



解説

第3段階非協同レーザートムソン散乱による プラズマ計測の進展

村岡克紀, 内野喜一郎, 山形幸彦, 宮崎浩一¹⁾
(九州大学大学院総合理工学研究院, ¹⁾久留米工業高等専門学校)

Development of the Third Stage Incoherent Laser Thomson Scattering Diagnostics of Plasmas

MURAOKA Katsunori, UCHINO Kiichiro, YAMAGATA Yukihiro and MIYAZAKI Koichi¹⁾
Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Kasuga 816-8580, Japan

¹⁾Kurume National College of Technology, Kurume 860-8555, Japan

(Received 25 November 2003)

We classify the incoherent laser Thomson scattering (LTS) diagnostics of plasmas for measurements of electron density n_e and temperature T_e (or more generally electron energy distribution functions; EEDFs) as having evolved from the first stage, in which a whole Thomson spectrum is obtained during a single laser pulse from plasmas having n_e above 10^{18} m^{-3} , through the second stage, in which data accumulation is prerequisite for n_e below 10^{18} m^{-3} , and to the third stage, in which measurements from a material surface as close as a few tens of μm is required. In this last case, a strong suppression of stray light in addition to the data accumulation is necessary, and this was first demonstrated for a PDP (plasma display panel)-like discharge in 2000. In order to further expand its applicable range, we have been pursuing a more systematic approach, taking into account factors such as laser propagation/profile control, further stray light suppression, and other aspects. In this review article, we describe these developments and discuss future plans.

Keywords:

plasma diagnostics, incoherent laser Thomson scattering, electron density, electron temperature, electron energy distribution function, near materials surface

1. まえがき

非協同レーザートムソン散乱* (incoherent laser Thomson scattering, 以下では LTS と略記) は, レーザー計測法のみならず, プラズマ計測法一般, さらに一般に物質に外部から刺激を与えてその反応を見るという「能動的計測法 (active diagnostics)」でも特別な位置を占めている。それは, 外部から生起させる現象の簡明さと, その結果として得られたデータ解釈のあいまいさのなさで, 計測法としての望ましい基本的要件をすべて満たしているからである。

筆者らは, 1968年のソ連のトカマク T-3 における LTS 実験発表 [1] 時からそのユニークな特徴に着目し, 種々のプラズマ現象解明のために過去30年余にわたって適用範囲を広げる努力を行ってきた。すなわち, 対象プラズマは核融合をめざした高温プラズマ [2, 17] から, 各種放電プラズマ [18, 54] にわたっているが, それぞれ固有の問題や困難

性を抱えていた。それらを克服しながら LTS をプラズマ計測にとって不可欠の手法に育て上げてきた。その経過を振り返って, 最近のレビュー論文 [49] において, LTS を次章に示す3段階に分類するのが適当であると指摘した。このうち, 第1, 第2段階は計測法としてはすでに完成の域に達し, それぞれの状況に応じた工夫をして十分に適用できる段階にある。今後は, たとえば第2段階の産業応用プラズマ計測 LTS では, 商品としてスイッチ一つで電子温度・密度の情報がオンラインで表示される安価な商品として開発されるべき段階に達したと言えるであろう。これに対して第3段階は始まったばかりであり, そのポテンシャルの開拓はこれからの研究にかかっている。

本稿では, 以上の第1, 2段階の LTS 開発について大略を示したのち, 第3段階の LTS について現状と今後の方策について解説する。

author's e-mail: muraoka@ence.kyushu-u.ac.jp

この解説は第20回年会 (2003, 水戸市) にて招待講演として発表された内容を論文化したものです。

*) レーザー波長と散乱実験配位で決まる散乱波数 k とプラズマデバ依長 λ_D の積 $k\lambda_D \geq 1$ を満たす条件では, 個々の電子の散乱の単純な重ね合せが観測されるので, 非協同トムソン散乱 (incoherent Thomson scattering) と呼ぶ。 $k\lambda_D \geq 1$ の条件を満たす場合は, デバ依長内の電子群がイオンの運動にひきずられたり, または波動現象に伴う電子の協同的挙動が観測スペクトルを決めるので, 協同的トムソン散乱 (collective Thomson scattering) と呼ぶ。

2. LTS による電子諸量の計測

2.1 概要

荷電粒子による電磁波散乱について詳しい研究を行ったトムソンが論文を発表したのは1903年で、今からちょうど100年前である。しかし、トムソン散乱断面積が極めて小さい(質量が小さい電子にしても、全散乱断面積は $7 \times 10^{-29} \text{ m}^2$ でしかない)ので、プラズマのような希薄な荷電粒子群からの散乱から有用な情報が引き出せるようになったのは、大出力電磁波発生が可能なレーザーの発明以降である。**)

計測法としては1965年前後には完成していたのであるが[55]、その手法が一般に広く知られるようになったのは、1968年の当時ソ連のトカマク装置 T-3 での測定結果が公表されてからである[1]。それ以前の核融合・プラズマ研究では、欧米で進められていたピンチ方式やステラレータ方式など各種磁界閉じ込めにおいて予想以上に早いプラズマ損失のため、温度や密度、および閉じ込め時間の向上が図れなかった。ところが、1950年代からソ連で開発されていたトカマク方式でははるかに良いプラズマ性能が得られていることを上記 LTS により明確に示して、その後現在に至る核融合研究の方向づけを行ったものである。同時に、前節に述べたようにレーザー計測一般にプラズマ研究者の関心を向けさせたことでも記念碑的な成果であった。

LTS は、レーザー光の電界によって加速度を得た電子により放出される二次電磁波が電子の運動によるドップラー効果を受けてレーザー光の波長から離れる程度を観測するものである。この原理から明らかなように、観測スペクトル形状はそのまま電子速度分布関数を表し、レーザー入射と観測方向を選んで散乱ベクトル k を測定しようとする方向に選ぶことによりその方向速度成分を測定できる。また散乱光の強度は電子密度に比例するので、適当な方法で計測系を較正することにより密度測定が行える。

著者らは、LTS によるプラズマ計測法の発展を、Fig. 1 に示すように次の3つの段階に分類した[49]。以下には、各段階 LTS における著者らの放電プラズマに対する測定結果を中心に示す。それぞれの経験が次段階の必須の技術やノウハウとなって、現在の第3段階 LTS 開発へ引き継がれている。

2.2 第1段階 LTS (古典的 LTS)

1J 程度のレーザーを用い、典型的な実験配位下において、可視域近傍光検出器を用いれば、レーザー1ショットで得られる LTS 散乱光電子数 N_{phe} は、 $N_{phe} = 1 \times 10^{-16} n_e$ 程度である。分光により、散乱光子をいくつかの波長に分岐することを考えても、電子密度が 10^{18} m^{-3} 以上のプラズマならば単一パルスから十分な散乱光子数が得られる。当初に述べたトカマクなどの磁界閉じ込め高温プラズマはこの領域にある。その後、1プラズマショット中にできるだけ詳しいデータを集めるための種々の工夫がなされてきた[56]。たとえば、レーザービームに沿って100点以上の空間分解測定を行う TVTS (television Thomson scattering) システムや、レーザー入射と散乱光観測を1個のポートで行えるようにした LIDAR (light detection and ranging) LTS システムがそれである。

各種の放電応用プラズマでも、電子密度が 10^{18} m^{-3} 以上あるものについては上記と同様なシステムを用いて散乱光子数は十分とれる。そこで、著者らは迷光や中性ガスによるレイリー散乱を克服する工夫をして、現在までに種々のプラズマについての計測を行ってきた[18, 24, 26, 29]。

Fig. 2 は、放電励起エキシマレーザーへの LTS 装置配置例[29]である。本測定を行う際の特徴の第一は、電子密度がピーク値で 10^{21} m^{-3} 程度であるのに対して、充填ガス密度が 10^{26} m^{-3} 以上にも達し、後者によるレイリー散乱が極めて大きいことである。第二に、放電時間が30~40 ns 程度であり、この間に放電現象が急激に変化することから、時

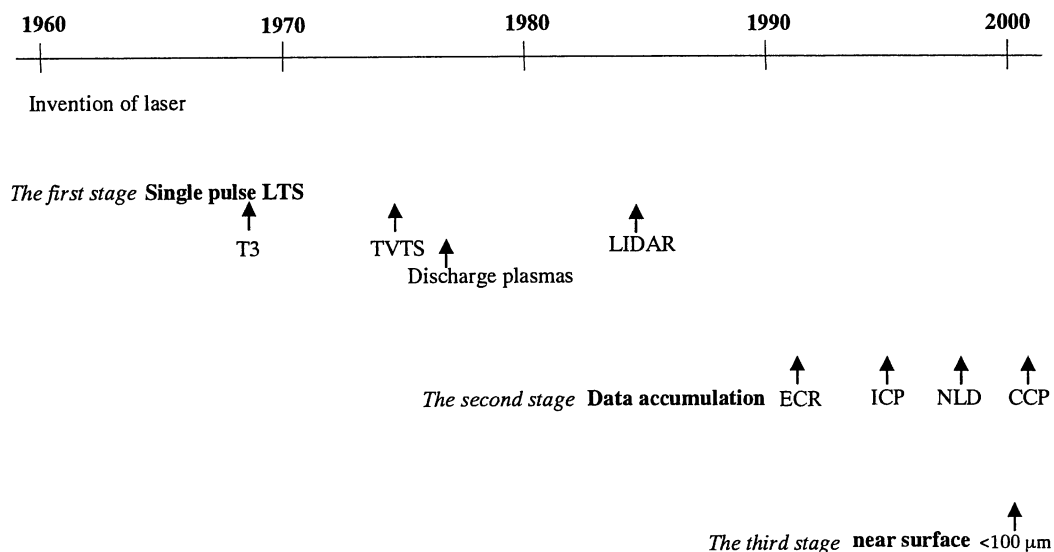


Fig. 1 The three stages of LTS for measurements of electron properties in plasmas.

* *) それ以前にも、マイクロ波の電離層プラズマからの協同トムソン散乱が観測されていた例はあるが、実験室プラズマの計測はレーザー発明以降である。

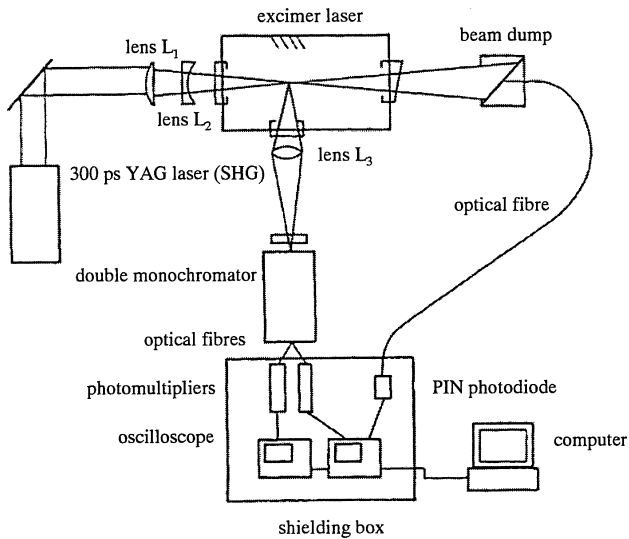


Fig. 2 Arrangement for a Thomson scattering in the plasma of a discharge-pumped excimer laser.

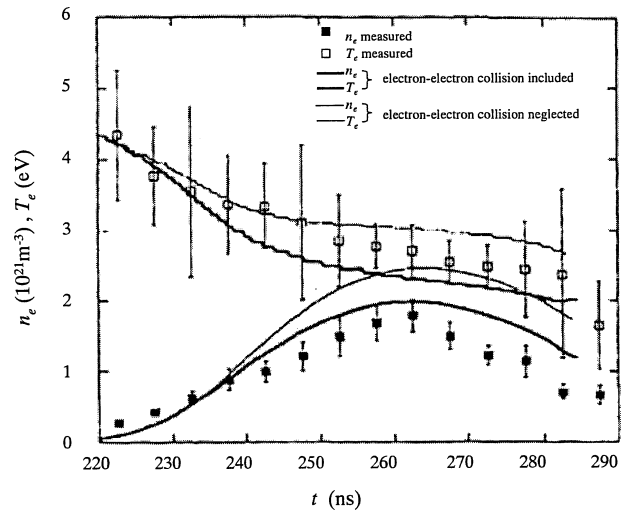


Fig. 4 Temporal evolutions of electron temperature T_e and electron density n_e for a gas mixture of Kr/F₂/Ne =30 Torr/1.5 Torr/3 atm.

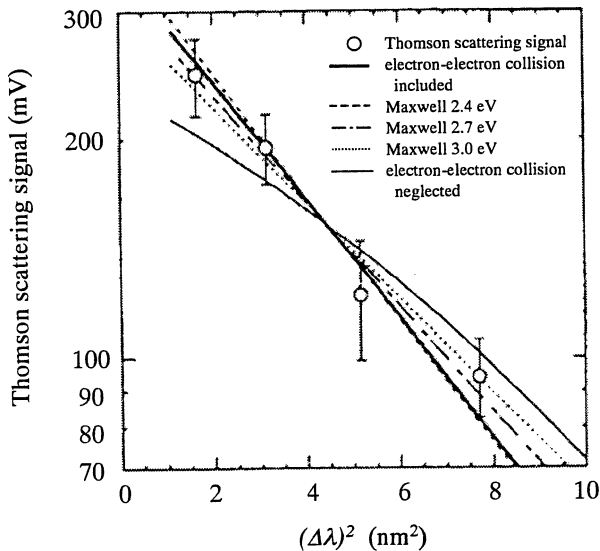


Fig. 3 Thomson scattering spectra for an excimer laser pumping discharge in a gas mixture of Kr/F₂/Ne =30 Torr/1.5 Torr/3 atm.

間分解能 1 ns 以下が望ましいことである．前者については，ダブルモノクロメーターの使用によりレーザー波長にあるレイリー散乱光がドップラー広がりをしていゝトムソン散乱光への影響を少なくすることで，また後者についてはサブナノ秒レーザーを用いて解決した．

Fig. 3 に，Kr/F₂/Ne = 30 Torr/1.5 Torr/3 atm のガス組成で得られたトムソン散乱スペクトル例を示す．このグラフでは，横軸には観測波長のレーザー波長との差の 2 乗を，また縦軸には信号強度を対数表示している．このスペクトルの直線性から電子エネルギー分布関数はマクスウェル分布であると判断できる．この例では，電子温度 $T_e = 2.7 \pm 0.3$ eV と評価できる．また，全トムソン散乱光強度より電子密度 $n_e = (1.8 \pm 0.2) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ を得た．当初の 0 次元シミュレーションは電子 - 電子衝突を考慮せずに行われ，細線のようなマクスウェル分布から外れる結果を

えていた．そこで電子間緩和効果を取り入れたところ，太線で示すように実験結果に近いスペクトルが得られた．

同様の測定を放電開始後の異なる時刻において行い，シミュレーションの結果(実線)と一緒に Fig. 4 に示す．横軸にはサイラトロンスイッチトリガーからの時間を，縦軸には T_e , n_e の経時変化を示している．ここで，電子間緩和をとり入れていないシミュレーションの電子速度分布関数はマクスウェル分布ではないので温度として表すことはできないが，平均エネルギーから換算して T_e とした．実験結果とシミュレーションを比較すると， T_e については実験値は両シミュレーションの間になっているが， n_e については電子間緩和効果を取り入れたシミュレーションの方が実験結果との一致が良い．

エキシマレーザー励起放電中の電子挙動，特に電子エネルギー分布関数や電子温度は今のところ LTS でしか明らかにできないと考えられる．その意味で，LTS はこの放電研究に有力な手法を提供している．

2.3 第 2 段階 LTS (低密度プラズマ LTS)

1980 年後半より，集積回路プロセスなどの高度化の要求が高まるにつれ，そこで用いられている低圧グロー放電について物理化学反応の起点になる電子の諸量を求める必要が大きくなった．特に，このような放電で広く用いられてきた探針測定では，それをプラズマに挿入することによる擾乱や反応生成物のプローブ表面への堆積などから，非接触計測への期待が高まった．これら低圧グロー放電で得られるプラズマ密度が 10^{18} m^{-3} 以下であることから，LTS では放電と同期した多数のレーザーショットによるデータ蓄積と微弱光計測のための光子計数法の併用が必須であった．

種々の発展の結果，この実験を行うのにスタンダードなシステムの例を Fig. 5 に示す [28]．レーザーに YAG レーザーの第 2 高調波 (波長 532 nm, パルスエネルギー 0.5 J, 繰り返し 10 Hz), 分光器にはダブルモノクロメータを用い，散乱光観測には光電子増倍管を光子計数モードで使用

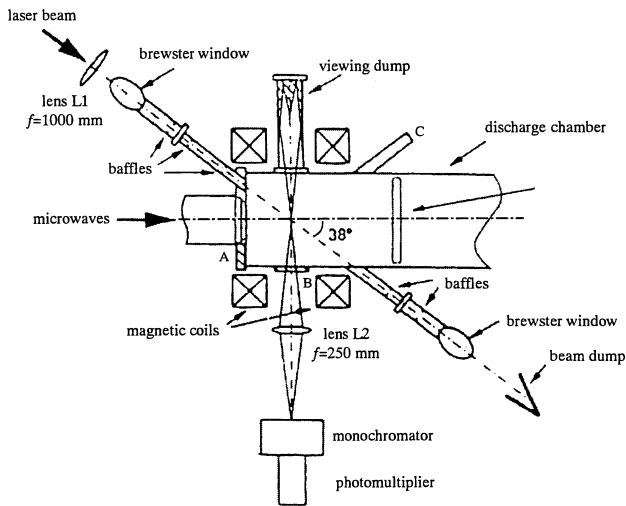


Fig. 5 Arrangement of the ECR device as configured for the Thomson scattering experiment, measuring at a scattering angle of 52° . Ports A and C were used to allow the configurations shown in Fig. 8.

している．このシステムを用いて得た電子サイクロトロン共鳴 (ECR) プラズマからのトムソン散乱信号例を Fig. 6 に示す．この図の結果を得るのに 1,024 回のデータ積算を行っており, SN 比30が得られている．同様の測定を異なる波長で行い, 2つの放電条件について縦横軸に Fig. 3 と同様の表示をして Fig. 7 に示す．このスペクトルと強度から求めた T_e と n_e を図中に示している．

次に, レーザー入射, 散乱光観測配位を Fig. 8 のように変化させて T_e, n_e の測定を行った．ここで, (a) は散乱ベクトルを磁界と直角方向, (b) は平行方向にして, それぞれの方向の T_e を測定できるようにしている．結果を Fig. 9 に示す．同図 (a) より, ECR 入力パワーを固定してガス圧を上昇させると, 電子密度は当初は直線的に増加するが 1 mTorr 程度から飽和すること, 同図 (b) より電子温度は逆に急激に降下した後一定値に落ち着くことが示された．また後者には, レーザー光の入射と散乱光観測の方向を変えて, ECR 条件を満たすために印加している磁界方向 ($T_{e\parallel}$) とそれに直角方向 ($T_{e\perp}$) の電子温度を区別して測定している．その結果から, 低圧では $T_{e\perp} > T_{e\parallel}$ であるが, 圧力上昇とともにその異方性が失われることが認められた．これは, 電子の磁界に直角な平面内での ECR 加熱効果とガス粒子による散乱効果を考慮して理解できるものである．

Fig. 9 のような電子温度の異方性は LTS にして初めて検出可能なものである．また, 誘導加熱プラズマ (ICP) における EEDF の, 低ガス圧時のマックスウェル分布からの外れを得た結果を, Fig. 10 に示す [30, 31, 36]．そのほかにも, LTS の特長を生かした測定を1990年代に多数行った [56]．なお, 電子密度の検出下限としては, $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ の値が得られている [45]．

なお, この第2段階 LTS のデータ積算を CW レーザー (たとえば, Ar レーザー) を用いて行う試みがなされたが, プラズマ背景光も同時に積算されるため計測が行えないことが明らかになった．すなわち, LTS 信号の積算に必要な

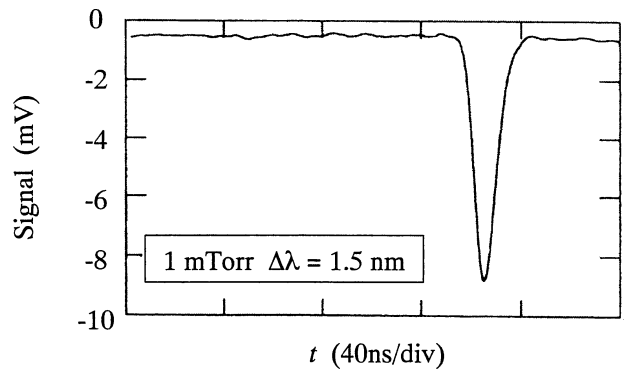


Fig. 6 Example of raw data of 1,024 scattered signals observed for a 1 mTorr discharge at $\Delta\lambda = 1.5 \text{ nm}$. The SN ratio for this case is about 30.

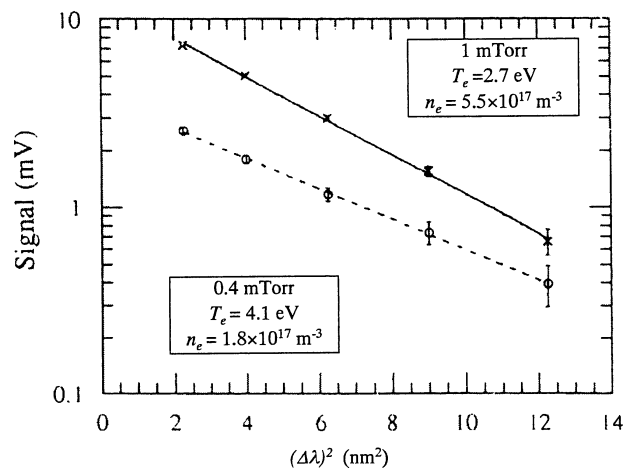


Fig. 7 Full spectra measured from the same discharges as examined in Fig. 6. In each case, the straight line fitted to the spectra indicates that the spectrum was clearly Gaussian in shape.

短時間 (典型的には 20 ns 程度) だけ光検出器のゲートを開いて, プラズマ光の積算はその間だけに抑えることが必須である．

2.4 第3段階 LTS (物体近傍プラズマ LTS)

1990年代後半になると, 誘電体バリア放電 (DBD) に関する興味が高まってきた．これは大気圧近傍のガス圧で電極間に誘電体をはさんで放電させるもので, 誘電体上に電荷が蓄積して 10 ns 程度の短時間に放電が終わるために, 高い圧力下であるにもかかわらず電子温度のみが高いグロー放電を容易に発生できるものである．この現象自体は19世紀半ばから知られており, オゾン生成などに広く用いられてきた．最近の関心の高まりは, 主としてプラズマディスプレイパネル (PDP) の励起や, 環境有害物質の無害化プロセスとして有効であることによる．

前述の第1, 第2段階 LTS 測定はバルクプラズマに関するもので, その計測系に特徴的なことは, Fig. 5 に示したように「バッフル」, 「ビューイングダンプ」などで特徴づけられる「迷光除去」のための部品の存在である．この迷光はレーザー光が入出射窓によるレーリー散乱やそこでの汚

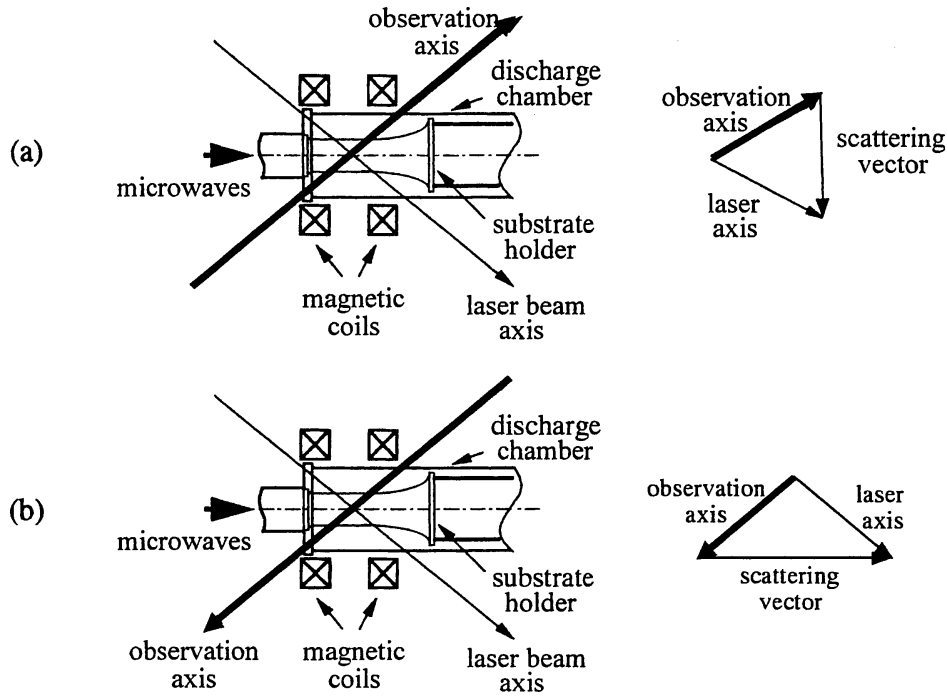


Fig. 8 Experimental configuration for observing scattering from the electron velocity distribution functions (a) perpendicular to the magnetic field and (b) parallel to the field.

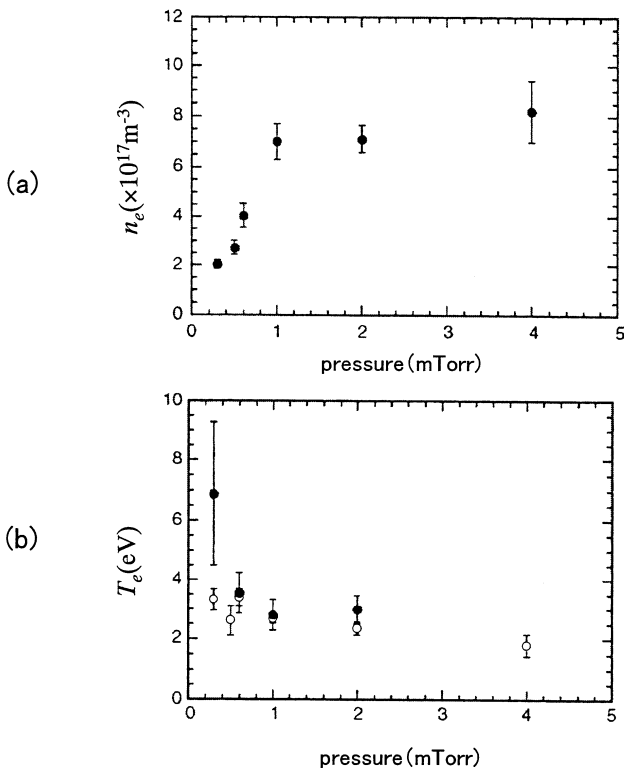


Fig. 9 Electron density (a) and temperature (b) measured as a function of the argon gas pressure. The gas pressure and magnetic field coil current I_c were held constant at 1.0 mTorr and 165 A, respectively. In (b), the open and closed circles represent $T_{e\perp}$ and $T_{e\parallel}$, respectively.

れなどで乱散乱されたものが容器壁面などで何度か反射されて最終的に計測系の立体角内に入って受光されるもので、その抑制に上記「迷光除去」部品が必須であった。し

かし DBD はその長さが 1 mm 前後であり、特に PDP では壁面に沿ったプラズマ厚み 200 μm 程度の放電を用いるので、従来のような「迷光除去」はできない。しかもプラズマ寸法も小さいので観測体積が小さいために信号観測のためにデータ積算が必要なことは第 2 段階 LTS と同様である。

この第 3 段階 LTS について、次章において、いとぐち、初期データと現状、および今後の計画について述べる。

3. 第 3 段階 LTS のいとぐち、現状、および今後の計画

3.1 いとぐち

DBD への LTS 適用の可能性について初めて議論したのは、1998 年 7 月 15 日に京大会館で行われた「マイクロ放電研究会」(主催：橋 邦英京大教授)の懇親会において、和邇浩一氏(現：カナダ iFire 社)を中心とする松下電器グループの方々とのものであった。実際の PDP 励起放電では、サステイン電極により得られる放電プラズマの両側に「リップ」と呼ばれる隔壁があり、またそれと 200 μm ぐらいの間隔で対向してトリガー電極を設けた対向壁がある。この状況では LTS はとても実施できないが、上記討論中に和邇氏が「リップトリガー電極も対向壁も取り払って、サステイン電極だけのオープンな半空間で測定できれば、形成プラズマの本質的な性質は把握できるのではないか」との発言が大きな突破口になった。

帰任してしばらくは、当時着手していた PDP 放電プラズマ内の電界計測計画に追われて検討できなかった。その後、この電界計測には本研究室の修了生である崔永旭博士を中心とするソウル大グループが成功 [57] したとの報によ

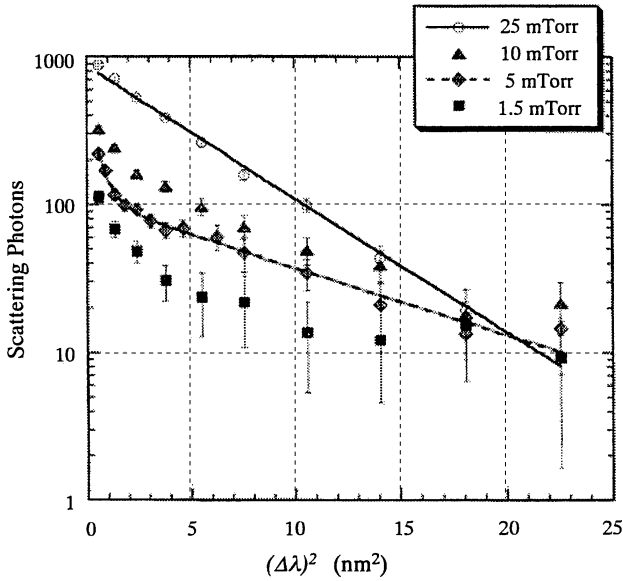


Fig. 10 Thomson scattering spectra from the plasma at various pressures.

り、急拠1999年秋より LTS の検討に入った。

この LTS を実施する上では、2 A節で述べたように当初より 2つの問題が予想された。それは、(i) 散乱対象のプラズマ体積の一边が寸法 100 μm 前後のきわめて小さいものであるから、その中に含まれる電子数が小さく、したがって散乱光子数が小さいこと、(ii) プラズマが物体に 100 μm 程度と近接しているの、レーザービーム周辺部の広がり光が物体にあたって大きな迷光を生じさせること、である。この両者について検討した結果、次のように評価した。(i) については、当時シミュレーションで予測されていた電子密度 10^{18} m^{-3} に対して、予想される散乱光配置、レーザー波長(532 nm)とエネルギー(10 mJ)などを用いると、受光全光子数は1レーザーショットあたり 0.1 光子程度と予測された。これは、第2段階 LTS で用いた多数回のデータ積算をパルス放電と同期させて行い、光子計数法と併用すれば何とかスペクトル計測が可能な範囲であると判断した。(ii) については、第1段階で用いたような Fig. 2 に示すダブルモノクロメータでは不十分である。しかし、レーザーラマン散乱において微弱信号を大きなレーザー光の存在下で検出する必要から開発されてきたトリプルグレーティング分光器(triple grating spectrometer; TGS)の導入により、かなりの程度克服できると判断した。

以上の検討結果を基に、手造りの放電部分と TGS を作成し、2000年春までには準備が整い、ファーストシグナルを得たのは同年 6月21日であった[43]。

3.2 初期データと現状

当時の実験装置配置を Fig. 11 に示す[43]。TGS は、中心波長にある強い迷光を 1 として、スペクトル計測を行うのに必要な中心波長から 1 nm 以上離れた波長で迷光抑制率 10^{-8} を実現した。同時に精密な軸合わせ技術を駆使して、Fig. 12 のような結果が得られた。この図から、壁面から 100 μm 位置での分布測定が行えており、電子密度が 10^{19}

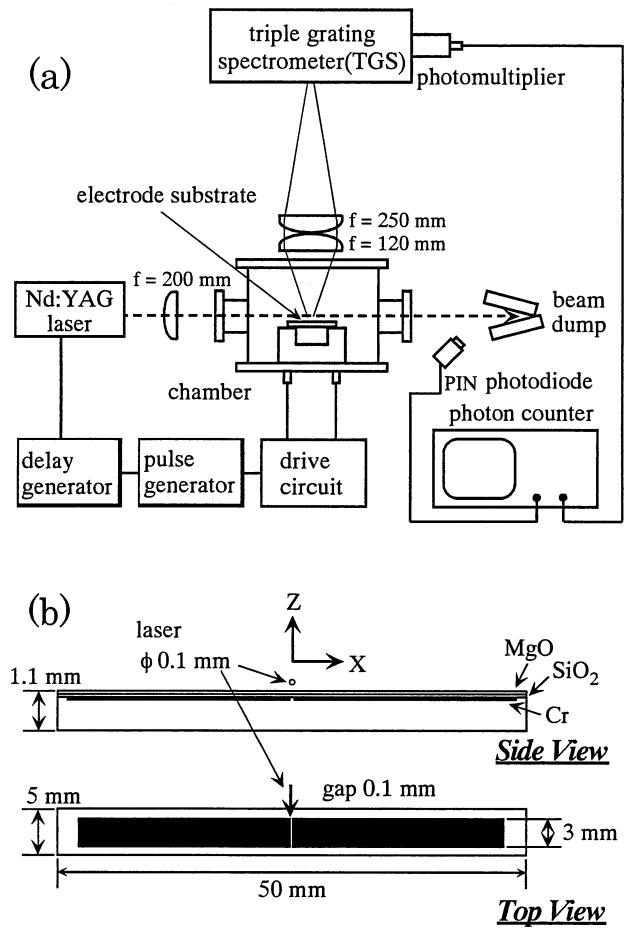


Fig. 11 Schematic diagram of (a) the experimental apparatus and (b) electrode configuration.

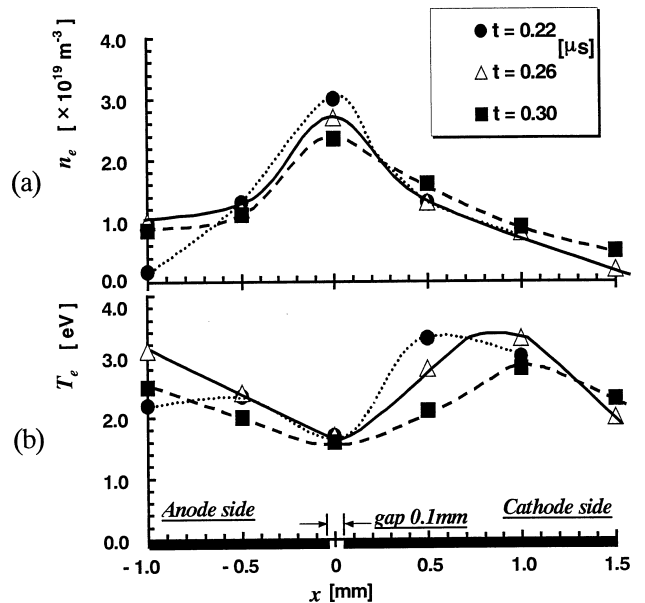


Fig. 12 Spatial distributions of (a) n_e and (b) T_e at a position of $Z = 0.1 \text{ mm}$.

m^{-3} オーダー、電子温度が 1~3 eV 程度であることが示された。この電子密度は 3.1 節で予想したより 1 桁大きい値であり、その分だけ計測光子数に余裕が生まれることに

なった．更に詳細な時空間分解測定にプラズマ放射計測を組み合わせ、マイクロ放電構造について知見を深めた [47]．

その後の研究により、現在では空間分解能 $50\ \mu\text{m}$ 、壁面からの距離 $60\ \mu\text{m}$ までの測定が可能になっている [53]．

3.3 今後の方向

以上、第3段階 LTS のいとぐちから現状までを述べた．これにより明らかになった「物体表面近傍 $100\ \mu\text{m}$ 以内までのプラズマが LTS により計測できる」という事実は、プラズマ研究に大きな武器を与えることになると判断される．そこで、以上の第2段階 LTS からの自然発展的な研究を広い視野から見直し、真に「第3段階 LTS」の名に値する計測法として確立すべく検討および実験を進めている．

その内容は、以下のとおりである．

(A) レーザービームのプロファイル制御

レーザービームの断面プロファイルの基本モード (TEM00) はガウスモードであり、この場合は M^2 ファクタが1となる．このレーザー伝送をレンズや格子により制御して、測定点での断面プロファイルをステップ状 (中心部は一定強度、その外側は限りなく0にする) に近い形にする．理論的には回折効果や特殊レンズ効果を用いて可能で、レーザー加工などに用いられている．これを本研究のように $10\ \mu\text{m}$ レベルで実現できるかどうか、ステップの外側のほぼゼロ強度の有限値の程度の評価等、本研究に固有の考察を加える必要がある．

一般的に TEM00 モード以外のモードも発振している場合には $M^2 > 1$ となるが、この場合についても上の $M^2 = 1$ の場合と同様な検討を加え、観測点でのレーザービーム断面形状の最適化への制御を図る．

(B) レーザービームの物体への入射による迷光発生抑制と定量化

第3段階 LTS では、レーザービームプロファイルの裾野の部分が幾分なりとも物体の側面ないし表面に入射するのは避けられず、それが大きな迷光の原因となる．その程度を定式化するとともに、迷光抑制に果すビューイングダンブなどの効果をより積極的に取り入れる．

以上 (A)、(B) の検討結果を、真空容器にアルゴン、窒素、水素ガスを充填して、レーザーレイリー散乱、ラマン散乱を用いて実験的に検討する．その際、電極形状を模擬した物体を挿入して、それによる迷光発生を定量的に評価する．これにより今迄経験的に行われることが多かった LTS の迷光抑制プロセスについて、アプローチ法として一定の規格性を与える．

(C) 分光器のリジ렉션向上と散乱体積の最適化

分光器の迷光抑制率に関しては、微弱光検出を要するレーザーラマン散乱などで詳しい研究が行われてきた．本研究で対象とするプラズマ (電子温度 $1\sim 5\ \text{eV}$ 程度) を LTS により測定する場合、レーザー波長から $1\ \text{nm}$ ($\Delta\lambda = 1\ \text{nm}$) 程度離れたところでは測定を行う必要があるため、 $\Delta\lambda = 1\ \text{nm}$ での迷光により迷光抑制率を評価する．

分光器の入口スリットを狭くすれば迷光は小さくなる

が、同時に信号もそれに依じて小さくなる．そこで散乱体積のスリットへの結像、その立体角の分光器グレーティングとの結合なども考慮した総合的なトレードオフの検討が必要で、そのような定量的評価法を確立する．

以上の考察、検討、実験の結果を基に、放電プラズマの電極近傍プラズマについて LTS 実験を実施し、有効性を検討する必要がある．その際、対象プラズマは先ずは平行平板電極の RF 放電とする．それは、第3段階 LTS の検証とともに、この配置の下での陰極近傍プラズマ内の電界計測をすでに行い [58]、そこでの電子温度・密度の情報が得られれば、この放電の理解に多大な効果があるからである．

(D) レーザービームのプラズマへの影響の評価と抑制

これまで第1、2段階の LTS を主として YAG レーザーの第2高周波 ($532\ \text{nm}$) を用いて進めてきて、希ガスや H_2 プラズマについては問題なく行ってきた．ところが、各種放電ガスには不安定なラジカル等を含むことが多い、残存中性粒子からのレーリー、ラマン散乱の影響がかなり大きい場合があることなどから、より長波長の YAG レーザーの基本波 ($1.06\ \mu\text{m}$) を用いたシステムの開発も行ってきた [54]．最近この波長域での光電子倍增管が開発されたからである [40]．しかし、場合によってはこの波長でも問題が生ずることがある．

LTS 実験にはパルスあたりに $1\ \text{J}$ 以上のレーザー出力が必要で、このような条件を満すもので YAG レーザーより長波長のものに CO_2 レーザー ($10.6\ \mu\text{m}$ 帯) がある．この波長帯で LTS 散乱システムが構成できれば、光子エネルギー ($h\nu = 0.1\ \text{eV}$) が小さいのでプラズマ中の構成粒子への化学作用が小さいこと、残存中性粒子によるレーリー散乱 ($\propto \lambda^{-4}$; λ : レーザー波長) 等がほぼ無視できることなどから、極めてメリットが大きい．他方、波長が長いために回折限界から決まる集光程度が $10\ \mu\text{m}$ 以上になること、光検出器として原理的に1個の散乱光から検出できる光電子倍增管のような光子計数的な手法が使えない、等の欠点がある．

そこで、散乱光を電波的に検出するホモダイン・ヘテロダイン検波法の適用を検討して、その適用限界を明らかにする．ホモダイン・ヘテロダイン検出には、レーザーの発振時間を延ばして帯域を広くすること、局所発振器に適当なものを得ること、広帯域検出器が必要である．

(E) まとめと今後の展望

以上、LTS の進展を質的に異なる第1段階、第2段階を経て、新しい第3段階の開発を進めつつある状況を説明した．計測対象プラズマとして誘電体バリア放電を用いて、表面から $20\ \mu\text{m}$ 程度と評価されている陰極シース内の電子温度、電子密度を空間分解 $10\ \mu\text{m}$ で測定することが最終目標である．特に、不安定なラジカルを含むプラズマでも計測できる CO_2 レーザーを用いたシステムが構築できれば、この波長 ($10.6\ \mu\text{m}$) の回折限界と併せ考えて、「究極の LTS」と言えるであろう．

この第3段階 LTS が完成すれば、当面の計測対象である誘電体バリア放電に加えて、放電形成、維持に重要な役割を果たしながら計測法がないために調べられることが少な

かった大気圧アーク放電など各種放電の電極から 10 μm 程度の「シース内」を計測する武器が与えられることになり、きわめて大きなインパクトが期待される。

謝辞

本研究を進めるに当り、多くの方々のご協力を得てきた。特にレーザー全般についての前田三男教授のご指導には深く感謝申し上げます。また、30年余にわたり研究の各段階に關与した九州大学の大学院生諸君等の献身的協力なしには本研究は遂行できなかった。個別には、第2段階 LTS における M. D. Bowden 博士、第3段階 LTS 立ち上げ時における野口康幸博士の寄与が大きかった。さらには、3.1節にも述べたように、第3段階 LTS への着手の糸口を与えられた和邇浩一博士、およびその後の進展に強力なサポートを与えてこられた鈴木敬三博士にも深く感謝いたします。

参考文献

- [1] N.J. Peacock, D.C. Robinson, M.J. Forrest, P. Wilcock and V.V. Sannikov, *Nature* 224, 448 (1968).
- [2] K. Muraoka, E.L. Murray, J.W. M. Paul and D.D.R. Summers, *J. Plasma Phys.* 10, 135 (1973).
- [3] K. Adati, H. Iguchi, Y. Ito, T. Kawabe, K. Kondo, O. Mitarai, K. Muraoka and K. Sugihara, *Phys. Rev. Lett.* 35, 280 (1975).
- [4] 村岡克紀, 野島邦夫, 後藤誠一: 核融合研究 37, 487 (1977).
- [5] H. Iguchi, Y. Ito, T. Kawabe and K. Muraoka, *Phys. Lett.* 66A, 34 (1978).
- [6] 岡田龍雄, 村岡克紀, 赤崎正則: 核融合研究 43, 169 (1980).
- [7] 岡田龍雄, 真鍋由雄, 加藤公久, 古賀和幸, 村岡克紀, 赤崎正則: 核融合研究 45, 1 (1981).
- [8] T. Okada, K. Kato, R. Noudomi, K. Muraoka and M. Akazaki, *Plasma Phys.* 24, 1325 (1982).
- [9] T. Okada, R. Noudomi, F. Nishimura, K. Muraoka and M. Akazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 22, 1344 (1983).
- [10] T. Okada, F. Nishimura, S. Inoue, K. Muraoka and M. Akazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 23, 1045 (1984).
- [11] T. Okada, S. Inoue, T. Ohga, K. Muraoka and M. Akazaki, *Int. J. Infrared Milli. Waves* 6, 883 (1985).
- [12] 岡田龍雄, 大賀哲明, 横尾雅一, 村岡克紀, 赤崎正則: レーザー研究 14, 56 (1986).
- [13] 村岡克紀, 前田三男, 的場 徹, 山本 新: レーザー研究 20, 375 (1992).
- [14] K. Muraoka, C. Honda, K. Uchino, T. Kajiwara, K. Matsuo, M. Bowden, W.Z. Park, Y. Hirakawa, K. Tanaka, M. Maeda and T. Okada, *Rev. Sci. Instrum.* 63, 4913 (1992).
- [15] M. Maeda and K. Muraoka, *Optoelectron.* 8, 191 (1993).
- [16] M. Maeda and K. Muraoka, *Mater. Sci. Forum* 141-142, 191 (1993).
- [17] 村岡克紀: プラズマ・核融合学会誌 76, 842, 843, 860 (2000).
- [18] K. Uchino, T. Muraoka, K. Muraoka and M. Akazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 21, L696 (1982).
- [19] K. Uchino, K. Muraoka and M. Akazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 21, 1388 (1982).
- [20] 内野喜一郎, 村岡克紀, 赤崎正則: 電気学会論文誌 103 A, 609 (1983).
- [21] K. Uchino, Y. Itsumi, K. Muraoka and M. Akazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 23, 662 (1984).
- [22] 逸見義男, 内野喜一郎, 村岡克紀, 赤崎正則: 高温学会誌 10, 278 (1984).
- [23] R. Hidaka, T. Ooki, K. Takeda, K. Kondo, H. Kanda, K. Uchino, Y. Matsuda, K. Muraoka and M. Akazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 26, L1724 (1987).
- [24] H. Yamakoshi, M. Kato, K. Uchino, T. Iwata, M. Masuda, K. Muraoka, M. Maeda and M. Akazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 28, L1589 (1989).
- [25] T. Sakoda, S. Momii, K. Uchino, K. Muraoka, M. Bowden, M. Maeda, Y. Manabe, M. Kitagawa and T. Kimura, *Jpn. J. Appl. Phys.* 30, L1425 (1991).
- [26] K. Uchino, Y. Kubo, K. Muraoka, T. Sakoda, H. Yamakoshi, M. Kato, A. Takahashi and M. Maeda, *J. Appl. Phys.* 70, 41 (1991).
- [27] M.D. Bowden, F. Kimura, H. Muta, K. Uchino, K. Muraoka and M. Maeda, *J. Vac. Sci. Technol.* 11, 2893 (1993).
- [28] M.D. Bowden, T. Okamoto, F. Kimura, H. Muta, K. Uchino, K. Muraoka, T. Sakoda, M. Maeda, Y. Manabe, M. Kitagawa and T. Kimura, *J. Appl. Phys.* 73, 2732 (1993).
- [29] K. Uchino, T. Kubo, H. Dozono, H. Yamakoshi, K. Muraoka, M. Maeda, A. Takahashi and M. Kato, *Appl. Phys.* B61, 165 (1995).
- [30] T. Hori, M.D. Bowden, K. Uchino and K. Muraoka, *J. Vac. Sci. Technol.* 14, 144 (1996).
- [31] T. Hori, M.D. Bowden, K. Uchino and K. Muraoka, *Appl. Phys. Lett.* 69, 3683 (1996).
- [32] T. Sakoda, H. Iwamiya, K. Uchino, K. Muraoka, M. Itoh and T. Uchida, *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, L67 (1997).
- [33] W. Cronrath, M.D. Bowden, K. Uchino, K. Muraoka, H. Muta and M. Yoshida, *J. Appl. Phys.* 81, 2105 (1997).
- [34] W. Cronrath, N. Mayumi, M.D. Bowden, K. Uchino, K. Muraoka and M. Yoshida, *J. Appl. Phys.* 82, 1036 (1997).
- [35] T. Sakoda, T. Miyao, K. Uchino and K. Muraoka, *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, 6981 (1997).
- [36] T. Hori, M. Kogano, M.D. Bowden, K. Uchino and K. Muraoka, *J. Phys. Lett.* 83, 1909 (1998).
- [37] M.D. Bowden, M. Kogano, Y. Suetome, T. Hori, K. Uchino and K. Muraoka, *J. Vac. Sci. Technol.* 17, 493 (1999).
- [38] M.D. Bowden, Y. Goto, H. Yanaga, P.J. A Howarth, K. Uchino and K. Muraoka, *Plasma Sources Sci. Technol.* 8, 203 (1999).
- [39] M.D. Bowden, Y. Goto, T. Hori, K. Uchino, K. Muraoka and M. Noguchi, *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, 3723 (1999).
- [40] M.D. Bowden, H. Kudo, K. Uchino, K. Muraoka and M. Noguchi, *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, 4924 (1999).
- [41] 村岡克紀, 内野喜一郎, M. Bowden, 前田三男: プラズマ・核融合学会誌 76, 7 (2000).
- [42] S. Narishige, S. Suzuki, M.D. Bowden, K. Uchino, K. Muraoka, T. Sakoda and W.Z. Park, *Jpn. J. Appl. Phys.* 39, 6732 (2000).
- [43] Y. Noguchi, A. Matsuoka, M.D. Bowden, K. Uchino and K. Muraoka, *Jpn. J. Appl. Phys.* 40, 326 (2001).
- [44] M.A.M. ElSabbagh, H. Koyama, M.D. Bowden, K. Uchino and K. Muraoka, *Jpn. J. Appl. Phys.* 40, 1465 (2001).

- [45] M.A.M. ElSabbagh, M.D. Bowden, K. Uchino and K. Muraoka, *Appl. Phys. Lett.* 78, 3187 (2001).
- [46] M. Noguchi, K. Ariga, T. Hirao, P. Suanpoot, Y. Yamagata, K. Uchino and K. Muraoka, *Plasma Sources Sci. Technol.* 11, 57 (2002).
- [47] Y. Noguchi, A. Matsuoka, K. Uchino and K. Muraoka, *J. Appl. Phys.* 91, 613 (2002).
- [48] M. Noguchi, K. Ariga, T. Hirao, P. Suanpoot, Y. Yamagata, K. Uchino and K. Muraoka, *Plasma Sources Sci. Technol.* 11, 57 (2002).
- [49] K. Muraoka, K. Uchino, Y. Yamagata, Y. Noguchi, M. Mansour, P. Suanpoot, S. Narishige and M. Noguchi, *Plasma Sources Sci. Technol.* 11, A143(2002).
- [50] P. Suanpoot, T. Narishige, Y. Yamagata, K. Uchino, K. Muraoka and M. Noguchi, *プラズマ・核融合学会誌* 78, 242 (2002).
- [51] S. Narishige, S. Kitamura, S. Sakemi, K. Tomita, K. Uchino, K. Muraoka and T. Sakoda, *Jpn. J. Appl. Phys.* 41, L1259 (2002).
- [52] M. Noguchi, T. Hirao, M. Shindo, K. Sakurauchi, Y. Yamagata, K. Uchino, Y. Kawai and K. Muraoka, *Plasma Sources Sci. Technol.* 12, 403 (2003).
- [53] S. Hassaballa, M. Yakushiji, Y.K. Kim, K. Tomita, K. Uchino and K. Muraoka, *IEEE Trans. Plasma Science* (*to be published in* February 2004).
- [54] K. Tomita, Y.K. Kim, S. Hassaballa, M. Yakushiji, K. Uchino and K. Muraoka, *Digest IDW'03* (2003) (*to be published*).
- [55] A.W. DeSilva, *Contrib. Plasma Phys.* 40, 23(2000).
- [56] 村岡克紀, 前田三男 : " プラズマと気体のレーザー応用計測 " (産業図書 , 1995) , pp. 30-32, pp. 121-125, pp. 129-142 [英訳改訂版 : "Laser-aided diagnostics of plasmas and gases", IOP Publishing, Bristol, U. K., 2000, pp. 50-52, pp. 131-136, pp. 139-153].
- [57] J.H. Kim, J.H. Lee, K.W. Whang and Y.W. Choi, *J. Appl. Phys.* 89, 2539 (2001).
- [58] J.B. Kim, K. Kawamura, Y.W. Choi, M.D. Bowden and K. Muraoka, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 27, 1510 (1999).