

# トムソン散乱法によるエキシマレーザー内放電プラズマの計測

Thomson Scattering Diagnostics of Discharge Plasmas in Excimer Lasers

山越英男<sup>\*</sup>, 加藤光雄<sup>\*</sup>, 内野喜一郎<sup>\*\*</sup>, 益田光治<sup>\*\*</sup>, 村岡克紀<sup>\*\*</sup>,  
赤崎正則<sup>\*</sup>, 前田三男<sup>\*</sup>

H. Yamakoshi<sup>\*</sup>, M. Kato<sup>\*</sup>, K. Uchino<sup>\*\*</sup>, K. Masuda<sup>\*\*</sup>, K. Muraoka<sup>\*\*</sup>,  
M. Akazaki<sup>\*</sup>, M. Maeda<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup>三菱重工業(株), <sup>\*\*</sup>九大・総理工, <sup>\*\*\*</sup>九大・工  
<sup>\*</sup>Mitsubishi Heavy Industries, Ltd., <sup>\*\*</sup>Graduated School of Eng. Sci.,  
<sup>\*\*\*</sup>Kyushu Univ., <sup>\*\*\*\*</sup>Fac. of Eng., Kyushu Univ.

**Synopsis:** Electron-energy distribution function and electron-density of discharge plasma in a rare gas halide excimer laser were obtained by means of Thomson scattering diagnostics technique. For measurements, a ruby laser and a double-monochromator were employed. Data of electron-temperature of the plasmas using various gas mixtures were consistent with theoretical predictions. Moreover, the values of electron-density obtained were in good agreement with those obtained by both experiments (interference and Stark-broadening measurements) and theoretical calculations. Capability of further improvements in measurement accuracy using short pulse YAG-lasers was discussed.

放電励起希ガスハライドエキシマレーザーでは、放電によって生成されるプラズマの状態によってレーザー出力が大きく左右される。従来、反応励起過程を模擬するシミュレーションや、それを検証する放射スペクトル計測・干渉計測・レーザー吸収法などの実験により、基本的な放電パラメーターである電子エネルギー分布関数がエキシマ形成過程に重要な影響を与えることが予想されている。しかしながら、この電子エネルギー分布関数の直接計測は行われていなかった。我々は、エキシマレーザーの放電プラズマに対して散乱体積・受光立体角などを工夫すれば、トムソン散乱により電子エネルギー分布関数・電子密度が計測できることに注目し、研究を開始した。

Fig.1に実験装置を示す。供試体は自動予備電離容量移行型エキシマレーザー発振器である。主放電電極はチャン型(電極間隔20mm、幅40mm、長さ600mm)、ストレージコンデンサーは52nF、ピーキングコンデンサーは43nF、充電電圧は25kVで行った。トムソン散乱用入射光源にはQスイッチルビーレーザー(波長694.3nm、出力0.8J、パルス幅30nsFWHM)を用いた。散乱光の受光はルビーレーザービームに対して90°方向から行った。受光の立体角は $7.7 \times 10^{-2}$ sr、散乱体積寸法は、受光側より見て、幅8mm高さ66 $\mu$ m奥行き5mmである。散乱スペクトル測定用の分光器には日本分光工業製ダブルモノクロメーターCT-25CD(逆分散約1nm/mm、リシエクション $10^{-9}$ )を用いた。トムソン散乱測定時には、ルビーレーザー波長近傍にトムソン散乱光より $10^5$ 倍強いレーザ散乱光が存在するため、分光器の設定波長と中間スリット幅を調節して、レーザ散乱光がダブルモノクロメーター2段目に入らないようにし、レーザ散乱光に起因する迷光が分光器内で生じることを極力抑えた。出射部に取り付けた光ファイバー束は2.8nm程度の波長幅を5チャンネルに分割している。2.8nmは約4eVの電子エネルギーに相当しており、これによりエキシマレーザー内放電プラズマの電子エネルギーの大部分の範囲が観測可能である。

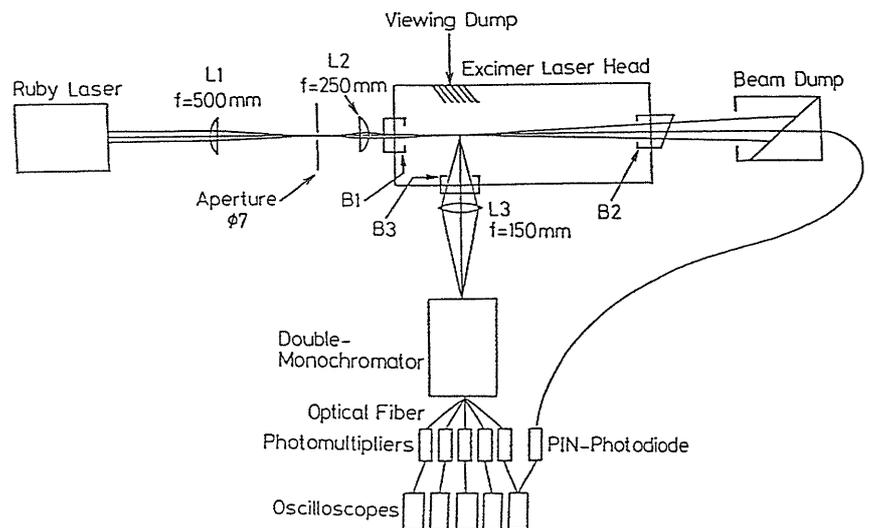


Fig.1. Thomson scattering measurements layout.

まず、電子密度算出の際に必要な散乱システムの絶対感度を知るために、 $N_2$ ガスを封入したエキシマレーザー内にルビーレーザーを入射してレーラー散乱を行った。次に、放電ガスの組成、全圧をパラメータとして、トムソン散乱を行った。Fig.2に一例としてKr30Torr, Ne希釈で全圧3atmの場合のトムソン散乱信号を波長シフトに対して示す。同図にはマックスウェル分布を仮定したフィッティング例を実線で示している。これより電子温度は2.2eVとなる。また、全受光強度から電子密度は $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ と算出された。Table.1には種々の条件下で得られた測定結果をまとめている。一番左はNe希釈の場合で、2つ目のHeの場合と較べて電子温度が低い。これは、Neの方がHeよりも電子衝突の運動量伝達断面積が高エネルギー側にあるためと考えられる。3つ目は1つ目と較べて、全圧を上げた場合(3atm→4atm)である。ここでは、換算電界 $E/N$ (電界強度 $E$ , 粒子密度 $N$ )が小さくなったために電子温度が下がっている。4つ目はHClを添加したため1つ目と較べて電子密度が小さい。以上、いずれも定性的に説明できる実験結果となっている。また、電子密度の絶対値については、これまでに放射スペクトル計測や干渉計測などの実験やシミュレーションなどで得られている約 $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ とオーダ的にほぼ一致している。

以上、エキシマレーザー内放電プラズマの電子エネルギー分布関数(電子温度)・電子密度を、トムソン散乱法を用いて計測可能なことが明かとなった。しかし、シミュレーションの検証などのためにパルス幅50ns程度の放電中の経時変化を詳細に測定するには現状の時間分解能では不十分であり、また、電子エネルギー分布関数のマックスウェル分布からのずれと言うスペクトル詳細測定にもSN比が十分でない。これらを改善するための検討として、さらに短パルス発振の得られるナノ秒YAGレーザー(SHG波長532nmで、出力0.75J、パルス幅約10ns)および、ピコ秒YAGレーザー(SHG波長532nmで、出力0.3J、パルス幅約0.3ns)を用いた場合の時間分解能とSN比を評価した。SN比としてはトムソン散乱光強度 $I_s$ の背景光強度 $I_B$ に対する比( $SN_1 = I_s / I_B$ )と、 $I_s$ の背景光強度揺らぎ $\Delta I_B$ に対する比( $SN_2 = I_s / \Delta I_B$ )の2種類を考慮した。この結果をFig.3に示している。パルス幅が短くなるほど時間分解能は向上する。また、トムソン散乱信号のピークパワーが大きくなるので、背景光または背景光揺らぎに対する信号強度は大きくなり、SN比は改善される。

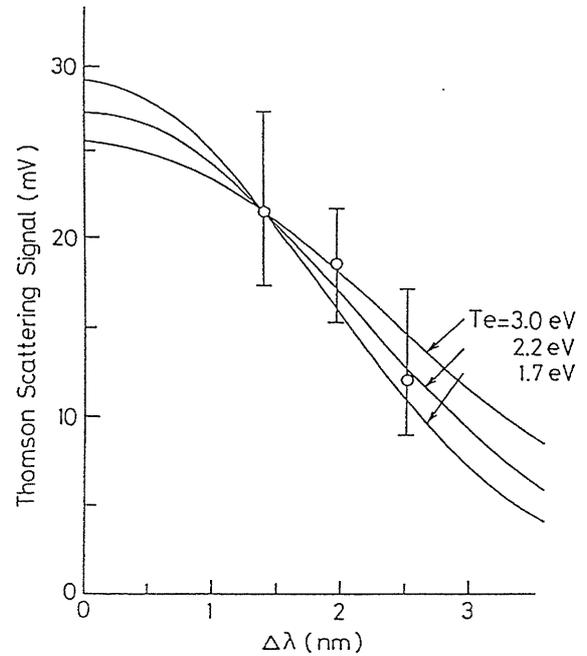


Fig.2. Example of observed spectra and the Gaussian fitting.

Table.1. Summary of the Thomson scattering measurements with a ruby laser.

Gas composition(Torr)	Kr30	Kr30	Kr30	Kr30
buffer	Ne	He	Ne	HCl3
Press.(atm)	3	3	4	3
Te (eV)	2.2	0.9	1.7	1.5
Ne ( $10^{15}/\text{cc}$ )	1.5	1.1	1.0	1.3

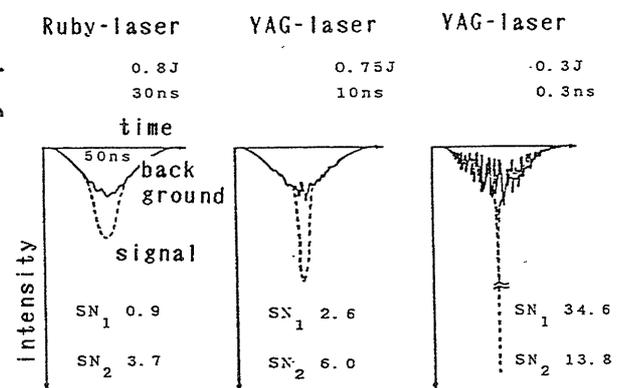


Fig.3. Time histories of scattering signal using a ruby-laser and that expected using a YAG-laser.