散乱計測システムの設計・製作とその評価

3.1 計測システムの設計・製作

2.2節の見積りで用いたパラメータを実現するトムソン散乱計測システムとして，**Fig. 1 (a)** に示すものを設計・製作した．ここでは，レーザービームの入射と散乱光の観測を行う受光系について述べ，その性能を評価する．**Fig. 1 (b)** に示す放電電極などのマイクロ放電の生成に関する部分については4節で述べる．

計測用光源には，Nd：YAG レーザーの第2高調波 (最大出力エネルギー400mJ，パルス幅 6ns，拡がり角 0.6mrad) を用いた．計測時には，レーザーエネルギーを20 mJ以下に下げて使用した．レーザー光は直線偏向していて，この偏光方向がチェンバー底面に平行，観測軸に垂直となるように，チェンバー内に入射した．レーザービームは，収光レンズ (焦点距離 $f=$ 200mm) と入射窓を通過させた後，電極中心の上方に収光させた．収光点でのレーザースポット径は，収光レンズの焦点距離とビームの拡がり角から，約0.12mmと評価される．散乱光を，有効径40mm，焦点距離 $f=$ 100mm の受光レンズで集光し，平行光とした後，$f=$ 200mmのレンズで分光器の入射スリット上に結像した．これにより，散乱体積の断面は分光器入口スリット上で2倍に拡大される．分光器の入射スリット高さ方向がレーザービーム通過方向となるように分光器を配置した．同スリット高さを1mm，幅を0.2mmとしたので，観測体積 V は$0.1\times0.12\times0.5\text{mm}^3$ であった．これらの計測システムの配置により，幾何学的に決まるパラメータは，2.2節の見積りに用いた値を実現している．分光器を透過した光を，光電子増倍管 (浜松ホトニクス㈱製，R1333，波長532nm での量子効率 $\varepsilon=0.1$) で電気信号に変え，フォトンカウンター (Stanford Research Systems Inc.，SR430) を用いて定量的に検出した．

強い迷光及びレーリー散乱光の問題(ii)に関しては，その影響を低減するような分光器の設計・製作を行った．

上記の計測システムで，放電チェンバーにアルゴンガス 100Torr 充填した時のレーリー散乱光強度は，レーザー3000ショット当り約10^7個の光電子に相当するものであった．迷光強度のレベルについては，それと等しいアルゴンガスからのレーリー散乱光強度が得られる時のアルゴンガス圧力を用いて示すものとする．壁面近傍にレーザーを入射する必要のあるマイクロ放電プラズマからの迷光強度のレベルは，アルゴンガス圧換算で 1000Torr 程度はあるものと仮定すると，レーザー3000ショット当りの迷光信号強度は10^8個の光電子に相当する．2.2節で見積られたレーザー1ショット当りのトムソン散乱信号の光電子数0.01個から，レーザー3000ショットでの積算値は30個となる．トムソン散乱信号を十分な S/N 比で観測するためには，レーザー波長からの差波長 $\Delta\lambda=1$nm での迷光信号強度がトムソン散乱信号強度の10%以下となる必要がある．そのため，$\Delta\lambda=1$nm での迷光リジェクションを10^{-7} 以下とする分光器が必要である．筆者等の経験によれば，ダブルモノクロメータの $\Delta\lambda=$ 1nm でのリジェクションは10^{-6} 程度であり，これを超える性能を持つ分光器が必要となる．また，微弱な信号を検出するためには，分光器の透過率として10%程度以上を確保することが求められる．そこで，筆者等は，3枚の回折格子を持つ分光器であるトリプル回折格子分光器 (triple-grating spectrometer：TGS) を製作した．

TGS の概略図を **Fig. 2** に示す．その構造は，Kono 等のものとほぼ同様である[9]．TGS は，3枚のホログラフィック回折格子(㈱島津製，サイズ58mm × 58mm，刻線本数1200本/mm，ブレーズ波長500nm)，6枚のアクロマートレンズ (L1-L5：$f=$ 220mm，直径50mm；L6：$f=$ 450mm，直径50mm)，1枚のアルミ平面ミラー，レーリー遮光板，および中間スリットで構成される．

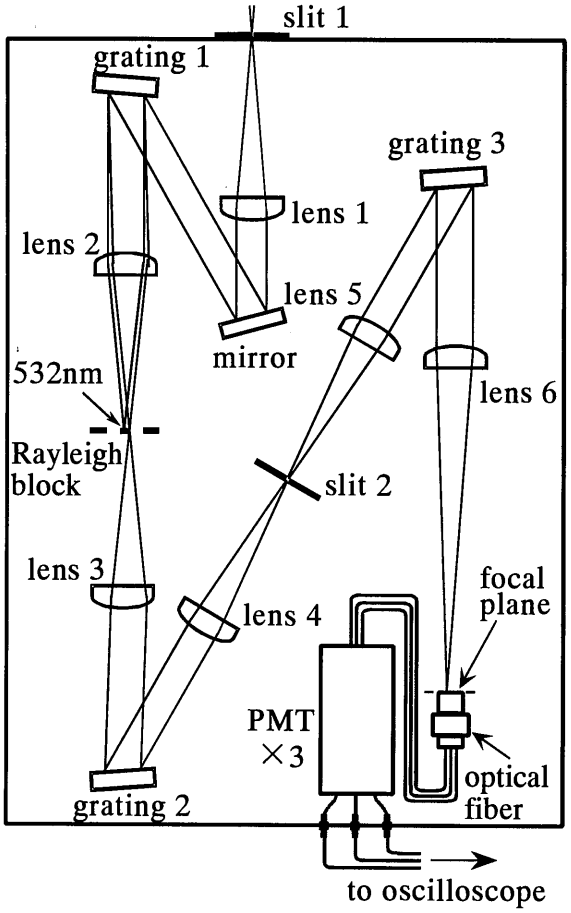

Fig. 2　Schematic diagram of the triple-grating spectrometer

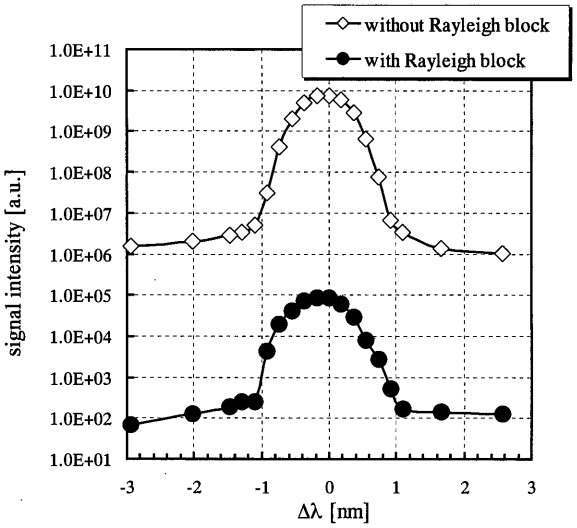

Fig. 3　Instrumental function of the triple-grating spectrometer

回折格子をホログラフィックとしたのは，回折格子面での乱散乱光の発生を抑えるためである．分光器内の光ビームのコリメートにアクロマートレンズを用いたのは，反射防止膜コーティングにより高い透過率（98%以上）が確保され（光ビームのコリメートのために，通常用いられるアルミミラーでは反射率が90%以下となる.），さらに収差の影響が大きく軽減されるためである．

TGS 内に入ってきた光は，レンズ L1 で平行光になる．その光は，1 枚目の回折格子（G1）で分散される．分散された光は，レンズ L2 により，レーリー遮光板面上に再び集光される．レーリー遮光板は，厚さ 0.05㎜ のタングステン板に，中央の幅0.4㎜の部分を残してその両端に高さ10㎜，幅 5 ㎜の 2 つの四角の穴を開けた構造をしている．この0.4㎜の幅の板でレーザー波長を遮光するものである．遮光の波長幅は，1 段目の分光部の逆線分散3.8nm/㎜と遮光部の幅0.4㎜で決まり，レーザー波長から差波長 $\Delta\lambda = 0.76$nm 以内の光が遮断される．差波長 $\Delta\lambda = \pm 0.76$nm より広がった光は，レーリー遮光板を通過する．レーリー遮光板を通過した光に対しては，レンズ L3 で平行にした後，2 枚目の回折格子（G2）でその分散が打ち消される．その後，レンズ L4 で集光され，中間スリット（スリット幅0.2㎜）を通過する．3 枚目の回折格子（G3）では，中間スリットを通過してきた光を再び分散し，波長分解する．中間スリット後の 2 枚のレンズ（L5, L6）は，焦点距離 f に約 2 倍の差がある．そのため，中間スリットの約 2 倍の像が，波長分解され，観測面上に写されている．観測面には，光ファイバー束を置き，その 1 つの波長チャンネル当りの観測幅は0.43㎜である．装置関数幅は，逆線分散 1.84 nm/㎜と観測幅0.43㎜で決まり，半値全幅（FWHM）で0.79nm である．3 つの波長チャンネルの光ファイバー束が，3 本の光電子増倍管にそれぞれ結合されているが，フォトンカウンターが 1 台のみであったので，測定には 1 波長チャンネルのみを用いた．ファイバー束全体が x 軸ステージに乗っている構造となっているので，観測面上でこれを移動させることによりスペクトルの測定を行った．

3.2　システムの性能評価と迷光の抑制

製作した分光器（TGS）の装置関数と迷光リジェクションおよび光の透過率を実験的に調べた．実験は，単色光（YAG レーザー第 2 高調波の拡散光）を TGS 内に入射し，透過してくる光を観測した．

TGS の装置関数を **Fig. 3** に示す．観測されたスペクトルから得られた装置関数幅は約0.8nm FWHM となり，上記理論値とよく一致した．レーリー遮光板を入れない時，中心波長での光強度に対して，$\Delta\lambda =$ 1nm での強度は 10^{-3} であった．レーリー遮光板を入れると，中心波長での光強度が 10^{-5} に減衰し，$\Delta\lambda =$ 1nm ではその値からさらに 2×10^{-3} 減衰していた．つまり，TGS の $\Delta\lambda =$ 1nm での迷光リジェクション

性能は2×10^{-8}である．この結果は，2.2節で見積ったトムソン散乱信号の検出の際に，Ar ガス圧力換算で10,000Torr 程度の迷光レベルが許容されることを示している．

TGS の光の透過率を求めるため，レーリー遮光板位置，中間スリット位置および光ファイバー束前面の位置の3ヵ所で光強度の測定を行った．その結果，第2段と第3段の回折格子部でそれぞれ光強度は63～65%に減衰していた．第1段の回折格子部は第2段と等価であることを考慮し，またアルミミラー1枚と光ファイバー束の透過率（合わせて60%程度）を加えて，TGS の全体の透過率は約15%であると評価された．すなわち，設計時の目標値を超える値が実現できた．

前述の **Fig. 1**(**a**) の実験配置において，迷光レベルの測定とその改善策の検討を行った．チェンバー内の迷光対策用バッフル等の配置の最適化を行わなかった時の迷光レベルは，レーザー入射位置を基板から1mm とした時でも Ar ガス圧力換算で10,000Torr 以上となり，トムソン散乱信号の検出が困難なレベルであった（**Fig. 4** の□印）．迷光の原因は，レーザーが入射窓で散乱され，その光が電極基板等でさらに散乱されて，受光系に入ってくるためである．著者らは，散乱光が電極基板に当るのを防ぐようにバッフルの穴径と位置を最適化して，迷光レベルの低減を試みた．その結果，**Fig. 4** の●のデータ点で示すように，レーザービームの入射位置を基板から0.2mmとした際でも，その迷光レベルを Ar 10,000Torr 以下に押さえることができた．これにより，マイクロ放電プラズマへのレーザートムソン散乱法の適用が可能となった．

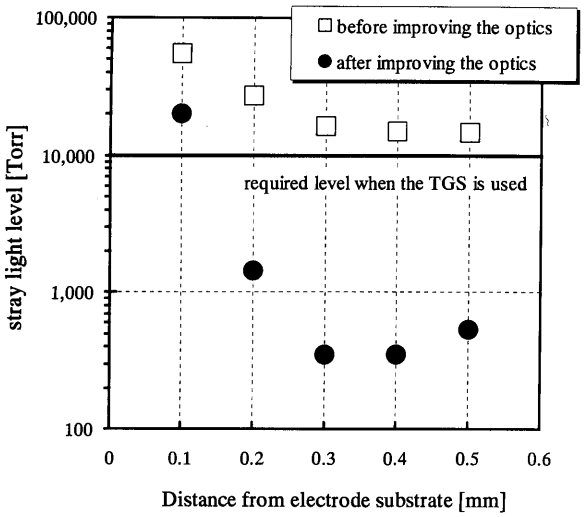

Fig. 4　Stray laser light level against distance from an electrode substrate to the laser axis

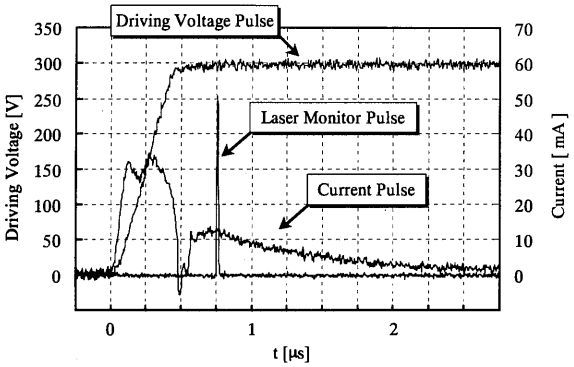

Fig. 5　An example of oscilloscope traces showing the driving voltage pulse, the current pulse and the laser timing pulse

4. マイクロ放電プラズマでのトムソン散乱計測

4.1 計 測 結 果

マイクロ放電を対象としたトムソン散乱計測を実行した．実験配置は，**Fig. 1**(**a**) と (**b**) に示したとおりである．放電用チェンバー内には，真空引きした後，Ar ガスを導入した．最初のトムソン散乱計測の試みをやり易いように，ガス圧力は 50Torr とし，放電の空間的広がりをマイクロ放電としてはやや大きめにした．**Fig. 1**(**b**) に示した放電電極対は，ガラス基板上にプリントされ，膜厚 15μm の SiO_2 と膜厚 0.5μm の MgO が覆っている構造となっている．放電ギャップは0.5mmである．放電は，出力電圧 300V，周波数 10kHz，デューティ比0.5の矩形パルスをこの電極対に印加することで生成した．レーザーエネルギーは，3.1節で述べたように20mJ 以下とした．レーザー発振のタイミングは，外部トリガーパルスにより制御した．そのパルスは，放電パルス（10kHz）を10Hz に分周し，さらにディレイジェネレータ（Stanford Research Systems Inc., DG535）で任意のディレイをかけたものである．レーザービームの入射位置と電極ガラス基板表面との距離は0.3mmとした．

電圧・電流波形，及びそれらに対する入射タイミングを表しているレーザーのモニターパルスを **Fig. 5** に示した．図に示した時間 t は，電圧印加開始時刻を0としている．電流波形の $t=0\sim0.5\mu$s 間の信号は，電極間に電荷が蓄積する際に生じる変位電流であり，$t=0.5\mu$s 以降の信号が真の放電電流である．**Fig. 6** には，$t=0.85\mu$s の時刻に，$\Delta\lambda=1.0\sim2.5$nm の波長領域で観測したトムソン散乱スペクトルを示している．図の横軸には $\Delta\lambda^2$ を，縦軸には散乱信号光電子数の対数を取った．この信号は，全散乱信号から迷光，背景光，暗電流（レーザー3000ショット当り6個程度の光電子数）を差し引いたものである．図中の散乱光スペクトルが直線に乗ることから，電子の速度分布関

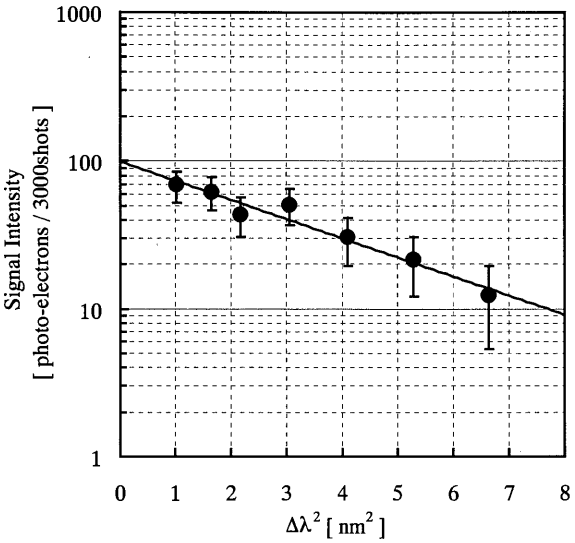

Fig. 6　Thomson Scattering spectrum at argon 50Torr, $Z = 0.3$mm and $t = 0.85\mu s$.

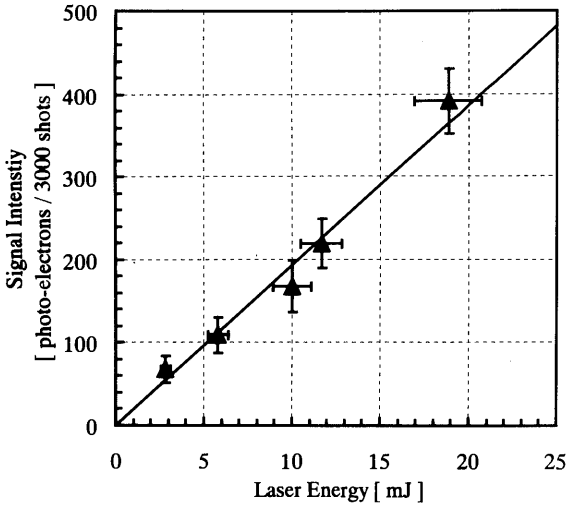

Fig. 7　Variation of the Thomson signal intensity against the laser energy of 3～20mJ.

数（EEDF）はマクスウェル分布に従っているものと考えることができる．この直線の傾きから電子温度を求めることができ，$T_e = 1.4$（±0.4）eV を得た．また，アルゴンガス圧力50Torr の時のレーリー散乱光強度を用いてトムソン散乱信号強度を絶対値校正し，電子密度 $n_e = 8.9$（±1.8）$\times 10^{18}$m^{-3} を得た．

入射レーザーエネルギーを 3 ～20mJ の間で変化させ，トムソン散乱信号強度の変化を調べた．その結果を，**Fig. 7** に示す．同図からわかるように，トムソン散乱光強度は，測定したレーザーエネルギーに対して線形に増加している．

次に，レーザーの入射タイミングのみを変えて n_e, T_e の経時変化の測定を行った．その結果を，**Fig. 8**

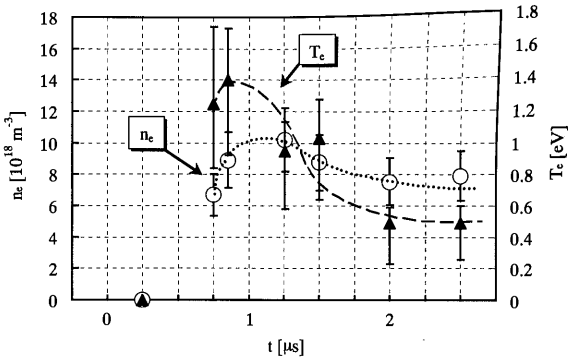

Fig. 8　Temporal dependence of T_e and n_e at argon 50Torr and $Z = 0.3$mm.

に示す．図に見られるように，放電の初期時は電子密度が低く，電子温度が高いが，電子密度の増加と共に電子温度は急激に低下した．この結果は，基板表面から 0.3mm離れた 1 点で測定しただけのものであり，放電のダイナミクスを議論するには不十分である．今後，様々な放電条件下で多数の点においてこのような時間・空間分解した測定を行う必要がある．

4.2　測定結果の考察

ここでは，本研究で測定したトムソン散乱信号が，マイクロ放電プラズマからの真のトムソン散乱信号であるか否かについて考察する．**Fig. 7** に示したように，測定したレーザーエネルギー 3 ～20mJ に対してトムソン散乱信号は線形に増加していた．また，いずれのレーザーエネルギーにおいても得られた電子密度・温度の値は実験誤差（±20％以内）の範囲内にあり，レーザーはプラズマの加熱等の擾乱を引き起こしていなかった．レーザー入射によって，放電空間に存在する様々な粒子がすでに多段階電離し，それらの影響が飽和していたことも考えられるので，それらの影響についても検討する．放電空間中に存在するものの主要なものは，基底状態と励起状態の Ar 原子である．基底状態の Ar 原子密度は，放電ガス圧力 50Torr より，10^{24}m^{-3} のオーダーである．励起状態の Ar 原子密度は，本研究とほぼ同様の実験条件下で生成された Ar 放電プラズマ中の準安定原子密度をレーザー吸収法により測定した結果では，10^{16}m^{-3} 程度と報告されている[10]．Ar の基底状態及び励起状態からの電離エネルギーは，それぞれ15.8，4.2eV であるから，波長 532nm の光（光子エネルギー2.3eV）でそれらが電離するには，7 光子及び 2 光子吸収が必要となる．多光子電離で生成される電子数は，著者らが測定した電子密度 10^{19}m^{-3} に対して，1％以下であると計算された．すなわち，多光子電離の測定への影響は無視できる．また，放電空間中に存在し得る不純物（H_2O, MgO, 油分子等）の影響についても検討した．不純物の測定

への影響としては，プラズマ中にレーザーを入射することによって引き起こされる（i）基底状態からの多光子電離，（ii）放電中の励起状態からの1光子電離が考えられる．（i）については，不純物の拡散係数が$10^{-4}m^2/s$程度であることを考慮すると，放電中，不純物は定常的に放電空間に残留しており，常にその影響があると考えられる．しかし，**Fig. 8** に示したように，放電発生前の $t=0.25\mu s$ では，トムソン散乱信号は確認されておらず，（i）の影響はないと結論できる．この結果は，測定時，（i）の影響はなかったことを示している．（ii）については，励起状態の不純物が YAG レーザー光の1光子で電離する場合が最も危惧される．その場合，電子密度$10^{19}m^{-3}$を生成するために必要な励起状態の不純物密度は，$10^{19}m^{-3}$が必要である．しかし，このような高い密度の励起状態の不純物が生成されるためには，基底状態にある不純物の分圧が，10Torr オーダー必要であり，その可能性も除外される．以上の検討結果から，本研究においてマイクロ放電プラズマからの真のトムソン散乱信号を検出したと結論できる．

本研究で開発した測定技術は PDP 放電へ直ちに適用する可能性をもつものである．そのためには，現在の散乱長0.5mmを0.1mmとする必要があり，散乱体積が1/5に減少する．しかし，**Fig. 3** のデータからわかるように，測定のダイナミックレンジにはなお余裕があり，さらに信号の積算数を増加させるなどで十分対応可能である．電極基板から0.1mm以内での測定も必要となり，迷光のさらなる抑制策が求められる．これについても，**Fig. 4** に示されているように，0.1mmの点ですでに TGS の許容レベルの2倍にしかすぎず，さらにバッフル等の配置の最適化やレーザービーム質の改善により同点の迷光レベルを数分の1とすることは十分可能であると考えられる．

5. ま　と　め

本研究において，以下の成果を得た．

(1) マイクロ放電プラズマからのレーザートムソン散乱信号が検出可能であることを数値見積りにより示し，これを実現し得るレーザートムソン散乱計測システムを開発した．特に，3枚の回折光子を用いた分光器を製作して受光系に用いることで，Ar ガス圧換算10,000Torr の迷光レベルまでトムソン散乱信号を迷光より分離可能とした．

(2) マイクロ放電プラズマを対象としたトムソン散乱計測を実行し，ガラス基板表面から0.3mmの位置において，明確なトムソン散乱信号を検出することに成功した．レーザー擾乱や不純物の光電離など測定結果への影響は無視できることを確認し，得られた信号が真のトムソン散乱信号であることを示した．

今後，本研究で開発したレーザートムソン散乱計測システムを，PDP 放電プラズマ内の電子密度・電子温度測定に適用し，PDP 放電の機構解明を大きく前進させることが期待される．

参　考　文　献

1) 橘　邦英：プラズマ・核融合学会誌 **76**(2000) 435.
2) 篠田　傳：プラズマ・核融合学会誌 **74**(1998) 109.
3) A. El-Habachi and K.H. Schoenbach : Appl. Phys. Lett. **72** (1998) 22.
4) R.T. McGrath, R. Veerasingam, J.A. Hunter, P.D. Rockett and R.B. Campbell : IEEE Trans. Plasma Sci. **26** (1998) 1532.
5) J.R. Gottschalk, O. Shvydky, A.D. Compaan, C.E. Theodosiou and W. Williamson, Jr. : IEEE Trans. Plasma Sci. **27** (1999) 772.
6) K. Tachibana, N. Kosugi and T. Sakai : Appl. Phys. Lett. **65** (1994) 935.
7) K. Muraoka, K. Uchino and M.D. Bowden : Plasma Phys. Control Fusion, **40** (1998) 1221.
8) K. Uchino, S. Narishige, M.A. Mansour, N. Kataoka, M.D. Bowden, K. Muraoka and M. Noguchi : *Proc. 9th Int. Symp. Laser-Aided Plasma Diagnostics*, 1999, p. 104.
9) A. Kono and K. Nakatani : Rev. Sci. Instrum. **71** (2000) 2716.
10) 櫻井　彪：プラズマ・核融合学会誌 **76** (2000) 449.