高速周波数掃引レーザーによる高温プラズマ 装置中の原子速度分布の瞬時計測

本田親久, 西村健志郎^{**}, 山田孝行, 山本秀夫

前田三男, 村岡克紀^{*}, 赤崎正則^{*}

(九州大学工学部, ^{*} 同総合理工学研究科,

^{**} 現, 三菱電機(株))

(1984年9月4日受理)

Instantaneous Velocity-Distribution Measurement of Atoms in High-Temperature Plasma Devices by a Rapid-Frequency-Scan Laser

Chikahisa HONDA, Kenshiro NISHIMURA^{**}, Takayuki YAMADA,

Hideo YAMAMOTO, Mitsuo MAEDA, Katsunori MURAOKA^{*}

and Masanori AKAZAKI^{*}

(Received September 4, 1984)

Abstract

An instantaneous determination for the velocity distribution of metallic atoms sputtered by the plasma-surface interaction in high-temperature plasma devices has been studied by the use of the laser fluorescence spectroscopy. A flashlamp-pumped long-pulse dye laser is developed for this purpose, whose frequency is linearly scanned by a PZT-tuned etalon inside the cavity. The Doppler profiles of their resonance lines can be determined during a single laser shot. Doppler profiles of sodium atoms in a vapor cell and iron atoms sputtered by ion-beam bombardment, were successfully measured by this technique. The distortion error caused by the line saturation is analytically calculated for two and three level systems. Some problems of the measurement in large plasma devices are discussed, and a preliminary experiment on the dye laser with the high repetition rate is briefly described.

Faculty of Engineering, Kyushu University

** Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University*

*** Mitsubishi Electric Corporation*

§1. まえがき

大型トカマクなど高温プラズマ発生装置において、プラズマ・壁相互作用で生じた不純物原子はプラズマのエネルギー収支に重大な影響を及ぼし、また将来の炉の第一壁損耗的主要原因ともかかわっている¹⁾。これら不純物のスパッタリング機構や不純物制御についての研究には、周辺プラズマの不純物原子の密度や粒子束の高感度、かつ時間・空間分解能のよい定量計測が要求される。通常、不純物原子の密度や速度はかなり小さいので、この条件を満足する計測法としては、可変波長レーザーを用いた「レーザー蛍光法」が有効で²⁾、すでに色素レーザーの第二高調波を用いて、トカマクやステラレータにおける周辺プラズマの不純物金属原子の密度計測に適用されてきた^{3)~7)}。また、そのスペクトル領域を真空紫外部まで拡張することにより、水素原子同位体や低Z原子の検知も可能になりつつある^{8)~12)}。

レーザー蛍光法はまた、狭帯域の可変波長レーザーの周波数を掃引することによって原子の密度だけでなく、そのドブラープロファイルより原子の速度分布も決定できる。これまでに、イオンビーム照射によってスパッタされたZr, Tiなどの原子やElmo Bumpy Torus中のAl原子に適用され有用なデータを提供している^{13)~17)}。これらの測定にはいずれも周波数制御が容易な連続発振や高速くり返しの色素レーザーが用いられている。しかし、この方法を非定常でショット間隔の長い大型のプラズマ装置に適用した場合、プラズマショットに同期させて、そのショット毎に周波数を少しづつ変えてラインプロファイルを測定する方法をとらざるを得ないため、長時間にわたるレーザーの安定性やプラズマの再現性を考慮すると信頼性の高いデータは期待しがたい。また、測定の効率も極めて悪い。

そこで、著者らは不純物原子のドブラープロファイルを一発のレーザーパルスで決定できる新しい方法について提案してきた^{18)~22)}。これは、レーザーの発振時間内(数 μs)にその周波数を原子のドブラープロファイルを横切って直線的に高速掃引するもので、フラッシュランプ励起色素レーザーの共振器内に圧電素子駆動の掃引形エタロンを挿入して実現できる。本論文ではこのような計測のために開発した高速周波数掃引色素レーザーの概要とその掃引特性を述べるとともに、それを蒸気セル中のNa原子や、イオンビームでスパッタされたFe原子の速度分布計測に適用し、この方法が大形のプラズマ装置にも十分適用可能であることを確認した。また、強い励起入力の際に問題となる飽和効果によるプロファイルのひずみに関し、二準位系および三準位系モデルについて理論解析を行ない、かなり高度の飽和励起においてプロファイルを計測してもひずみによる誤差は無視できる程度であることを示した。さらに、大形装置への適用時の問題点を検討するとともに、レーザー動作の高速くり返しの予備実験結果についても報告する。

§2. 高速周波数掃引レーザー

§2-1 高速周波数掃引

レーザー蛍光法は原子の特定の共鳴線を可変波長レーザーで励起し、その蛍光を観測してその強度から原子密度を求めるものである。さらに、原子の速度分布を測定する場合には、レーザーの入射方向に速度 v を

を持つ原子のドブラーシフト $\Delta \lambda_d$ は光速を c として

$$\Delta \lambda_d = - (v/c) \lambda_0 \quad (1)$$

で表わされるので、励起レーザー光の波長を原子の共鳴線の波長 λ_0 近傍で掃引することによってその蛍光のプロファイルから速度分布関数が決定される。不純物金属原子を対象とする場合、その共鳴線は 300 nm 附近にあるので、 $v = 1 \text{ km/s}$ が $\Delta \lambda_d \approx 1 \text{ pm}$ に相当する。トカマクの真空壁からスパッタされる不純物金属原子の速度は 0 ~ 20 km/s に分布し、平均速度も数 km/s と考えられるので¹³⁾、約 20 pm にわたる波長掃引域が必要である。また、レーザーの瞬時スペクトル幅が速度分布計測の際の速度分解能を与えるので、それを 1 pm 以下にするのが望ましい。

このような高速周波数掃引は可変波長色素レーザーの共振器内に掃引形の同調素子を挿入することによって実現できる。これまでも電気光学 (EO) フィルタや音響光学 (AO) フィルタを用いた高速掃引色素レーザーの報告がある。特に EO フィルタでは 10 ns の高速掃引の連続発振色素レーザーが報告されているが^{2,3)}、一般に EO フィルタは帯域幅が広すぎて、上述の分解能を実現するには非常に長い結晶 (KDP で 10 cm 以上) を必要とする。また、パルス色素レーザーの発振時間は、レーザー励起形で 20 ns 以下、フラッシュランプ励起で 500 ns 以下のことが多い。応答の速い掃引素子を用いれば短い発振時間で広い掃引域を得ることができるが、一方、掃引時間が 10 ns オーダーになると、(1) 原子の有限な蛍光寿命 (一般に 10 ns オーダー) に起因するプロファイルひずみや、(2) 色素レーザー発振の過渡応答に起因する掃引の直線性の劣化などが問題になる。

筆者らは取扱いの容易な PZT 圧電素子駆動のファブリーペローエタロンをレーザー共振器内に挿入して周波数の高速掃引を行なった。ファブリーペロー干渉計の理論から²⁴⁾、二枚の鏡の間隔 d のエタロンに平行な光ビームを垂直に入射させた場合には次式で与えられる自由スペクトル間隔 (free spectral range, FSR) $\Delta \lambda$ 毎に極大の透過率が得られる。

$$\Delta \lambda = \lambda^2 / (2d) \quad (2)$$

また、その時の帯域幅 $\delta \lambda$ は鏡の反射率を R とすると、

$$\delta \lambda = \frac{\Delta \lambda}{F} = \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}} \Delta \lambda \quad (3)$$

で与えられる。F はフィネス (finesse) と呼ばれる。片方の鏡を PZT 素子で平行に移動させると、入射光の半波長 $\lambda/2$ の移動によって透過光の中心波長は FSR $\Delta \lambda$ だけシフトする。したがって、鏡の移動速度を v_m とすると波長掃引速度は

$$v_\lambda = (\lambda/d) v_m \quad (4)$$

で与えられる。

第1図に試作したエタロンの構造を示す。可動鏡 (厚さ 5 mm, 径 20 mm) を PZT (Burleigh PZ-80) に接着し、固定鏡 (厚さ 10 mm, 径 30 mm) と石英スペーサを介してエアギャップエタロンとした。2

つの鏡面反射率は40%, 平面度が $\lambda/30$ であった。PZTに $4\text{ V}/\mu\text{s}$ (最大 400 V)のランプ波形電圧を印加し, 可動鏡を平行移動させた。このときの鏡の移動度 v_m はHe-Neレーザー光($\lambda=632.8\text{ nm}$)を入射して干渉法により決定した。その結果, 駆動電圧印加後, $60\text{ }\mu\text{s}$ 以後において可動鏡は $v_m=28\text{ nm}/\mu\text{s}$ の一定速度で直線的に移動することがわかった。 $d=1\text{ mm}$, $\lambda=600\text{ nm}$ のとき(4)式から $v_\lambda=16.8\text{ pm}/\mu\text{s}$ が得られる。金属不純物原子を対象とする場合, 色素レーザーの第2高調波(SHG)をとって $\lambda=300\text{ nm}$ 附近の光に変換するので, 掃引速度は半分となる。従って 20 pm 以上の掃引域を得るには, 発振時間 $2\text{ }\mu\text{s}$ 以上の比較的長いパルスの色素レーザーが必要となる。

第1図 PZT 掃引エタロンの構造

§ 2-2 長パルス色素レーザー

フラッシュランプ励起色素レーザーでは通常, 三重項吸収や熱じょう乱の影響をさけるため数 100 ns オーダーの短パルス発振で使用する。こゝでは前述の要求を満足するために試作した長パルス発振の色素レーザーについて述べる。

試作した色素レーザーの構成を第2図に示す。フラッシュランプはアーク長 76 mm の市販のXeフラッシュランプ(ILC 3L3)を用いた。 $16.5\text{ }\mu\text{F}$ のコンデンサを 2 kV で充電発光させたとき発光幅は約 $26\text{ }\mu\text{s}$ FWHMであった。色素セルは内径 2.5 mm , 長さ 92 mm の石英管を用い, 無反射コーティングのウ

第2図 高速周波数掃引形色素レーザーと第2高調波の発生

ェッジ付窓を用いた。楕円筒反射鏡は短径46 mm, 長径50 mm, 長さ75 mmのYAGレーザー用のものにアルミニウムを蒸着して用いた。全反射球面鏡(曲率1 m)とウェッジ付き平面鏡(反射率88%)で光共振器を構成したところ, 共振器長は約600 mmが最適であった。長パルスの色素レーザーの場合, 球面鏡の曲率や共振器長が色素セル内の熱レンズ効果を補償するのに重要である²⁵⁾。

色素溶液は1 μm のフィルタ(Milipore XX43)を通したポンプで循環させた。エタロンを挿入しない場合, 色素としてローダミン6 G $1.5 \times 10^{-4} \text{ M}/\ell$ のエタノール溶液を用いたとき発振のしきい値エネルギーは約14 Jであった。2 kVで発振させると発振時間約10 μs が得られた。なめらかな発振波形を得るため, エタノールより熱レンズ効果の少ない水溶液の使用も試みた。水溶液はローダミン6 G $1.5 \times 10^{-4} \text{ M}/\ell$ に会合防止剤として3%のトリトン X₁₀₀を混合して使用した。

共振器内に間隔30 μm の固定エタロン(反射率70%)を挿入してエタロンの角度調整により周波数の粗同調を行なったのち, 間隔 $d=1 \text{ mm}$ のPZT駆動エタロンを入れて微調を行なう。フラッシュランプは, PZT駆動電圧を印加して一定速度の掃引に達する約60 μs 以後に発光するよう遅延時間を調整した。2つのエタロンの挿入損失の影響で出力および発振時間が減少した。入力エネルギー52 Jのとき, 出力エネルギーはエタロンの有無により, エタノール溶液で4.8 mJから1.6 mJに, 水溶液では1.1 mJから0.4 mJにそれぞれ減少した。パルス幅はともに3~4 μs であった。

§ 2-3 掃引特性

試作したレーザーの周波数が実際に直線的に掃引されているかどうかを確認するため, レーザー出力光を外部に置いたファブリーペロー干渉計(間隔30 mm, 反射率99%)に通してその透過光を観測した。透過光はレーザー波長の掃引とともにそのFSR $\Delta\lambda=6 \text{ pm}$ 毎に極大となるスパイク状の波形となる。透過光強度は同時に測定したレーザー光の強さとともにデジタルメモリ(岩通DM902)に記録し, マイコン処理により規格化した。ここで $d=1 \text{ mm}$ とし, ローダミン6 G水溶液 $1.5 \times 10^{-4} \text{ M}/\ell$ を用い, $\lambda \simeq 600 \text{ nm}$ 附近で測定した結果を第3図に示す。図で2つのスパイクの間隔はレーザー波長の $\Delta\lambda=6 \text{ pm}$ の移動を示している。これから波長掃引域60 pmにわたり直線性のよい掃引(直線からの偏差3%以内)が得られていることがわかった。掃引速度は19.6 pm/ μs であった。また, 測定に使ったファブリーペロー干渉計のフィネスは十分大きいのでそれぞれのスパイクの幅は掃引時のレーザーの瞬時スペクトル幅すなわち, 分解能を与えるものと考えられ, 約3 pmが得られる。一方, 掃引させないときの静止干渉リングからは2 pmが得られ, 掃引時より狭い。

第3図 掃引レーザーの外部ファブリーペローエタロン透過光と掃引特性

次に、波長 300 nm 附近の光に変換するため温度位相整合形の ADA 結晶（長さ 50 mm，Inrad 5-1）により SHG を得た。集光レンズの焦点距離 $f = 200$ mm の場合，200 W の基本波入力に対して SHG 出力は約 7.5 W が得られ，変換効率は約 3.8 % であった。スペクトル幅や掃引速度，掃引域は SHG では基本波の 1/2 となる。以上の結果をまとめると第 1 表のようになる。

第 1 表 高速周波数掃引色素レーザーの特性

		基本数	第 2 高調波
波 長	nm	604	302
出 力	W	200	7.5
パルス幅	μ s	3	2
波長掃引速度	pm / μ s	19.6	9.8
波長掃引域	pm	> 60	> 30
スペクトル幅	pm	3	1.5
直線偏差	%	< 3	< 3

これまでの実験はエタロンの厚み $d = 1$ mm で行なった。(2)～(4)式より d の変化に対し，掃引速度と掃引域は d に反比例するのにに対し， $\delta\lambda$ で決まるスペクトル幅に依存する分解能は d に比例して向上することがわかる。従って，測定対象に応じて最適な d の値を選ぶことができる。

§ 3. 原子速度分布関数の瞬時計測

このような高速周波数掃引レーザーを用いてプラズマ中の不純物金属原子の速度分布を計測するための予備実験として，Na および Fe 原子での計測を試みた。Na 原子の場合は一定温度の蒸気セルを用い，色素レーザーの基本波を D_2 線に同調させた。Fe 原子の場合には Ar イオンビームでスパッタした原子を対象とし，SHG を 302 nm の共鳴線に同調させた。前者が二準位系であるのに対し，後者は三準位系である。

§ 3-1 Na 原子（二準位系）の速度分布計測

まず，熱平衡にある Na 原子を対象に， D_2 線 ($3s^2S_{1/2} \rightarrow 3p^2P_{3/2}$ ，589 nm) におけるドブラープロファイルの瞬時計測を行なった。Na 蒸気は長さ 20 cm のパイレックスセルに Na を真空封入しオーブンで 100 °C 一定に保って発生させた。このときの Na 原子の密度は $3.6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ に相当する²⁶⁾。蛍光は蒸気セルの中央に設けた直径 25 mm の窓を通してレーザービームと垂直方向から観測した。その際蛍光は焦点距離 55 mm のレンズで集光し， $4 \times 4 \text{ mm}^2$ のスリットを通して光電子増倍管（浜松 R562）で測定した。蛍光シグナルは同時にモニターした励起レーザー光波形とともにデジタルメモリに記憶させ，マイコンで規格化処理を行ない，ドブラープロファイルを得た。100 °C の Na 原子の D_2 線のドブラー幅は約 4 pm と極めて狭い。スペクトル分解能を高めるため，この実験では PZT 掃引エタロンの間隔 d を 1 mm から 4 mm に広げた。別の次数での発振を抑え単一のスペクトル線にするため，さらに間隔 10 μ m と 100 μ m の 2 個の固定エタロンを挿入した。色素はローダミン 6 G $1.5 \times 10^{-4} \text{ M/l}$ とローダミン 110 $1 \times 10^{-4} \text{ M/l}$ のエタノール溶液を 5 : 1 の割合で混合したものである。第 4 図にはこのようにして得られたプロファイル（太線）を示す。測定値は理論的に得られるドブラープロファイル（細線）とガウス形を仮定したレーザ

ーのスペクトル(スペクトル幅0.75 pm)とのコンボリューション(点線)によく一致している。2.05 pm 離れたNaD₂線の超微細構造を分解していることから、この計測におけるスペクトル分解能は1 pm 以下であると思われる。

Na D₂ 線の遷移は二準位系であり、励起光と蛍光の波長は等しい。単色光励起に対する飽和パワー I_S は

$$I_S = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{8\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{\pi}{2} \Delta\lambda_n \quad (5)$$

で表わされる²⁷⁾。ここで $\Delta\lambda_n$ は原子の自然幅、 g_1 と g_2 は基底準位と励起準位の縮退度、 c は光速、 h はプランク定数で

である。レーザー共振器長 L で決まる縦モード $\Delta\lambda = \lambda^2 / (2L)$ がレーザーのスペクトル幅内に m 本存在することを考慮すると、実際の飽和パワーは $I'_S \doteq m I_S$ で与えられる。Na D₂ 線について $g_2 / g_1 = 2$ 、 $\Delta\lambda_n = 0.012$ pm として計算すると飽和パワー I_S は 38 mW/cm^2 である。今回の測定は励起光強度を 0.6 mW (ビーム径 2 mm) に減衰して行なった。共振器長 $L = 0.6 \text{ m}$ 、レーザーのスペクトル幅を 0.75 pm として $m \doteq 3$ なので $I'_S = 1.2 \text{ mW}$ (ビーム径 2 mm) となる。従って、飽和パラメータ $S = I / I'_S$ は約 0.5 である。励起光強度が I_S を越えると飽和によりプロファイルにひずみが生じることが考えられるが、それについては § 4-1 で考察する。二準位系では飽和が起ると容器散乱による迷光が増加し、SN 比が低下する。

§ 3-2 Fe 原子 (三準位系) の速度分布計測

次に、波長 300 nm 近傍に共鳴線を有する三準位系原子である Fe の計測を行なった。Fe の生成にはイオンビーム・スパッタリング法を用い、ターゲット表面の原子の速度分布の瞬時計測を高速周波数掃引色素レーザーの SHG 光で試みた。プラズマ・壁相互作用の研究に重要な Ti, Ni, Mo, Al 等の計測も同様の波長域で行なえるので、容易に拡張が可能である。

第5図に示すように、鏡面研磨した純度 99.9% の鉄ターゲットに 3 kV で加速した Ar イオンビーム (ビーム電流 $50 \mu\text{A}$) を照射して鉄原子をスパッタさせた。真空容器は最初に 10^{-6} Torr までターボ分子ポンプ (TMP) で引いたのち、Ar ガスを $7 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 一定に保ってイオンビームを発生させた。鉄原子の励起には 302.064 nm の共鳴線 ($a^5D_4 \rightarrow y^4D_4^0$) を用い、

第4図 Na D₂ 線のプロファイル

第5図 イオンビーム・スパッタリングによる鉄原子の蛍光測定

蛍光は波長 382 nm ($y^5D_4^0 \rightarrow a^5F_5$) で観測した。このような三準位系のレーザー蛍光法では一般に励起光の容器散乱をフィルタで容易に切れるので高度の飽和入力で SN 比を悪化させることなく測定ができる。蛍光はレーザー、イオンビームの両軸と垂直な方向から観測され、レンズ ($f = 100$ mm) で集光し、スリット (10×40 mm², 観測点では 4×17 mm² に相当), 干渉フィルタ (384 nm, FWHM 24 nm) を通して PMT で受光する。信号の処理は Na の場合と同様の規格化を行なった。可動エタロンの厚み d は 1 mm とし、レーザーの配置は § 2. で説明した通りである。このようにして得られた蛍光, SHG 光の波形例を第 6 図に示す。この時のターゲットに対するレーザーおよびイオンビームの関係を第 7 図に示す。第 8 図の太線は蛍光信号を SHG 波形で規格化したものである。横軸は測定された掃引速度により波長に変換してある。

イオンビームをターゲットに垂直入射した場合、金属原子の法線方向の速度分布関数 $n(v)$ は Thompson 理論を用いてレーザー励起を考慮した拡張式

$$n(v) \propto (1+a)^{-2} - (1+b)^{-2} \quad (6)$$

$$a = \frac{mv^2}{2U_0}, \quad b = a \left(1 + \frac{R^2}{z^2} \right)$$

で求められる¹⁵⁾。ここに m は原子の質量, U_0 は表面結合エネルギー (鉄 4.3 eV), z は表面からの距離, R はイオンビームの半径である。イオンビーム・スパッタリングの放出角度依存性²⁸⁾ を無視すれば, (6) 式の第 2 項は第 7 図に示すような観測領域で積分でき, (6) 式は

$$n(v) \propto \frac{3}{2} \frac{R'}{(z_2 - z_1)(1+a)^2} \tan^{-1} \frac{(z_2 - z_1)R'}{R'^2 + z_1 z_2}$$

$$- \frac{1}{2} \frac{(R'^2 - z_1 z_2)R'^2}{(1+a)^2(R'^2 + z_1^2)(R'^2 + z_2^2)} \quad (7)$$

第 6 図 鉄原子の蛍光信号

第 7 図 レーザーとイオンビームの配置図

第 8 図 鉄原子の速度分布の瞬時計測

$$R' = R\sqrt{a/(1+a)}$$

となる。第8図の細い実線は(7)式を用いて $z_1 = 5.3 \text{ mm}$, $z_2 = 22.7 \text{ mm}$, $R = 2 \text{ mm}$ として求められるドブラープロファイルである。破線はこのドブラープロファイルのレーザースペクトル幅(1.5 pm)を考慮したコンボリューションであり、観測された蛍光プロファイルとよい一致を示している。

負の波長側に小さなピーク(第8図↓印)が見られるが、これはノイズではなく、ターゲット表面でのレーザー光の散乱による励起原子の蛍光信号である。ターゲットの表面がレーザー光に対し垂直の配置で同様の測定を行なうと、レーザー光の反射が強く起り、この成分の増大が見られた。その際には鏡像形のプロファイルとなり2つの山の中心に速度の原点を求めることができる。第8図の原点はそうにして決定した。

第9図はレーザービームを鉄ターゲットに平行に入射した場合に観測されたドブラープロファイルで、この場合には明らかに左右対称のプロファイルとなる。

第9図 対称なプロファイル

第10図に示された2本のシグナルは、これまで計測してきた波長 302.064 nm の $J = 4 (a^5D_4)$ → $J = 4 (y^5D_4^0)$ の遷移のほか、302.107 nm の $J = 3 \rightarrow J = 3$ の遷移を同一掃引域で観測したものである。この図から 40 pm 以上の掃引が可能になることがわかる。さらに掃引域を広げることができると、 $J = 0, 1, 2$ 準位からの遷移も同時に観測できるであろう。このようにして基底状態の J の異なる準位からの蛍光強度の比を求めれば、ボルツマン分布を仮定して温度が定まり興味深い。この種の測定ではスペクトル分解能より掃引域の広さが要求されるが、それは可動エタロンの厚み d を小さくすることによって実現できる。しかしながら SHGを用いる場合には結晶における位相整合条件で掃引域が制限される。実験に使用した長さ 50 mm の ADA では位相整合の可能な波長域は 68 pm 程度であった。この波長域は結晶の長さに反比例して広がる。

第10図 2本の異なる共鳴線の蛍光

三準位系の鉄原子の場合、飽和パワーは

$$I_s = \frac{g_1}{g_1 + g_3} \frac{8\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{\sum_i A_{3i}}{A_{31}} \frac{\pi}{2} \Delta\lambda_n \quad (8)$$

で与えられる²⁷⁾。ただし, g_1, g_3 は基底準位, 励起準位の縮退度, A_{3i} は励起準位からの自然放出の遷移確率で $\sum_i A_{3i}/A_{31}$ が準安定準位への分岐比を表わす。鉄について $g_1 = g_3 = 9$, $A_{31} = 3.03 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\sum_i A_{3i} = 1.15 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\Delta\lambda_n \doteq 0.0056 \text{ pm}$ を代入すると $I_s \doteq 1 \text{ W/cm}^2$ となり, 共振器長 $L = 0.6 \text{ m}$, スペクトル幅 1.5 pm とすると縦モードは $m \doteq 10$ となるので, 実際の飽和パワーは $I'_s = m I_s \doteq 10 \text{ W/cm}^2$ である。第6図の測定に用いたレーザー (SHG) のピークパワーは約 7.5 W (ビーム径 4 mm として 60 W/cm^2) であった。従って飽和パラメータ $S = 6$ の飽和励起となる。この場合のプロファイルの飽和ひずみについては次節で論じる。

§ 4. 飽和励起によるプロファイルのひずみ

通常, トカマク等のプラズマ装置内の不純物密度の測定では強いプラズマ背景光に抗して大きな蛍光信号を得るために, 飽和励起が用いられる。かくして検知下限も $10^6 \sim 10^7 \text{ atoms/cm}^3$ が得られている^{3) 29)}。ところが速度分布の測定の場合には飽和によるプロファイルのひずみが問題になる。この節では飽和励起が及ぼすプロファイルのひずみ誤差について検討する。

§ 4-1 二準位系

ドブラーひろがりのような不均一なひろがり (inhomogeneous broadening) をした二準位の原子系のレート方程式は一般に次式のように与えられる。

$$\frac{dn_2^\xi}{dt} = \frac{\phi(\nu_\xi, \nu_0(t))}{c} (B_{12} n_1^\xi - B_{21} n_2^\xi) - A_{21} n_2^\xi$$

$$n^\xi = n_1^\xi + n_2^\xi \quad (9)$$

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

ここで, B_{12}, B_{21}, A_{21} はそれぞれ吸収, 誘導放出の遷移確率である。 n^ξ は速度 v_ξ を有する原子団の単位周波数あたりの全粒子数であり, n_1^ξ, n_2^ξ が基底および励起準位の粒子数である。ドブラーシフト ν_ξ は原子の共鳴線の中心周波数を ν_{00} とすると $\nu_\xi = \nu_{00} (1 + v_\xi/c)$ となる。レーザーの単位周波数あたりの光束 $\phi(\nu_\xi, \nu_0(t))$ は発振周波数 $\nu_0(t)$ が掃引速度 γ をもって時間とともに直線的に変化するので, レーザーのスペクトルをガウス形と仮定して

$$\phi(\nu_\xi, \nu_0(t)) = \phi'_0 \exp \left[- \left\{ 2(\nu_\xi - \nu_0(t)) / \Delta\nu_L \right\}^2 \ln 2 \right]$$

$$\nu_0(t) = \nu_{00} + \gamma t$$

$$\phi_0 = \int_0^\infty \phi(\nu_\xi, \nu_0(t)) d\nu_\xi \quad (10)$$

で与えられる。ここに, $\Delta\nu_L$ はレーザーのスペクトル幅, ϕ_0 は全光束である。また, ここでは解析を簡単

にするためレーザーの縦モードの影響は無視する。

(9) 式の $n^\xi(\nu_\xi)$ は一般に原子のドブラープロファイルを与える関数である。ここでは熱平衡状態にある Na D₂ 線を考えてその超微細構造のうち下準位 ($3s^2S_{1/2}$) の分裂 $\delta\nu$ のみを考慮して $n^\xi(\nu_\xi)$ は

$$n^\xi(\nu_\xi) \propto 5 \exp \left[- \left\{ 2(\nu_\xi - \nu_{00}) / \Delta\nu_D \right\}^2 \ln 2 \right] + 3 \exp \left[- \left\{ 2(\nu_\xi - \nu_{00} - \delta\nu) / \Delta\nu_D \right\}^2 \ln 2 \right] \quad (11)$$

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_{00}}{c} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m}}$$

となる³⁰⁾。ここに、 m は Na 原子の質量、 k はボルツマン定数、 T は温度である。

(9) 式に (10), (11) 式を代入すると、単位時間内に観測される蛍光光子数が次式で求まる²⁷⁾。

$$\psi(t) = V A_{21} \frac{d\Omega}{4\pi} T_{tr} \int_0^\infty n_2^\xi(t) d\nu_\xi \quad (12)$$

また、全蛍光光子数は上式を時間積分して

$$F = \int_0^\infty \psi(t) dt = V A_{21} \frac{d\Omega}{4\pi} \iint n_2^\xi(t) d\nu_\xi dt \quad (13)$$

となる。ここに、 V は散乱体積、 $d\Omega$ はレンズの張る立体角、 T_{tr} は受光系の透過率である。100 °C の熱平衡状態の Na D₂ 線について $A_{21} = 6.25 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ 、 $g_2 / g_1 = 2$ とし、 $n = \int n^\xi(\nu_\xi) d\nu_\xi = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_{tr} = 0.3$ 、 $V = 1 \text{ cm}^3$ 、 $d\Omega = 0.2 \text{ sr}$ 、 $\gamma = 5 \text{ GHz} / \mu\text{s}$ 、 $\Delta\nu_L = 0.5 \text{ GHz}$ として励起光をパラメータとした蛍光光子数の計算

結果の例を第11図に示す。破線はレーザーのスペクトル幅 $\Delta\nu_L = 0.5 \text{ GHz}$ によるドブラープロファイル n^ξ のコンボリューションで、飽和のない直線領域での励起による蛍光を示す。

ここで、このコンボリューションとそれぞれの励起光束での蛍光プロファイルとの標準偏差をプロファイルのひずみ誤差 ϵ と定義する。レーザーのスペクトル幅をパラメータとした励起光束に対するひずみ誤差を第12図に示す。これによると、十分弱い励起に対しても約3%の残留誤差が存在する。これは Na D₂ 線の蛍光寿命 ($\tau \doteq 16 \text{ ns}$) だけプロフ

第11図 計算による Na D₂ 線の蛍光

ファイルが尾をひいたことによる誤差で, 掃引時間がさらに短い場合には無視できない誤差になる。第12図によれば光束 1 W/cm^2 ぐらいまでは飽和によって生じる正味の誤差は無視できる程度だということがわかる。 1 W/cm^2 の光束は飽和パラメータ S に換算すると $S \doteq 26$ になり, すでに高度の飽和域を意味する。図の点線のグラフは(10)式で仮定したガウス形のレーザースペクトルの代りにローレンツ形としたものであるが, この場合には誤差の立上り点が 0.5 W/cm^2 ($S \doteq 13$) となる。

第12図 Na D₂線の飽和ひずみ誤差

§3-1で行なった実験では $\gamma = 4.25 \text{ GHz}/\mu\text{s}$, $\Delta\nu_L = 0.65 \text{ GHz}$, $\phi_0 \doteq 18 \text{ mW/cm}^2$ (ビーム径 2 mm) であったから誤差 ϵ は約 2% となり, これはほとんど蛍光の寿命による残留誤差成分である。従って, $\Delta\nu_L$ が小さければ, かなり高度の飽和励起でもそのプロファイルにおよぼす誤差は無視しうる程度である。

§4-2 三準位系

中性 Fe 原子のように蛍光の終端準位が準安定である三準位系原子は次のレート方程式により記述できる^{2) 13)}。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n_1^\xi &= \frac{\phi(\nu_\xi, \nu_0(t))}{c} (B_{31} n_3^\xi - B_{13} n_1^\xi) + A_{31} n_3^\xi \\ \frac{d}{dt} n_2^\xi &= A_{32} n_3^\xi \\ \frac{d}{dt} n_3^\xi &= \frac{\phi(\nu_\xi, \nu_0(t))}{c} (B_{13} n_1^\xi - B_{31} n_3^\xi) - \sum_i A_{3i} n_3^\xi \end{aligned} \quad (14)$$

ここで, 添字 1, 2, 3 はそれぞれ基底, 準安定, 励起準位を表わし, $1 \rightarrow 3$ が励起, $3 \rightarrow 2$ が蛍光の遷移である。記号の持つ意味は §4-1 と同様である。また, 単位周波数当りの光束 $\phi(\nu_\xi, \nu_0(t))$ もガウス形として, (10) 式をそのまま使用した。

ここでは, ドブラープロファイル n^ξ として (7) 式を仮定した。 $n_3^\xi(t)$ は (14) 式において, 初期条件 $n_1^\xi(0) = n^\xi$, $n_2^\xi(0) = n_3^\xi(0) = 0$ を代入して数値計算で求めることができる。単位時間に観測される光子数は

$$\phi(t) = V A_{31} \frac{dQ}{4\pi} \alpha T_{tr} \int_0^\infty n_3^\xi(t) d\nu_\xi \quad (15)$$

全蛍光光子数 F はいくつかの準安定準位への分岐を考慮して

$$F = \int_0^{\infty} \psi(t) dt = n V \alpha \eta \frac{d\Omega}{4\pi} T_{tr} \frac{A_{31}}{\sum_i A_{3i} - A_{31}} \quad (16)$$

$$n = \int_0^{\infty} n^{\xi} d\nu_{\xi}$$

で与えられる³¹⁾。ここで、 α は時刻 0 で全ての原子が基底準位にあるとしたとき、そのうちの a^5D_4 準位を占めるものの割合を表わすボルツマン因子である。 η は基底準位にあった原子のうち準安定準位へ遷移したものの割合で、励起光パルス掃引後の飽和の程度を表わし、degree of pump over と呼ばれ¹³⁾、二準位系と違って、今考えている時間内では準安定状態へ遷移した原子は再び基底準位へ遷移して励起されることはない。従って η は次のように求まる。

$$\eta = 1 - \frac{\int_0^{\infty} n_1^{\xi}(t=\infty) d\nu_{\xi}}{\int_0^{\infty} n_1^{\xi}(t=0) d\nu_{\xi}} = 1 - \frac{1}{n} \int_0^{\infty} n_1^{\xi}(t=\infty) d\nu_{\xi} \quad (17)$$

ドブラーひろがり是不均一ひろがりであるから、 n^{ξ} , n_1^{ξ} , ... はそれぞれの ξ に関して独立と考えてよい。 $n_1^{\xi}(t=\infty)/n^{\xi}$ は ξ に無関係になるから (17) 式は変形により

$$\eta = 1 - \frac{1}{n} \frac{n_1^{\xi}(t=\infty)}{n^{\xi}} \int_0^{\infty} n^{\xi} d\nu_{\xi} = 1 - n_1^{\xi}(t=\infty)/n^{\xi} = \eta_{\xi} \quad (18)$$

となり、それぞれの ξ における全蛍光光子数 F_{ξ} は

$$F_{\xi} \propto \eta_{\xi} n^{\xi} \quad (19)$$

となる。 η_{ξ} は ϕ_0 と γ の関数であって ξ に独立であるから、 $\eta \approx 1$ においても F_{ξ} のプロファイルはドブラープロファイル n^{ξ} に比例することになる。

鉄原子の数値として、 $g_1 = g_3 = 9$, $A_{31} = 3.03 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $A_{32} = 6.60 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\sum_i A_{3i} = 1.15 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 30 \text{ GHz}/\mu\text{s}$ ($9.1 \text{ pm}/\mu\text{s}$) および $\Delta\nu_L = 4 \text{ GHz}$ (1.2 pm) を代入して計算した結果の例を第13図に示す。蛍光プロファイル $\psi(t)$ は飽和の度合いが大きくなるにつれてプロファイルの形を変えることなく左方へずれているのがわかる。これは掃引レーザーパルスの前縁で飽和が起こり、準安定準位への蓄積が起こるためである。この点は二準位系で起こる飽和ひずみ (第11図) と形が異なっている。

第13図 鉄原子の蛍光信号 (計算)

第14図に励起光に対する degree of pump over η の関係を掃引速度 γ をパラメータとして示す。

プロファイルのひずみ誤差として §4-1 と同様、それぞれのプロファイルとコンボリューションとの標準偏差 ϵ をとり、 $\Delta\nu_L$ をパラメータとして示すと第15図が得られる。図にはレーザーのスペクトルをローレンツ形としたときの誤差曲線（点線）も併せて示す。 $\phi_0 \rightarrow 0$ における2%の誤差は前節同様に励起準位の寿命 ($\tau \doteq 10$ ns) に起因する残留誤差である。 ϕ_0 が大きくなると一度誤差が減少するのは、蛍光寿命によるプロファイルの尾と飽和による前方へのシフトが打消し合った結果である。第15図によれば著しい飽和によるひずみ誤差が発生しはじめるのは $\phi_0 = 100$ W/cm² 以上である。この励起強度は第14図によれば、 $\gamma = 30$ GHz/ μ s では $\eta = 0.95$ の高度の飽和状態に対応している。このように三準位系においてもかなりの飽和励起に対して、ひずみ誤差は無視できる程度であり、したがって密度測定

の場合と同様に 10^7 cm⁻³ 程度の高い検知感度がトカマクでの計測においても期待できる。

§3-2で行なった実験では $\gamma \doteq 36$ GHz/ μ s, $\Delta\nu_L \doteq 5$ GHz, $\phi_0 \doteq 60$ W/cm² (ビーム径4mm) なので、レーザースペクトルをガウス形として $\epsilon \doteq 4\%$, $\eta = 0.83$ となる。

§5. トカマク等大型装置への適用時の問題点

§3.で述べた2つの実験より、本装置により単一レーザーパルス内に十分な精度で原子の速度分布を決定することができることが実証されたものと考えられるが、上述の原子源はいずれも定常的なものであるために本方式の有効性が生かされていない。この方式はくり返しの遅い大形プラズマ装置へ適用されて初めてその有効性を発揮できる。第16図は大形高温プラズマ装置での計測に関する筆者らの構想を示したものである。測定の対象となりうるのは Fe (励起波長 302 nm), Ti (294 nm), Mo (308 nm), Al (308 nm) 等の中性原子であり、これらは SHG により同調できる。また H (D, T も同様) 原子の速度分布も波長 656 nm のバルマー- α 線を使って行なうことができるであろう。このうち Al と H のみが二準位系である。

このような計測システムを開発するにあたり解決すべき問題点は、1) レーザー出力の向上、2) データサ

第14図 鉄原子の飽和曲線

第15図 鉄原子の飽和ひずみ誤差

ンプリングのくり返し速度の向上,
3) ショット毎の再現性の向上など
である。以下、各問題点について
簡単に考察する。

§5-1 レーザー出力の向上

今回試作した色素レーザーの出
力は、波長掃引時に $\lambda \approx 600 \text{ nm}$
で 200 W , SHG ($\lambda \approx 300 \text{ nm}$)

で 7.5 W 程度であった。それに対し、現在大形装置で行なわれている密度計測と同程度の検知感度を確保するには、励起体積 $V = 1 \text{ cm}^3$ (ビーム断面積 0.5 cm^2) で $\eta = 0.9$ 以上の pump over を得る必要がある。これは Fe 原子の場合には掃引速度 $\gamma = 30 \text{ GHz} / \mu\text{s}$ で約 40 W の励起パワーに相当する。従って、レーザー装置の大形化による出力向上をはからねばならない。

H 原子のバルマー α 線での計測の場合には、色素の交換によって発振波長を 656 nm にしなければならない問題はあつたものの、SHG による出力の低下がないので、現在の出力レベルでも十分な飽和が得られる。

§5-2 データサンプリングのくり返し速度の向上

色素レーザーを数 10 Hz の速いくり返しで動作させると、プラズマ点灯中の変動を単一ショット間に記録できる。このような方式は、現在すでに 100 Hz のエキシマーレーザー励起色素レーザーを用い、原子密度の計測において有効なデータを提供しており³²⁾、速度分布の計測においても有効であろうと思われる。このようにデータサンプリングのくり返し速度を高めるには、レーザーのくり返し速度と、データ処理系統の読みこみ速度の改善が必要である。

レーザーのくり返し速度の向上は、エキシマーレーザーや YAG レーザー励起の場合に比べ、特に長パルスフラッシュランプ励起色素レーザーにおいてはかならずしも容易なことではないが、 $10 \sim 20 \text{ Hz}$ 程度のくり返しは現段階で可能と考え、そのための予備実験を行なった。これについては次節で述べる。色素レーザーに長パルスの発振を要求することは、出力とくり返しの両面においてその改善のさまたげになっている。そのため可動エタロンの動作速度の向上も同時に検討している。

もし、 20 Hz でレーザーが動作する場合には約 50 ms の間にすべてのデータを計算機に取りこまなくてはならない。現在までに GPIB を機械語で処理することにより、この取り込み時間を 160 ms (2チャンネル, $500 \text{ word} / \text{ch}$) まで短縮することができたが、さらに改善を要する。

第16図 大形装置内速度分布関数の測定 (概念図)

§ 5-3 ショット毎の再現性の向上

計測データのバラツキの最も大きな原因はレーザー動作の不安定性にもとづくものである。それはレーザー光の強度とスペクトルのゆらぎに分けて考えることができる。

まず、強度のゆらぎについては、単一レーザーショット内とショット毎のゆらぎがある。いずれも第16図に示したようにレーザー光強度をモニタして補正する方法が採られうる。ただし、先の実験のように飽和度の低いところでは単純な割算で規格化できるが、飽和が大きい場合にはそれに応じた補正をデータ処理系で行なわねばならない。この補正をなくす意味では飽和レベルでの計測が望ましい。

次に、スペクトルのゆらぎであるが、可動エタロンの動作は比較的安定しており、ショット中の掃引の直線性やスペクトル幅については現段階でも十分良い再現性が得られている。それに対し、中心波長はショット毎に大きなゆらぎがある。長時間の波長安定性は主にエタロン部の温度ドリフトによって決まっている。簡単な実験の結果、このドリフトを速度分布の分解能 ($\sim 1 \text{ pm}$) 以下にするには 0.1°C の温度コントロールが必要である。また、ショット毎の中心波長のゆらぎは主に色素レーザーのフラッシュランプのトリガーや遅延回路のジッターに起因している。エタロンの掃引速度 $10 \text{ pm}/\mu\text{s}$ の場合にこのゆらぎを 1 pm 以下におさえるにはトリガー系統のジッターを 100 ns 以下にする必要がある。

このようにレーザー側の改良により波長のゆらぎをおさえる一方、第16図に示したようにレーザーパルスの一部を使い同時に同一原子の共鳴波長を測定することも検討している。その際、波長の較正は原子ビーム源やオプトガルパニック効果を用いることが考えられる^{16) 33)}。また、それによってプロファイルの座標原点を定めることができる。

§ 6. 高速くり返し色素レーザーの予備実験

今回の実験に用いた色素レーザーは市販のYAGレーザー用フラッシュランプを使用したものであった。ところが色素レーザーではYAGレーザーに比べ、短いパルスで高いパワーの励起を要求されるためランプの負担が大きく、約1万ショットの寿命しかなかった。本節では高速くり返し色素レーザーを開発するための予備実験として、新らしく水冷式アブレーションランプ³⁴⁾を用いた色素レーザーを製作した。主な改良

第17図 高速くり返し用アブレーションフラッシュランプ

点は、1) 第17図に示したような水冷式アブレーションランプを用いたこと、2) シマー放電により安定化をはかったこと、3) 放電開始のジッターを減らすためトリガースパークギャップスイッチを用いたことなどである。色素セルは内径3.5 mm, 長さ120 mm で共振器の構成は第2図に近い。ランプの充電コンデンサーは2.4 μF を用いたので、前回に比べランプの発光半値幅は4 μs , レーザーの幅は500 ns と短い。

その結果、50 J/pulse の入力に対し、ローダミン6 G色素の $2.5 \times 10^{-4} \text{ M/l}$ のエタノール溶液を用いた時、くり返し10 Hz で出力は約300 Wであった。ジッターは最大200 ns, 波形のゆらぎは30% 程度である。第18図に10 Hzにおける連続動作時の出力低下を示す。この低下は主に色素の劣化によるもので、出力が1/2になる液の寿命は約16,000 ショット/l であった。それに対し、ランプ自体の寿命は約10万ショットである。

以上のようにレーザーの発振時間や出力に関してまだ不十分なところがあるが、ランプの寿命やジッターについては著しい改善が得られた。

第18図 高速くり返し時の色素液の劣化特性

§ 7. むすび

以上の研究によって得られた結果をまとめると、

1) 圧電素子駆動の掃引形エタロンを用い、フラッシュランプ励起色素レーザーにおいてそのスペクトルを発振時間中に直線性良く掃引させることができた。

2) 掃引エタロンの厚みが1 mm のとき、波長600 nm において掃引速度20 pm/ μs , スペクトル幅3 pm で60 pm 以上の掃引ができた。SHG による300 nm 付近の波長では、それらの値は半分になる。また、厚みを4 mm に増すとスペクトル分解能はその4倍に向上した。

3) このレーザーを蒸気セル中のNa原子のD₂線、およびイオンビームでスパッタしたFe原子の302 nm 共鳴線に同調させ、そのドブラープロファイルを単一ショットで決定することができた。

4) 飽和励起時に起こるプロファイルのひずみによる誤差につき、二準位および三準位の原子系モデルを用いて解析し、かなり高度($\eta > 0.9$)の飽和励起に対してもその誤差は無視できる程度であることを示した。

5) 大形装置への適用に際する問題点を検討するとともに、色素レーザーの高速くり返し(10 Hz)の実験を行ない、ランプの寿命やジッターに関し良い結果を得た。

このような考察をもとに、現在新らしく設計した色素レーザーを組み入れた計測システムの総合的な開発

を進めている。このような原子のスペクトルプロファイルの単一ショットによる精密な決定法は、単に速度分布を定めるだけでなく、ゼーマン・シュタルク効果を利用した局所的な磁場・電場の計測など、幅広いプラズマ計測への応用の可能性もあり、今後さらに発展させてゆく考えである。

最後に、有益な討論、助言をいただいた宮副 泰 九州大学名誉教授（現、福岡大学教授）、ならびに実験に協力いただいた 柿山正嗣氏（現、九州電力（株））に記して謝意を表します。本研究は一部、文部省科学研究費「エネルギー特別研究（核融合）」の補助を得て行なったことを付記します。

参 考 文 献

- 1) G. M. McCracken and P. E. Stott ; Nucl. Fusion 19 (1979) 889.
- 2) 前田・村岡・浜本・赤崎・宮副 ; レーザー研究 9 (1981) 237.
- 3) B. Schweer, D. Rusbüldt, E. Hintz, J. B. Roberto and W. R. Husinsky ; J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 357.
- 4) C. H. Muller, III and K. H. Burrell ; Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 33.
- 5) C. H. Muller, III, D. R. Eames and K. H. Burrell ; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 56.
- 6) P. Bogen, B. Schweer, H. Ringler and W. Ott ; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 67.
- 7) B. Schweer, P. Bogen, E. Hintz, D. Rusbüldt, S. Goto and K. H. Steuer ; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 71.
- 8) 村岡・前田 ; 物理学会誌 36 (1981) 679.
- 9) 前田・古賀・梶原・村岡・赤崎 ; レーザー研究 10 (1982) 308.
- 10) P. Bogen, R. W. Dreyfus, Y. T. Lie and H. Langer ; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 75.
- 11) H. F. Döbele and B. Rückle ; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 102.
- 12) K. Tsuchida, Y. Uehara, W. Sasaki, E. Kawato, E. Fujiwara, Y. Kato, M. Yamanaka, K. Kadota and J. Fujita ; 6th Intern. Conf. on PSI in Controlled Fusion Devices, Nagoya, 1984, 15 B-9.
- 13) E. Hintz, D. Rusbüldt, B. Schweer, J. Bohdansky, J. Roth and A. P. Martinelli ; J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 656.
- 14) H. L. Bay, B. Schweer, P. Bogen and E. Hintz ; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 732.
- 15) H. L. Bay, W. Berres and E. Hintz ; Nucl. Instrum. Methods 194 (1982) 555.

- 16) M. L. Yu, D. Grischkowsky and A. C. Balant ; Appl. Phys. Lett. **39** (1981) 703.
- 17) E. Dullni, E. Hintz, J. B. Roberto, R. J. Colchin and R. K. Richards ; J. Nucl. Mater. **111/112** (1982) 61.
- 18) M. Maeda, K. Muraoka, M. Hamamoto, K. Uchino and M. Akazaki ; J. Nucl. Mater. **111/112** (1982) 95.
- 19) 前田・本田・山本・浜本・村岡・赤崎 ; 電気学会プラズマ研究会資料 EP-82-55 (1982) 91.
- 20) C. Honda, K. Nishimura, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki ; J. Phys. D **16** (1983) 1943.
- 21) 本田・西村・前田・村岡・赤崎・山本・宮副 ; 核融合研究 **49** 別冊 **4** (1983) 57.
- 22) C. Honda, K. Nishimura, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki ; Appl. Phys. B **33** (1984) 171.
- 23) J. M. Telle and C. L. Tang ; Appl. Phys. Lett. **26** (1975) 572.
- 24) M. Born and E. Wolf ; Principle of Optics (Pergamon Press, Oxford, 1965), 329.
- 25) A. Hirth and H. Fagot ; Opt. Comm. **23** (1977) 315.
- 26) W. M. Fairbank, T. W. Hänsch and A. L. Schawlow ; J. Opt. Soc. Am. **65** (1975) 199.
- 27) 浜本・前田・村岡・赤崎 ; 九大総理工研究科報告 **2** (1981) 43.
- 28) 松田・浜本・前田・村岡・赤崎 ; 九大総理工研究科報告 **5** (1983) 153.
- 29) M. Hamamoto, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki ; Jpn. J. Appl. Phys. **20** (1981) 1709.
- 30) 前田・松本・宮副 ; 応用物理 **46** (1977) 1186.
- 31) 浜本・前田・村岡・赤崎 ; 九大総理工研究科報告 **4** (1982) 27.
- 32) H. L. Bay and B. Schweer ; 6th Intern. Conf. on PSI in Controlled Fusion Devices, Nagoya, 1984, 15B-12.
- 33) M. Maeda, Y. Nomiyama and Y. Miyazoe ; Opt. Comm. **39** (1981) 64.
- 34) T. Okada, K. Fujiwara, M. Maeda and Y. Miyazoe ; Appl. Phys. **15** (1978) 191.