

レーザー共鳴散乱法による高温プラズマ中水素原子 密度の測定

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

古賀, 和幸

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

梶原, 寿了

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/10.15017/17540>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 3 (2), pp.139-147, 1981-12-30. 九州大学大学院総合理工学研究科

バージョン :

権利関係 :

レーザー共鳴散乱法による高温プラズマ中 水素原子密度の測定

内野喜一郎* ・古賀和幸** ・梶原寿了**
前田三男*** ・村岡克紀**** ・赤崎正則****

(原稿受理 昭和56年10月31日)

Laser Resonance Scattering Measurements of Hydrogen Atom Densities in High Temperature Plasmas

Kiichiro UCHINO, Kazuyuki KOGA, Toshinori KAJIWARA,
Mitsuo MAEDA, Katsunori MURAOKA
and Masanori AKAZAKI

The necessary Lyman alpha laser power needed to obtain a given SNR is calculated for the laser resonance scattering measurements of hydrogen atom densities in high temperature plasmas. The results show that a laser power of more than kW is needed for the measurements in the center of the plasma with good SNR, whereas 200 W is sufficient at the periphery. For the latter measurement, an excimer laser pumped dye laser (wavelength tuned at 365 nm) and a third harmonic generator by a tripling-gas-cell is being constructed, and preliminary measurements present promising results.

In order to establish the laser resonance scattering technique in the hydrogen Balmer transition, the measurements were done against a plasma in a low density DC discharge in hydrogen. The results were satisfactory, confirming the validity of the technique.

1. ま え が き

制御熱核融合の臨界条件がトカマクにより実現に向
いつつある現在、燃料である水素（の同位元素）のリ
サイクリングを制御し、その密度を放電時間（10～20
秒）内で一定に保つ問題が重要になっている。このた
めに壁面での気体、固体間相互作用、外部からの水素
注入法等に関して詳しい研究が行なわれ始めている
が、それらの効果の定量的評価を行なうためには、ま
ずプラズマ内の水素原子密度およびその分布、あるい
は注入された水素原子とイオンの荷電交換により生ず
る高速原子の壁への流束、逆に真空容器に吸着された
水素原子のプラズマ中への流束等を空間、時間分解能
良く、かつ微量な原子密度まで十分な精度で測定する

必要がある¹⁾。

レーザー共鳴散乱法によれば、共鳴散乱の断面積が
自由電子によるトムソン散乱断面積に比べて可視光で
10桁以上も大きいこと、このような大きな断面積は入
射レーザー光子のエネルギーが被測定原子の遷移可能
なエネルギー単位の差（放射スペクトル系列）に一致
したときのみ得られることから特定の粒子の選別測定
が可能であること、レーザー発振時間の調整によりナ
ノ秒程度以下の時間分解も可能であること、レーザー
ビーム径および測定系を適当に設定することにより1
mm程度までの空間分解が可能であること等により
上記の要件は原理的にはすべて満たされる。一方、近年
の単色性の良い可変波長レーザーの急速な発展がこの
計測法の実現を可能とし、そのための関連技術開発も
また急速に進められている。

水素原子の放射スペクトル系列は基底状態への遷
移、第一励起準位への遷移、等々に対応してそれぞれ
ライマン系列、バルマー系列、等々と名付けられてい

* エネルギー変換工学専攻博士課程

** エネルギー変換工学専攻修士課程

*** 工学部電気工学科

**** エネルギー変換工学専攻

る。プラズマ中の水素原子は大部分が基底状態にあるため、ライマン系列を用いた共鳴散乱によれば水素原子密度が精度良く求まる。しかしその波長は最も長波長のライマンα線 (L_α) でも 121.6 nm で真空紫外域にあり、この領域での可変波長大出力レーザーは開発の途上にある。一方、バルマー系列は可視および近紫外域にあり、特にバルマーα線 (H_α , 656.3 nm) に同調可能なレーザーについてはすでに十分な出力パワーが得られており、光源の点では問題ない。しかし、主量子数2と3の励起準位間の遷移を利用するため、 H_α 線共鳴散乱計測から水素原子密度を得るには各レベル間の粒子分布について適当なプラズマモデルに基づいて計算する必要があり、モデルの立て方次第で精度が変わり、信頼性の高い測定法とするにはまだ多くの研究を要する。

著者等は以上の現状から、 L_α 線レーザーによる高温プラズマ中の水素原子の密度、流束測定技術の確立を目指して、 L_α 線レーザーの開発、および H_α 線による共鳴散乱計測技術の確立の二方向から研究を進めている。本報では L_α 線による共鳴散乱測定を高温プラズマに適用するに当たって要求される必要レーザーパワーおよびSN比について、特に国内において本法の最初の対象となると考えられる JIPPT-II トカマク (名古屋大学プラズマ研究所) のプラズマパラメータを用いて議論する。その評価に基づき著者等のグループで進めている L_α 線レーザーの開発の現状を示す。また、バルマー系列での技術確立を目指して行なった水素直流放電管中の水素励起原子密度の H_α 線共鳴散乱による測定結果について報告する。

2. 高温プラズマの L_α 共鳴散乱

2.1 共鳴散乱法の原理

Fig. 1 に示す水素原子準位図において、主量子数1, 2準位間の遷移 (L_α 線; 中心周波数を ν_0 とする) が $g(\nu_0)$ というスペクトルを持つ時、エネルギー束 $I(\nu_0)$ の単色光が入射した場合を考えると、励起準位のレート方程式は、

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{I(\nu_0)}{c} g(\nu_0) (B_{12}n_1 - B_{21}n_2) - A_{21}n_2 \quad (1)$$

となる。ここで、 c は光速、 n_1 , n_2 はそれぞれ主量子数1, 2準位の密度、 B_{12} , B_{21} , A_{21} はそれぞれ、吸収、誘導放出、自然放射のインシュタイン係数である。主量子数1, 2準位の縮退度をそれぞれ g_1 , g_2 と

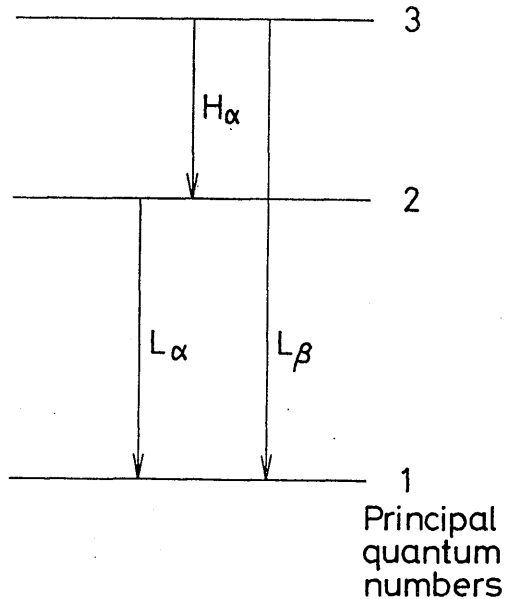


Fig. 1 Hydrogen atomic energy levels relevant to L_α and H_α laser resonance scattering

すると、

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} = \frac{g_2 A_{21} c^3}{8\pi h \nu^3} \quad (2)$$

が成立する。原子数密度 $n (= n_1 + n_2)$ は一定で、 $t=0$ では原子はすべて基底準位にあるとして (1) 式を解くと、

$$n_2 = \frac{g_2 n}{g_1 + g_2} \cdot \frac{S}{1+S} [1 - \exp[-(S+1)A_{21}t]] \quad (3)$$

となる。(3) 式において $A_{21} = 4.69 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ であるから、レーザーパルス幅が 2 ns より十分長いとき系は定常状態にあるとみなせる。このとき (3) 式は、

$$n_2 = \frac{g_2 n}{g_1 + g_2} \frac{S}{1+S} \quad (4)$$

となる。ここで S は飽和パラメータで、

$$S = I(\nu_0) \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{c^2}{8\pi h \nu^3} g(\nu_0) \quad (5)$$

である。 $S=1$ より大きな入力に対しては準位間の飽和が顕著になる。 $S=1$ のときの $I(\nu_0)$ を I_s で表わし、その波長表現を用いると、

$$I_s(\lambda_0) = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{8\pi h c^2}{\lambda_0^3} \frac{1}{g(\lambda_0)} = \phi_s(\lambda_0) A \lambda \quad (6)$$

となる。ここで $\Delta\lambda$ は水素原子のスペクトル広がり幅、 $\phi_s(\lambda_0) \equiv \{g_1/(g_1+g_2)\} \cdot (8\pi hc^2/\lambda_0^5)$ は単位波長当りの飽和エネルギー束であり、 L_α 線については ($\lambda_0=121.6$ nm, $g_1=2$, $g_2=8$), $\phi_s(\lambda_0)=1.13 \times 10^{19}$ W/m²・nm である。

1秒当りに観測される散乱光子の数 ψ は、

$$\begin{aligned} \psi &= \eta \frac{\Delta\Omega}{4\pi} V n_2 A_{21} \\ &= \eta \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{g_2}{g_1+g_2} \frac{S}{1+S} \equiv K \cdot n \end{aligned} \quad (7)$$

となる。ここで η は測光系全体の検知効率、 $\Delta\Omega$ は受光立体角、 V は散乱体積である。(7)式より散乱光子数 ψ は原子数密度 n に比例するから、係数 K をなんらかの方法で校正すれば観測値 ψ から原子密度が得られる。

2.2 高温プラズマ中心部での共鳴散乱計測における SN 比と必要レーザーパワー

国内の高温プラズマ源としてプラズマ研究所 JIPP-T-II 装置をとりあげ、同装置のパラメータを用いてプラズマ中心部での L_α 共鳴散乱計測を行なう際に、十分な SN 比 (≥ 10) を得るのに必要なレーザーパワーの値を計算する。JIPPT-II のプラズマのパラメータは実測値 (トラス小半径中心軸上の電子温度 $T_e(0) \approx 0.8 \sim 1.3$ keV, 小半径断面内の平均電子密度 $\bar{n}_e \approx 2 \times 10^{19}$ m⁻³) を考慮し、またトラス小半径方向に放物線分布の仮定をし、計算には次式の表現を用いた。

$$\left\{ \begin{array}{l} n_e(r) \\ T_e(r) \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} n_e(0) \\ T_e(0) \end{array} \right\} \left[1 - 0.99 \left(\frac{r}{r_p} \right)^2 \right] \quad (8)$$

ここで、 $n_e(0)=4 \times 10^{19}$ m⁻³, $T_e(0)=0.9$ keV, プラズマ半径 $r_p=0.17$ m である。水素原子密度の分布 $n_H(r)$ は実測例がわずかしかなく不確定であるが、プラズマ周辺での原子密度は $n_H(r_p)=1 \times 10^{16}$ m⁻³ 程度であるから、これを手がかりにし、中心での原子密度については i) $n_H(0)=3 \times 10^{13}$ m⁻³, および ii) $n_H(0)=2 \times 10^{14}$ m⁻³ の場合について計算を行なう。トラス小半径方向の水素原子密度分布は Koopman ら²⁾ に従い、また Razdobarin ら³⁾ の実測値も考慮して次式を仮定する。

$$\begin{aligned} n_H(r) &= n_H(0) \left[1 + \left(\frac{n_H(r_p)}{n_H(0)} - 1 \right) \right. \\ &\quad \left. \exp[-0.4(r_p - r)] \right] \end{aligned} \quad (9)$$

計算に当っては Koopman ら²⁾ のモデルを用いたので、以下でそれを略述する。今日のトカマクプラズマでは L_α 線について光学的に薄いと仮定でき (光学的厚さが問題となるのは $n_H \geq 10^{17}$ m⁻³), また水素原子各単位の占有数についての詳しい解析の結果は良い近似でトカマクプラズマにコロナモデルが適用できることを示している²⁾。すなわち、主量子数 2 の単位の定常的占有密度を n_{20} (添字 0 は後で外部からのレーザー放射を行なう場合と区別するためにつけた.), 主量子数 1 単位から 2 単位への電子衝突による励起割合を X_{12} (X_{12} は電子温度の関数) とすると、主量子数 2 単位の原子密度は、

$$\frac{n_{20}(r)}{n_H(r)} = \frac{n_e(r) \cdot X_{12} [T_e(r)]}{A_{21}} \ll 1 \quad (10)$$

と表わされる。次にパルス時間幅 τ_L , スペクトル幅 $\Delta\nu_L$ (共に矩形波形を考える.) で、単位面積の入射パワー F [kW/m²] の L_α 線レーザーがプラズマ中心に照射された時の主量子数 2 単位の原子密度を求める。この時の L_α 線吸収による主量子数 1 単位から 2 単位への励起割合を $R_{12} (= I(\nu_0)g(\nu_0)B_{12}/c)$ とすると、 R_{12} は、

$$R_{12} = \frac{10^{-1} \cdot F}{h\nu_0 \Delta\nu_L} \frac{\pi e^2}{mc} f_{12} \quad [s^{-1}] \quad (11)$$

と表わされる。ここで $h\nu_0$ [J] は遷移エネルギー、 $(\pi e^2/mc) \cdot f_{12}$ [cm²Hz] はスペクトルプロファイルで積分した遷移の断面積である。原子の温度を T_H [K], 質量を M とすると、原子のスペクトルはドップラー幅 $\Delta\nu_D = (\nu_0/c)(2kT_H/M)$ [Hz] (k はボルツマン定数) で広がるため、レーザーのスペクトル幅 $\Delta\nu_L = 1.5 \Delta\nu_D$ と決め、すべての原子が光源による遷移に関与するようにする。電子による衝突励起の項 ($n_e n_e X_{12}$) を (1) 式の右辺に加え、初期条件 $n_2 = n_{20} (= n_H n_e X_{12}/A_{21})$, および L_α 線照射が他の単位の密度に影響を与えない ($n_2 + n_1 = n_{20} + n_{10} = n_H$) との仮定の下に (1) 式を解くと、 L_α 線照射後数ナノ秒で達成される定常状態での主量子数 2 単位の原子密度は ($n_e X_{12}$ は A_{21} に比べて無視する近似の下に) 次のようになる。

$$n_{2F} = n_H \frac{n_e(r) X_{12} [T_e(r)] + R_{12}}{(1 + g_1/g_2) R_{12} + A_{21}} \quad (12)$$

Fig. 2 に示す計測配置において JIPPT-II プラズマ中心部の共鳴散乱計測を行なうものとする。観測は L_α レーザービーム (半径 r_b) の進行方向に対して

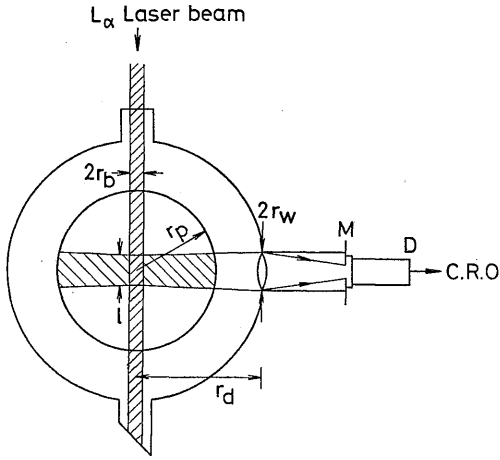


Fig. 2 Optical arrangement for the detection of H atoms at the center of the tokamak plasma by a resonance scattering

90° 方向から行なう。散乱光は散乱体積から r_d の位置に置かれたレンズ (半径 r_w) で集光され、スリット M 上に結像される。断面 πr_b^2 、長さ l の散乱体積からの共鳴散乱光のみがスリットを通過し、検出器 D (応答時間 τ_d 、量子効率 ε 、 L_α 線にのみ感応する。) で検出される。

検出器電流の中のシグナル電流 I_s は、

$$I_s = e\varepsilon \frac{d\Omega}{4\pi} A_{21} V [n_{2F}(0) - n_{20}(0)] \frac{\tau_L}{(\tau_L^2 + \tau_d^2)^{1/2}} \quad [A] \quad (13)$$

である。ここで、 e は素電荷、散乱体積 $V = \pi r_b^2 l$ 、受光立体角 $d\Omega = \pi r_b^2 / r_d^2$ 、 $\tau_L / (\tau_L^2 + \tau_d^2)^{1/2}$ は検出器の応答遅れに対する補正である。

検出器の受光面が集光レンズに対して張る立体角内にあるプラズマからの放射光が検出器に入射し、検出器電流の背景光成分 I_b となる。 I_b に寄与するプラズマ体積を受光の軸に垂直な平面で切り、厚さ dr の体積素片に分けると、半径 r の位置の体積素片からの I_b への寄与は $n_{20}(r)$ に比例し、 $dI_b(r) = e\varepsilon (d\Omega / 4\pi) 2r_b l A_{21} n_{20}(r) dr$ となる。これをプラズマ体積で積分すると I_b が求まる。

$$I_b = e\varepsilon \frac{d\Omega}{4\pi} 2r_b l A_{21} \int_{-r_p}^{r_p} n_{20}(r) dr \quad [A] \quad (14)$$

この背景光電流により二種類の雑音が生ずる。一つは検出器において発生するショットノイズ δI_b で、これ

は $\delta I_b = (eI_b / \tau_d)^{1/2}$ で表わされる。他方はプラズマの揺動による背景光自体の変動 ΔI_b で、これは I_b に比例すると仮定し、比例定数を κ とする ($\Delta I_b = \kappa I_b$)。これら二つの雑音のそれぞれに対して以下のように SN 比を定義する。

$$\left. \begin{aligned} S/N &= I_s / \delta I_b \\ S/F &= I_s / \Delta I_b \end{aligned} \right\} (15)$$

(15) 式を計算するに必要な諸量を以下にまとめて記す。

プラズマ半径	: $r_p = 0.17 \text{ m}$
レーザービーム半径	: $r_b = 5 \text{ mm}$
散乱体積の長さ	: $l = 50 \text{ mm}$
集光レンズ半径	: $r_w = 25 \text{ mm}$
レンズと散乱体積の距離	: $r_d = 0.4 \text{ m}$
検出器の量子効率	: $\varepsilon = 0.1$
検出器応答時間	: $\tau_d = 10 \text{ ns}$
レーザー光照射時間	: $\tau_L = 10 \text{ ns}$
背景光のゆらぎの割合	: $\kappa (= \Delta I_b / I_b) = 0.01$
プラズマ中心での原子温度	: $T_H(0) = 100 \text{ eV}$

また、(10)、(12) 式中の電子衝突による励起割合 X_{12} は、Johnson⁹⁾ の式を用いて計算した。

以上の手続きにより求めた SN 比をレーザーパワー $P (= F \cdot \pi r_b^2)$ を横軸に示したものが Fig. 3 である。

Fig. 3 によれば JIPPT-II プラズマ中心部の水素原

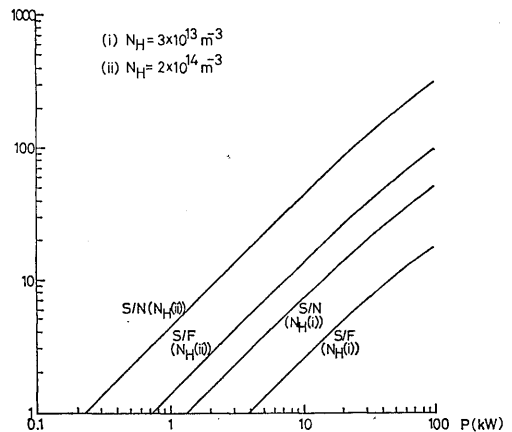


Fig. 3 Necessary L_α source power P (kW) for the L_α resonance scattering measurements of H atoms at the center of the JIPPT-II tokamak plasma needed to obtain the SNR in the ordinate. Definitions of S/N and S/F are shown in Eq. (15)

子を十分な SN 比で検知するには数 kW 以上のレーザーパワーが必要である。 L_{α} 線付近で同調可能なレーザーのパワーは現在最大 300 W 程度であり、上記実験のためには一桁以上の出力向上が必要である。

2.3 高温プラズマ周辺での共鳴散乱計測における SN 比と必要レーザーパワー

高温プラズマ中心部での共鳴散乱計測では 2.2 節で議論したように SN 比は背景光で決まっていたから、高温プラズマからの放射光が直接測光系に入らない配置での共鳴散乱計測が行なえれば、より小さなレーザーパワーで十分な SN 比が得られる。そのような計測は Fig. 4 に示す配置での高温プラズマ周辺部の共鳴散乱計測において可能である。この高温プラズマ周辺での計測では、プラズマ中心部に比べて水素原子密度が二桁程度大きい ($n_H \approx 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$) ことから必要レーザーパワーの低減が期待される。壁方向およびプラズマ中心方向への流束の測定からエネルギー損失および水素原子リサイクリングに関する情報が得られ、高温プラズマ周辺での共鳴散乱測定は核融合炉実現の研究上で極めて大きな意義をもつ。

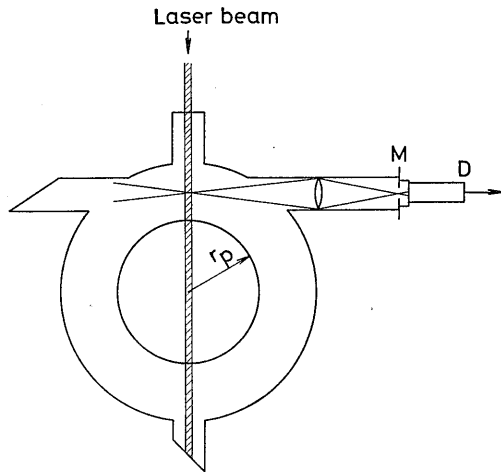


Fig. 4 Optical arrangement for the detection of H atoms at the periphery of the tokamak plasma by a resonance scattering

再び JIPPT-II の寸法を考え、Fig. 4 の配置でプラズマ周辺の水素原子密度の共鳴散乱測定を行なうときのレーザーパワーと SN 比の関係を Fig. 5 に示す。この計算では背景光による雑音は考えず、信号自体のショットノイズにより SN 比が決まるとして、

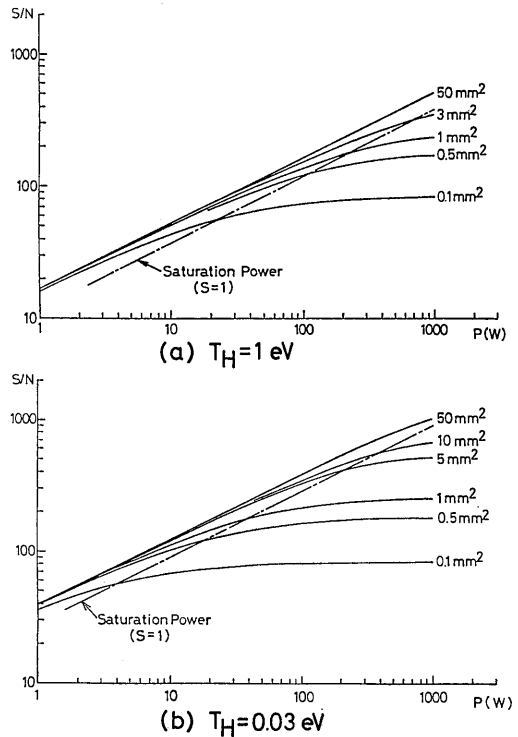


Fig. 5 Necessary L_{α} source power $P(W)$ for the L_{α} resonance scattering measurements of H atoms at the periphery of the JIPPT-II tokamak plasma needed to obtain the SNR in the ordinates. The results are shown for $T_e = 1 \text{ eV}$ (a) and 0.03 eV (b), and the parameters of the curves are the laser beam cross sections

SN 比の定義は、

$$S/N = \frac{I_s}{\delta I_s} = \frac{I_s}{(e I_s / \tau_d)^{1/2}} = \left(\frac{I_s \tau_d}{e} \right)^{1/2} \quad (16)$$

とした (プラズマの放射光が器壁での反射を通じて測光系に入射することが考えられるが、その影響は測光系を適当に調整することにより (16) 式で決まる SN 比以下にすることが可能である.)。水素原子密度は $n_H = 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ とし、水素原子温度は $T_H = 1 \text{ eV}$ (Fig. 5(a)) および 0.03 eV (Fig. 5(b)) の二つの場合についての計算結果を示した。散乱体積の長さを $l = 20 \text{ mm}$ としたことを、およびレーザービーム断面積 (πr_b^2) をパラメータとしたことを除いて幾何学的寸法は 2.2 節と同じに取った。Fig. 5 より、プラズマ

周辺での水素原子温度が 1 eV であるとしても、数 W のレーザー光で十分な SN 比が得られる。同図で一点鎖線により L_{α} 線の飽和パワーを示したが、この飽和パワー以上のレーザーパワーにより励起を行えば散乱信号はレーザーパワーに依存しなくなり、測定値の信頼性が高まる。断面 1 mm² のレーザービームで $S=1$ を得るには 200 W 程度のパワーが必要であるが、これは現在の L_{α} 線レーザー発生技術で十分達成可能なパワーである。

3. 高温プラズマ中水素原子検知のための L_{α} 線レーザーの開発

2 節の議論からもわかるように真空紫外域ではレーザーのパワーを高めることが直接測定範囲を拡大することにつながるため、可変波長の高出力真空紫外光源の研究が重要である。現在のところ真空紫外域での高出力の発振を得るにはガス媒体による高調波発生法を使うのが最も有望である。最近マックスプランク研究所の Langer らは Kr/Ar 混合ガス、あるいは Be 蒸気中で色素レーザー光の第三高調波を発生させることにより、 L_{α} 線付近で同調可能な 300 W 程度の出力光を得ている⁹⁾。ところが変換効率は最大 3×10^{-4} にしか達せず、大きな出力を得るには 365 nm (121.6 × 3 nm) での高出力の色素レーザーを開発することが重要となる。近年急速に発達しつつある希ガスハライド系エキシマーレーザー、特に KrF (249 nm) あるいは XeCl (308 nm) エキシマーレーザーの発振光で色素レーザーを励起すれば、高い効率で近紫外域の発振を得ることができる。

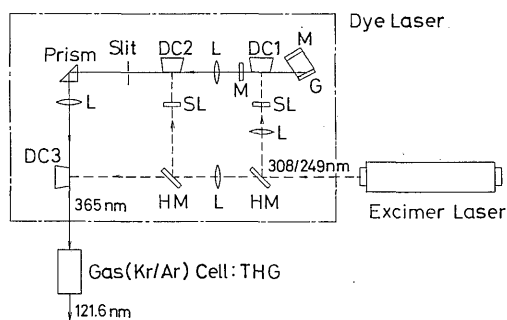


Fig. 6 Arrangement of excimer-laser-pumped dye laser and gas cell for the generation of tunable coherent radiation around L_{α} line

2.2 節で示したように高い信頼性で、200 W 程度の L_{α} 線出力を得ることが当面の目標となるため、著者等は実用性の高い、エキシマーレーザー励起色素レーザーの開発を行なった。そのブロック図を Fig. 6 に示す。XeCl/KrF エキシマーレーザーは三段のマルクス回路を有する UV 予備電離放電動起形である。全圧 3 atm で HCl : Xe : Ne (混合比 5 : 30 : 2245) 混合ガスを用い、入力 107 J のとき、波長 308 nm で最大 0.633 J (パルス幅 35 ns FWHM, 18.1 MW) の出力が得られた。色素レーザーは二段の増幅器を有し、同調はブレース入射形の回折格子 (1200 本/mm, 2~4 次) で行なう。ローダミン 6 G 色素の場合、スペクトル幅 2 pm, パワー変換効率 7.8 % を得た。365 nm 域での発振特性を Table 1 にまとめた。Butyl PBD を色素として用い、エネルギー変換効率 6.9 %, パワー変換効率 16 % で、1 MW 以上の出力を得た。現在は 200 W 程度の L_{α} 線出力を目標として、Kr/Ar 混合ガス中での第三高調波発生の実験を行なっている。

Table 1. Characteristics of the excimer-laser-pumped dye laser at the wavelength of around 365 nm

Input	Wavelength 308 nm Energy 301 mJ (35 ns FWHM, 8.6 MW)
Dye	Butyl PBD (Solvent; Ethanol/Dioxane)
Tunable range	310~430 nm
Output	Energy 20.8 mJ (15 ns FWHM, 1.4 MW)
Conversion efficiency	Energy 6.9 %, Power 16 %
Beam divergence	2 mrad. (without collimator)
Amplification efficiency	AMP I 39.8 AMP II 8.8
Spectrum width	5 pm (estimated)

4. 水素直流放電の H_{α} 線共鳴散乱による計測

H_{α} 線共鳴散乱法による水素直流放電中の励起原子密度測定を、(i) 同法を用いての水素原子検知技術の確立、および (ii) 直流放電に現われるポテンシャ

ルステップ現象の原子過程の測定を通じての解明、の二つの目的のために行なった。(ii)の目的の結果については文献7)で詳論するので、ここでは上記核融合プラズマ中の水素原子検知に関連して、主として(i)の目的の結果について議論する。

4.1 実験装置

Fig. 7 に実験装置の構成を示す。 H_{α} 線光源は3節で述べたXeClエキシマーレーザー励起色素レーザーを用い、色素にCresyl Violetを用いることにより H_{α} 線での発振を得た。発振時間幅は20 ns (FWHM)である。スペクトル幅は0.1 nmとし、水素原子のスペクトル幅がより十分大きく取った。水素直流放電管は、放電長600 mm、内径100 mmで、陰極は熱陰極である。水素ガス圧10 mTorr、放電電流500 mAの放電条件下でプラズマを生成した。共鳴散乱計測のため放電管中央部に4本のポートを設け、散乱光の観測はレーザービームに対して 90° 方向から行なった。レーザー光の器壁等からの乱反射等による迷光の減少のため、バッフル、ビューイングダンプ、およびビームダンプを設けた。散乱体積の断面は $10 \times 2 \text{ mm}^2$ 、長さは5.3 mm、受光立体角は $\Delta\Omega = 1.7 \times 10^{-2} \text{ sr}$ にとった。散乱光は H_{α} 線フィルター(透過中心656.3 nm、透過スペクトル幅3.2 nm)を透過し、集光レンズで集光されて受光スリットを通過した後光電子増倍管で検出される。光学系の絶対校正は放電管中に窒素ガスを600 Torrまで充てんし、レーリ散乱測定により行なった。散乱系の迷光レベルは $\sim 100 \text{ Torr N}_2$ で、これは主量子数2の準位の原子密度に換算すると、 $(n_{20})_{e,q} \approx 4 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ である。

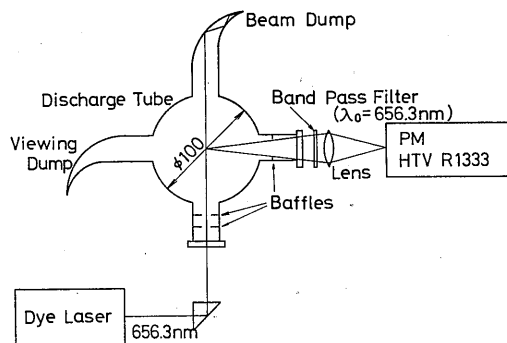


Fig. 7 Optical arrangement of H_{α} resonance scattering system in a hydrogen DC discharge

4.2 実験結果

完全な飽和の得られるレーザーパワーを確認するため実験的に飽和特性を求めた。その結果をFig. 8に示す。同図より $1.3 \times 10^9 \text{ W/m}^2 \cdot \text{nm}$ でほぼ飽和に達していることが確認された。二準位系での共鳴散乱測定ではレーザーの波長と散乱光の波長が同一であるため、迷光の低減には低いレーザーパワーで測定を行なうことが望ましい。このため飽和に達している限りで最低の上記のパワーで測定を行なった。

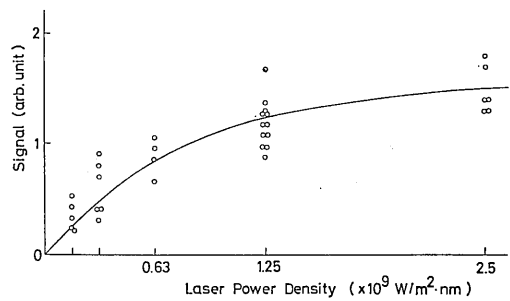


Fig. 8 Saturation characteristics of scattered signals

共鳴散乱シグナル S_{re} を、同じ光学系での窒素ガス等の参照ガスからのレーリ散乱シグナル S_{RL} で校正することにより、主量子数2の準位の原子密度が次式より得られる。

$$n_{20} = \frac{I_L n_N \sigma_N S_{re}}{h \nu_0 \alpha A_{32} S_{RL}} \quad (17)$$

ここで、 I_L は単位面積当りのレーザーパワー、 n_N は窒素ガスの密度、 σ_N は波長656.3 nmでの窒素分子のレーリ散乱断面積である。また、 α は本実験の条件下($n_{20}/n_{30} \geq 10$)では4%以下の誤差内で次式で表わされる。

$$\alpha = \frac{A_{21}}{(g_2/g_3)A_{21} + A_{31}} \quad (18)$$

(18)式右辺の量はすべて既知なので、(17)式右辺の量はすべて既知、あるいは測定から得られる量である。(17)式を用いて求めた n_{20} の放電管軸(z)方向分布をFig. 9に示す。同図で $z=0$ は放電に現われる発光の不連続開始部にとっている。Fig. 9の n_{20} 分布、ラングミュアプローブによる電子密度測定値 n_e 、および L_{α} 、ライマン β (L_{β})線についてHolsteinの逃走因子(escape factor)⁸⁾を用いた解析により n_{10} 、 n_{30} の軸方向分布を求めた。それらの結果をそれ

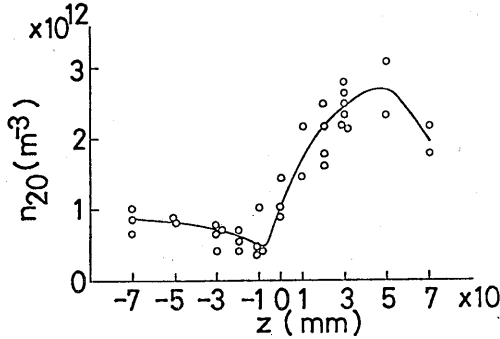


Fig. 9 Axial distribution of excited (level 2) H atom densities in a hydrogen DC discharge

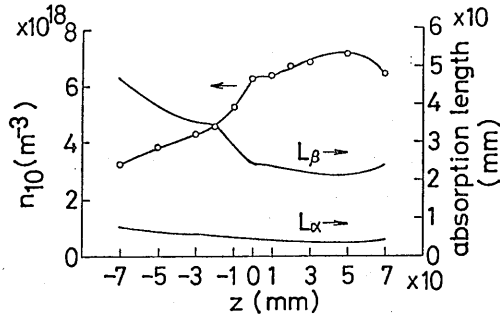


Fig. 10 Axial distributions of ground level H atom densities (n_{10}) and absorption lengths for L_{α} and L_{β} lines

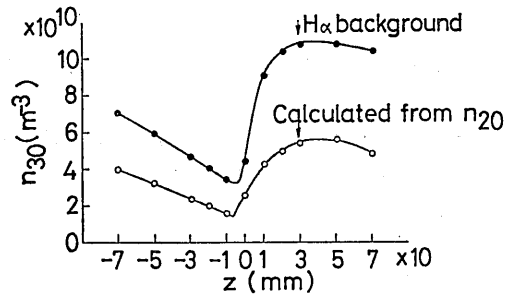


Fig. 11 Axial distribution of excited (level 3) H atom densities. Solid circles were obtained from H_{α} background intensities and open circles from the H_{α} resonance scattering measurements

ぞれ Fig. 10, 11 に示す。Fig. 10 には L_{α} , L_{β} 線の吸収長 ($=1/k(\lambda_0)$: $k(\lambda_0)$ は吸収線中心での吸収係数) を同時に示したが、放電管の半径 50 mm に対して L_{α} 線の吸収長は 3~5 mm, L_{β} のそれは 20~60

mm であり, L_{α} , L_{β} 線について再吸収が無視できない領域にある。Fig. 11 には, H_{α} 背景光強度から求めた n_{30} の分布も同時に示したが, これは共鳴散乱測定から求めた n_{30} と因子 2 程度の差違しかなく, 後者を求める過程で種々の仮定をおいたことを考慮すれば, 十分良い一致が得られた。このことは以上の測定, および解析の妥当性を示している。

5. む す び

(1) JIPPT-II 等のトカマクプラズマ中心部の L_{α} 線共鳴散乱測定を十分な SN 比 (≥ 10) で行なうには数 kW 以上の L_{α} 線源が必要であるが, 現在の真空紫外域でのレーザー発振技術からは, これは長期的目標である。

(2) プラズマ周辺において, プラズマ光が直接受光系に入らない配置での測定では 200 W 程度の L_{α} 線パワーで原理的には十分な SN 比が得られ, これは現在のレーザー技術でも達成可能なパワーであり, 信頼性の高い L_{α} 線源の開発が急務である。

(3) 以上の評価に基づいて, 100 W 級の L_{α} レーザー開発の前段階として, エクシマーレーザー励起色素レーザーにより 365 nm の発振波長で 1 MW 以上の出力を得た。これはガスセルによる三倍高調波発生用光源として十分であり, 今後の光源開発の足がかりを得た。

(4) H_{α} 線共鳴散乱法による水素直流放電中の励起原子密度の測定から求めた主量子数 3 単位の密度と背景光強度から求めたそれとが良く一致する結果が得られた。このことより, H_{α} 線共鳴散乱測定において, 水素原子スペクトルへの色素レーザーの同調に関して技術が確立されたこと, L_{α} , L_{β} 線について光学的に厚いプラズマ中の水素原子密度測定が同法で可能であることを示している。

参 考 文 献

- 1) 村岡克紀・前田三男; 日本物理学会誌. 36 (1981) 679
- 2) D. W. Koopman, T. J. McIlrath and V. P. Myerscough; J. Quant. Spectros. Radiant. Transfer 19 (1978) 555
- 3) G. T. Razdobarin, et al.; Nucl. Fusion 19 (1979) 439
- 4) P. Bogen and Y. T. Lie; Appl. Phys. 16 (1978) 139

-
- 5) L. C. Johnson; *Astrophys. J.* **174** (1972) 227
- 6) H. Langer, H. Puell and H. Röhr; *Opt. Communications* **34** (1980) 137
- 7) K. Uchino, K. Koga, M. Maeda, Y. Sonoda, K. Muraoka and M. Akazaki; *Jpn. J. Appl. Phys.* (to be submitted)
- 8) H. Zwicker; *Plasma Diagnostics* (North-Holland, Amsterdam, 1968) p. 214