

大形プラズマ装置へのバルマー α レーザー蛍光法の適用に関する検討

岡野, 大祐
福岡大学工学部電子工学科

内野, 喜一郎
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

古閑, 丈晴
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

前田, 三男
九州大学工学部電気工学科

他

<https://doi.org/10.15017/17670>

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 8 (2), pp.221-228, 1987-01-26. 九州大学大学院総合理工学研究科

バージョン：

権利関係：



大形プラズマ装置へのバルマー α レーザー蛍光法の 適用に関する検討

岡野大祐・内野喜一郎¹・古閑丈晴²
前田三男³・村岡克紀¹・赤崎正則¹

(昭和61年9月29日 受理)

Applicability of Laser Fluorescence Spectroscopy Tuned at Balmer α to Large Plasma Devices

Daisuke OKANO, Kiichiro UCHINO, Takeharu KOGA
Mitsuo MAEDA, Katsunori MURAOKA
and Masanori AKAZAKI

For measurements of atomic hydrogen densities in large plasma devices, namely the Gamma-10 mirror machine at Tsukuba University and Heliotron-E toroidal helical machine at Kyoto University, applicability of laser fluorescence spectroscopy (LFS) tuned at Balmer α transition was investigated.

As a result, it is expected that the LFS-measurement is possible at the plasma periphery but is difficult at the centre of the core plasma, the latter being because of a low signal to noise ratio (SNR < 1). The methods of improving the SNR were referred, where the larger cross section of the laser beam and the use of a longer integration time of a photomultiplier output were suggested.

1. ま え が き

プラズマ核融合臨界条件の達成のため、近年のプラズマ装置は大形化の方向に進みつつある。それによりプラズマの維持時間及び閉じ込め時間がより長くなり、外部から核融合の燃料となる水素供給（ガスパフ又はペレット入射）ないしは壁面でのリサイクリング原子による荷電粒子密度の増加と荷電交換あるいは拡散による減少とをバランスさせて、長時間にわたって所要の密度を維持しなければならない。すなわち、高温プラズマ内の水素原子挙動は、プラズマ中のエネルギーバランス、粒子バランスを解明する上で極めて重要であり、そこでは水素原子密度の時間・空間推移についてこれまで以上に詳細な知識が必要になる。従来、プラズマ装置においては、プラズマからのバルマー α 線放射強度の測定¹⁾や高エネルギー中性粒子の分析²⁾による方法を用いて、水素原子密度分布の測定がなさ

れているが、この方法では直接測定される量がプラズマ中の観測視線方向にわたっての積分値であるため、空間分布を得るための解析においてあいまいさを伴う。そのため、より正確で直接局所値が得られる測定法が望まれてきた。レーザー蛍光分光法は最近大きく発展させられてきたものであるが、この要請を満たす最も有力な方法として注目されている。このレーザー蛍光分光法には、つぎのような特長がある。すなわち、i) 入射レーザー光子のエネルギーが被測定粒子の遷移準位エネルギー差に一致した時のみ蛍光信号が得られるため、特定の粒子の選別計測が可能であり、ii) 共鳴励起断面積が大きいので、粒子検出下限が小さくとれ（良い条件下では 10^{12} [m^{-3}] 以下も可能）、iii) 十分な時間分解能 (0.1 [μs] 以下) および空間分解能が得られる、ことである。

レーザー蛍光分光法による水素原子密度測定的一般論、遷移線としてライマン系列またはバルマー系列を用いる得失、等については別論文に詳述している³⁾。その結果に基づき、バルマー α 線に同調したレーザー蛍光分光法（以下バルマー α レーザー蛍光法と言う）を用いて名大プラズマ研 RFC-XX-M 装置のセントラ

福岡大学工学部電子工学科

¹ エネルギー変換工学専攻

² エネルギー変換工学専攻修士課程

³ 工学部電気工学科

ルセル⁴⁾における水素原子密度分布の測定を行い、そこでの粒子閉じこめに関して有用なデータを提供した。本報は、以上を背景として大形プラズマ装置のうちミラー装置ガンマ 10 とトーラス装置ヘリオトロン E において、バルマー α レーザー蛍光法により水素原子密度分布の測定を具体的に適用する場合についての問題点を指摘し、それらの改善の可能性について検討を行った結果をまとめたものである。

2. 蛍光計測システムおよび蛍光測定可能性

2.1 ガンマ 10 プラズマ装置

バルマー α レーザー蛍光法の計測システムは、可変波長レーザー、レーザー入射・蛍光受光光学系及び検出装置より成る。

2.1.1 蛍光計測システム

バルマー α レーザー光は、プラズマへの導入部である入射ポートを経てプラズマに入射される。バルマー α レーザー蛍光分光法では入射レーザー波長と蛍光波長が等しいため、ビューイングダンプやビームダンプ等を配置し、迷光対策を十分に行う必要がある。レーザーで照射したプラズマ体積からの蛍光を受光ポートを経てレンズで集光し、分光器を通してバルマー α 線の波長に選別する。分光器出口には光電子増倍管を配置し、これにより光信号を電気信号に変換して、オシロスコープによりレーザー励起に伴う蛍光信号がプラズマ中の電子励起によるバルマー α 線の背景光に重畳して観測される。その計測配置を Fig. 1 に示す。実際の測定では、色素レーザーの光軸をトムソン散乱システムのルビレーザー光軸に一致させることにより、i) 迷光 (すでに迷光対策がなされている) 及び ii) 受光系 (受光光学及び検出装置がそのまま使用可能) の問題がなくなる。

受光光学系の感度をレーリー散乱により較正可能かどうかを調べる。チャンパー内に常温、大気圧の窒素

ガスを充填したときに、光電子増倍管の光電面で発生する光電子数を N_{ER} とすると、次式で与えられる。

$$N_{ER} = \frac{I_L}{h\nu} \cdot \Delta V \cdot N_{N_2} \cdot \sigma_R \cdot \Delta\Omega \cdot \eta \cdot \tau \cdot \epsilon \quad (1)$$

I_L : 単位面積当りのレーザーパワー [W/m²]

$h\nu$: バルマー α 線の波長での光子 1 個のエネルギー [J]

ΔV : 散乱体積 [m³] (= lwh)

l : 観測方向よりみた奥行き方向の長さ [m]

w : 横方向の長さ [m]

h : 高さ方向の長さ [m]

N_{N_2} : 1 気圧 297 K での窒素密度 [m⁻³]

$\sigma_R(90^\circ)$: レーリー散乱微分断面積 [m²/sr]

$\Delta\Omega$: 受光立体角 [sr]

η : 光学系の透過率

τ : レーザー照射時間 [s]

ϵ : 光電子増倍管の量子効率

具体的な数値は次のようになる。

$I_L = 1.3 \times 10^8$ [W/m²] (注: 観測位置でのレーザービーム直径を $\phi 19$ [mm] (2.8×10^{-4} [m²]) とし、レーザーパワーを 35 [kW] とした), $h\nu = 3.0 \times 10^{-19}$ [J], $\Delta V = 7.6 \times 10^{-7}$ [m³] ($l = 1.9 \times 10^{-2}$ [m], $w = 2.0 \times 10^{-3}$ [m], $h = 2.0 \times 10^{-2}$ [m]), $N_{N_2} = 2.5 \times 10^{25}$ [m⁻³], $\sigma_R(90^\circ) = 2.6 \times 10^{-32}$ [m²/sr], $\Delta\Omega = 2.6 \times 10^{-2}$ [sr], $\eta = 0.4$, $\tau = 5 \times 10^{-7}$ [s], $\epsilon = 0.05$. 上記数値より $N_{ER} = 5.6 \times 10^4$ [個] となり、十分な光電子数が得られるから、レーリー散乱により光学系の較正が可能である。

2.1.2 蛍光測定可能性

蛍光測定可能性についての判定基準として、(1) 蛍光光子数、(2) SN 比、(3) 必要レーザーパワー、(4) 迷光レベルの四項目を検討する³⁾。評価対象としては、ガンマ 10 での ICRF, ECH, および NBI の混在モードにおけるプラズマを取上げる。

(1) 蛍光光子数

蛍光計測の評価に用いたガンマ 10 装置での典型的な電子密度 N_e のプロファイルを示す⁵⁾。電子温度は $T_e = 70$ [eV] で半径方向に一定とした。プラズマ背景光およびバルマー α レーザー蛍光の強度を求めるには、原子密度を仮定しなければならない。バルマー α 線放射強度の受動的分光計測結果より得られた原子密度 N_1 のプロファイルを Fig. 2-b) に示す。水素原子励起単位の密度分布 N_3 は T_e 及び Fig. 2 の N_e , N_1 の各半径位置の値を用い、それぞれの位置での各励起単位にある原子密度は衝突放射モデル

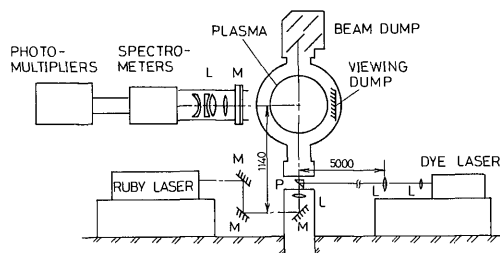


Fig. 1 Arrangement of laser fluorescence system on Gamma-10.

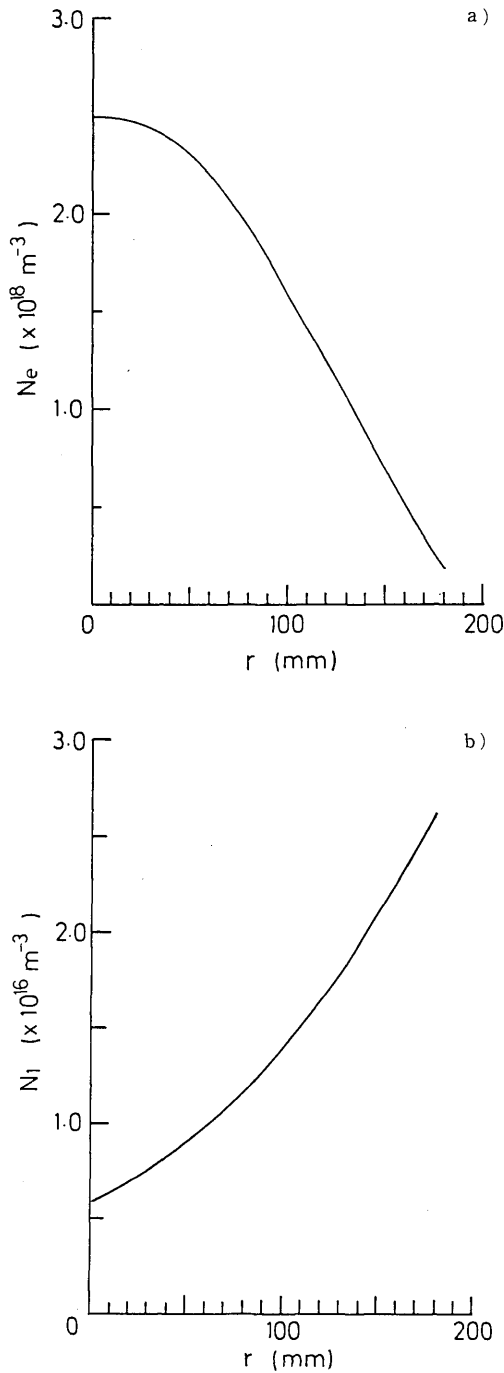


Fig. 2 Radial profiles of a) electron density N_e and b) atomic hydrogen density N_1 obtained by measurement of Balmer α -radiation, for Gamma-10 plasma.

(collisional-radiative model) によるレート方程式を解いて得られる。ここでは、i) 定常状態、ii) $N_1 > \sum N_k (K > 1)$ の二つの仮定のもとに 15 準位までの連立方程式を解いた。パルマー α レーザー蛍光法では、以上の定常状態にある分布において 2 準位にある原子をレーザー励起により 3 準位へ励起する。レーザー励起による蛍光はレーザー光強度と共に増加するが、その増加が飽和した時、遷移間の準位の密度の間には $N_2^s = (g_2/g_3)N_3^s$ ($g_2=8, g_3=18$) の関係がある³⁾。飽和の条件下で 15 準位までのレート方程式を N_3 の場合と同様に解くことにより、3 準位の密度増分 ΔN_3 は $\Delta N_3 = N_3^s - N_3$ より得られる。ただし、 N_3 はレーザー照射の無い時の 3 準位の密度である。こうして得られた N_3 と ΔN_3 の分布を Fig. 3 に示す。

次に、蛍光により光電子増倍管の光電面で発生する光電子数 N_{EF} が十分あるかどうかを調べる。 N_{EF} は次式により表わされる。

$$N_{EF} = \Delta N_3 \cdot \Delta V \cdot A_{32} \cdot \frac{\Delta \Omega}{4\pi} \cdot \eta \cdot \tau \cdot \epsilon \quad (2)$$

A_{32} : 3-2 準位間のアインシュタインの A 係数 (= $4.3 \times 10^7 \text{ [s}^{-1}\text{]}$)

ΔV : 蛍光体積 [m^3] (= $7.6 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$)

$\Delta \Omega$: 受光立体角 (= $2.6 \times 10^{-2} \text{ [sr]}$)

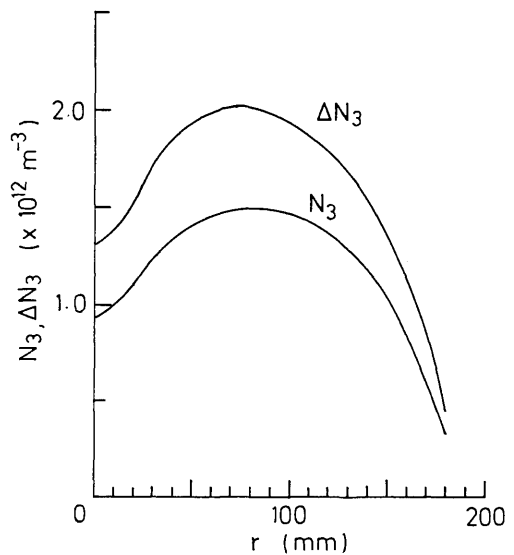


Fig. 3 Calculated radial profiles of N_3 and $\Delta N_3 (= N_3^s - N_3)$, where N_3^s is the population at the $n=3$ level above saturation with laser irradiation and N_3 is that without laser irradiation, in a Gamma-10 plasma.

η : 光学系の透過率 (=0.4)

τ : レーザー照射時間 (= 5×10^{-7} [s])

ϵ : 光電子増倍管の量子効率 (=0.05)

プラズマ中心 ($r=0$ [mm]) での ΔN_3 が最も小さいので、 $r=0$ [mm] での N_{EF} を見積る。

$r=0$ [mm] において $N_1(0)=6.0 \times 10^{15}$ [m $^{-3}$], $\Delta N_3=1.3 \times 10^{12}$ [m $^{-3}$] の条件下で、 $N_{EF}=9.0 \times 10^2$ [個], すなわち、光電子数としては十分である。

(2) SN 比

バルマー α レーザー蛍光測定を行う際に、蛍光が小さいと背景光及び迷光の揺らぎに埋もれて測定不可能となる。この場合の SN 比は次式で示される。

$$SNR = \frac{I_F}{[(\Delta I_F)^2 + (\Delta I_B)^2 + (\Delta I_S)^2]^{1/2}} \quad (3)$$

I_F : 蛍光に対する光電子増倍管のアノード電流 [A]

I_B : 背景光に対する光電子増倍管のアノード電流 [A]

I_S : 迷光に対する光電子増倍管のアノード電流 [A]

ΔI_j : 光電子増倍管の光電面のショットノイズに起因する揺らぎ電流 [A] ($j=F, B, S$)

(a) I_F の計算

単位時間当たりの蛍光光電子数は、(1) の結果より $N_{EF}/\tau=1.8 \times 10^9$ [個/s] となる。この時、 I_F は次式で表わされる。

$$I_F = \frac{N_{EF}}{\tau} \cdot e \cdot f \cdot G \quad [A] \quad (4)$$

e : 電子の素電荷 (= 1.6×10^{-19} [C])

f : 光電子増倍管の光電面から初段ダイノードへの収束効率 (=0.5)

G : 光電子増倍管の増幅度 (= 1×10^5)

上式を計算すると $I_F=1.4 \times 10^{-5}$ [A] となる。

(b) I_B の計算

背景光光電子数は次式で表わされる。

$$N_{EB} = \int_r N_3 \cdot dr \cdot \Delta S \cdot A_{32} \cdot \frac{\Delta Q}{4\pi} \cdot \eta \cdot \tau \cdot \epsilon \quad (5)$$

ここで、 $\int_r \dots dr$ は、観測方向より見て奥行き方向にわたっての積分であり、 $\Delta S=wh$ である。上式に、Fig. 3 の N_3 の分布を用いて $r=\pm 180$ [mm] の範囲で計算を行うと $N_{EB}=1.5 \times 10^4$ [個] となり、単位時間当たりの背景光光電子数は、 $N_{EB}/\tau=3.1 \times 10^{10}$ [個/s] であり、 I_B は (a) と同様な方法で計算すると $I_B=2.4 \times 10^{-4}$

[A] となる。

(c) I_S の計算

迷光光電子数は、式 (1) において迷光レベルを窒素換算で 10 [Torr] として計算すると $N_{ES}=7.0 \times 10^2$ [個] となり、単位時間当たりの迷光光電子数は $N_{ES}/\tau=1.4 \times 10^9$ [個/s] であり、 $I_S=1.1 \times 10^{-5}$ [A] となる。

(d) ΔI_j の計算

光電子増倍管の光電流の揺らぎは、主に光電面でのショットノイズによって決り、その揺らぎ電流は次式で表わされる³⁾。

$$\Delta I_j = 6 \cdot \left[(2 \cdot e \cdot B \cdot G) \cdot (1 + \frac{1}{g_1 \delta_1}) \right] \cdot (I_j)^{1/2} \quad [A] \quad (6)$$

B : RC 積分器の帯域幅 (= $1/4 RC$)

g_1 : 初段から次段へのダイノードの伝達効率 (=1)

δ_1 : 初段のダイノードの増幅率 (=10)

上式に数値を代入して整理すると、

$$\Delta I_j = \frac{5.6 \times 10^{-4}}{(RC(\mu s))^{1/2}} \cdot (I_j)^{1/2} \quad [A] \quad (7)$$

となり、 $RC=0.2$ [μs] として (a)~(c) の結果を用いて揺らぎ電流を計算すると、 $\Delta I_F=4.7 \times 10^{-6}$ [A], $\Delta I_B=1.9 \times 10^{-5}$ [A], $\Delta I_S=4.2 \times 10^{-6}$ [A] となる。SN 比は式 (3) より計算され、 $SNR=0.69$ となる。同様に、 r 方向についての SN 比を計算した結果を Fig. 4 に示す。これより、プラズマ周辺部では、SN 比 1 以上が確保できそうだが、プラズマ中心では 1 以下となり測定が難しい。改善策としては、蛍光信号強度を上げる場合と SN 比を支配している背景光の揺らぎを小さくする場合が考えられる。蛍光信号強度を高める場合は、

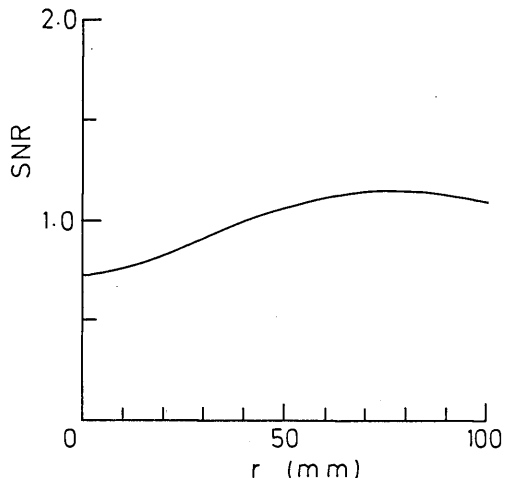


Fig. 4 Calculated signal to noise ratio for radial positions on Gamma-10.

例えばレーザービーム径を $\phi 19$ [mm] から $\phi 30$ [mm] に拡げることを行えば SN 比 1 以上を得ることが可能となる。後者の方法についてはヘリオトロン E 装置の評価のところで述べる。

(3) 必要レーザーパワー

十分なパワーを持つレーザー光をプラズマに入射すると蛍光信号は飽和状態に達する。この条件下で測定を行うと、信号が最も大きく、信号の解釈を行う際のモデルも簡単になる。飽和パワー密度 P_s を蛍光信号が完全に飽和した場合の半分になる時のレーザーパワー密度（単位面積、単位波長当りのパワー）であると定義すると P_s は次式で表わされる。

$$P_s = \frac{8\pi h c^2}{(\lambda_{32})^5} \cdot \frac{1/\tau_3 + (X_{32} + A_{32}) + (\tau_2/\tau_3) \cdot X_{23}}{A_{32} \cdot (1 + (g_3/g_2) \cdot (\tau_2/\tau_3))} \quad [\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{m}] \quad (8)$$

λ_{32} : 3-2 準位間の遷移波長 [m]

τ_3 : 3 準位から 2 準位以外への遷移の時定数 [s]

τ_2 : 2 準位から 3 準位以外への遷移の時定数 [s]

X_{32} : 電子衝突による 3-2 準位間の脱励起率 [s^{-1}]

X_{23} : 電子衝突による 2-3 準位間の励起率 [s^{-1}]

g_3 : 3 準位の縮退度, g_2 : 2 準位の縮退度

ここで、対象とするプラズマパラメーターでは、 $r=0$ [mm] でのパラメーターの場合が P_s が最も大きくなるので、この場合の必要レーザーパワーについて考える。 $N_e=2.5 \times 10^{18}$ [m^{-3}], $T_e=70$ [eV] の条件では、 $P_s=2.8 \times 10^7$ [$\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{nm}$] となる。ビーム径を $\phi 30$ [mm] とし（断面積 7.1×10^{-4} [m^2]）、十分な飽和を得るため P_s の 6 倍（蛍光信号は完全な飽和の場合の 86 [%] となる）のレーザーパワー密度をとる。レーザーのスペクトル広がりを $\Delta\lambda$ [nm] とすると必要レーザーパワー P は、 $P=1.2 \times 10^5 \cdot \Delta\lambda$ [W] で与えられ、 $\Delta\lambda=0.2$ [nm] では $P=24$ [kW] となる。

(4) 迷光レベル

蛍光信号で予想される光電子数は最小 9.0×10^2 [個] である。2.1.1 のレーリー散乱の評価より、この蛍光信号と等価な迷光レベルは (35 [kW] 入射時) 窒素ガス圧換算で 13 [Torr] である。測定の場合に生じる迷光の揺らぎ分を蛍光信号に対して 10 [%] 以下とすると (2) - (c) より $I_s < 1.25 \times 10^{-6}$ [A] となる。従ってトムソン散乱システムで迷光レベルを窒素ガス圧換算で 1 [Torr] 程度以下に抑えれば迷光の揺らぎが蛍光測定の大なる支障となることはないと考えられる。

2.2 ヘリオトロン E プラズマ装置

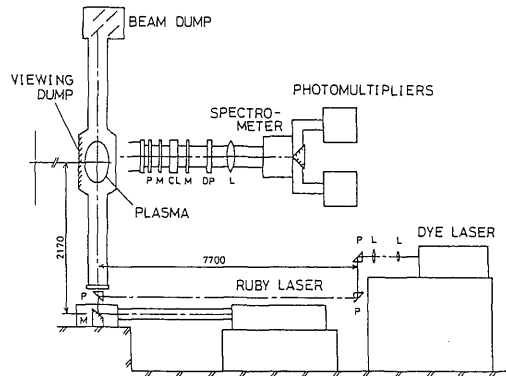


Fig. 5 Arrangement of laser fluorescence system on Heliotron-E.

2.2.1 蛍光計測システム

2.1.1 の場合と同様に色素レーザーの光軸をトムソン散乱システムのルビーレーザー光軸に一致させる方法を用いる。その計測配置を Fig. 5 に示す。この場合の受光光学系の感度がレーリー散乱により較正可能かどうかについて式 (1) を用いて評価する。具体的な数値は、次に示す通りである。

$I_L=4.2 \times 10^7$ [W/m^2] (注: 入射ポート部にバッフル等によるレーザービーム径の制限がないため観測位置でのビーム直径を $\phi 35$ [mm] (9.6×10^{-4} [m^2]) とし、レーザーパワーを 40 [kW] とした.), $h\nu=3.0 \times 10^{-19}$ [J], $\Delta V=1.8 \times 10^{-6}$ [m^3] ($l=3.5 \times 10^{-2}$ [m], $w=1 \times 10^{-3}$ [m], $h=5 \times 10^{-2}$ [m]), $N_{N_2}=2.5 \times 10^{25}$ [m^{-3}], $\sigma_R(50^\circ)=1.5 \times 10^{-32}$ [m^2/sr], $\Delta\Omega=2.0 \times 10^{-2}$ [sr], $\eta=0.3$, $\tau=5 \times 10^{-7}$ [s], $\epsilon=0.05$.)

上記数値より、 $N_{ER}=1.4 \times 10^4$ [個] であり、十分な光電子数が得られるから、レーリー散乱により光学系の感度較正が可能である。

2.2.2 蛍光測定可能性

ヘリオトロン E 装置のバルマー α レーザー蛍光法の測定可能性を 2.1.2 と同じ四項目について検討を行う。

(1) 蛍光光子数

評価対象として NBI 加熱プラズマを取上げる⁶⁾。ヘリオトロン E 装置では、磁場の配置によりトラス方向のプラズマ断面は楕円形である。蛍光測定の評価には電子密度 N_e 、電子温度 T_e のプロファイルの測定結果及び原子密度分布の中性粒子分析システムによる測定結果を用いて検討を進める。

蛍光により光電子増倍管の光電面で発生する光電子

数 N_{EF} が十分あるかどうかを調べる。 N_{EF} は式 (2) を用いて計算される。この場合の具体的な数値は次の通りである。 $\Delta V = 1.8 \times 10^{-6}$ [m³], $\Delta \Omega = 2.0 \times 10^{-2}$ [sr], $\eta = 0.3$, $\tau = 5 \times 10^{-7}$ [s], $\varepsilon = 0.05$ 。

プラズマ中心 ($r = 0$ [mm]) での ΔN_3 が最も小さいので、 $r = 0$ [mm] での N_{EF} を見積る。 $r = 0$ [mm] での $N_1(0) = 2.1 \times 10^{14}$ [m⁻³], $\Delta N_3 = 5.1 \times 10^{11}$ [m⁻³] の条件下で $N_{EF} = 4.6 \times 10^2$ [個] すなわち、光電子数としては十分である。

(2) SN 比

式 (3) を用いてプラズマ中心での SN 比を評価する。光電子増倍管の特性が 2.1.2 で示したものと同一であるとして、 I_F , I_B , I_S を計算すると、 $I_F = 7.5 \times 10^{-6}$ [A], $I_B = 8.1 \times 10^{-5}$ [A], $I_S = 5.3 \times 10^{-6}$ [A] となる。ただし、迷光レベルは窒素ガス圧換算で 10 [Torr] とした。また、これらのアノード電流の揺らぎ分は、 $RC = 0.2$ [μ s] とすると式 (6) より、 $\Delta I_F = 3.4 \times 10^{-6}$ [A], $\Delta I_B = 1.1 \times 10^{-5}$ [A], $\Delta I_S = 2.9 \times 10^{-6}$ [A] となり、これらの値を用いて式 (3) を計算すると $SNR = 0.63$ となる。同様に他の r/a の位置での SN 比を計算した結果を Fig. 6 に示す。これより、プラズマ周辺部 ($r/a = 0.83$) では、SN 比 2 が確保できそうだが、プラズマ中心部では 1 以下となりガンマ 10 の場合と同様に厳しい測定が予想される。これらの場合の SN 比は、おもに背景光の揺らぎによって決るため、この揺らぎを小さくす

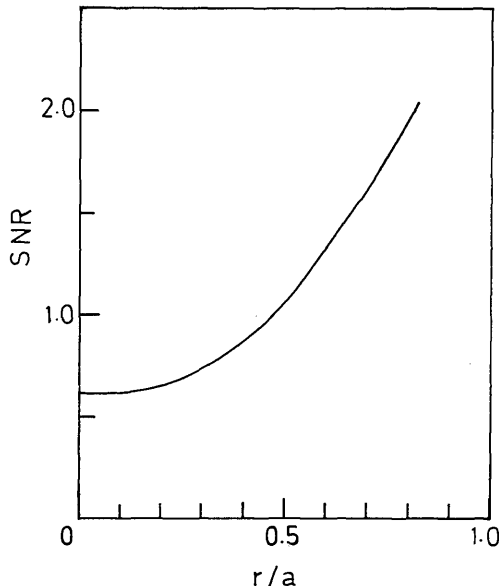


Fig. 6 Calculated signal to noise ratio for radial positions on Heliotron-E.

ることについて考える。レーザーパルス幅を 0.6 [μ s] から 3 倍の 1.8 [μ s] にすると、信号検出部の積分時定数 RC を 0.2 [μ s] から 0.6 [μ s] に増加させて積分時間内の光量を 3 倍増加させることができる。そのため、背景光の揺らぎ分は $3^{-1/2}$ に減少し、SN 比 1 以上が得られることになる。

(3) 必要レーザーパワー

ここで、対象とするプラズマパラメーターでは、 $r = 0$ [mm] でのパラメーターの場合、必要レーザーパワー P が最も大きくなるので、この場合の P について考える。式 (8) を用いて $N_e = 4.2 \times 10^{19}$ [m⁻³], $T_e = 6.0 \times 10^2$ [eV] の条件では $P_3 = 3.7 \times 10^7$ [W/m²·nm] となる。ビーム径を $\phi 35$ [mm] とし (断面積 9.6×10^{-4} [m²]), 十分な飽和を得るため P_3 の 6 倍のレーザーパワー密度をとる。レーザーのスペクトル広がり $\Delta \lambda$ [nm] とすると必要レーザーパワー P は、 $P = 2.1 \times 10^5 \cdot \Delta \lambda$ [W] で与えられ、 $\Delta \lambda = 0.1$ [nm] では $P = 21$ [kW] となる。

(4) 迷光レベル

蛍光信号で予想される光電子数は最小 4.6×10^2 [個] である。2.2.1 のレーリー散乱の評価より、これらの蛍光信号と等価な迷光レベル (40 [kW] 入射時) は窒素換算で 25 [Torr] である。迷光の揺らぎ分を蛍光信号に対して 10 [%] 以下とすると $I_S < 3.6 \times 10^{-7}$ [A] となり、これに対応する迷光レベルは窒素換算で 0.7 [Torr] 以下であることが必要である。

3. バルマー α レーザーの構成および性能

バルマー α レーザー蛍光法に用いるレーザーは、2 章で述べた蛍光測定可能性の議論より、ガンマ 10 装置とヘリオトロン E 装置に対してほぼ同様な性能が要求されるので、ここでは主にガンマ 10 装置用に製作したレーザーについて述べ、ヘリオトロン E 装置用レーザーについてはその特性の測定結果のみを示した。

バルマー α レーザーの構成を Fig. 7 に示す。レー

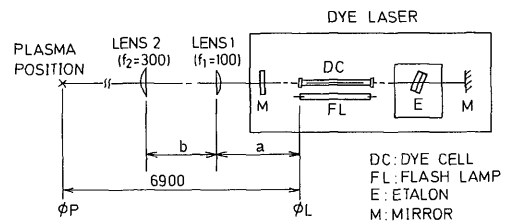


Fig. 7 Construction of dye laser and beam propagation system.

ザー発振は、色素 (DC) のフラッシュランプ (FL) 励起により行う。色素は、ローダミン 6G とクレシルバイオレットをエタノールに溶かした混合液 (混合比 1 : 1 で 10^{-4} mol/l) を用いた。波長選択素子にはエタロン (E) を用いており、エタロンは波長の変動を抑えるためにアクリル樹脂製の恒温箱 (温度変動は ± 0.25 [°C] 以内) に収めている。これは、箱の内壁に取り付けたヒーターへの電流を制御して一定温度を保つようにしたものである。これにより、中心波長の変動幅は 0.1 [nm] 以内であった。この条件で得られたレーザー出力パワーはバルマー α 線波長 $\lambda=656.3$ [nm] において 40 [kW] で、レーザーパルス幅は $\tau=0.5$ [μ s]、スペクトル幅は $\Delta\lambda=0.2$ [nm] であった。Fig. 8 は入力電圧に対する出力パワーをバイプレーナを用いて測定した結果を示す。この測定結果より、蛍光を飽和させるのに必

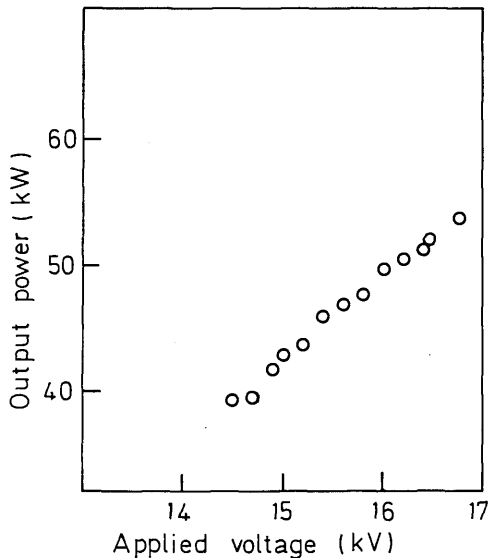


Fig. 8 Laser output power measured by a biplanar photo-tube as a function of applied voltages.

Table 2 Laser beam sizes at a plasma (ϕ_p) obtained by changing a and b in Fig. 7.

ϕ_p [mm]	20	25	30	35	40
a [mm]	480	405	357	320	295
b [mm]	442	449	455	460	466

必要なレーザーパワーが得られている。これらのレーザー特性の測定結果をヘリオトロン E 装置用レーザー特性と共に、Table 1 にまとめて示す。

ガンマ 10 における蛍光実験ではバルマー α レーザー位置からターゲットプラズマ位置 ($r=0$ [mm]) まで約 6.9 [m] の距離をビーム伝送させることになるため、2.1.2 で述べたレーザービーム径をターゲット位置で確定することが必要である。このためには、レーザー光軸に直角に 2 枚の凸レンズを適当な距離に配置してビーム径を制御することを考える。このためのビーム伝送系も Fig. 7 に示した。色素セルのレーザー出射口でのビーム径が $\phi_L=4$ [mm]、レンズ 1 とレンズ 2 の焦点距離がそれぞれ $f_1=100$ [mm] および $f_2=300$ [mm] であるとき、ターゲット位置でのビーム径 $\phi_p=19$ [mm] を得るには $a=500$ [mm]、 $b=441$ [mm] となる。この設定でレーザービームを色素セルのレーザー出射口から 6.9 [m] 離れた場所に伝送し、その位置でのビーム径を測定した。その結果、ほぼ円形のビームパターンが得られ、ビーム直径は 1 [mm] 程度の誤差で計算値と良く一致した。また、他のビーム径を得るために必要なレンズ距離を Table 2 に示した。

4. ま と め

以上、国内の代表的な大形プラズマ装置であるガンマ 10 装置およびヘリオトロン E 装置についてバルマー α レーザー蛍光法による水素原子密度の測定可能性について検討を行った。その結果、ガンマ 10 装置およびヘリオトロン E 装置のプラズマ周辺部では、

Table 1 Characteristics of dye lasers for Gamma-10 and Heliotron-E.

	Dye	Output power [kW] at $V_{in}=15$ [kV]	Spectrum width [nm]	Pulse width [μ s]	Beam divergence [mrad]
Gamma-10	R-6G + C. V. (solvant : ethanol)	43	≤ 0.2	0.5	~ 5
Heliotron E	R-6G + C. V. (solvant : ethanol)	~ 50	~ 0.1	0.5	~ 5

R-6G : Rhodamin 6G, C.V. : Cresyl violet

SN比1以上が得られることが予想されるため精度の良い測定が可能であると考えられる。しかし、プラズマ中心位置ではSN比が1以下となるため計測条件が厳しい。この改善策としては、蛍光信号強度を高めるためにレーザービーム径を拡げることやレーザーパルス幅を長くすることにより信号検出部の積分回路定数を大きくして背景光の揺らぎ分を軽減すること等が考えられる。

謝 辞

本報告をまとめるにあたり、ガンマ10装置およびヘリオトロンE装置でのトムソン散乱光学システムの資料を提供していただいた筑波大学プラズマ研究センターの間瀬淳助教授ならびに京都大学ヘリオトロン核融合研究センターの須藤滋助教授に謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) J. C. Glowienka and R. K. Richards: ORNL/TM9704 (1985).
- 2) Y. Nakashima, H. Zushi, K. Hanatani, K. Kondo, A. Sasaki, M. Sato, T. Mutoh, H. Kaneko, F. Sano, S. Besshou, S. Sudo, T. Mizuuchi, M. Wakatani, O. Motojima, T. Obiki, A. Iiyoshi and K. Uo: *J. Phys. Soc. Jpn.* **52** (1983) 4166.
- 3) 岡野大祐, 内野喜一郎, 古閑丈晴, 前田三男, 村岡克紀, 赤崎正則: 核融合研究 (投稿中).
- 4) K. Muraoka, K. Uchino, Y. Itsumi, M. Hamamoto, M. Maeda, M. Akazaki, T. Kawamoto, R. Kumazawa, S. Okamura, K. Adati, T. Aoki, H. Fujita, K. Hattori, S. Hidekuma, Y. Okubo, T. Sato, H. R. Garner, D. R. Baker and H. D. Price: *Jpn. J. Appl. Phys.* **24** (1985) L59.
- 5) T. Cho, M. Ichimura, M. Inutake, K. Ishii, A. Itakura, I. Katanuma, T. Kawabe, Y. Kiwamoto, A. Mase, S. Miyoshi, Y. Nakashima, T. Saito, K. Sawada, D. Tsubouchi, N. Yamaguchi and K. Yatsu: *Proc. 10th Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res.*, Vol. 2 (1985) 275.
- 6) K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, O. Motojima, S. Morimoto, M. Wakatani, A. Sasaki, K. Kondoh, M. Sato, K. Hanatani, T. Mutoh, H. Zushi, H. Kaneko, S. Besshou, M. Nakasuga, F. Sano, T. Mizuuchi, S. Sudo, J. Harris, I. Ohtake, M. Iima, H. Okada and Y. Nakashima: *Proc. 10th Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res.*, Vol. 2 (1985) 383.