

JAERI-Tech
2002-020

JP0250145



原子力基礎研究のための球状収束イオンビーム
核融合中性子源に関する研究
(原子力基礎研究 H10-050)
(委託研究)

2002年3月

吉川 潔*・井上 信幸*・山㟢 鉄夫*・牧野 圭輔*
山本 靖*・督 壽之*・増田 開*・紀井 俊輝*・大西 正視*
堀池 寛*・多幾山 憲*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合せは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2002

編集兼発行 日本原子力研究所

原子力基礎研究のための球状収束イオンビーム核融合中性子源に関する研究

(原子力基礎研究 H10-050)

(委託研究)

日本原子力研究所那珂研究所核融合工学部

京都大学エネルギー理工学研究所

吉川 潔^{*1}・井上 信幸^{*1}・山崎 鉄夫^{*1}・牧野 圭輔^{*1}・山本 靖^{*1}・督 壽之^{*1}

増田 開^{*1}・紀井 俊輝^{*1}・大西 正視^{*2}・堀池 寛^{*3}・多幾山 憲^{*4}

(2002年1月18日受理)

球状静電閉じこめ型核融合中性子源(IECF; Inertial-Electrostatic Confinement Fusion)の高精度には、理論で予測されている中空陰極中心に収束するイオンビームが作る空間電位分布の生成機構を実験的に確かめることが重要である。そのため今まで殆どすべての実験的研究の目的は理論が予測する電位2重井戸分布の存在を証明する事にあったが、いずれも間接的な傍証を得たに過ぎず決定的な証拠は得られなかった。本研究では、近年研究の進展が著しいレーザ誘起蛍光法によるシュタルク効果を用いた局所電界分布の直接計測を行い、電位2重井戸分布の存在を初めて明らかにするとともに、30年来の論争に終止符を打つことができた¹⁾。さらに、理論が予測する低圧力下での大電流イオンビームによる核融合反応率が電流のおおよそ3乗に比例することを検証する予備的研究として、電圧・電流・ガス圧力が独立には変えられないグロー放電によるイオンビーム生成を打破するため、3重グリッドシステムを導入し、グロー放電より低圧力下で放電が持続できることを確かめた。さらに、電位分布との強い相関があり核融合反応断面積を決定する加速イオンのエネルギー分布をドップラーシフト分光法により測定し、現実験条件の下でイオンの最大エネルギーが印加電圧上昇に比例して大きくなることが明らかになり、今後の大電圧化による核融合反応断面積向上の可能性を示した。

本研究は、日本原子力研究所の平成10, 11, 12年度「原子力基礎研究推進制度」の支援により実施した研究の成果である。

那珂研究所：〒311-0193 茨城県那珂郡那珂町向山801-1

京都大学：〒611-0011 京都府宇治市五ヶ庄

*1 京都大学エネルギー理工学研究所

*2 関西大学工学部

*3 大阪大学大学院工学研究科

*4 広島大学工学部

Research on Spherically Converging Ion-beam Fusion Neutron Source
for the Fundamental Research of Atomic Energy
(JAERI's Nuclear Research Promotion Program, H10-050)
(Contract Research)

Kiyoshi YOSHIKAWA^{*1}, Nobuyuki INOUE^{*1}, Tetsuo YAMAZAKI^{*1}, Keisuke MAKINO^{*1},
Yasushi YAMAMOTO^{*1}, Hisayuki TOKU^{*1}, Kai MASUDA^{*1}, Toshiteru KII^{*1},
Masami OHNISHI^{*2}, Hiroshi HORIIKE^{*3} and Ken TAKIYAMA^{*4}

Department of Fusion Engineering Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

Institute of Advanced Energy
Kyoto University
Gokasho, Uji-shi, Kyoto-fu

(Received January 18, 2002)

Potential well formation due to space charge associated with spherically converging ion beams plays a key and essential role in the beam-beam colliding fusion, which is the major mechanism of the Inertial Electrostatic Confinement Fusion (IECF) devices. Many theoretical results so far predicted strongly localized potential well formation, and actually for the past 30 years, many experiments were dedicated to clarify this mechanism, but neither could provide definitive evidence. In this study, we succeeded for the first time in the world in observing the double-well potential profile by use of the laser-induced fluorescence method that makes use of Stark effects, which put a period to the controversy for 30 years on

This research was supported by the JAERI's Nuclear Research Promotion Program (JANP), 1998-2000.

- * 1 Kyoto University
- * 2 Kansai University
- * 3 Osaka University
- * 4 Hiroshima University

the existence of the double-well potential profile¹⁾. Furthermore, aiming at demonstrating a numerical prediction of a strongly nonlinear dependence of the fusion reaction rate on the discharge current on negligence of the charge exchange processes, triple-grid auxiliary system was introduced in order to reduce the operating gas pressure, with a successful result of reducing the pressure down to 1/5 of the conventional one required for glow discharge with single-grid system. Also, we measured accelerated atoms' kinetic energies through Doppler shift spectroscopy, and found the maximum energy increases proportionally to the applied voltage, which implies an enhancement of the fusion reaction cross-section with an increasing applied voltage in the near future.

Keywords: Inertial Electrostatic Confinement Fusion, Beam-beam Colliding Fusion, D-D Neutron and Proton Source, Laser Induced Fluorescence Method, Electric Field Profile Measurement in Plasma Discharge, Doppler Shift Spectroscopy

This is a blank page.

目 次

1. 緒 言 -----	1
2. レーザ誘起蛍光法による局所電界計測 -----	2
2.1 レーザ誘起蛍光法による電位分布計測の原理 -----	2
2.2 レーザ誘起蛍光法実験系 -----	3
2.3 静電閉じ込め型核融合中性子源内の光球サイズ測定 -----	3
2.4 光球内の電位分布測定 -----	3
3. レーザ誘起蛍光法電界測定の高感度化 -----	5
3.1 原理と方法 -----	5
3.2 同電位平行平板陰極を用いた測定感度の評価 -----	5
3.3 球殻メッシュ状陰極内の電界分布測定 -----	6
4. 3重グリッドシステムをもつ静電閉じ込め型核融合中性子源の特性 -----	7
4.1 静電閉じ込め型核融合中性子源の動作原理 -----	7
4.2 放電モード -----	7
4.3 3重グリッドシステムの動作原理 -----	8
4.4 実験装置 -----	9
4.5 シングルグリッドと3重グリッドシステムの特性比較 -----	10
4.5.1 放電特性の比較 -----	10
4.5.2 中性子生成率の比較 -----	10
4.5.3 中性子・陽子同時計測 -----	11
5. ドップラーシフト分光法による速度分布測定 -----	11
5.1 ドップラーシフト分光法による速度分布測定の原理 -----	11
5.2 ドップラーシフト分光法測定系 -----	12
5.3 高速励起原子の速度分布測定（ヘリウム） -----	13
5.4 高速励起原子の速度分布測定（水素） -----	14
6. 結 言 -----	16
謝 辞 -----	16
参考文献 -----	17

Contents

1. Introduction	1
2. Localized Electric Field Measurement by Laser Induced Fluorescence Method	2
2.1 Principle of Laser Induced Fluorescence Method	2
2.2 Experimental Setup for Laser Induced Fluorescence Method	3
2.3 Plasma Core Size Measurement in Electrostatic Confinement Fusion Neutron Source	3
2.4 Potential Profile Measurement in Plasma Core	3
3. Improvement of Sensitivity to Electric Field of Laser Induced Fluorescence Method	5
3.1 Principle and Method	5
3.2 Evaluation of Sensitivity by Use of U-shape Cathode	5
3.3 Electric Field Profile Measurement in Spherical Hollow Cathode	6
4. Inertial Electrostatic Confinement Fusion Neutron Source with Triple-Grid System	7
4.1 Principle of Inertial Electrostatic Confinement Fusion	7
4.2 Discharge Modes	7
4.3 Concept of Triple-grid System	8
4.4 Experimental Setup	9
4.5 Comparison between Single-grid and Triple-grid Systems	10
4.5.1 Discharge Characteristics	10
4.5.2 Neutron Production Rate	10
4.5.3 Simultaneous Measurement of Neutron and Proton Production Rates	11
5. Velocity Spectrum Measurement by Doppler Shift Spectroscopy	11
5.1 Principle of Doppler Shift Spectroscopy	11
5.2 Experimental Setup for Doppler Shift Spectroscopy	12
5.3 Velocity Spectrum Measurement of Neutral Atoms in Helium Plasma	13
5.4 Velocity Spectrum Measurement of Neutral Atoms in Hydrogen Plasma	14
6. Conclusion	16
Acknowledgement	16
References	17

1. 緒 言

簡便で安価、かつ取り扱いの容易な中性子源は、Fig. 1 に示すようにさまざまな科学技術分野での応用が期待されている。今日までも、放射性元素カリфорニウムや小型ビーム加速装置である D-D, D-T チューブが用いられてきたが、これらはいずれも、放射線予防上の規制や、前者は自発崩壊による線源の減衰、後者は 500 時間程度の寿命などの短所がある。

これらと比較して、最近重水素ガスの放電により核融合を発生させる静電閉じこめ型中性子源が精力的に研究されるようになってきた。これは、直径 40~50 cm の球状真空容器内に数 10 kV の負電位にある直径数 cm 程度の中空陰極を中心部に配置し、重水素ガスを充填して放電を起こし、中心部に加速されたビーム間の衝突により核融合反応を起こすものであり、現在定常的に 10^6 ~ 10^7 n/sec の発生に成功している^{2,3)} (Table 1)。

この概念は Table 2 に示すように、既に 1930 年代にアイデアが出され、1967 年に Hirsh がイオン源を用いてはじめて D-T 核融合で 10^9 n/sec の発生に成功した⁴⁾。その後、核融合の主役競争でしばらく研究されたが、磁気閉じこめトカマクが主力目標に設定されるに及んで研究が中断された。

1992 年にその簡便性と低中性子束応用分野からの要請で、イリノイ大学がより簡単なグロー放電方式の静電閉じこめ型中性子源の研究を始め、その後ウイスコンシン大学、ロスアラモス国立研究所、京都大学エネルギー理工学研究所などで研究が始まった。

現在、各研究機関の最大の关心事は、どのようにして中性子束を大幅に増加させるかにあるが、実際にどのようなメカニズムで核融合反応が生じているかは従来からの研究にも関わらず明らかになってない。ただ、今までの実験から、ある条件下では中性子発生量は電流に比例することがわかっているため、大電流ビームで発生する大量の熱発生に耐える冷却系を配した電極構造による LANL での研究や、極短時間パルス大電流によるパルス中性子発生 (イリノイ大学) などの研究が行われている。また、ウイスコンシン大学では D-³He による核融合生成実験で、核融合生成陽子 7×10^6 n/sec の生成に最近成功している³⁾。

しかしながら飛躍的な中性子束の向上には核融合メカニズムの解明が必須であるという認識は研究当初から強く意識されており、その探索のため多くの理論解析がなされた。その結果はおしなべて中空陰極中心領域に急峻なポテンシャルの山の存在を示し、かつその原因是、球状に収束する正イオンビーム自身の空間電荷とそこへの陰極からイオンの衝突で放出される加速された二次電子によることが理論的に明らかにされ、結果的に、くぼみのあるポテンシャル井戸を作るというものであった (Fig. 2)。

その実証のため、今までコリメータによる中性子⁴⁾やプロトン^{2,5)}の発生空間における分布の測定、電界による電子ビームの偏向を用いた電位分布の計測⁶⁾、エミッシブ探針による電位分布測定⁷⁾等さまざまな手法による実験がなされ、実際すべての実験においてポテンシャル井戸の存在を強く示唆する結果を得ている。しかしながら、残念なことに、これらの計測はいずれもポ

テンシャル分布の直接的測定ではなく、しかも時間的に多くの時間を要し（場合によっては数ヶ月），いずれの実験においても局所的ポテンシャル分布の存在を決定的に結論づけるまでには至らなかつた。

一方、最近の高精緻な理論シミュレーションにより、極めて高真空な条件ではイオンビーム電流（実際はパービアンス）を増大させると中性子発生量の電流への依存は電流の1乗から2.5乗へと極めて好ましい方向に大きく変化し、さらに後者の場合、ポテンシャル分布にはくぼみのある、いわゆる二重井戸と呼ばれる分布が形成され、しかも短い時間で生成、崩壊を繰り返していくことが理論的に明らかにされた⁸⁾。

この現象は静電閉じこめ型核融合のメカニズムに強く関与するため、その妥当性を早急に検証することが必要となつた。そのため、非接触で、かつ時間的・空間的解像度の高い新しい計測方法が必要不可欠となってきた。そこで、我々は近年核融合計測分野で著しい発展を遂げているレーザ誘起蛍光法を採用し、シュタルク効果によりS/N比の高い局所電界を計測することとした⁹⁾、また日本原子力研究所の原子力基礎研究（公募）で計測システム一式を導入した。さらに、高真空中での大電流イオンビーム生成のための基礎的実験として、グロー放電に制約されない3重グリッドシステムを有する中性子源の特性を調べた。また、電位分布との強い相関があり、最終的に核融合反応断面積を決定する加速イオンのエネルギー分布をドップラーシフト分光法¹⁰⁾により測定した。

以下に、まずレーザ誘起蛍光法による計測結果について述べ、その後3重グリッドシステムの特性、エネルギー分布測定について述べる。

2. レーザ誘起蛍光法による局所電界計測

2. 1 レーザ誘起蛍光法による電位分布計測の原理

本研究対象の静電閉じこめ型核融合中性子発生装置はFig. 3に示すように、内径340 mmのステンレス真空容器内中心部にTa板の中空陰極（外形60 mm、内径50 mm、厚さ0.3 mm）がマセライト絶縁体で支持されており、球状収束イオンビームによる光球は球対称であると考えられる。従って、電界成分は半径方向のみを持つと考えられるため、直径1 mm以下に絞ったレーザは光球中心を下から上に貫くよう配置してある。

レーザ誘起蛍光法にはさまざまな方法があるが、今回は迷光による影響を除くため、ヘリウムの禁制線励起を利用した電界計測法を採用した¹¹⁾。すなわち、Fig. 4に示すように、基底状態から約17 eV高い準安定原子（ 2^1S ）を波長504.2 nmのレーザ光で 3^1D 原子に励起し、 2^1P へ遷移する際に放射される波長667.8 nmの蛍光強度を計測する。このとき、HeIは電気四重極遷移と電界が存在する場合シュタルク遷移の両遷移を生じ、それぞれ磁気量子数の異なる準位に励起される。したがって、Fig. 5のように、y方向に偏光したレーザ（ e_{Ly} ）、及びx方向に偏光したレーザ（ e_{Lx} ）を入射し、それぞれ誘起された蛍光の直交した二つの偏光成分の強度（ I_y, I_z ）を測定することにより、組み合わせの異なる4種類の蛍光強度が測定でき、これらから、 2^1S 原子のおおよその空間密度分布や、(2.1)式で定義される偏光度 P から(2.2)、(2.3)式を用いて電界分布 E を求めるこ

ができる¹¹⁾、積分すれば電位分布が求まることになる。

$$P = \frac{I_z - I_y}{I_z + I_y} \quad (2.1)$$

$$E = C_z \sqrt{\frac{6P}{3-5P}} \quad \text{for } e_{Lz} \text{ excitation,} \quad (2.2)$$

$$E = C_x \sqrt{\frac{2(P+1)}{1-3P}} \quad \text{for } e_{Lx} \text{ excitation,} \quad (2.3)$$

ここで、係数はそれぞれ、 $C_z = 1.7 \text{ kV/cm}$, $C_x = C_z (3/4)^{-1/2}$.

2. 2 レーザ誘起蛍光法実験系

以上のような計測を行うため、Fig. 6 のような実験系を整備した。すなわち、波長可変レーザ装置として、ドライバーに Nd:YAG レーザ (Continuum Surelite II-10-JST; 160 mJ @ 355 nm), クマリン 500 を用いた色素レーザ (Continuum ND6000;line width 0.07~0.08 cm⁻¹ @ 515 nm and 560 nm), また禁制線遷移に必要な 1 pm 以内の精度を持つ波長検定用ガルバトロン, および入射パワー測定用バイプラナーパワー計, 偏光ローテーター, 空間分布を測定するための入射レーザ屈折用プリズムスキャン装置, および蛍光受光系(駆動収束レンズ, 分光器 2 台; Jobin Yvon TR190MS2, 分散 < 4 nm/mm) からなる。

ガルバトロンに波長 504.275 nm のレーザを入射して得られたオプトガルバノ効果による信号波形を Fig. 7(a) に示す。また、その励起スペクトルを Fig. 7(b) に示す。このようにこの効果を利用して 1 pm の精度で波長を正確に合わせることができる。しかし、レーザ波長は一般に実験室の温度などに敏感なため毎日実験開始前に調節し、さらに実験中もモニターで常に最大強度であることを確認している。

2. 3 静電閉じ込め型核融合中性子源内の光球サイズ測定

Fig. 8 に代表的な二つのモード (スターモードとセンタースポットモード; 後述参照) を示す。写真から明らかのように、ビームが収束し核融合が生成される領域は中心部の明るく輝く球状の領域と考えられる。視覚的に強く見える光の波長は 587.6 nm の赤色であるため、本研究ではセンタースポットモードについて、光球のサイズ、および強度分布の対称性 (水平、垂直方向) をまず測定した。その結果 Fig. 9 に示すように水平方向、垂直方向ともに良好な対称性を示し、光球が球状で、また強度の半値幅 (直径) は約 8 mm 程度であることが明らかになった。これらの観測値は観測軸方向で積分されたものであるため、実際の局所的な強度分布は異なる。正確な分布はアーベル逆積分を行う必要があるが、強度が無視できる範囲まで観測できなかつたため今回は求めることができなかった。

2. 4 光球内の電位分布測定

以上の結果を受けて、波長 504.3 nm のレーザを約 8 nsec 入射して禁制線遷移を行い、偏光面を

変えて 4 種類の蛍光強度を測定した。Fig. 10 に光球の中心 ($z_p = 0$) より(a) $z_p = 3 \text{ mm}$, および(b) $z_p = 5 \text{ mm}$ 離れた場所における 4 種類の蛍光線の時間変動を示す。

大強度の $I_y(e_{Lz})$, $I_z(e_{Lz})$ は四重極遷移によるもので, 2^1S 状態の励起原子数に比例すると考えられる。また、この励起状態は基底状態から約 20 eV 高い（ちなみに He の電離電圧は 24.5 eV）ため、エネルギーの大きい電子数に比例すると考えられる。すなわち、もし二重井戸が存在するとすればポテンシャルのピーク領域に対応するとも考えることができる。

また、最小の強度ではあるが、 $I_x(e_{Lx})$ は強電界によるシュタルク効果、あるいは衝突による強い偏極緩和効果が存在する場合に観測されるもので、本研究の最重要的物理量である。後ほどの解析結果から、(a) $z_p = 3 \text{ mm}$, (b) $z_p = 5 \text{ mm}$ は、それぞれ、電界がほとんどない場合、および約 500 V/cm の電界が存在する場合に対応する。

これらの観測データを解析した結果、 $3^1D \rightarrow 2^1P$ 遷移において上位エネルギー準位にある状態密度の減衰時間は輻射遷移確率の逆数にほぼ一致することが判明し、これはプラズマがこの遷移に対して光学的に薄いことを意味することになる。また、観測された偏極の減衰時間は 0.4~0.5 μsec と長いので緩和効果も小さいと考えられ、レーザ誘起蛍光のピーク値に関するかぎり、衝突による偏極への影響は無視できる。また、各点における偏極の緩和時間は一様で、これは励起準位の原子と基底状態の原子との衝突が主要因であることを意味している¹²⁾。さらに、偏光のピーク値と(2.3)式から、最も大きい電界の強度は約 500 V/cm 程度と評価できる。

Fig. 11 の 4 種類の偏光強度ピークの空間分布において、 $I_z(e_{Lz})$, $I_y(e_{Lz})$, および $I_x(e_{Lx})$ の分布形状はよく似ており、いずれも $z_p = 4 \text{ mm}$ 付近にやや広いピークを持ち、 $z_p = -7 \text{ mm}$ 付近に急峻なピークを持つ。これらの強度分布は、主として四重極遷移によるもので、シュタルク効果による遷移の強度は、電界強度が 500 V/cm 程度の場合で 1/10 程度の大きさである。

したがって、これらの空間分布は準安定状態 2^1S にあるヘリウム原子数の分布形状を表していると考えられる。また、準安定状態原子は、本研究のようなグロー放電プラズマ中では、主として電子との衝突により励起され¹²⁾、その励起される速度は 20 eV 以下の領域では電子温度に敏感であることが知られている¹³⁾。

これらを考慮すれば、偏光空間分布のピーク値は高エネルギーを有する電子がその場所に収束することに起因すると考えられ、換言すれば、電位のピーク値に対応すると考えられる。

一方、 $I_x(e_{Lx})$ は強度的に弱く、また空間分布形状も他の 3 つと異なっている。この違いを明らかにするために、(2.1)式で定義される偏光度 P の空間分布を Fig. 12 に示す。

周期的なピークと谷の間隔が約 2.5 mm の分布が見られ、とくに z_p が -2 mm から +9 mm の間では顕著である。-6 mm および +4 mm における谷は、それぞれ、Fig. 11 におけるレーザ誘起蛍光のピークに対応する。また、-1.5 mm における谷は二つのレーザ誘起蛍光ピーク間の真ん中にある。一方、偏光度分布の +6 mm および +1 mm におけるピークはレーザ誘起蛍光分布の右側における最大電位傾斜（最大電界）に対応すると考えられる。(2.3)式の $P-E$ 関係式から、電界強度は高々 500 V/cm 程度と評価できる。

電界の向きおよび光球内での対称性を考慮して求めた電位分布を Fig. 13 に示す。明らかに約 200 V の深さをもつポテンシャル井戸の形成されているのがわかる。また、先に予測したように、Fig. 11 における $I_z(e_{Lz})$ の分布形状ともよく似ていることがわかる。

以上は陰極への電力導入端子を保護するための絶縁体が偶然に部分的に欠けた (Fig. 14) 場合の結果であり、絶縁体が正常な場合について次に述べる。

放電条件を絶縁体が欠けた場合とほぼ同じ条件 (7.5 kV, 40.0 mA, 4.12 Pa) において計測した偏光強度ピークの空間分布を Fig. 15 に示す。中心付近の $z = -3 \sim 0$ の範囲で $I_y(e_{Lz})$, $I_z(e_{Lz})$ はフラットトップになっている。偏光度 P から電界 E を計算し、その z 軸方向の空間分布を Fig. 16(a) に示す。陰極 $z = \pm 25$ mm において電位は等しいので、 $E = 0$ となる点が存在する。対称性から $z = 0$ で $E = 0$ と仮定し電位分布を計算すると、Fig. 16(b) に示すようにダブルウェルポテンシャルは確認できなかった。さらに、異なる放電条件において同じように電位分布を計算すると、Fig. 17 のようになり、このようにして計算される電位分布は放電条件に依存していないことがわかる。

絶縁体が欠けている場合には、電力導入端子が外から直視できるようになっている。その結果、イオン速度の方位角成分が大きくなり、陰極中心付近でのイオン密度のピークがより外側に生じるようになったために径の大きな 2 重井戸電位分布が形成され、測定されたと考えられる。

逆に、絶縁体が正常な場合は、真空容器内における電界分布の対称性が改善され、イオンがより中心部に集束するために、現在の空間分解能では測定できない狭い領域で 2 重井戸電位分布が生じている可能性が考えられる。実際、中心付近で LIF 偏光強度ピークの分布がフラットトップになっていることがその可能性を示唆している。この可能性を明らかにするために、次章で述べるように、電界に対する本計測法の感度の向上を図った。

3. レーザ誘起蛍光法電界測定の高感度化

3. 1 原理と方法

禁制遷移励起準位 n^1D として、従来の $n = 3$ に代えて弱電界に対する感度の高い $n = 4$ (入射レーザ波長 397.4 nm) を用いることにより、IECF 中心部局所電界分布の高精緻計測を試みた。具体的な実験装置として従来の $n = 3$ の場合と異なる部分は、色素レーザに用いる色素を Exalite398 (397.3 nm) に変更した点である。波長 397.3 nm のレーザ光で 4^1D 原子に励起し、 2^1P へ遷移する際に放射される波長 492.2 nm の蛍光強度を計測する。(2.2)式の係数 C_z が、 $n = 3$ では 1.7 kV/cm であるのに対し $n = 4$ では 0.24 kV/cm であること¹¹⁾ から、弱電界に対する高い感度が期待される。

3. 2 同電位平行平板陰極を用いた測定感度の評価

まず本測定の感度を評価するため、電界分布の良く知られている平行平板陰極を用いて電界測定を行った。

本研究で使用した平行平板陰極は、ステンレス製で直径 30 mm, 厚さ 3 mm の 2 枚の円形、2 つの平板の間隔は 10 mm であり、幅 6 mm, 厚さ 3 mm の板で電気的に接続されている (Fig. 18)。陰極中心の負グロー部分では電界は存在せず、陰極付近のダークスペース部分において電界が直

線分布になることが知られている¹⁴⁾。ホローカソード放電によるプラズマ（負グロー）の厚さは約4mmであり、その両側は約3mmのダarkspace部分であった。

Fig. 19に4種類のLIFのピーク値の空間分布を示す。シュタルク遷移によるLIFを表す $I_L(e_{Lx})$ は、 $z=3\sim3.5\text{ mm}$ 付近にピークがあり、中心の負グロー領域では低い値をとる。このことより、陰極中心の負グロー部分では電界は存在せず、陰極付近のダarkspace部分において電界が存在することが確認できる。

測定されたLIF信号の典型的な時間変化を**Fig. 20**に示す。図中 $z=\pm5\text{ mm}$ が陰極表面にあたる。ここで、(a) $z=0.0\text{ mm}$ 、(b) $z=3.5\text{ mm}$ において測定したものである。位置(a)では電界が0、(b)では電界が数百V/cm程度になっていると予想される。(a)と(b)とを比較すると、電界に対応しているシュタルク遷移による $I_L(e_{Lx})$ は、他の3種類のLIF信号に対する相対的な大きさが明らかに違うことがわかる。

$z=0.0\text{ mm}$ において、電界は存在しないため、 $I_L(e_{Lx})$ の信号は現れないはずであるが、実際にはある程度の出力が確認された。しかし、この信号の立ち上がり時刻やピークの時刻を他の3種類のLIFと比較すると約5nsec遅れており、電界の存在を表すLIF信号とは考えにくい。この信号は以下のように説明できる。色素レーザで 4^1D 準位に励起された原子が真空容器内の圧力が高いために他の原子や電子と盛んに衝突を起こし、上準位の磁気サブレベルにおける数密度分布が時間と共に等方的分布へと近づく。その結果、LIFの偏光度 P が時間とともに失われたことが原因であると考えられる。

のことから、正しく電界を評価するためには、レーザ入射時刻での偏光度 P を得る必要があることが分かる。以下の電界計算においては、**Fig. 20**に示したLIF信号から偏光度 P の時間発展を計算し、レーザ入射時刻への外挿により得られるレーザ入射時刻での偏光度 P を用いて電界を計算した。

Fig. 21に測定された電界分布を、**Fig. 22**に電位分布を示す。平板のごく近傍を除いて測定された電界分布は滑らかであり、電界の存在しない平板中間点（図中 $z=0$ ）において計測された電界は精度良く0である。また、平板中間点と陰極との電位差は $170\pm25\text{ V}$ （印加電圧-200V）であり、その絶対値についても高い信頼性が示された。

3. 3 球殻メッシュ状陰極内の電界分布測定

次に、通常の球殻メッシュ状陰極を用いて電界測定を行った。

Fig. 23に、球殻陰極中心部の電界分布測定結果を、**Fig. 16**に示した従来の $n=3$ による測定結果とともに示す。本測定($n=4$)により、従来 $n=3$ での測定限界以下の微弱な電界分布が明らかになった。

この結果から、**Fig. 24**に示すように、陰極を支持している絶縁体が正常な場合には、絶縁体が破損した場合には見られた2重井戸電位分布となっていないことが判明した。

4. 3重グリッドシステムをもつ静電閉じ込め型核融合中性子源の特性

4. 1 静電閉じ込め型核融合中性子源の動作原理

ここでは、従来我々が用いてきた最もシンプルなシングルグリッドシステムの動作原理について述べる。その動作原理の概略図を Fig. 25 に示す。真空容器に対し同心球状にタンタルやタンガステン等の金属線で編んだ陰極グリッドが設置され、その陰極はメッシュ状で幾何学的透過率の高い構造をしている。真空容器は接地され陽極として働く。

真空容器内に燃料ガス（この場合 D_2 ガス）を適度の圧力（1.3～2.7 Pa）入れ、陰極に電圧（マイナス数十 kV）を印加することにより、真空容器と陰極グリッド間でグロー放電が生じる。同心球状に陰極グリッドを設けることにより、電圧導入端子及び絶縁体付近を除いてほぼ球対称のポテンシャルが形成される。したがって、グロー放電により生じたイオンは陰極によって加速され、陰極グリッドを通り抜け、あらゆる方向から中心部へと集束する。また、電子はイオンが陰極グリッドに衝突した際に 2 次電子として放出され（ γ 作用）、陰極中心部のイオンが作るポテンシャル（仮想陽極）に影響され、より中心へと集束し中心部のポテンシャルを下げる。このように両粒子を自己静電場に捕らえることにより中心部においてイオン密度が増大し、より多数の核融合反応が起こると考えられる。

IECF 装置の特徴は透過率の高い陰極グリッドを用いているために、加速されたイオンの多くは陰極グリッドに衝突せずに中心へと向かい通り過ぎた後そのまま陰極を飛び出し、減速し、再度陰極により再び中心へと加速されるといった、イオンが再循環を行うところにある。この再循環の現象はイオンが電子により中性粒子に戻されたり、陰極グリッドまたは真空容器に衝突するまで繰り返される。つまり、イオンの寿命が透過率 0 の完全球状の陰極に比べて長くなり、このイオンの挙動が衝突により核融合や電離を促し、電離した電子がさらにイオン化を促すことになる。このようにして、IECF 装置では再循環によるイオン同士の衝突や、イオンとバックグラウンド粒子との衝突による核融合反応が高効率で生じている。

また他の特徴として、用いる燃料ごとに異なる核融合反応断面積のピークに合うように各々のイオンの持つエネルギーを調整することが容易であるということが上げられる。すなわち、様々な燃料ガスを用いた核融合反応への応用が可能となる。

4. 2 放電モード

・スター モード

このモードは対称性の良い精巧な陰極グリッドを用いた場合に起こる放電モードで、光の筋（スパーク）が中心から陰極グリッドのメッシュの中央を通って放射状にのびているのが観測される（Fig. 26）。陰極内の電子は陰極による電位の影響で各メッシュの中央を通り逃げ出す。その際に中性粒子と衝突、励起させることによりこれらのスパークが得られると考えられる。これはシミュレーション結果からも電子は陰極グリッドの各メッシュの中央を通って中心より放射状に逃げ出すことが予測されている¹⁵⁾。スター モードでは陰極グリッドの対称性の良さによりほぼ球対称

にポテンシャルが形成され、イオンおよび電子はどの陰極メッシュへもほぼ均等に入射および射出し、非常に安定、かつ制御しやすい特徴を持つ。

・ハローモード

このモードは上記のスター モードより高圧力で、陰極グリッドのメッシュサイズが不均一である場合に見られる放電モードで、ポテンシャルの球対称性が破壊されたとき（グリッドの一部破損）等、メッシュサイズの大きなところから強い光の筋が一本確認できる（Fig. 27）。これは、スター モードと同様に中心部から真空容器（陽極）に向けて電子ビームが放出されたものであり、メッシュサイズの大きなところから集中的に電子が逃げていると考えられる。メッシュの1カ所から空間的選択性を持った電子ビームを引き出すには、（射出メッシュ面積）：（他のメッシュ部面積）は少なくとも8:1にする必要があることがビーム目視による観測から分かっている¹⁶⁾。この特徴を生かし電子ビームの効率のいい輸送・引き出し、プラズマ中性化セルなどへの応用が期待される。

・センタースポットモード

上記2つのモードとは異なり、光の道筋が消え中心部に光の輝点が見られる状態をセンタースポットモードと呼ぶ（Fig. 28）。このモードは両極間電圧が低く比較的圧力が高いときに観測され、核融合反応はほとんど生じていない。

以上3種の放電モードのうち、本研究では最も安定かつ制御が容易であるスター モードに関してその特性を調べた。

4. 3 3重グリッドシステムの動作原理

現在IECF装置において、より多くの中性子束を得るために低圧力下で放電を維持し動作させることが強く望まれている。それは低圧力下で動作させることにより装置中心部にイオンが強く収束しより顕著な静電ポテンシャル井戸が形成され、その結果核融合反応率が大きく向上することが理論により予測されているからである。

先に述べたシングルグリッドシステムは、イオン源として陰極と真空容器（陽極）間で生じるグロー放電のみに頼っている。その結果、低圧力化には限界があり、我々の装置ではその特性上約1Pa以下（D₂ガス）の持続放電は非常に困難である。シングルグリッドの運転領域である1Pa以上の圧力では、中性粒子であるバックグランドガス密度が高いため、加速されたイオンと中性粒子との間で荷電交換が盛んに行われる。したがって、中心部でのイオンの集束があまり強く起こらないと考えられる。このことは、中心部において静電ポテンシャル井戸が形成されていないことを意味する。静電ポテンシャル井戸の形成はイオンの閉じ込めを促す役割を持つと考えられている。これによって核融合反応率が大きく向上し、それは理想的な条件下ではあるが電流の2～3乗に依存するという計算結果がある^{8,17)}。また、あまり高い圧力下では装置全体の核融合反応率を決めるのはイオンビーム-バックグランドガス衝突による反応が支配的であるという予測も

なされている^{5,14)}.

これらの状況を改善するために我々は以下に述べる3重グリッドシステムを採用し、より低圧力下でのIECF装置の運転を試みた。

3重グリッドシステムの動作原理の概略図をFig. 29に示す。この装置は、陰極グリッドの外側に同心球状にメッシュ状の接地グリッドと陽極グリッドを設置したものである。これら、接地グリッド、陽極グリッド、真空容器（接地）の間で放電を生じさせることにより、それによってできる大量のイオンをイオン源として利用するものである。したがって、シングルグリッドより低圧力化で動作さすためにはこの外部グリッド間の放電維持が問題となってくる。外部グリッド間で発生するイオンの一部は接地グリッドを透過し内側に入ると、シングルグリッドの場合と同様に陰極グリッドにより中心部へと加速され、中心部でのイオン密度が上昇すると考えられる。

この装置は非常にシンプルでかつ低コストであるという特徴を持つ。かつてHirschが行った実験のように⁴⁾、イオンガンを用いた場合は 10^3 Pa 台という低圧力下での運転が可能となるが、その装置は非常に大がかりなものとなり、またセットアップも困難になる（注入するイオンの入射方向の調整など）といった問題点がある。

4. 4 実験装置

Fig. 30に実験装置全体の概略図を示す。ガス供給はバラトロンにより定圧力制御している。また3重グリッドを真空容器内に設置した様子をFig. 31に示す。今回、陰極グリッド及び接地グリッドのメッシュ材料にタンタルワイヤを用いたのはスペッタリング対策のためである。容器内に入れられている絶縁体表面にスペッタリングによる金属蒸着が起こり、それにより沿面放電を招く恐れがある。スペッタリング効率¹⁸⁾について D^+ イオンが20 keVのエネルギーを持ち垂直入射した場合、ステンレスで $2.9 \times 10^{-2}\text{ atoms/ion}$ に対し、タンタルの方は $5.1 \times 10^{-3}\text{ atoms/ion}$ と1/6程度に抑えられる。

本実験では外部グリッド間での放電、電離を助けるための熱電子供給源として、タングステンフィラメント（ $\phi 1\text{ mm}$ ）を設置した（Fig. 32）。その電子放出特性をFig. 33(a), (b)に示す。フィラメントの全長(ℓ)は約125 mmであり、フィラメント電流(I_f)が42 Aの時、電圧(V_f)は5.9 Vであった。この時のフィラメント温度(T_f)は次のように求まる。

まず、次式より電気抵抗率(ρ)を求める。

$$R = \frac{V_f}{I_f} = \rho \frac{\ell}{S} \quad (4.1)$$

ここで、 S はフィラメントの断面積[mm²]である。これより $\rho \approx 880 \mu\Omega \cdot \text{mm}$ となる。この値をFig. 34（金属データブック¹⁹⁾より）に代入するとフィラメント温度はおよそ2700 °C（タングステンの融点：3380 °C）と求まる。

4. 5 シングルグリッドと3重グリッドシステムの特性比較

4. 5. 1 放電特性の比較

3重グリッドシステムにおいて計測したパラメータのうち、最も圧力を下げることができた $I_f = 42 \text{ A}$, $V_{aps} = 1000 \text{ V}$ の場合とシングルグリッドの特性と比較する。

この3重グリッドシステムでの放電特性には圧力により2つの双安定な放電状態が存在することが判明した。すなわち、例として $I_c = 20 \text{ mA}$ 一定において圧力を変化させたとき約 0.46 Pa の前後で大きく電流値が変化し、0.46 Pa 以上の圧力領域における高圧力・大電流モードの放電状態を放電モードⅠ型、それより低圧力領域での低圧力・小電流モードを放電モードⅡ型と定義する。

(1) 陰極電圧と圧力の関係 (Fig. 35(a))

明らかに3重グリッドシステムでは、シングルグリッドと比較して約 1/5 程度の圧力条件で運転が可能であることが分かる。また、3重グリッドシステム（放電モードⅡ型）ではシングルグリッド運転領域の低圧力限界付近で見られる、圧力に対して非常に強い依存性を全領域で示している。3重グリッド、シングルグリッドシステム共にその領域においてはイオン数が減少している。したがって、陰極グリッドへのイオン衝突（ γ 作用）による電子の放出量を増加させるために陰極電圧を上昇させ、高エネルギーイオンを多く生成する必要があるためと考えられる。

(2) 陰極電流と陰極電圧の関係 (Fig. 35(b))

この場合においても3重グリッドシステムの放電モードⅡ型はシングルグリッドの場合に比べ大きく異なる特性を持っている。これは放電モードⅠ型も含め他の場合はイオンが十分に存在するため、陰極電流を増加させるためには少しの陰極電圧の増加で十分なイオンが入射すると考えられるが、一方放電モードⅡ型の場合は前にも述べたようにイオン密度が少ないため陰極により多くの電流を流すためには、その分陰極電圧を増加させ外部グリッド間より多くのイオンを引き出さなければならないためと考えられる。

4. 5. 2 中性子生成率の比較

Fig. 36 にシングルグリッドと3重グリッドシステムの中性子生成率を示す。これより陰極電流が同じ時の中性子発生率は3重グリッドの方が少ないことが分かる。これは、実験条件下では、主要な核融合反応がビームとバックグラウンドガス間で生起されるため、バックグラウンドガス密度 n_0 が減少したためと考えられる。つまり、3重グリッドシステムの動作領域の圧力（0.2 Pa 前後）においても D-D 反応はイオン-バックグラウンドガスの衝突によるものが主であることとなる。

Fig. 37 に最も高電圧を印加することができた $I_c = 10 \text{ mA}$ において、よりバックグラウンドガス密度の因子を除いた \dot{N}/P ($\because n_0 \propto P$) と陰極電圧 V_c の関係を示す。この図においては、3重グリッドシステムの方がシングルグリッドより上回っている。今、

$$\frac{\dot{N}}{P} \propto n_i < \sigma_{DD} v_i > \quad (4.2)$$

の関係があり、3重グリッドシステムにおいては右辺のいずれかの項の値が向上していることになる。これは、バックグラウンドガス密度が減少したため、イオンの電離に対する平均自由行程がシングルグリッドの時 (1.2 Pa) およそ 5 cm であったものが 20 cm 程度 (0.25 Pa) にまで長くなり、その結果高エネルギーイオンが増え核融合断面積の値が向上した等の理由が考えられる。

4. 5. 3 中性子・陽子同時計測

ここでは、従来のシングルグリッドを用いた IECF 装置において、陰極内で D-D 核融合反応が主に生じているのかどうかを確認するため、D-D 反応によって生じる陽子と中性子の同時計測を行い、その相関関係を調べた。陽子計測には SSD を用いた。その SSD の真空容器内の計測領域を Fig. 38 に示す。測定条件は SSD による陽子の計測数が非常に少ない (1 分間に数個) ため、D-D 核融合反応が最も盛んかつ安定 (5 分間の定常運転) に生じている領域で計測する必要があるため、 $I_c = 40 \text{ mA}$ においてのみ計測を行った。

陽子・中性子同時測定を各点について 5 分間行い、その計測結果を Fig. 39 に示す。これより、中性子と陽子の相関関係を示したのが Fig. 40 である。中性子の増加と共に陽子も増えているのが見て取れる。また、陰極電圧 $V_c = 20 \text{ kV}$ において計測した陽子のスペクトルを Fig. 41 に示す。予想していた通り 670~700 channel に多くの信号が見られ、これらが D-D 反応によって生じた陽子であると考えられる。

SSD は Fig. 38 より陰極中心付近で D-D 反応が生じていると仮定し、SSD の有効面積が 25 mm^2 であることを考慮して立体角を求め換算すると、放出量全体の $1.94 \times 10^{-3} \%$ を計測していることとなる。このときの中性子と陽子の陰極電圧に対する関係は Fig. 42 のようになる。これより、陽子の校正値が中性子の値の 3.5 %程度という結果となった。

観測領域が全体積の約 2.5 %であることを考えると、陰極付近を中心として D-D 反応が生じているのではなく、98 %程度も陰極外部で生じていることとなる。これはウィスコンシン大学で計測された結果³⁾と一致する。この結果より、シングルグリッドシステムの圧力領域 (1.3 Pa 前後) では、陰極中心部においてイオンの集束は比較的弱く、したがって強い静電ポテンシャルも形成されていないと思われる。

5. ドップラーシフト分光法による速度分布測定

5. 1 ドップラーシフト分光法による速度分布測定の原理

IECF 装置内において電極間で加速されたイオンとバックグラウンド原子・分子との荷電交換反応により高速励起原子が生じる。この励起原子の速度を、励起準位にある電子が下の準位に落ちる際に放出する光のドップラーシフト量を測定することによって測定する。測定された高速励起原子の速度は加速イオンの速度に対応し、すなわち、本測定により荷電交換反応を生じた時点でのイオン速度が得られる。

Fig. 43 のように点 A において、点 B を通過する高速励起原子の速度を測定する。原子は、波長 λ_0 の光を放出しながら観測方向と θ の角をなして速さ v で運動しているとする。このとき点 A

で観測される光の波長 λ は、 c を光速として次式で表される。

$$\lambda = \frac{c + v \cos \theta}{c} \lambda_0 \quad (5.1)$$

すなわち、ドップラーシフト波長 $\Delta\lambda$ は次式で表される。

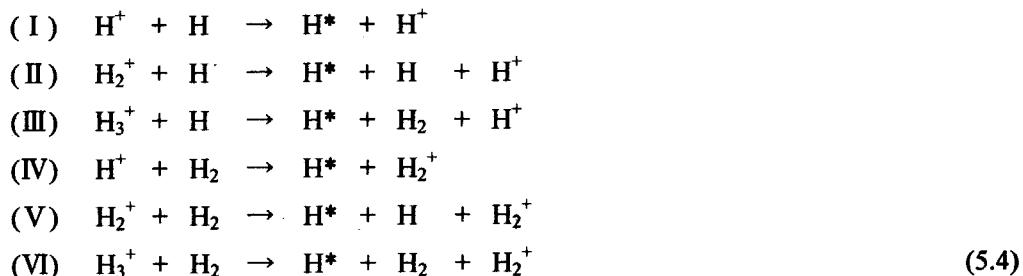
$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{v\lambda_0}{c} \cos \theta \quad (5.2)$$

本実験では、放電ガスとしてベリウムおよび水素を用いた。それぞれの場合に高速励起原子(He^* , H^*)を生じる主な荷電交換反応を以下に示す。

- 放電ガスに He を用いた場合



- 放電ガスに H_2 を用いた場合



5. 2 ドップラーシフト分光法測定系

Fig. 44 に示したように、陰極中心 $z = 0.0 \text{ mm}$ の位置でのプラズマ光を x 軸方向から測定する。プラズマ光を集光レンズで集光ミラーを介し分光器 1 (浜松ホトニクス, C5095) に導き、CCD カメラ (浜松ホトニクス, M6296-01) でそのスペクトルを測定する。分光器 2 は前述のレーザ誘起蛍光法に用いた。IECF 装置の中心から両分光器までの距離は 800 mm であり、IECF 装置の中心と分光器のスリットの中点に焦点距離 200 mm の集光レンズを設置する。その結果、IECF 装置中心の光の像が 1:1 で両分光器のスリットの位置に結ばれる。

$z = 0.0 \text{ mm}$ の位置は、集光レンズを微調整して IECF 装置からのプラズマ光を CCD で観測し、測定する波長の光強度が最大になるところにとった。本実験は、放電ガスに水素とヘリウムの 2 種類について行い、測定はそれぞれ波長 656.3 nm (H_α 線), 587.6 nm の光について行った。水素、ヘリウムいずれの場合も分光器 1 のスリット幅 S を 20 μm 、CCD 露光時間 t_{exp} を 50 msec にして測定した。

分光計測は、PMA-50 コントローラ (浜松ホトニクス, C5967) を用いて、CCD によるマルチチャネル分光測定装置により行い、AD コンバータを介し、コンピュータでデータ処理する。CCD は横方向が 1 素子 24 $\mu\text{m} \times 1024 \text{ pixels}$ 、縦方向が 1 素子 24 $\mu\text{m} \times 128 \text{ pixels}$ のものでラインセンサ

として用いられる。分光器 1 はツエルニターナ型（収差補正トロイダルミラー付），焦点距離 500 mm, F 値 8, 入射スリット幅 10~200 μm で可変である。グレーティングは 1200 gr/mm を用いた。水銀ランプを用いた較正により，0.039 nm/チャネルを得た。この値が，本測定系での波長分解能となる。

5. 3 高速励起原子の速度分布測定（ヘリウム）

ヘリウムを放電ガスに用いた場合の IECF 装置における放射光スペクトルを CCD で波長 200 nm から 700 nm まで測定したものを Fig. 45 に示す。このときの放電条件は，10.0 kV, 40.0 mA, 3.52 Pa であった。IECF 装置における放射光スペクトルのうち電子のエネルギー準位間に相当する波長のスペクトルは，いずれも同様に荷電交換反応により生じた高速励起原子によるドップラーシフトスペクトルが見られると考えられるが，Fig. 45 に見られるように，本測定系で最も感度良く測定できるのは波長 587.6 nm(3^3D 準位から 2^3P 準位への遷移)の光であるため，実験ではこの波長のスペクトルを測定した。

Fig. 46 に電圧 4.0 kV, 電流 40.0 mA, 圧力 9.44 Pa のときのスペクトル（中心波長 587.6 nm）を示す。このスペクトルは 2 つの成分で構成されている。つまり，中心にある鋭いピークとその両側にある大きく広がった部分である。中心の鋭いピークは，主に電子がバックグラウンド原子・分子と衝突することにより生じた励起原子 He^* によるものと考えられる。中心のピークの両側にある大きく広がった部分は，波長 587.6 nm の光がドップラーシフトしたものと考えられる。

Fig. 47 に電流を 40.0 mA 一定で電圧を変化させたときのスペクトルの変化を示す。ただし，オフセットをかけて意図的にそれぞれ互いに上下方向にずらしてある。ドップラーシフトスペクトルは印加電圧の増加とともに広がっていることが分かる。このドップラーシフト量の最大値，並びに，相当する運動エネルギーの印加電圧による変化を Fig. 48, 49 に示す。図中の+side は中心波長よりも長波長側，-side は短波長側のドップラーシフトを意味している。図より，励起原子の最大運動エネルギー，すなわちイオンの最大運動エネルギーは，印加電圧に比例し，印加電圧の約 80 % であることが分かった。

次に，測定されたドップラーシフトスペクトル，すなわち，励起原子の観測方向速度成分分布から，球対称を仮定して，エネルギー分布を求める。

まず，単一エネルギーの場合，すなわち，Fig. 50 のように原子はいずれも速さ v_0 で一様に半径方向にのみ運動しているとし， x 軸方向からこれらの原子の放出する光を観測するとする。半径 v_0 の球面上で θ と $\theta + \Delta\theta$ の間にある円殻上で，その幅 ($v_0\Delta\theta$) の v_x への投影 Δv_x は，

$$\begin{aligned}\Delta v_x &= v_0 \cos \theta - v_0 \cos(\theta + \Delta\theta) \\ &= v_0 \cos \theta - v_0 (\cos \theta \cos \Delta\theta - \sin \theta \sin \Delta\theta) \\ &\cong v_0 \sin \theta \cdot \Delta\theta\end{aligned}\tag{5.5}$$

また，円殻(面積 ΔS)を貫く粒子数 ΔN_0 は単位面積を貫く粒子数 n を用いて

$$\Delta N_0 = n\Delta S = n \cdot v_0 \Delta\theta \cdot 2\pi v_0 \sin\theta = 2\pi v_0^2 n \sin\theta \cdot \Delta\theta = \frac{N_0 \sin\theta \cdot \Delta\theta}{2} \quad (5.6)$$

ただし、 $N_0 = n \cdot 4\pi v_0^2$ とする。これより密度は、

$$f(v_x) = \frac{\Delta N_0}{\Delta v_x} = \frac{N_0 \sin\theta \cdot \Delta\theta}{2v_0 \sin\theta \cdot \Delta\theta} = \frac{N_0}{2v_0} (\text{const.}) \quad (-v_0 \leq v_x \leq v_0) \quad (5.7)$$

よって、観測されるドップラーシフトスペクトルは Fig. 51 に示すように、シフト量が 0 から最大まで光強度は一定なステップ状となる。

次に、原子が速度分布をもっていると、それぞれの速度に対応したステップ状のスペクトルが重ね合わされたスペクトルが観測される。原子が速度分布関数 dN/dv をもつとき x 軸方向から観測したときに得られるスペクトル $g(v_x)$ は、

$$g(v_x) = \int \frac{dN}{2v} = \int_{v_x}^{\infty} \frac{1}{2v} \frac{dN}{dv} dv \quad (5.8)$$

と表され、この式から速度分布関数を求めることができる。すなわち、 v_x で微分して次式を得る。

$$\frac{dN}{dv} = \left[-2v_x \frac{dg}{dv_x} \right]_{v_x=v} \quad (5.9)$$

したがって、励起原子の質量を m 、エネルギー $E = mv^2/2$ として、エネルギー分布は次式で与えられる。

$$\frac{dN}{dE} = -\frac{2}{m} \frac{dg}{dv_x} \Big|_{v_x=v} \quad (5.10)$$

Fig. 46 の波長スペクトル（電圧 4.0 kV、電流 40.0 mA、圧力 9.44 Pa）から計算されるエネルギー分布を Fig. 52 に示す。図より、印加電圧の約 20 % に相当するエネルギーにおいて分布は最大となり、比較的低いエネルギーのイオンの占める割合が高いことが分かった。

5. 4 高速励起原子の速度分布測定（水素）

次に、水素を放電ガスに用いて同様の測定を行った。波長 200 nm から 700 nm までの発光スペ

クトルを Fig. 53 に示す。このときの放電条件は、10.0 kV, 40.0 mA, 1.23 Pa であった。ヘリウムガスのときと同様に、最も強度の高い 656.3 nm の H_a線(3²D 準位から 2²P 準位の遷移)のドップラーシフトを測定する。

電圧 4.0 kV, 電流 40.0 mA, 圧力 2.68 Pa において観測された波長スペクトル(中心波長 656.3 nm, H_a線)を Fig. 54 に、この波長スペクトルより計算される励起原子 H*のエネルギー分布を Fig. 55 に示す。

Fig. 55 中に矢印を付した 3 つのピークについて、これらのエネルギー比がちょうど 1:1/2:1/3 であることから、これらのピークは同一運動エネルギーの 3 種類のイオン H⁺, H₂⁺, H₃⁺から荷電交換反応で生じた励起原子 H*であると考えられる。つまり、水素ガス放電により生じた 3 種類のイオン H⁺, H₂⁺, H₃⁺は同電位差で加速されると同じ運動エネルギーを得る。したがって、質量比に応じてそれらの速度比は 1: 1/ $\sqrt{2}$:1/ $\sqrt{3}$ となり、それぞれから荷電交換反応により生じる励起原子の速度比は 1: 1/ $\sqrt{2}$:1/ $\sqrt{3}$ 、運動エネルギー比は 1:1/2:1/3 となる。Fig. 55 に示した 3 つのピークはいずれも印加電圧の約 80 %のエネルギーに相当しており、前述のヘリウム(圧力 9.44 Pa)の場合と異なり、高エネルギーイオンの占める割合が高いことが分かった。

次に、電流を 40.0 mA 一定で電圧を変化させ、ドップラーシフト量の最大値、すなわち、励起原子 H*の最大エネルギーを調べた。Fig. 56 に波長スペクトルの変化を、Fig. 57 に励起原子 H*の最大エネルギーの変化を示す。ヘリウムの場合と同様に、最大エネルギーは印加電圧に関わらず、印加電圧の約 80 %であることが分かった。

6. 結 言

1967 年に Hirsh が核融合中性子発生に成功して以来、最大の研究課題はビームが収束するホロ一陰極中心部でのビーム空間電荷による極めて非線形性の強い電位分布の生成機構の解明であった。Table 2 に示すように多くの精力的な研究がなされたにもかかわらず、それらは空間電位分布を仮定したときに生成すると予測される核融合反応分布の傍証を得たに過ぎず、いずれも確実性に関して十分とは言い難い結果であった。また、時間的、空間的な分解能も極めて不十分なものであった。

今回、レーザ技術の発展によるお陰で、シュタルク効果を利用してレーザ誘起蛍光法による電位分布の測定に成功し、また 2 重井戸の存在に関する 30 年以上の論争に終止符を打てたことは極めて幸運であった。さらに 3 重グリッドシステムの導入により、極めて低い圧力条件でもイオンビームの生成が可能となり、またバックグラウンド原子密度で正規化した核融合反応率はシングルグリッドよりも大きくなっていることが明らかとなった。また現実験条件の下ではイオンの最大エネルギーは印加電圧上昇に比例して大きくなることが明らかになり、今後の大電圧化による核融合反応断面積向上の可能性が示された。

今後、これらの手法をさらに発展させることにより、イオンビーム間での核融合が主要反応となり、また大きな反応断面積の得られる低圧力・大電圧の条件下で、電位分布の高い空間的・時間的分解能での解析が可能となり、今後の静電慣性閉じ込め核融合中性子源の実用化に向けて大きな研究の飛躍が期待できると考えている。

謝 辞

本研究の一部（レーザ誘起蛍光法）は、日本原子力研究所の原子力基礎研究（平成 10-12 年）による援助により行われたものであり深甚なる謝意を表するものである。

参考文献

- 1) K. Yoshikawa, et al.: "Real Time Measurements of Strongly Localized Potential Profile through Stark Effects in the Central Core Region of an Inertial-Electrostatic Fusion Device", Proc. of 18th Symposium on Fusion Engineering, Albuquerque, NM, 27 (1999).
- 2) G. H. Miley, et al: "IEC Neutron Source Development and Potential Well Measurements", in Current Trends in International Fusion Research, Proc. of 2nd Symp. NRCC, Ottawa, 177 (1999).
- 3) R. P. Ashley, et al.: Fusion Technology, 39, 546 (2001).
- 4) R. L Hirsh: J. Appl. Phys., 38, 4522 (1967).
- 5) T. A. Thorson, et al.: Nucl. Fusion, 38, 495 (1998).
- 6) D. A. Swanson, et al.: Phys. Fluids, 16, 1939 (1973).
- 7) T. A. Thorson, et al.: Phys. Plasmas, 4, 4 (1997).
- 8) M. Ohnishi, et al.: Nucl. Fusion, 37, 611 (1997).
- 9) K. Takiyama, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., 25, L455 (1986).
- 10) J. Khachan, "Measurements of ion energy distributions by Doppler shift spectroscopy in an inertial-electrostatic confinement device", to be published.
- 11) K. Takiyama, et al.: "Polarized Forbidden -Excitations by Laser and Electric Field Measurements in Plasmas", Proc. of 6th Int. Sympo. Laser-Aided Plasma Diagnostics, Bar Harbor, Maine, 43 (1993).
- 12) K. Takiyama, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., 33, 5038 (1994).
- 13) R. K. Yanev, et al.: "Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas", Springer-Verlag, Berlin, 73 (1987).
- 14) 山崎元邦: "レーザー誘起蛍光法による平行平板ホローカソード放電プラズマ内の電場分布測定", 広島大学大学院工学研究科博士前期課程材料工学専攻修士論文 (1993).
- 15) 星野力: "慣性静電閉じ込め核融合の数値シミュレーション", 京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー変換科学専攻修士論文 (1999).
- 16) 督壽之, 吉川潔, 山本靖: "ホローカソードによる微細電子ビームの高効率生成", 京都大学エネルギー理工学研究所・大阪大学接合科学研究所, 研究所間共同推進研究—研究成果報告書, 77 (1999).
- 17) 松尾崇, "慣性静電閉じ込め核融合における静電ポテンシャル井戸と中性子発生に関する理論研究", 京都大学大学院工学研究科電気工学専攻修士論文 (1997).
- 18) C. F. Barnett, J. A. Ray, E. Ricci, M. I. Wilker, E. W. McDaniel, E. W. Thomas, and H. B. Gilbody: "Atomic Data for Controlled Fusion Research", ORNL-5207 (1977).
- 19) 日本国金属学会編: "金属データブック", 丸善, (1974).

Table 1 各研究機関での中性子発生量（1999年10月現在）

Intensity (n/s)	Institution
5×10^6 (CW)	Kyoto University
3×10^5 (CW)	Idaho Nuclear Engineering Lab.
5×10^6 (CW) 1×10^7 (pulse)	Daimler Benz Aerospace-Space
2×10^6 (CW) 7×10^8 (pulse)	University of Illinois
2×10^7 (CW)	University of Wisconsin

Table 2 慣性静電閉じ込め核融合中性子源研究の歴史

CHRONOLOGICAL HISTORY OF POTENTIAL STRUCTURE RESEARCH
IN SPHERICAL INERTIAL ELECTROSTATIC PLASMA CONFINEMENT

1930-1950	Inventions regarding electron focusing in cylindrical and spherical vacuum tubes.
1950-1960	Consideration of concentric spherical grids for production of nuclear fusion reactions by Lavrent'ev(Kharkov); Fransworth(ITT); Elmore, Tuck, & Watson(LANL).
1967	Hirsch's experiment predicting two or more virtual anodes(ITT).
1973	Potential well measurement by electron beam probe (Swanson, Univ. of Illinois).
1974	Measuring potential profile with radioactive electron source (Black, Pennsylvania State University).
1974	Theoretical predictions of potential and density distributions for realistic distribution functions (Klevans, Hu & Black, Pennsylvania State University; Cherrington et al, Univ. of Illinois).
1976	Studies of charged-particle distributions by microwave cavity technique (Gardner, Brigham Young).
1992	Potential well measurement via a collimated proton detector (Nadler, Univ. of Illinois).
1995	Light intensity measurement of IEC core size (Satsangi, Univ. of Illinois).
1995*	Theoretical prediction of transition from single to multiple potential wells (Ohnishi et al, Kyoto University).
1996	Ion flow and fusion reactivity characterization (Thorson, Univ. of Wisconsin).
1999*	Potential well measurement via collimated proton detector as a function of beam perveance (Miley & Gu, Univ. of Illinois).
1999*	Double well potential measurement by laser-induced fluorescence method (Yoshikawa et al, Kyoto University).
Conclusion	<p>Potential evidence for multiple potential wells</p> <p>1) Neutron yield(Hirsch), 2) Spatial gamma & neutron emission(Hirsch), 3) Theoretical predictions (Cherrington), 4) E-beam probe studies (Swanson), 5) Light intensity measurement (Satsangi), 6) Collimated proton yield (Miley & Gu). <u>None of them produced definitive evidence, however.</u></p> <p>* But, finally, 7) First and straightforward double well measurements by laser-induced fluorescence method through Stark effects (Yoshikawa et al, Kyoto University).</p>

* updated after Miley's original by Yoshikawa, Kyoto University, Jan., 2000

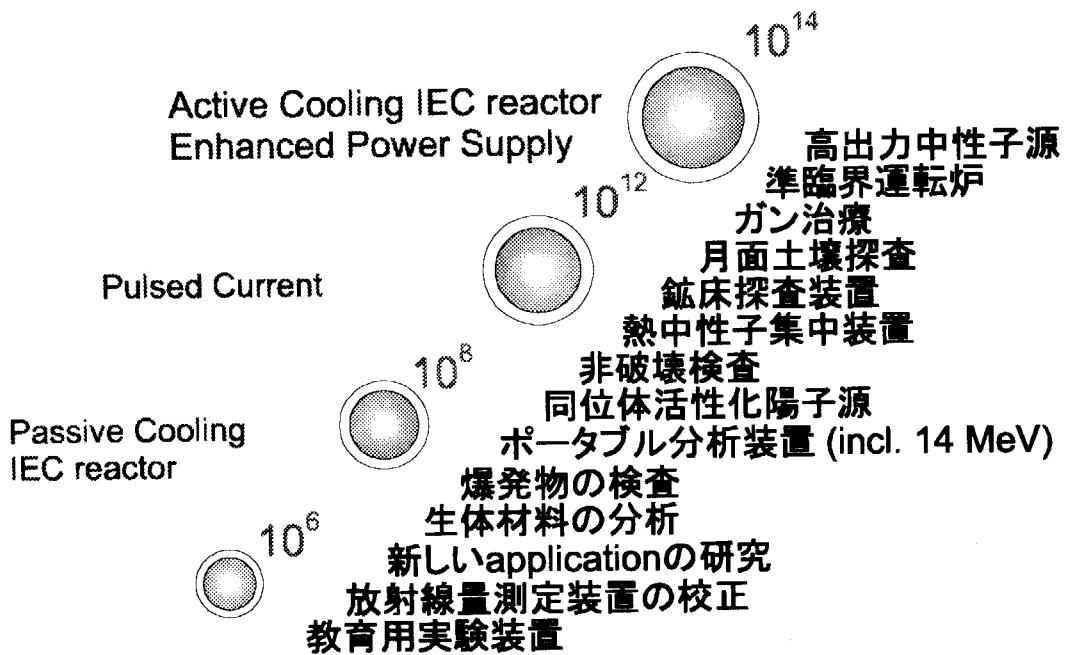


Fig. 1 IEC の応用 (単位は n/sec)

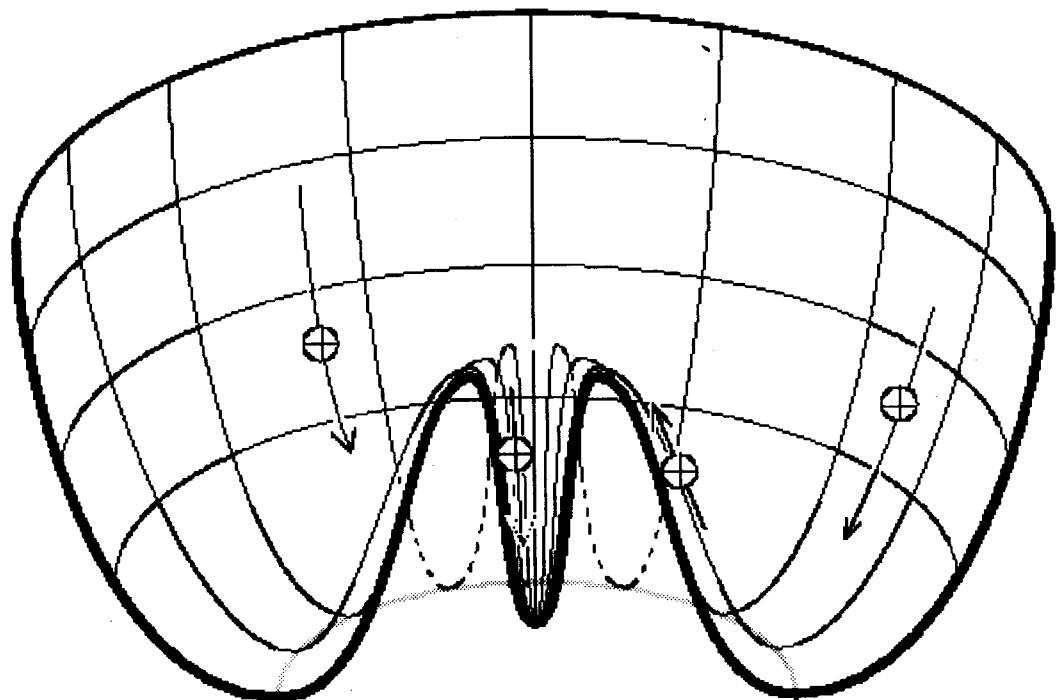
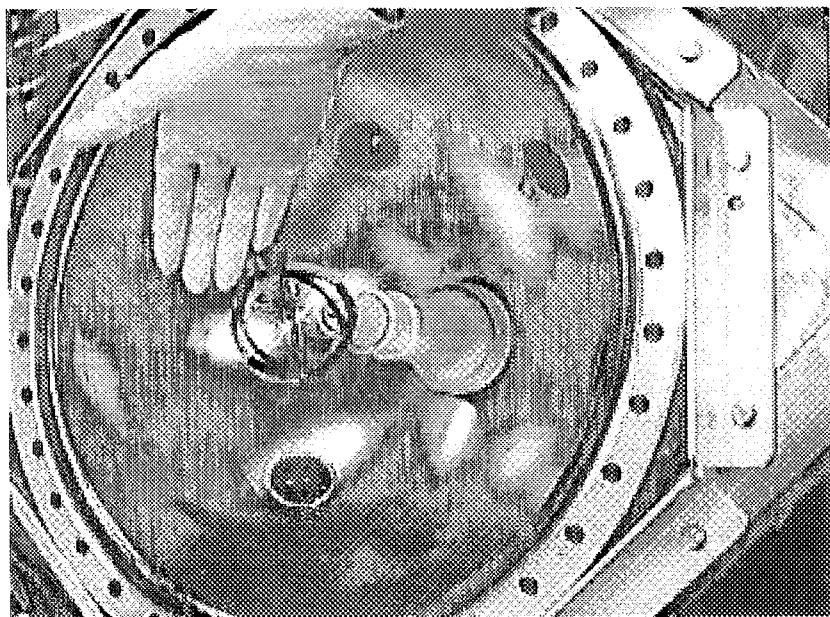


Fig. 2 ポテンシャル井戸概念
(double well)



vacuum chamber : inner dia. = 340mm
cathode grid (Ta) : inner dia. = 50mm
 outer dia. = 60mm
 thickness = 0.3mm

Fig. 3 静電閉じ込め核融合中性子発生装置

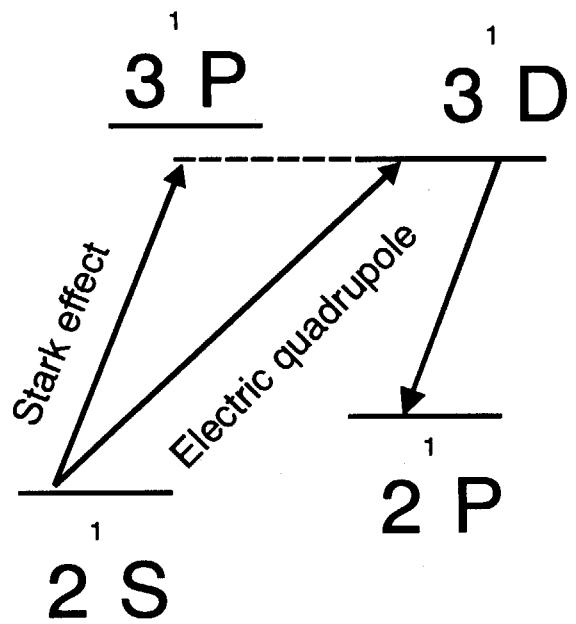


Fig. 4 レーザー誘起蛍光法の原理

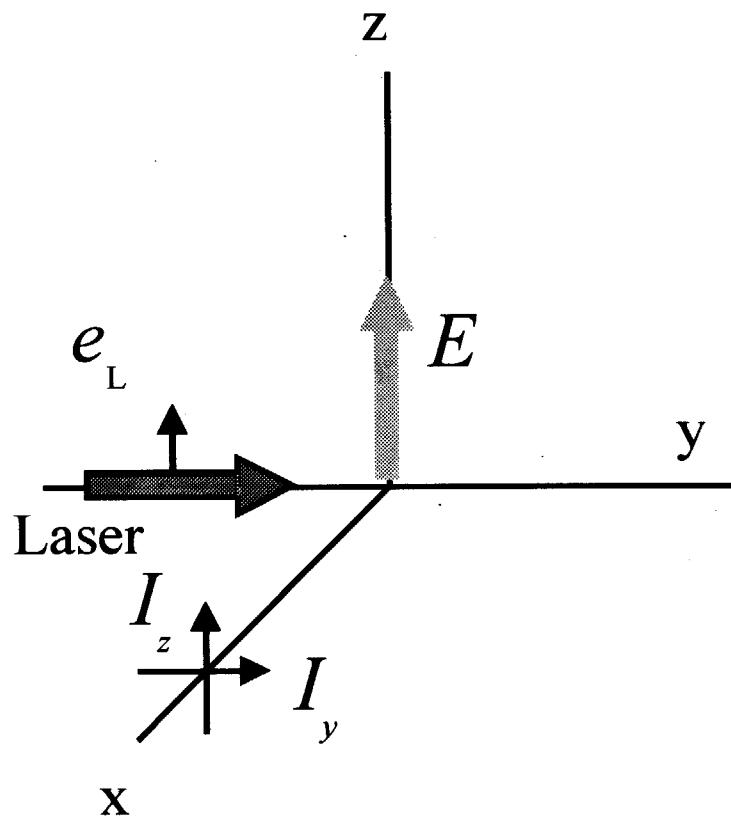


Fig. 5 レーザーおよび蛍光の偏光面

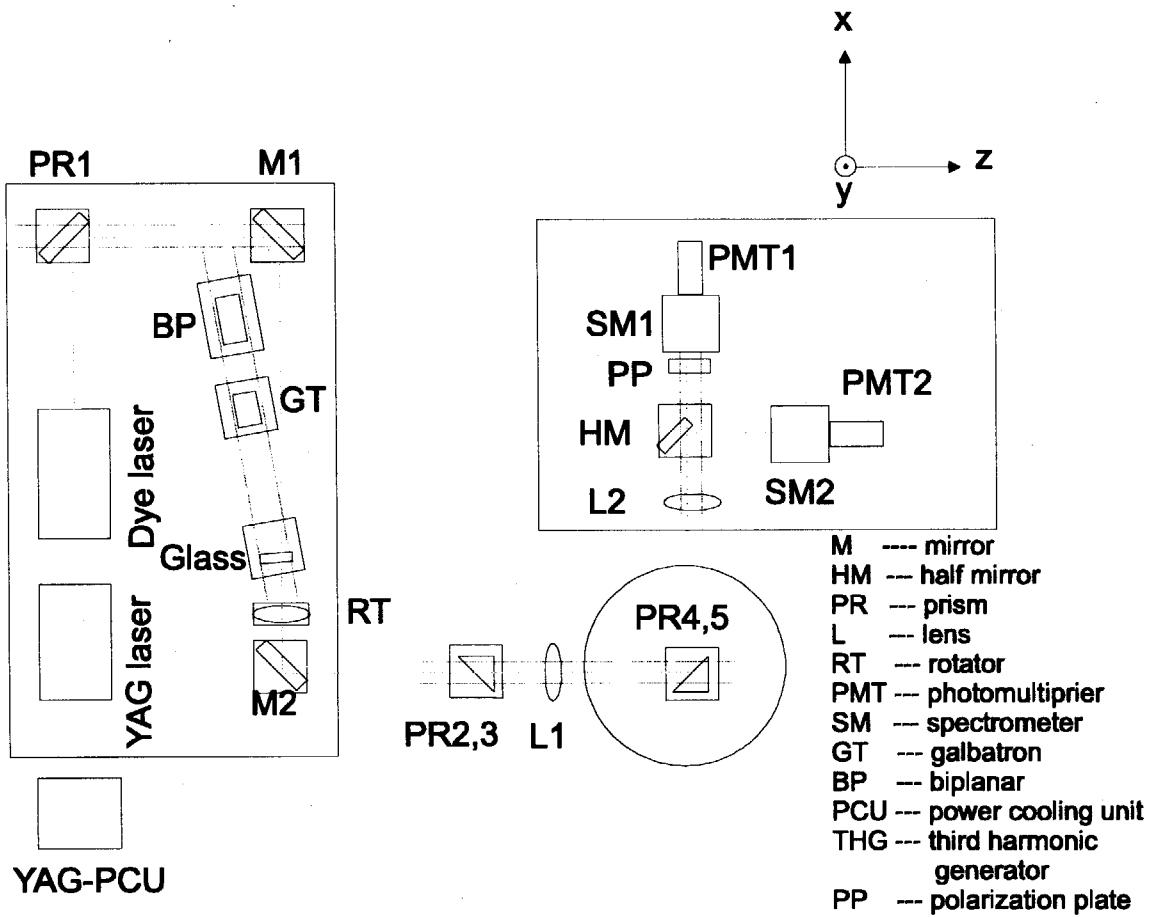
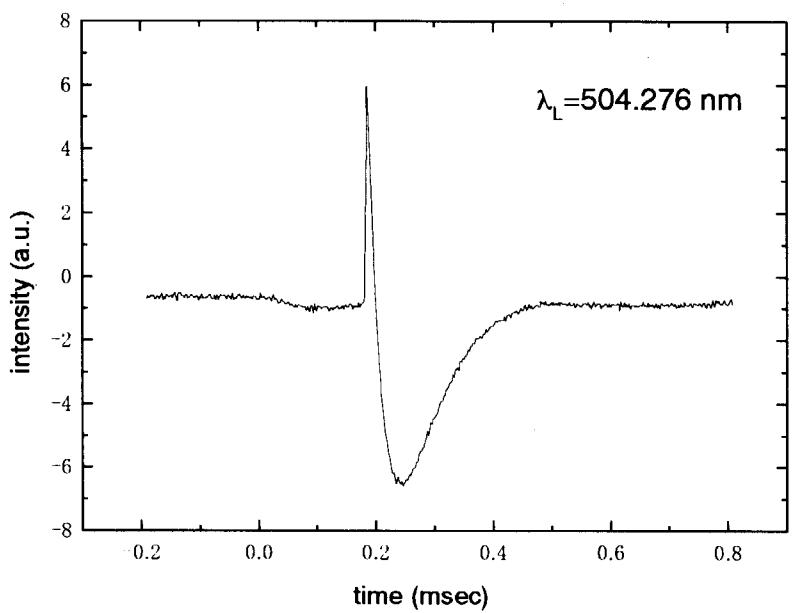
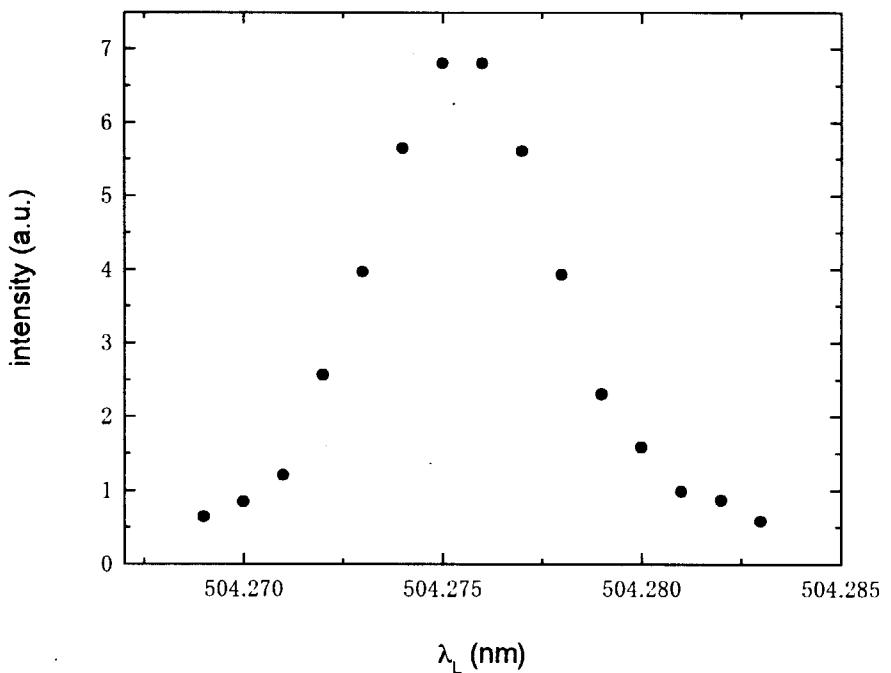


Fig. 6 光学系レイアウト

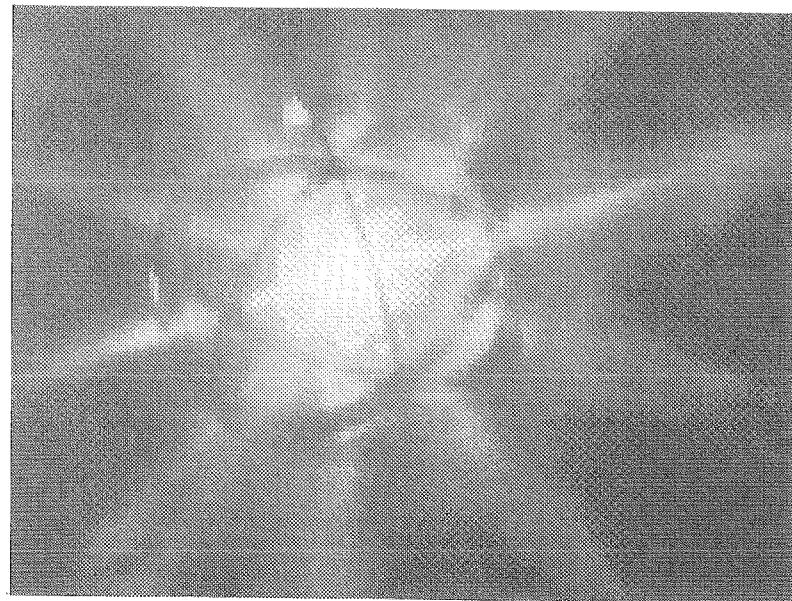


(a) オプトガルバノ信号

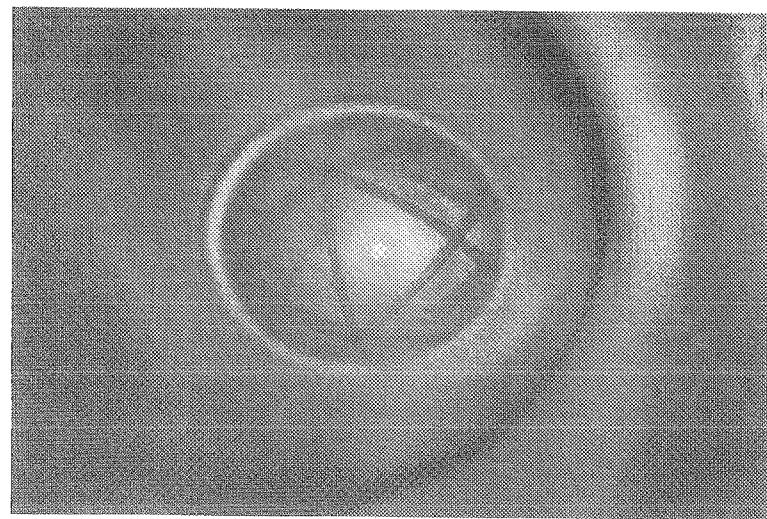


(b) オプトガルバノ信号の波長依存性

Fig. 7 オプトガルバノ信号

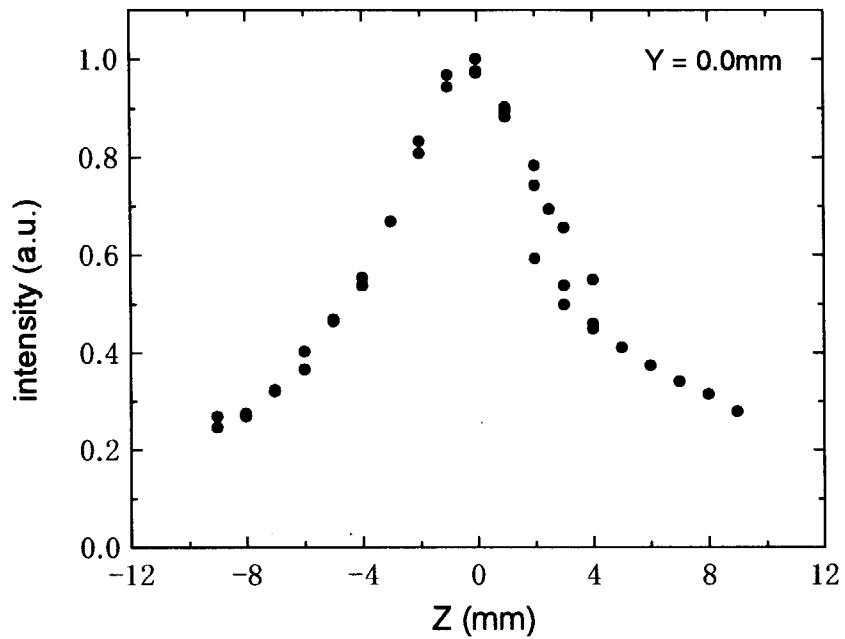


(a) スターモード

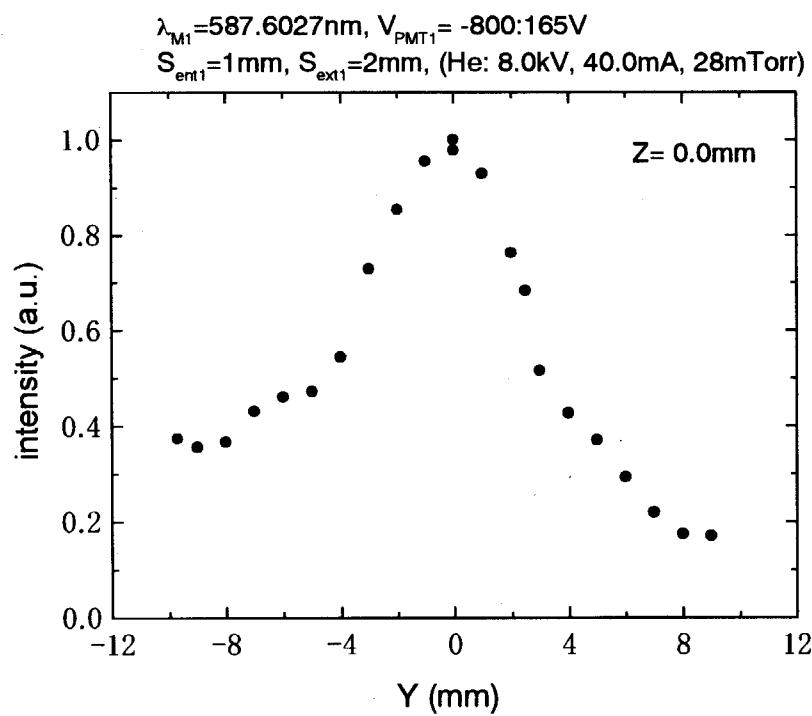


(b) センタースポットモード

Fig. 8 放電の様子

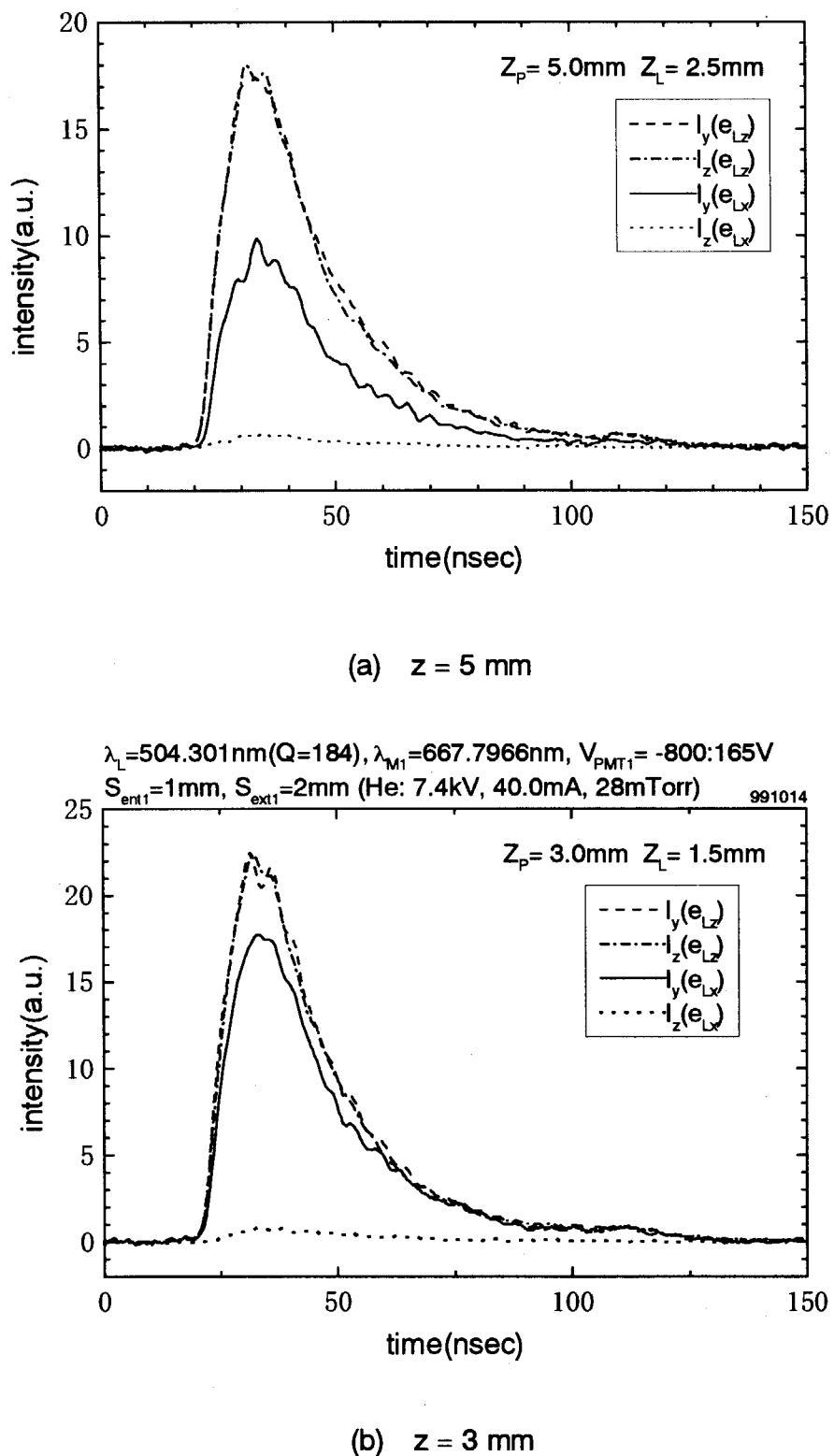


(a) z 方向分布



(b) y 方向分布

Fig. 9 プラズマからの発光 (587.6nm) の空間分布

Fig. 10 $z = 3, 5 \text{ mm}$ における蛍光の時間発展

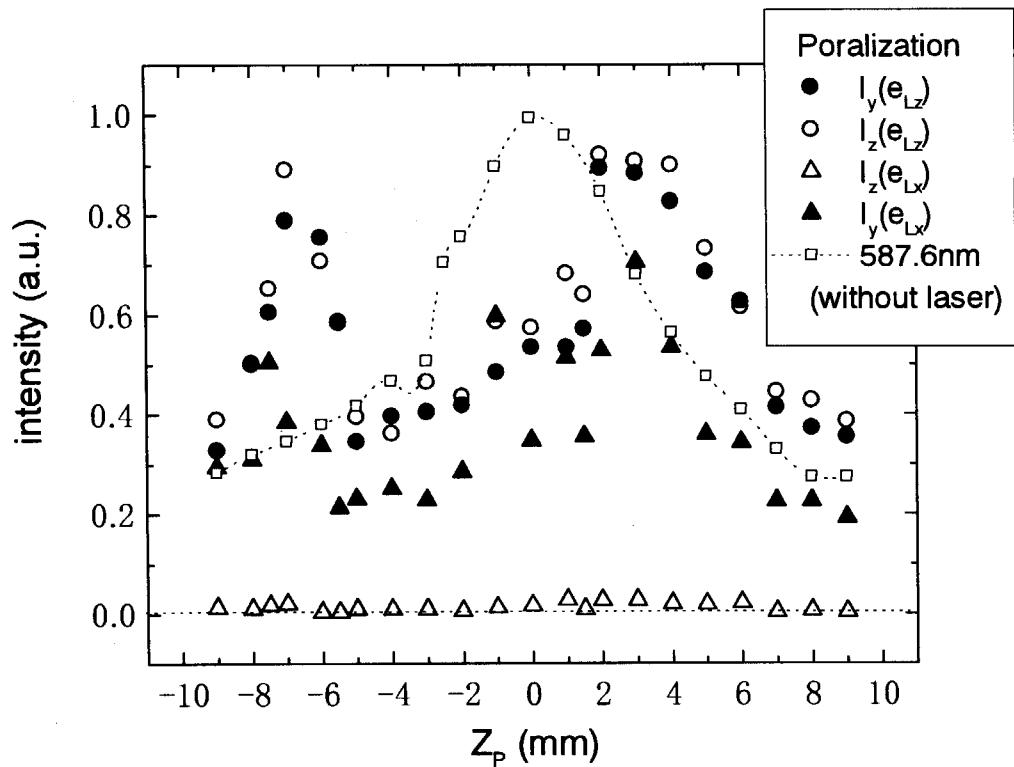


Fig. 11 蛍光ピーク強度の空間分布

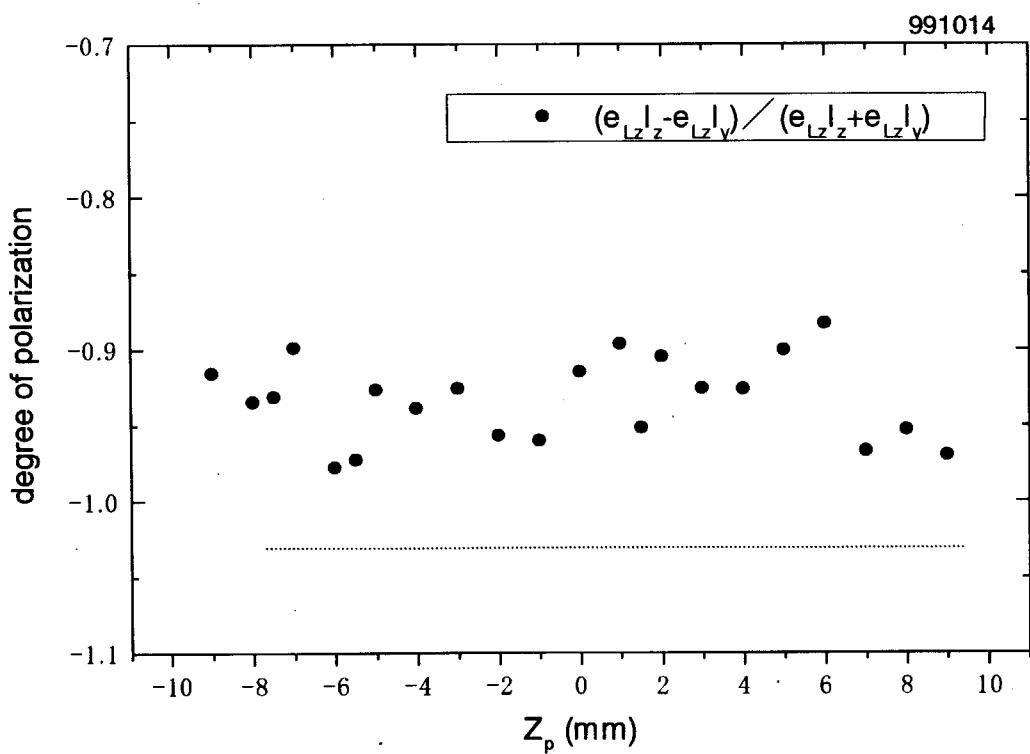


Fig. 12 偏光度 P の空間分布

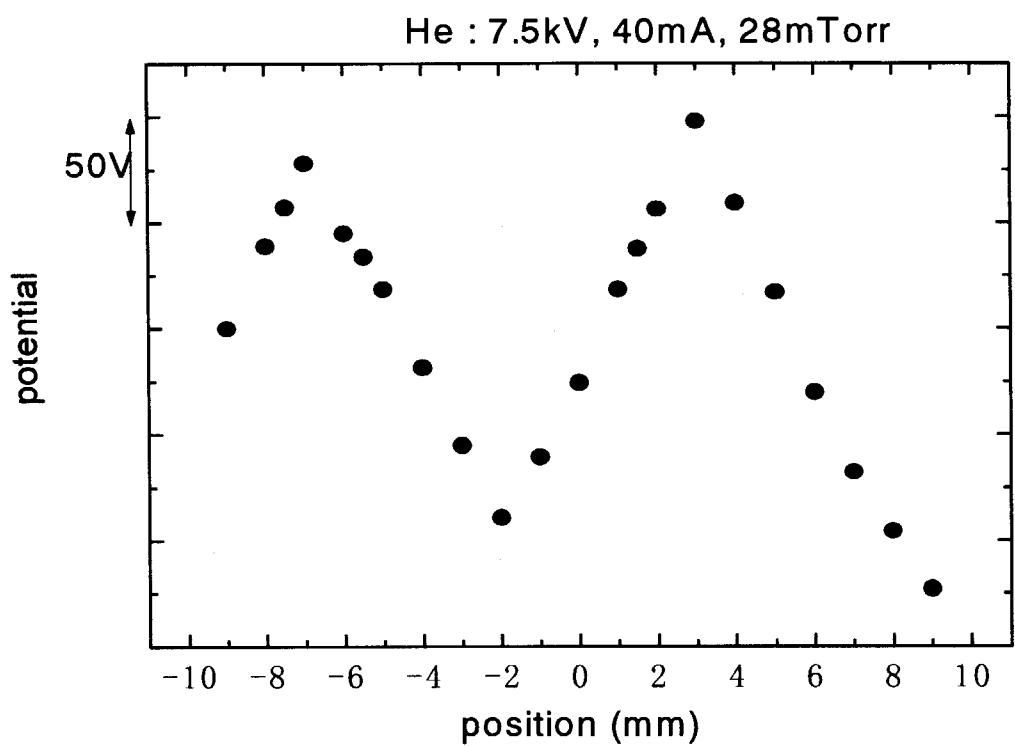
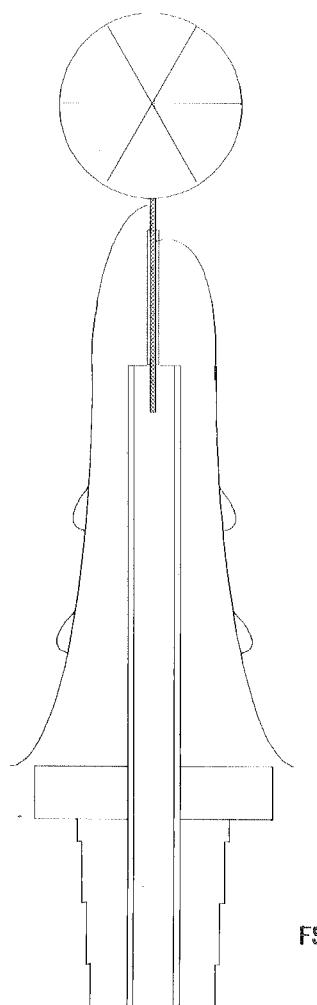
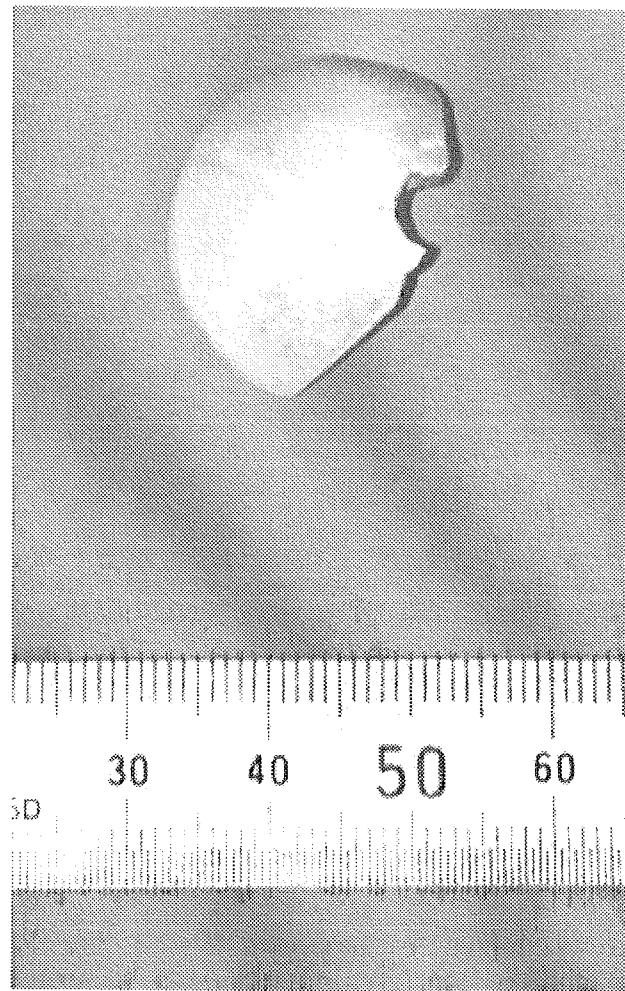


Fig. 13 光球内の電位分布



(a) 模式図



(b) 破損部の写真

Fig. 14 絶縁体の破損

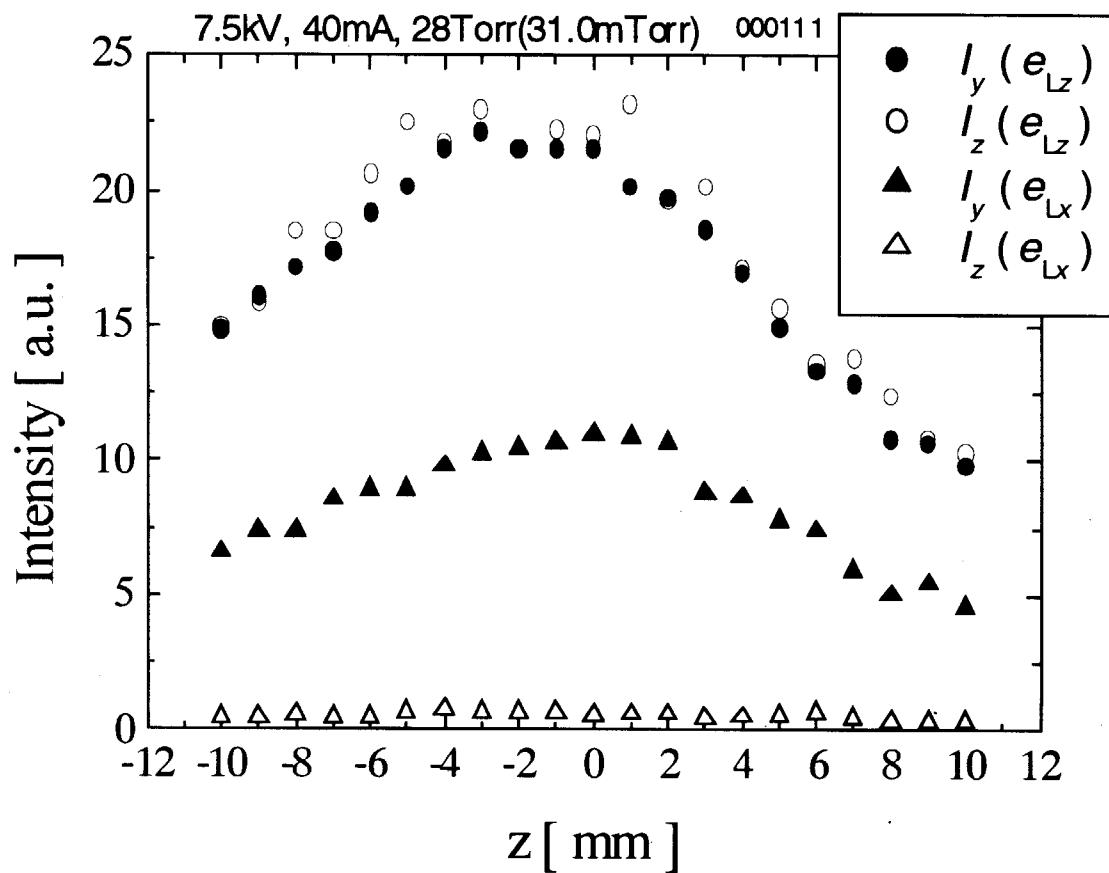


Fig. 15 絶縁体が正常な場合における LIF のピーク値

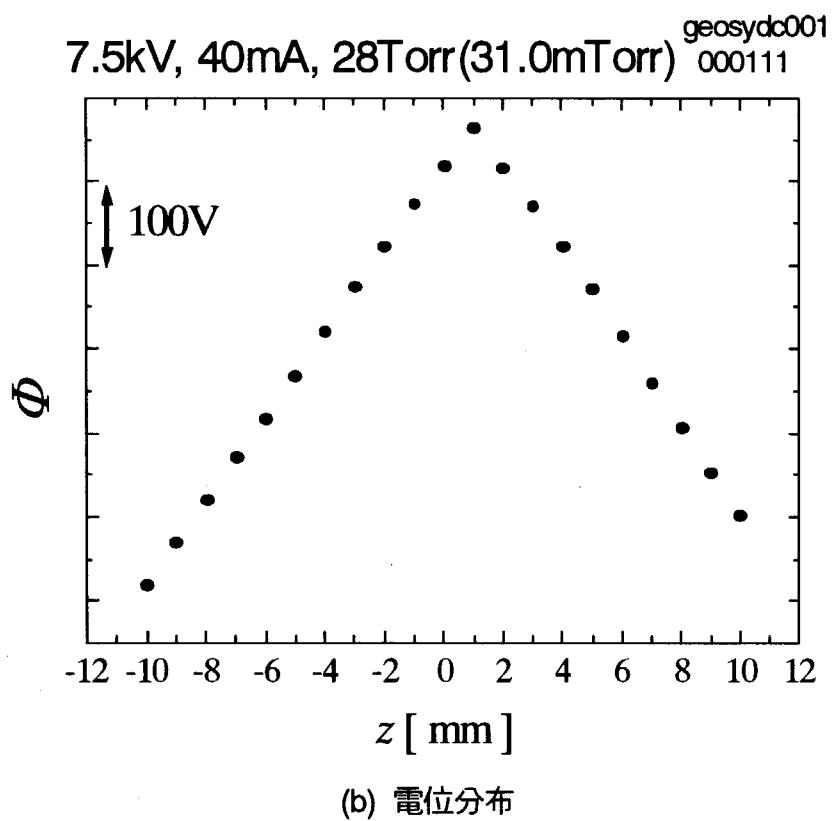
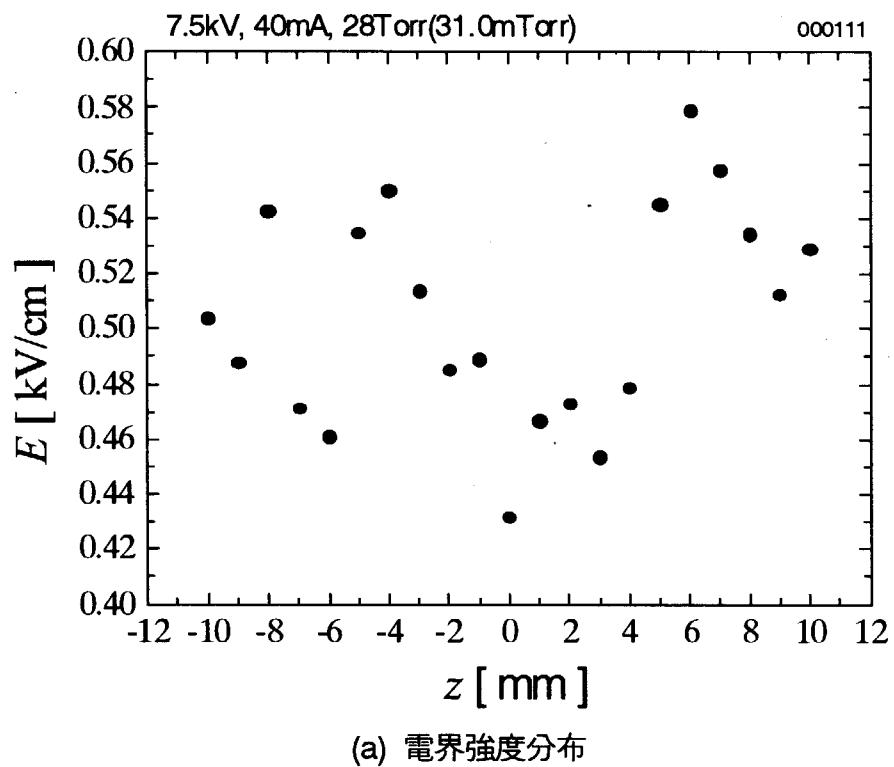
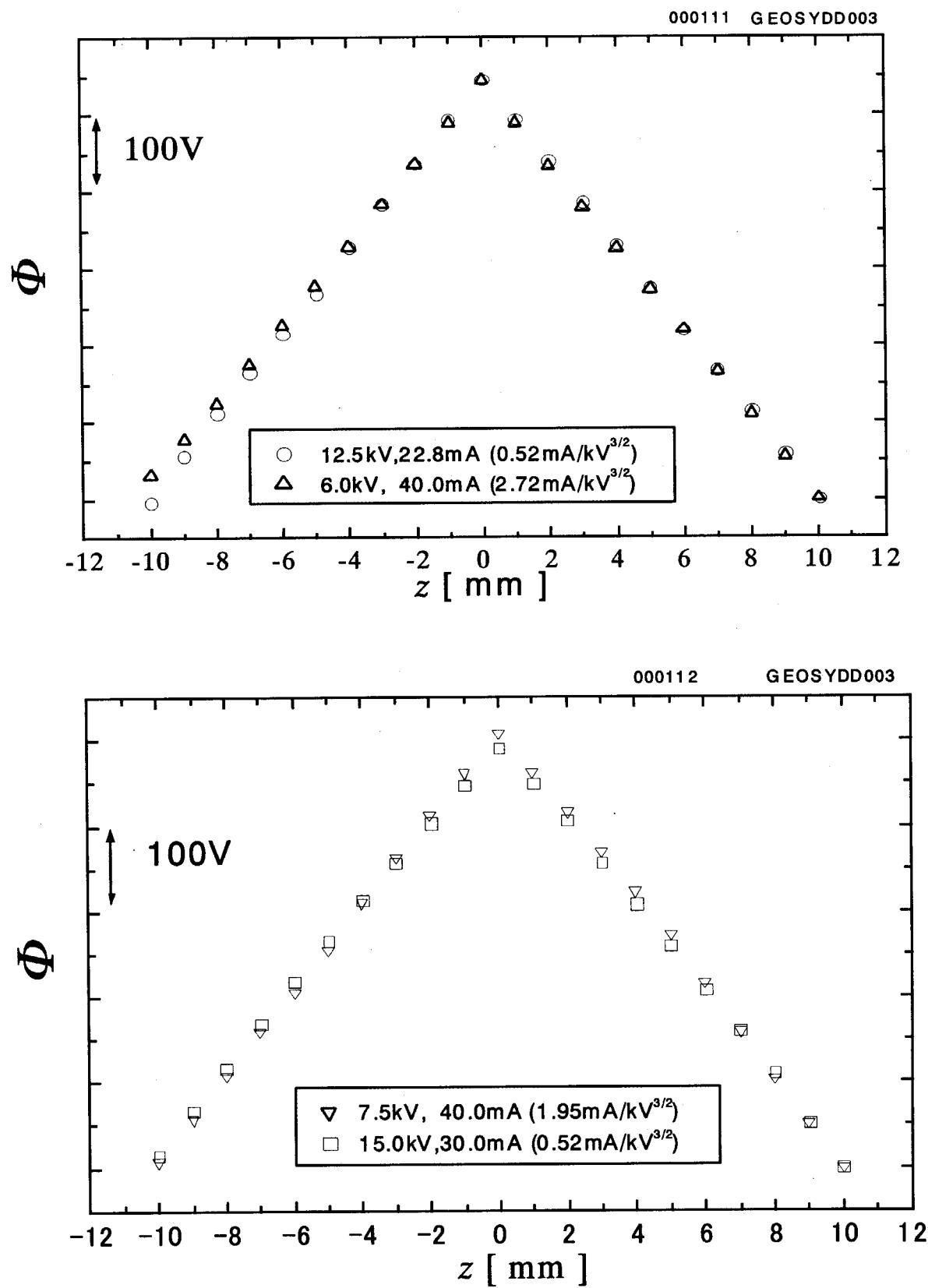


Fig. 16 絶縁体が正常な場合の電界および電位分布測定

Fig. 17 異なる放電条件での電位 ϕ

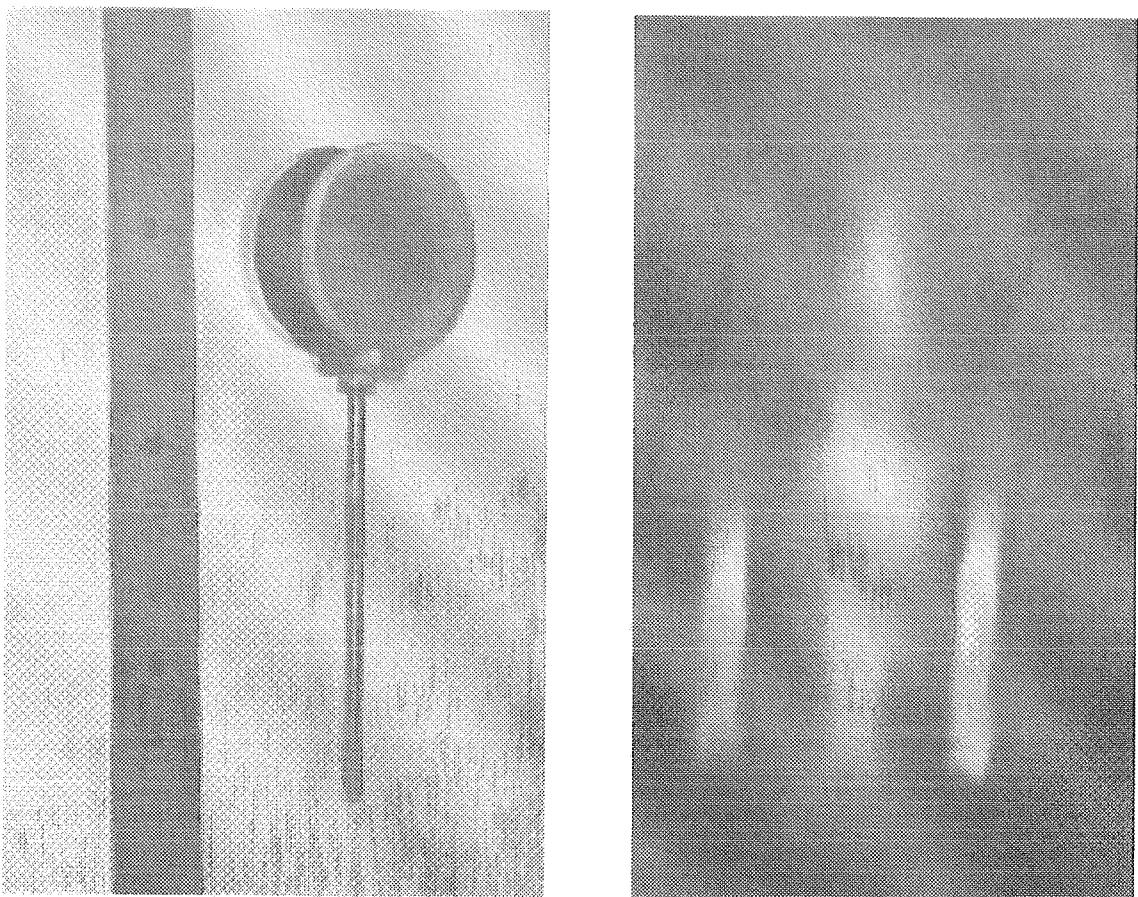


Fig. 18 同電位平行平板陰極によるホロ一陰極放電

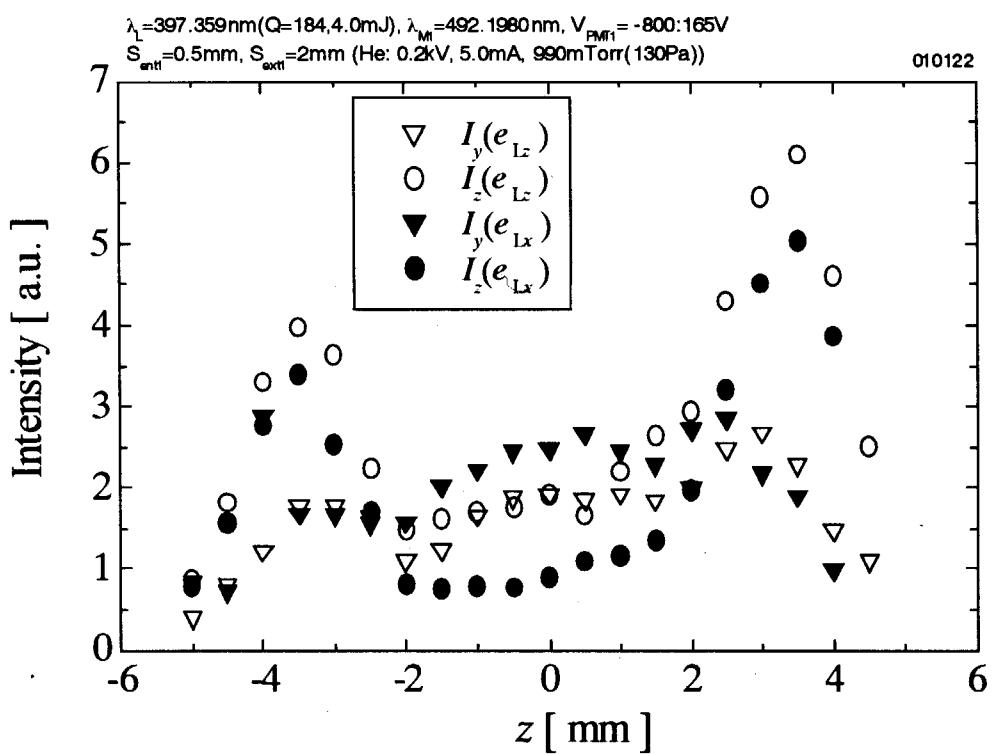


Fig. 19 LIF 信号ピーク値の空間分布
(同電位平行平板陰極)

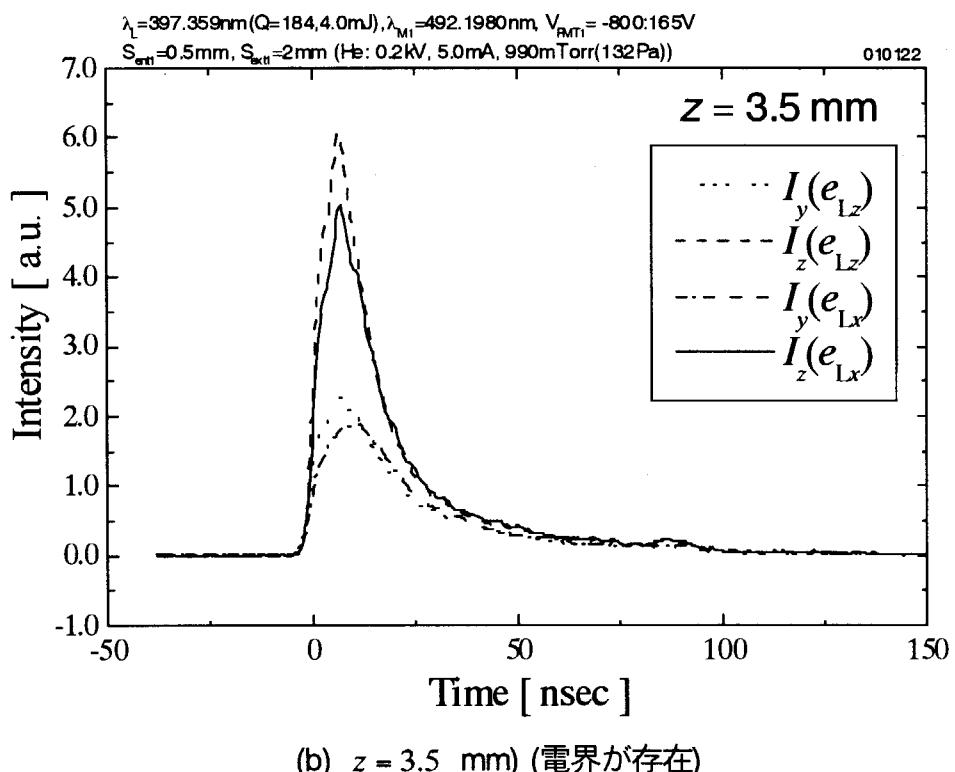
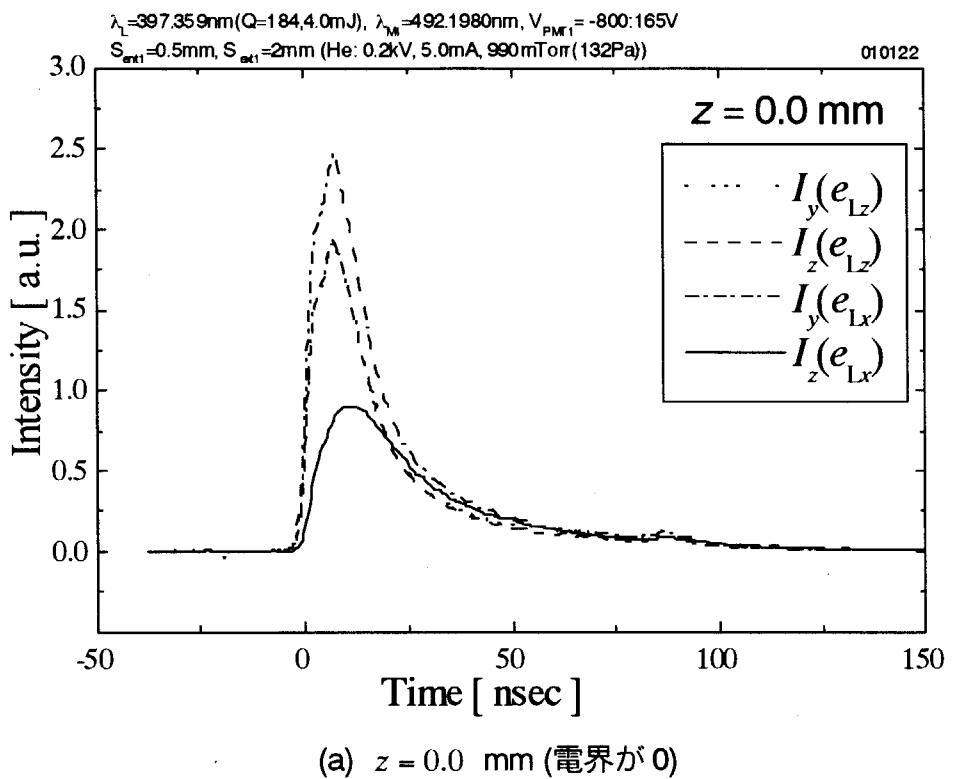


Fig. 20 LIF 信号の時間発展
(同電位平行平板陰極)

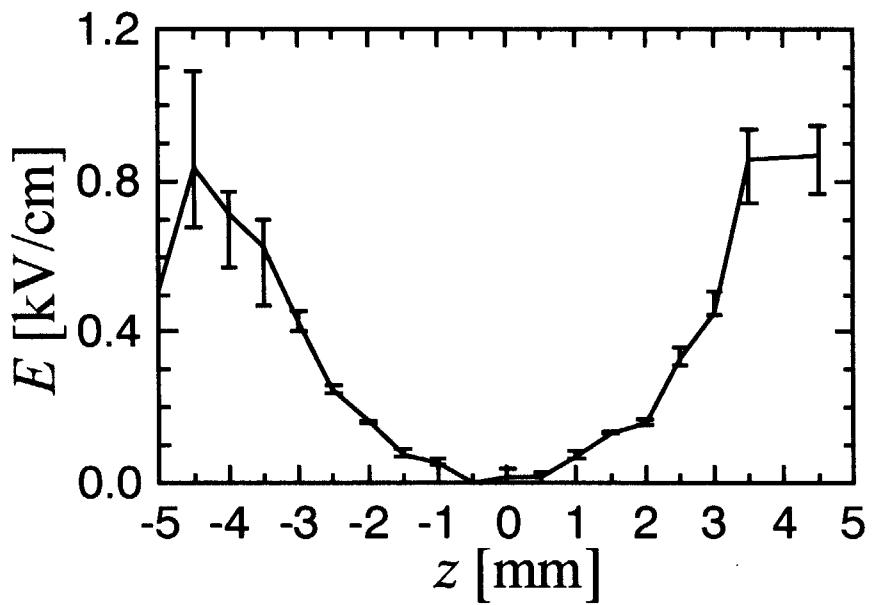


Fig. 21 電界分布
(同電位平行平板陰極)

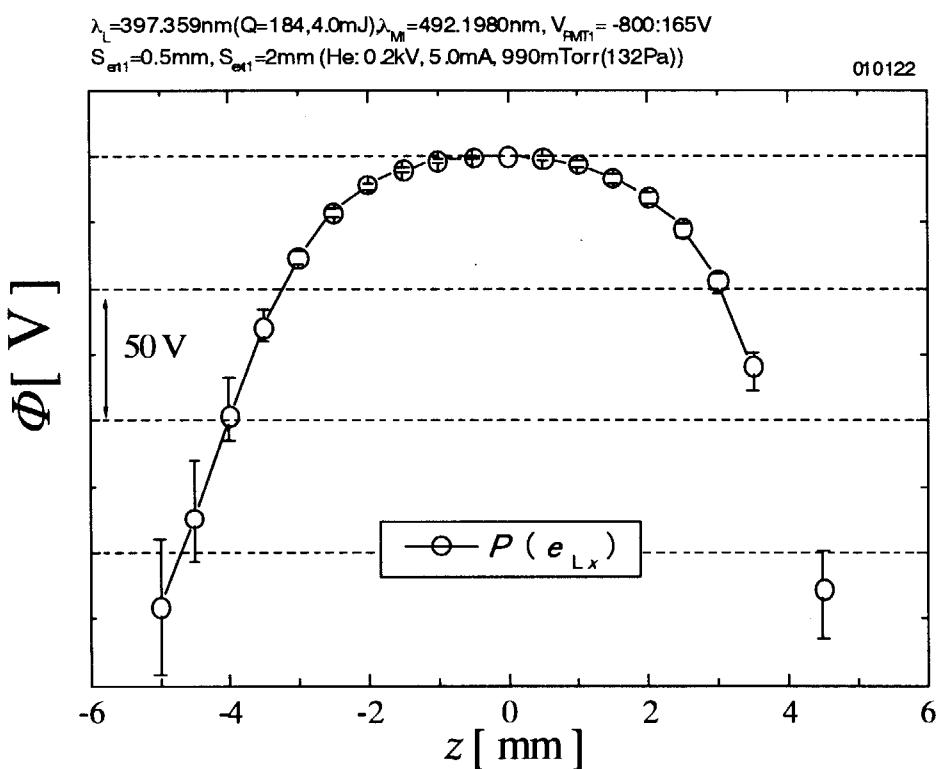


Fig. 22 電位分布
(同電位平行平板陰極)

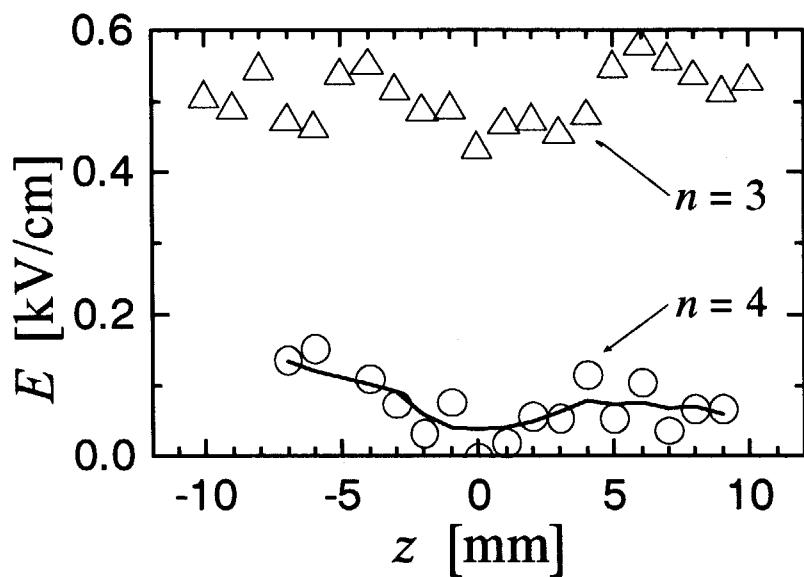


Fig. 23 電界分布
(メッシュ状球殻陰極)

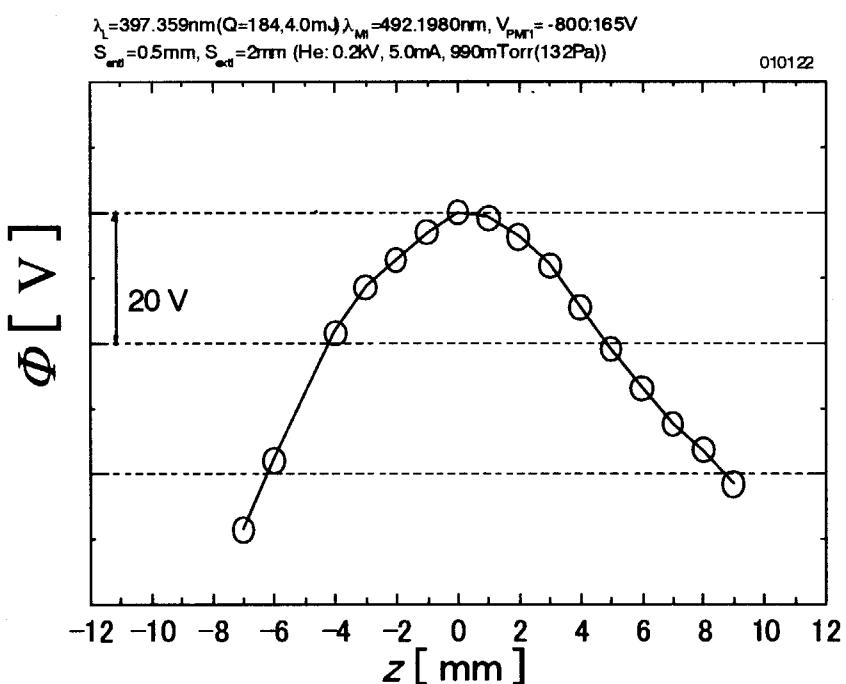


Fig. 24 電位分布
(メッシュ状球殻陰極)

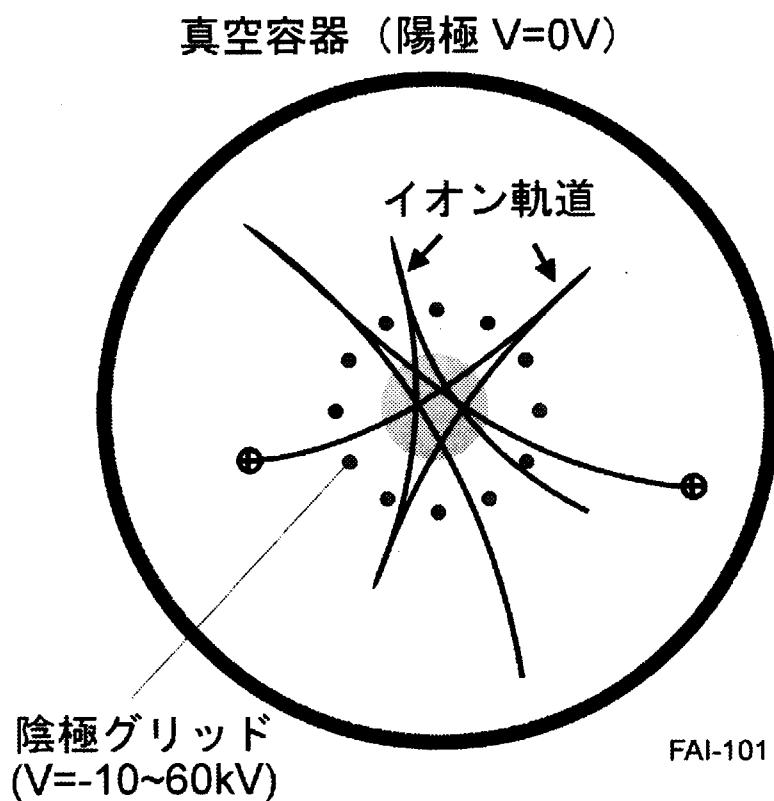


Fig. 25 IECF 装置の動作原理

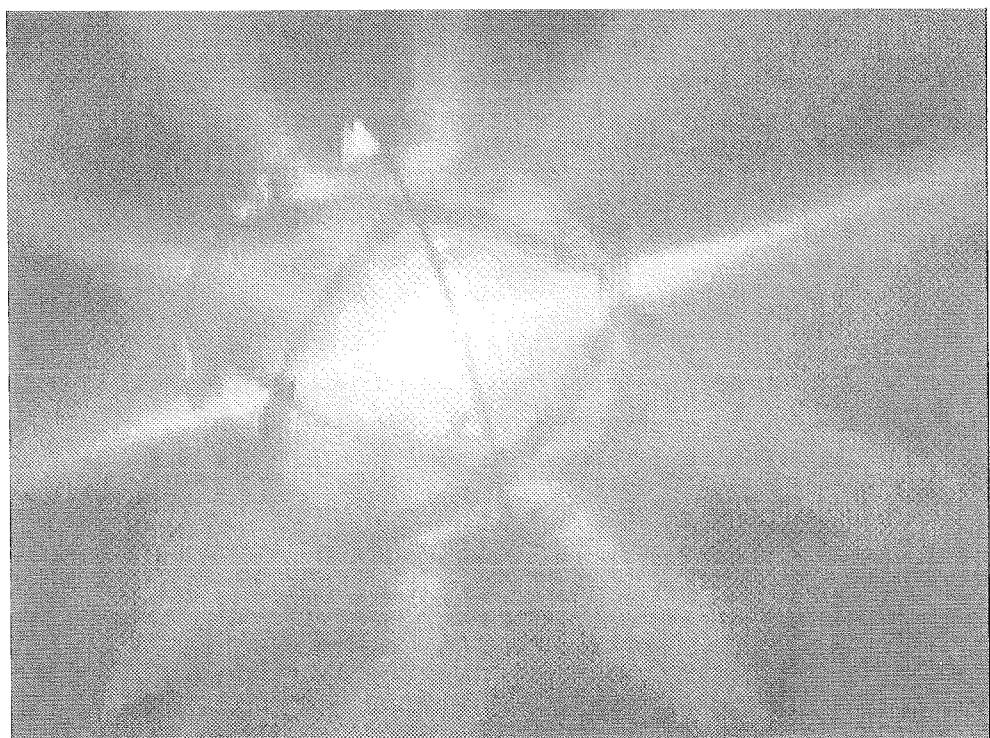


Fig. 26 スターモード(D₂)

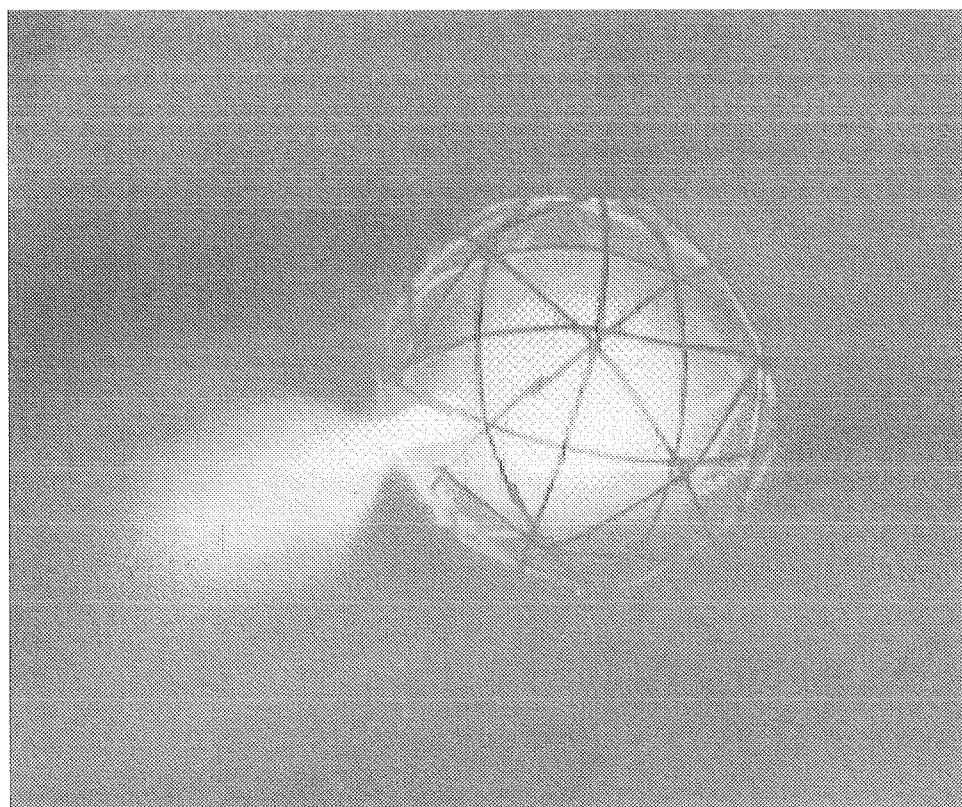


Fig. 27 八口一モード(H₂)

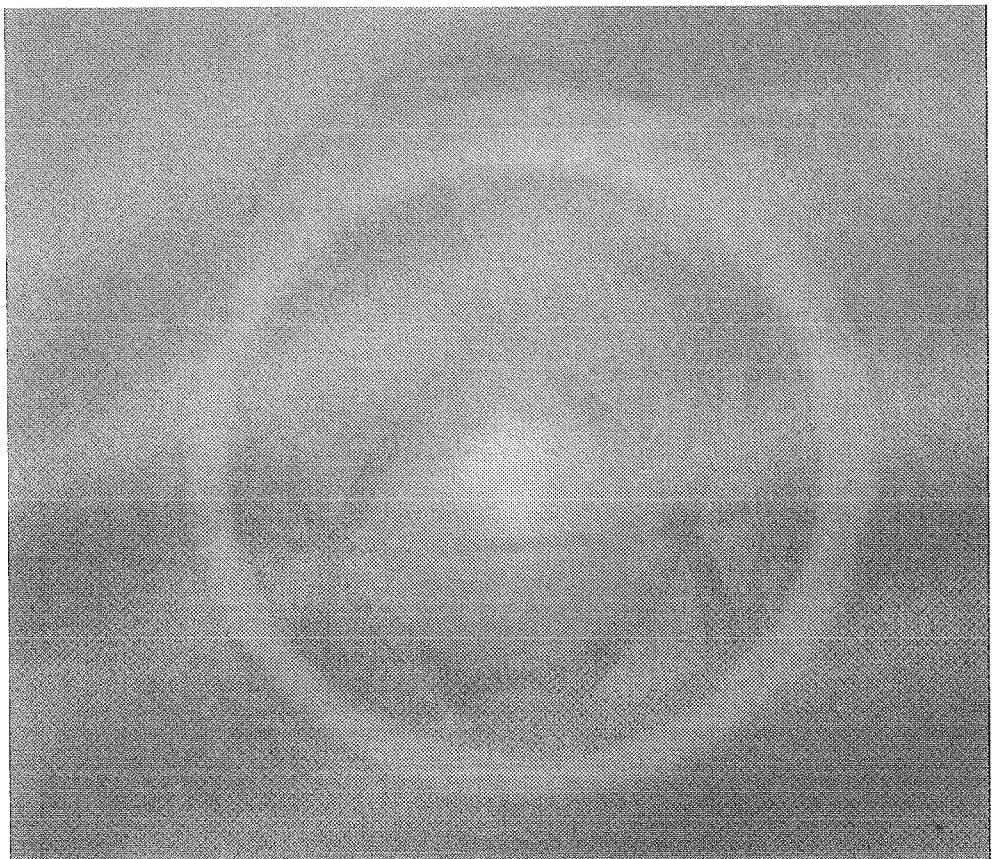


Fig. 28 センタースポットモード(D_2)

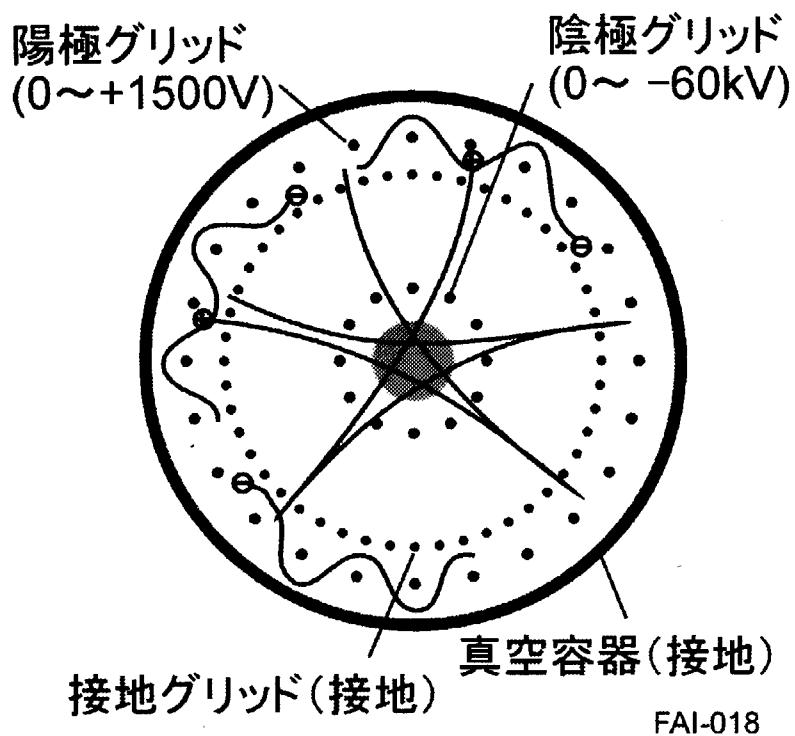


Fig. 29 3重グリッドシステムの動作原理

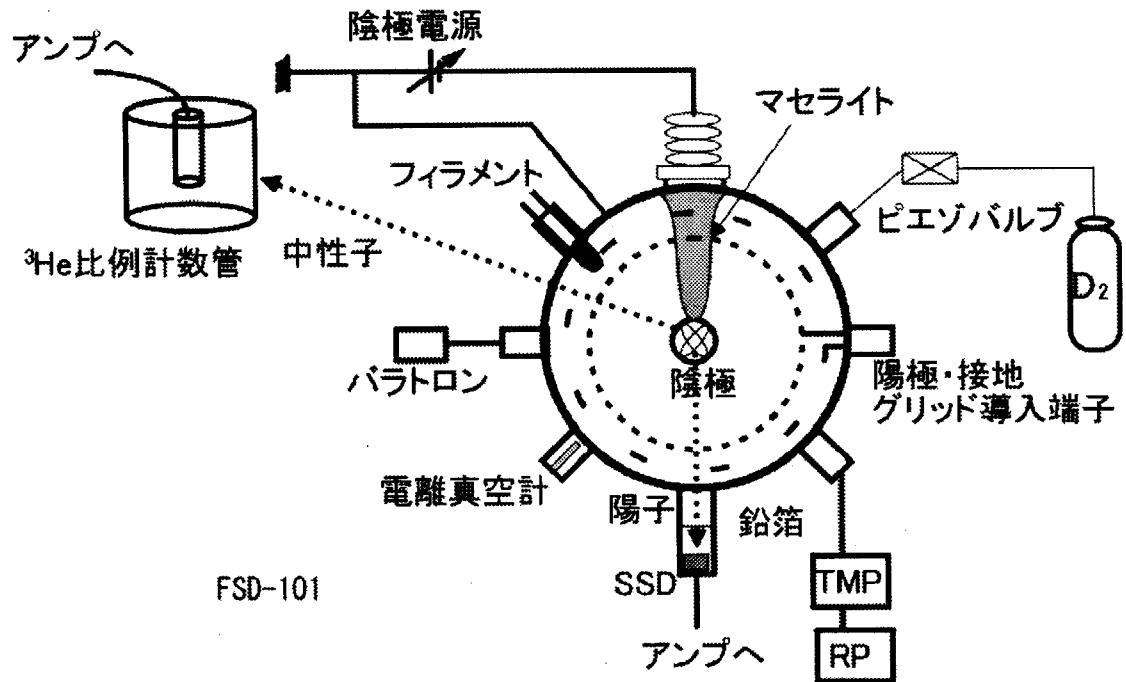


Fig. 30 実験装置全体の概略図

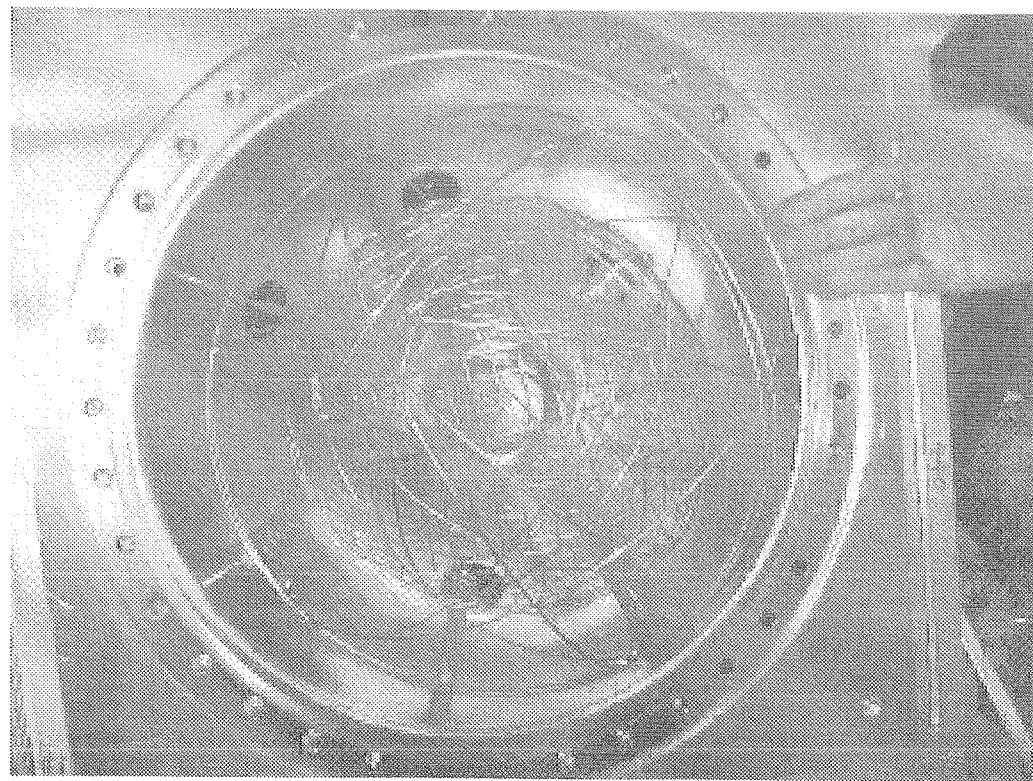


Fig. 31 3重グリッドシステム

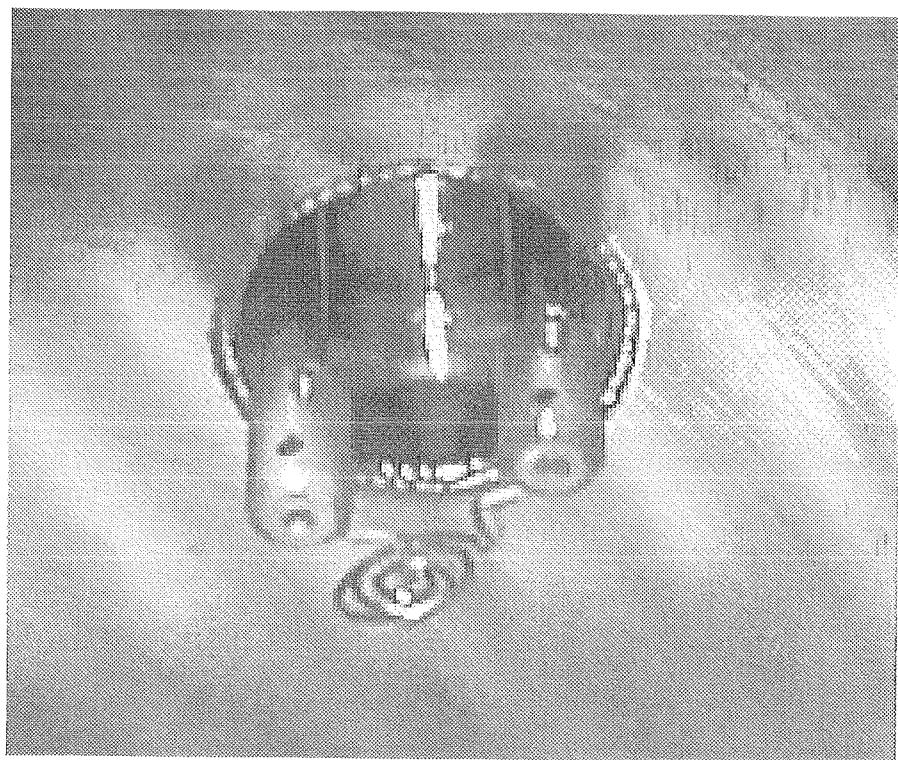
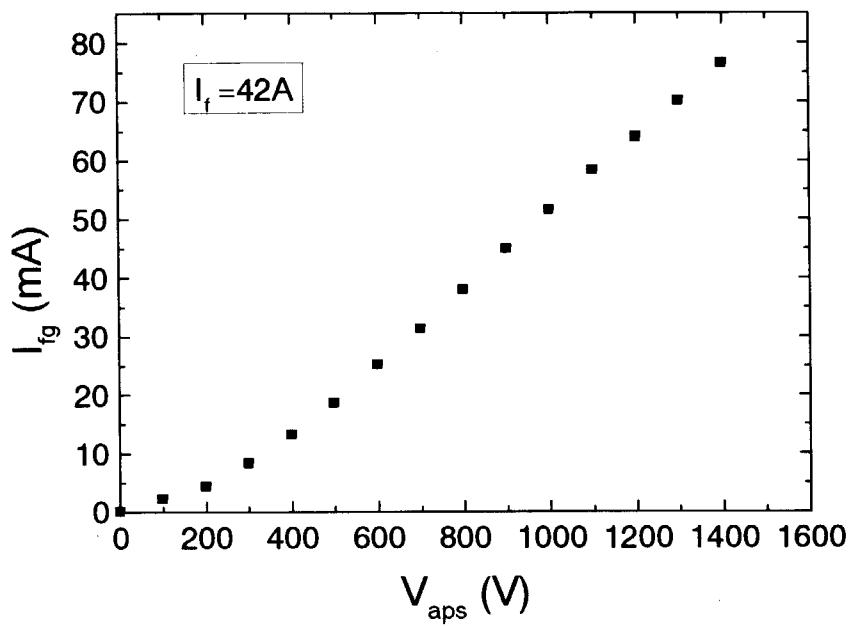
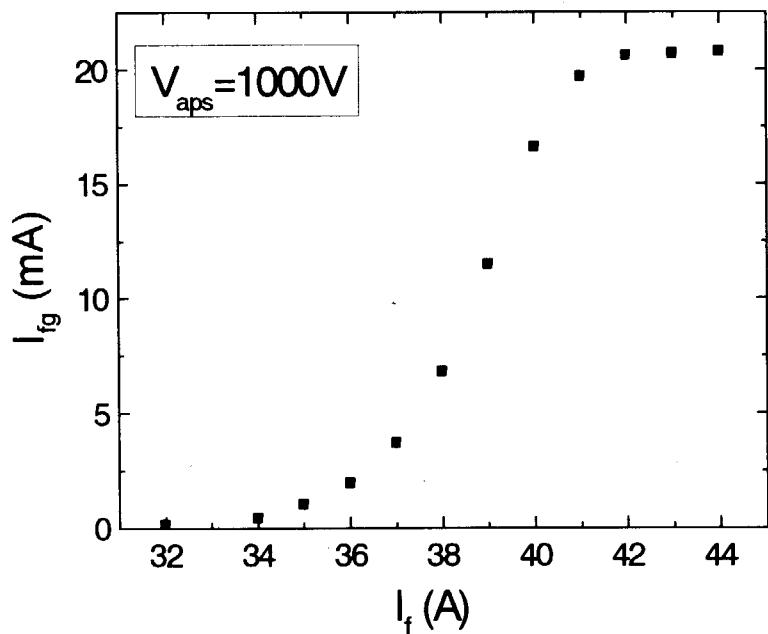


Fig. 32 タングステンフィラメント



(a) フィラメント電流一定の場合



(b) 陽極供給電圧一定の場合

Fig. 33 フィラメントの電子放出特性（真空時：約 1×10^{-3} Pa）

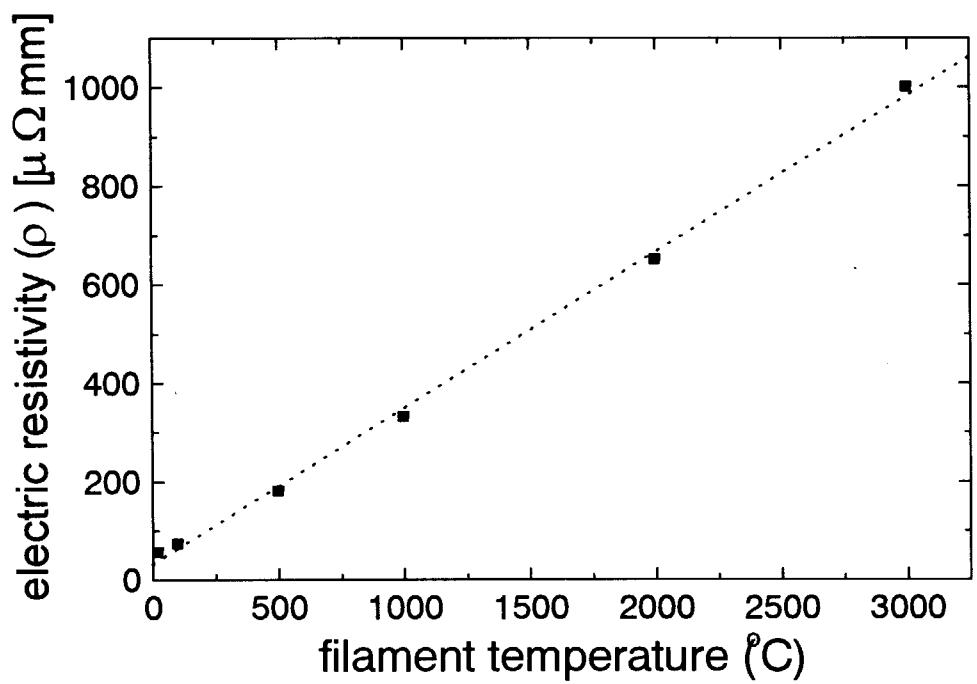
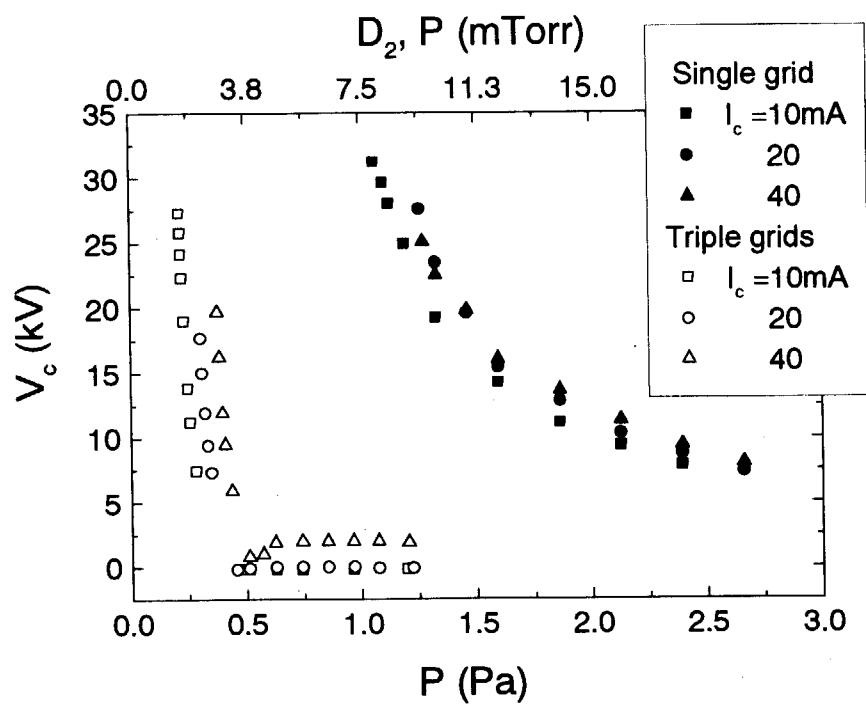
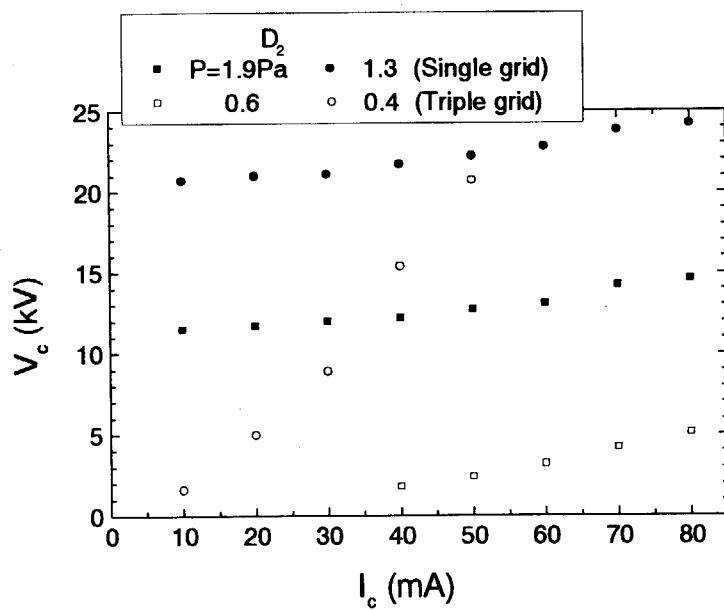


Fig. 34 タングステンの温度と電気抵抗率の関係



(a) 隅極電圧一圧力の関係（隅極電流一定）



(b) 階極電流一階極電圧の関係（圧力一定）

Fig. 35 シングルグリッドと3重グリッドとの比較

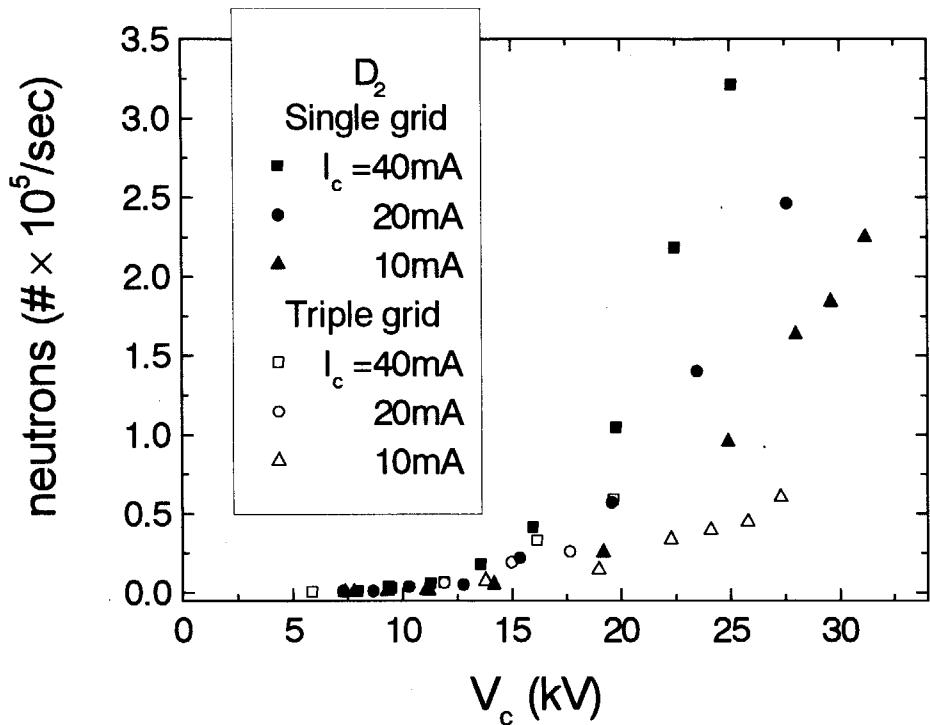
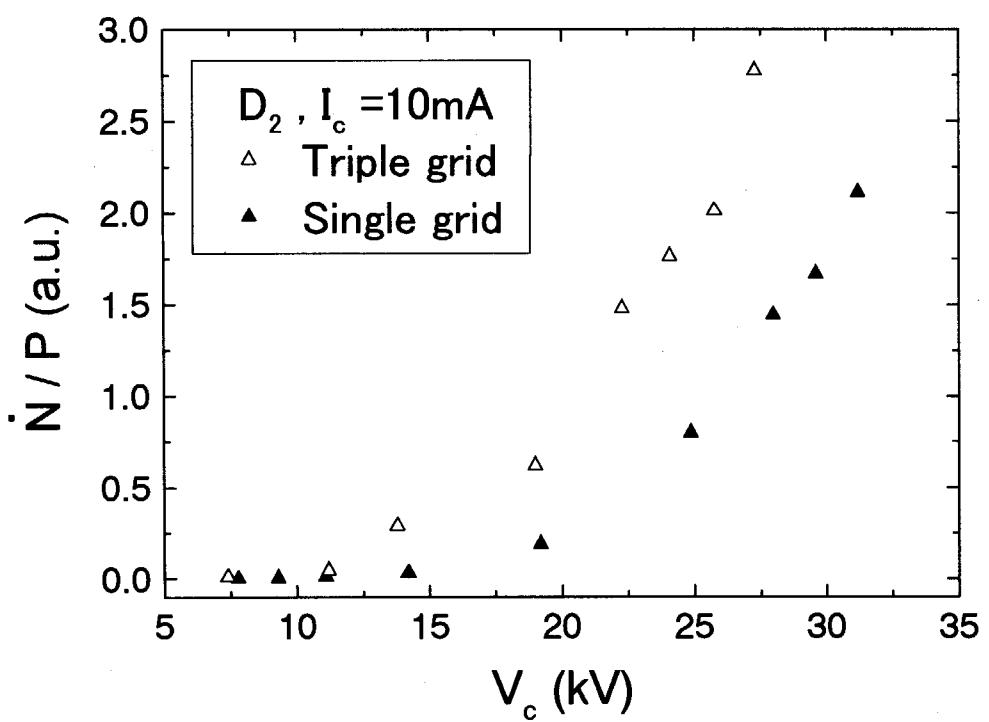


Fig. 36 中性子生成率の比較（陰極電流一定）

Fig. 37 $V_c - N/P$

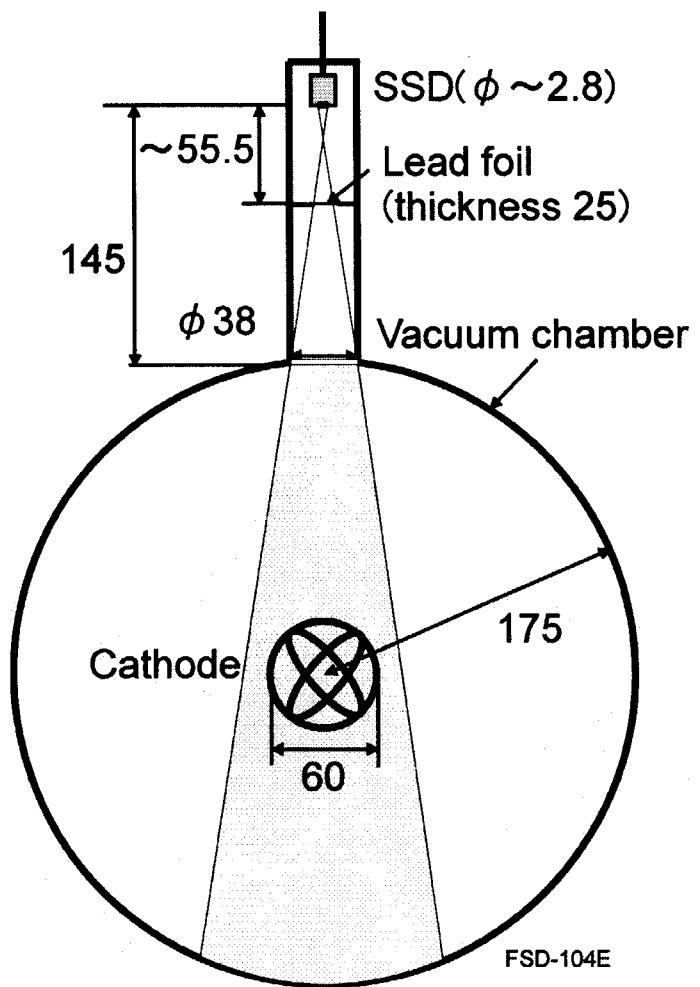


Fig. 38 SSD の測定領域 (単位 : mm)

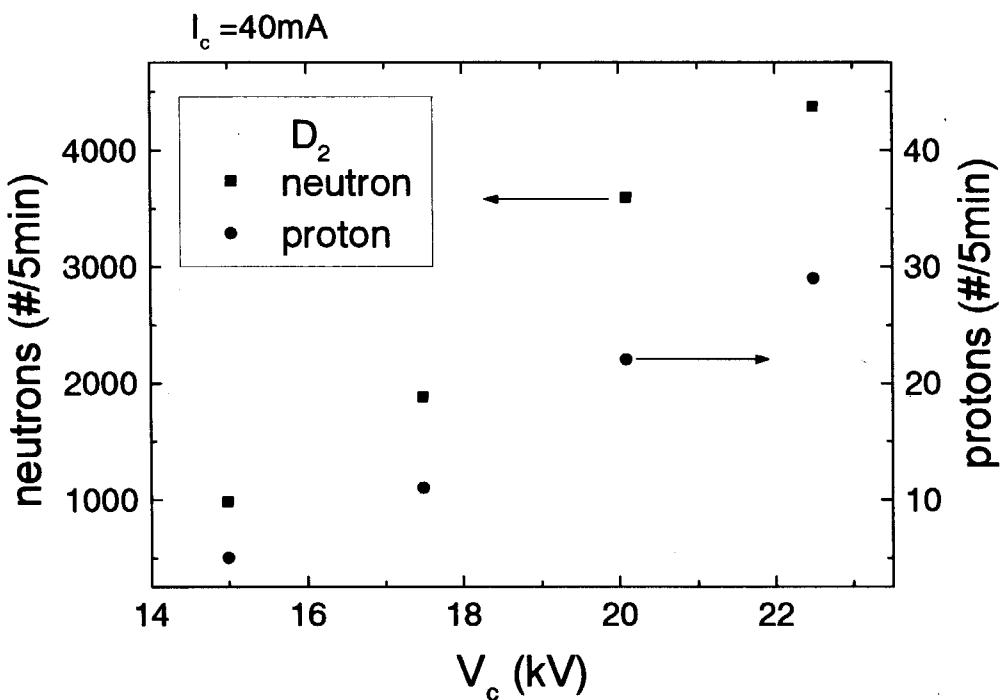


Fig. 39 陽子・中性子の同時測定

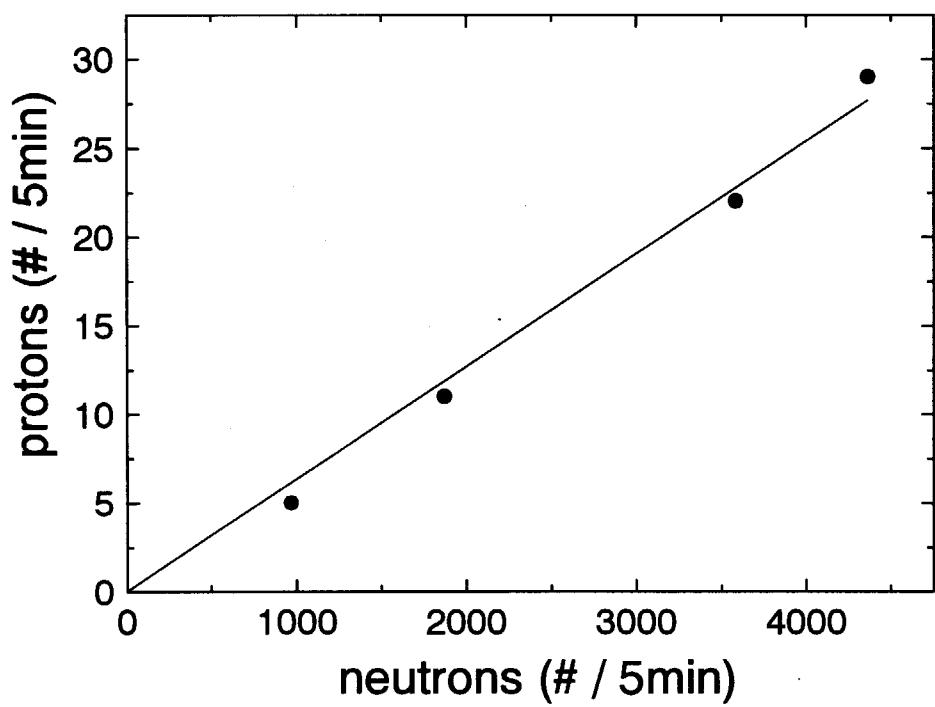


Fig. 40 陽子・中性子カウント数の相関

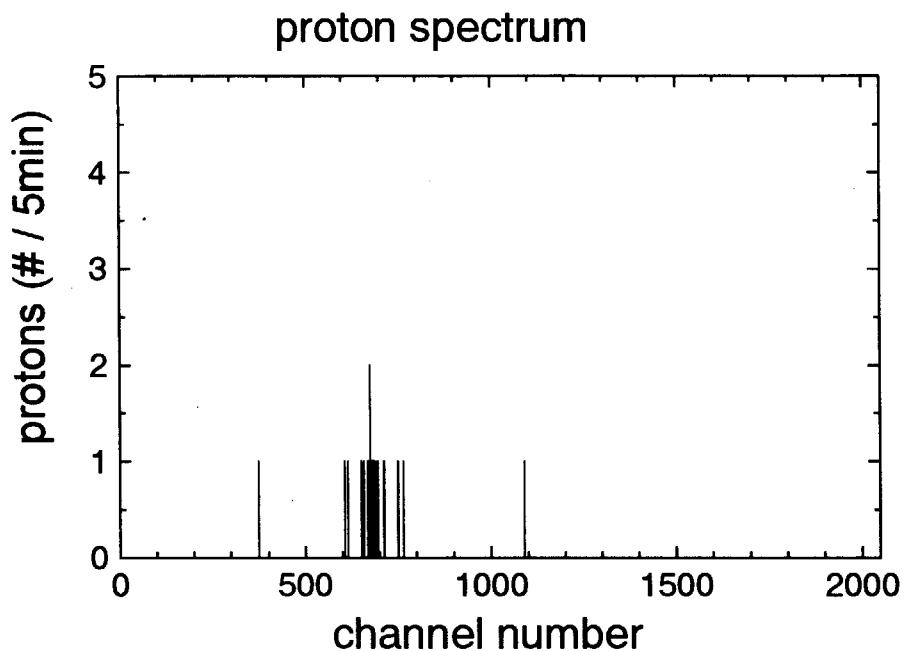


Fig. 41 $V_c = 20$ kVにおける陽子の計測スペクトル

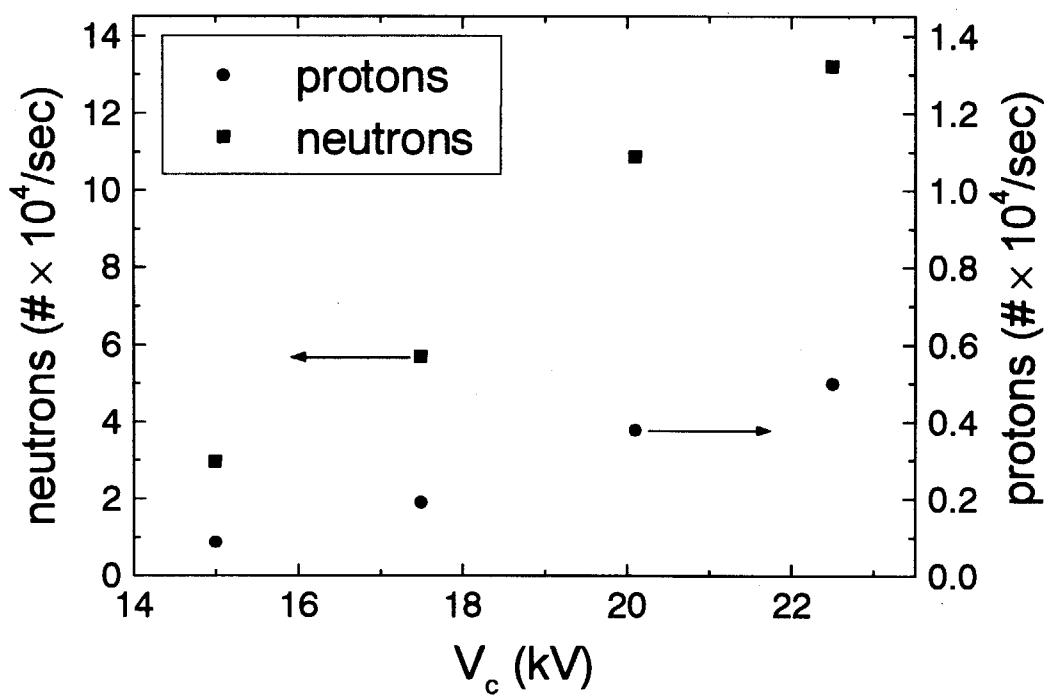


Fig. 42 陽子・中性子発生率の関係

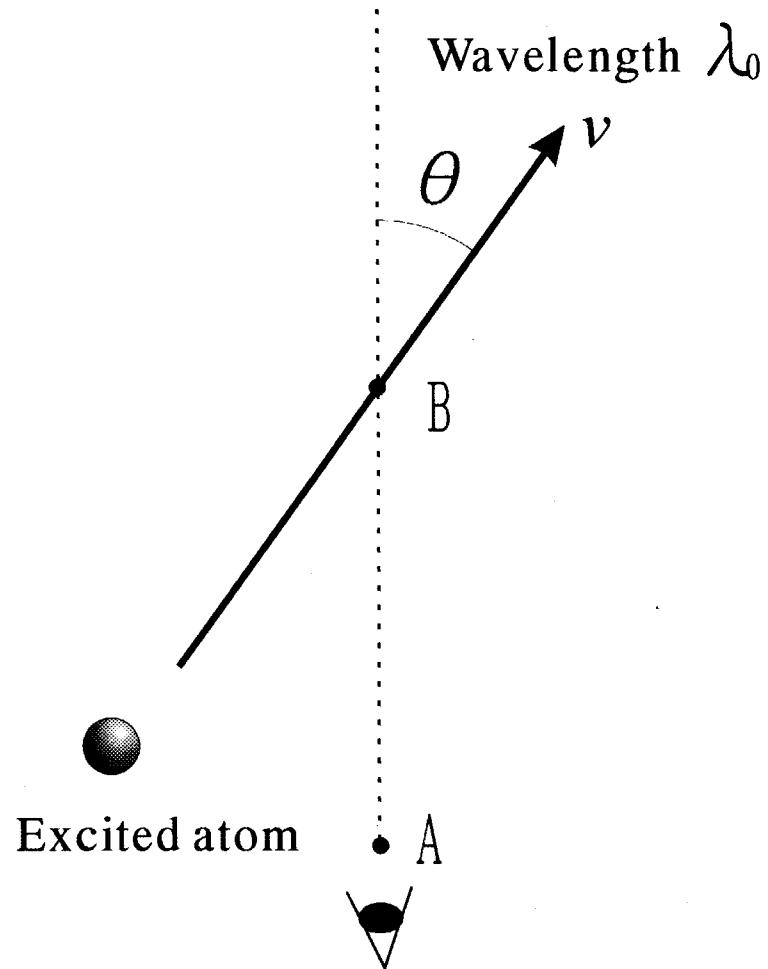


Fig. 43 ドップラー効果

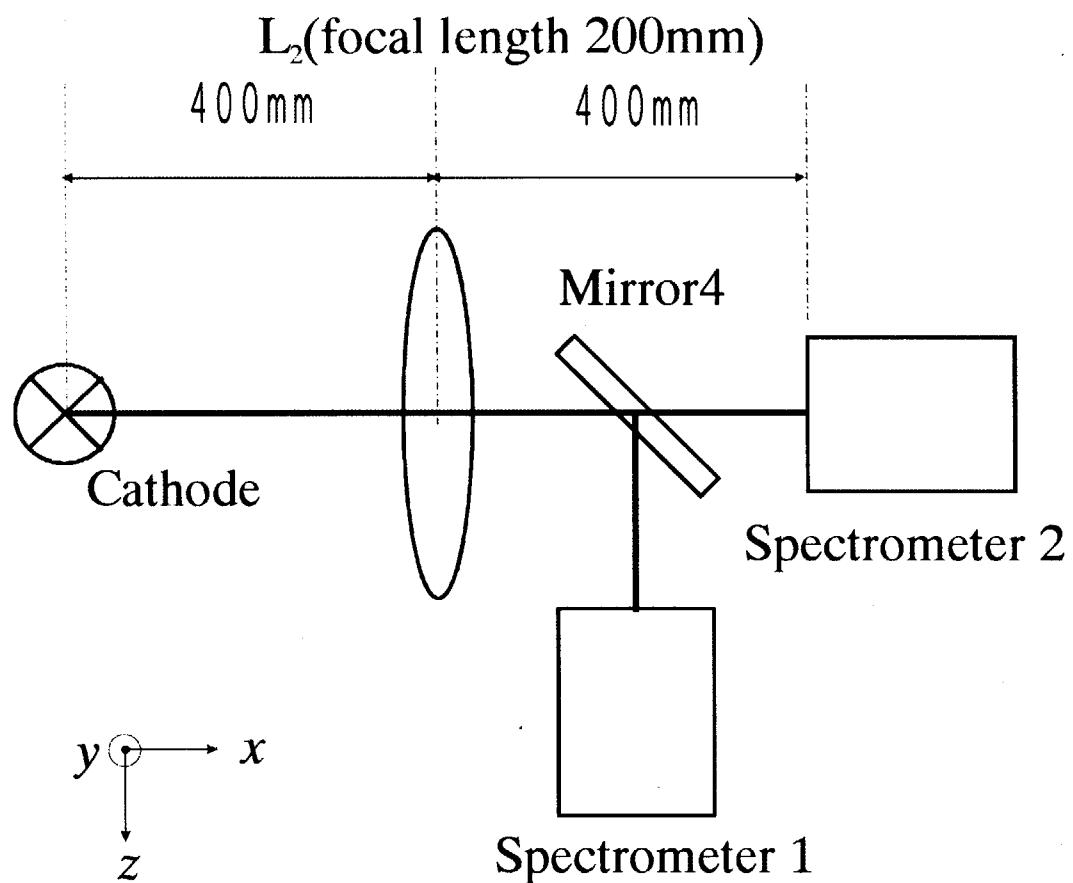


Fig. 44 ドップラーシフト分光法測定光学系配置

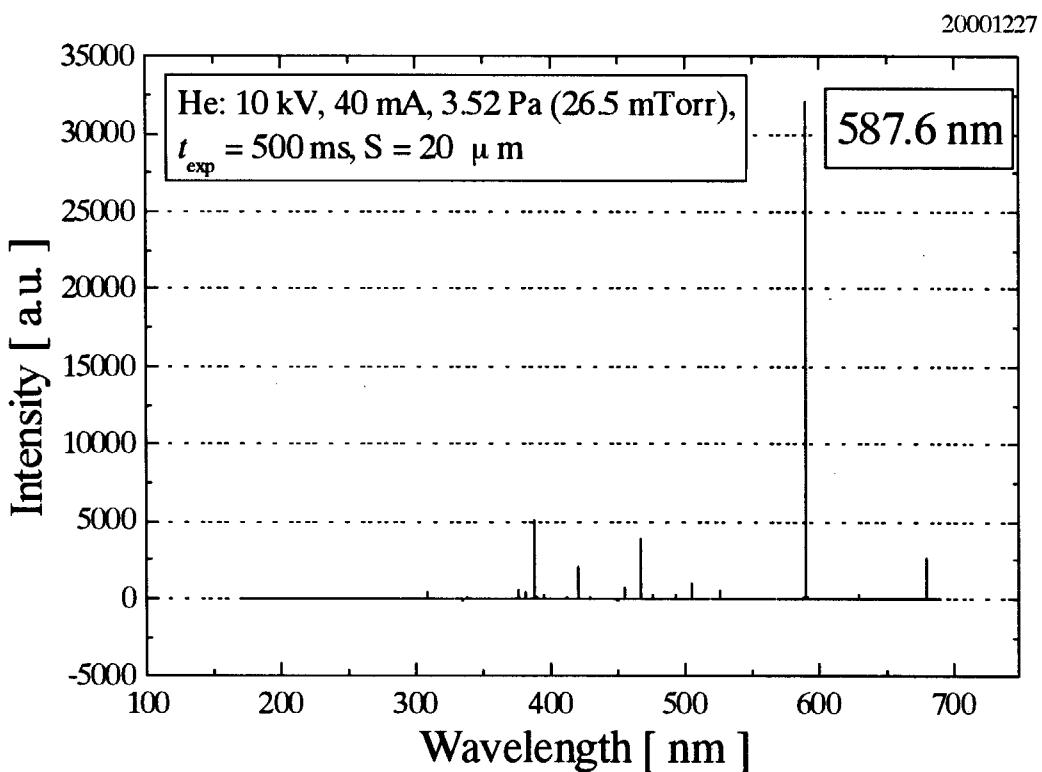


Fig. 45 プラズマ光の波長スペクトル(He ガス)

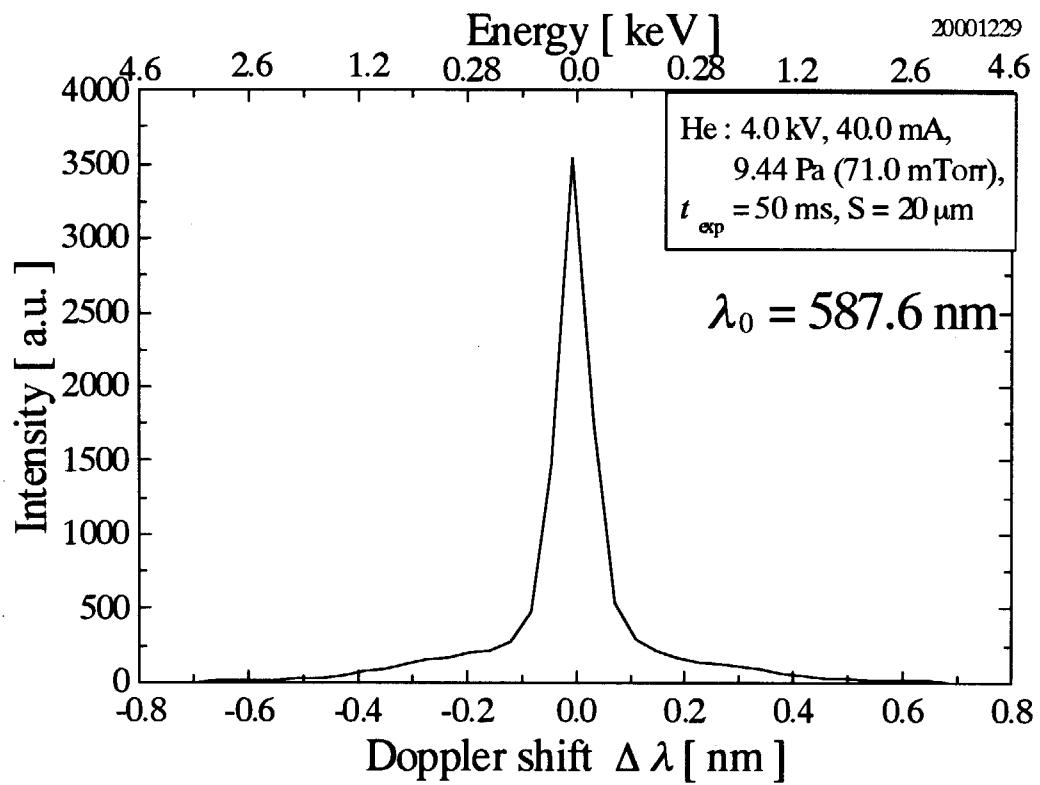


Fig. 46 ドップラーシフト波長スペクトル(He ガス)

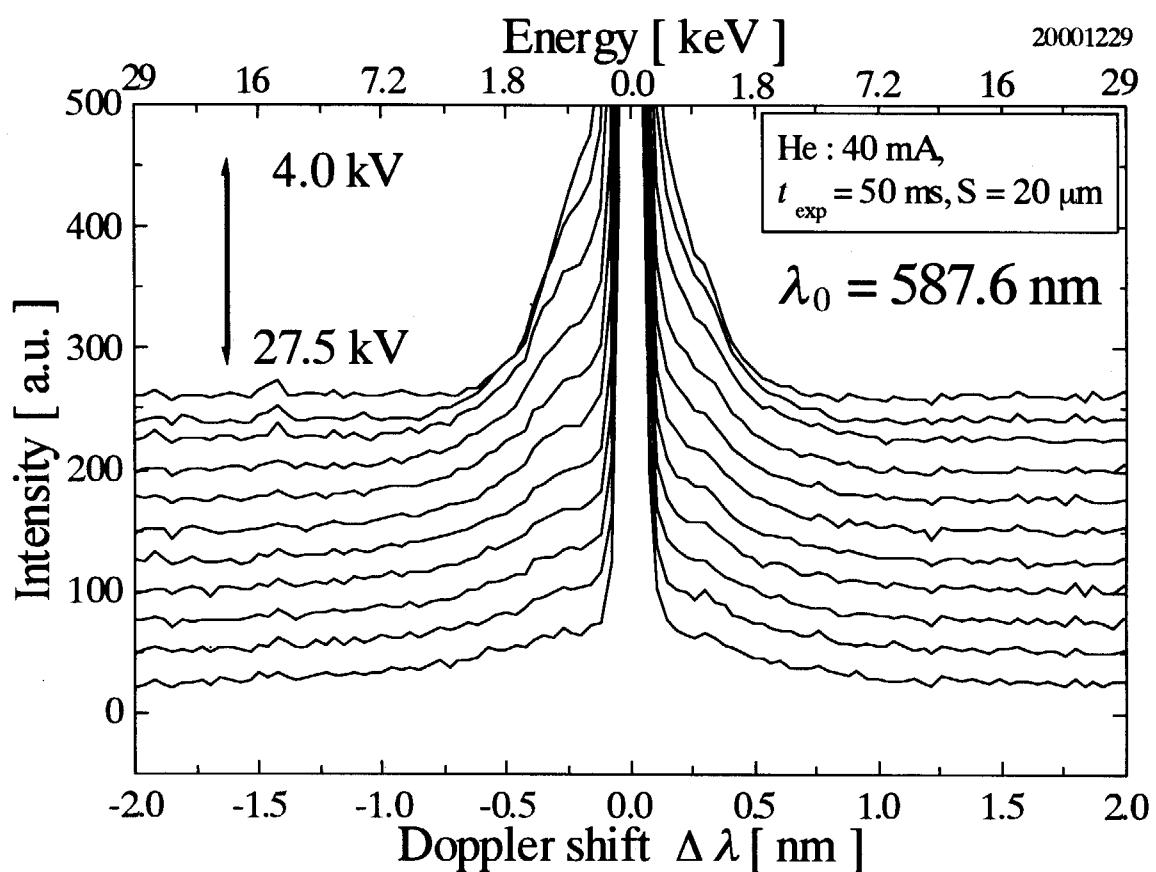


Fig. 47 印加電圧による波長スペクトルの変化 (He ガス)

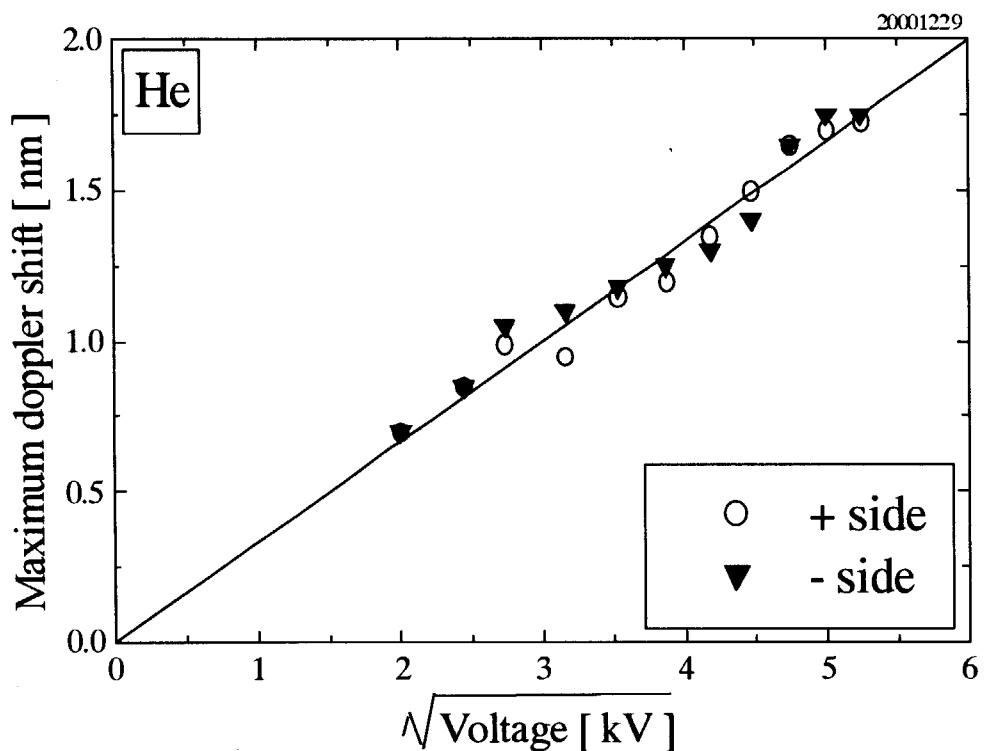


Fig. 48 印加電圧によるドップラーシフトの最大値の変化(He ガス)

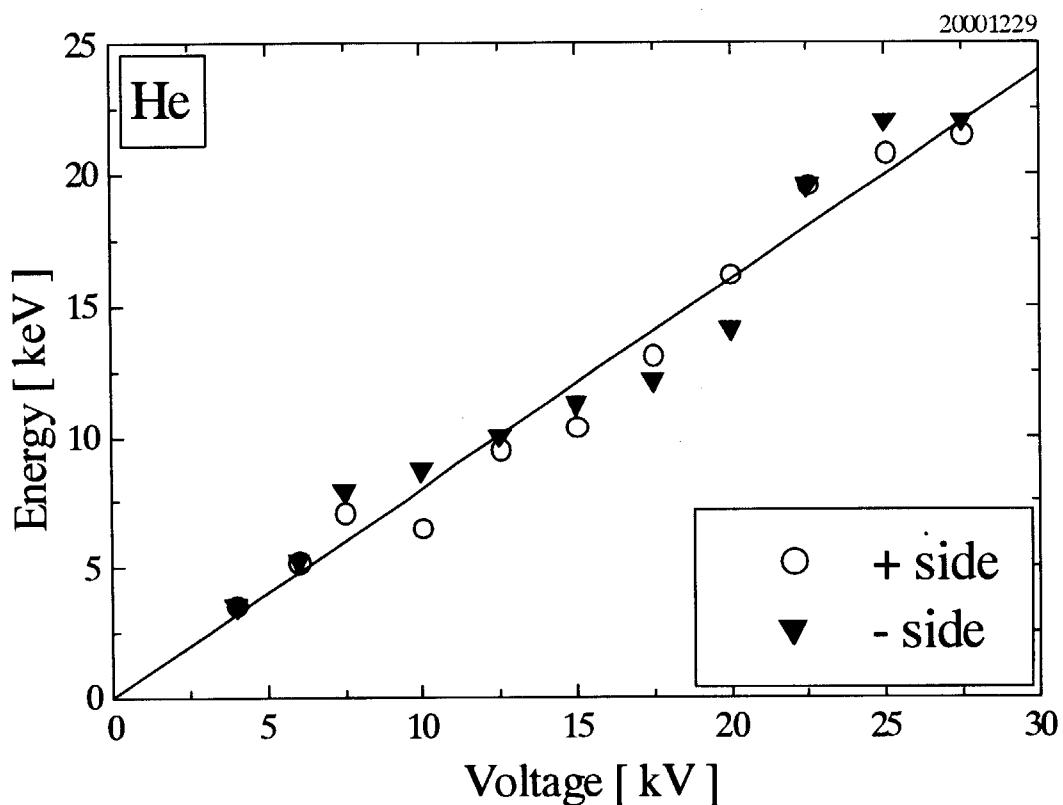


Fig. 49 印加電圧による励起原子運動エネルギーの最大値の変化(He ガス)

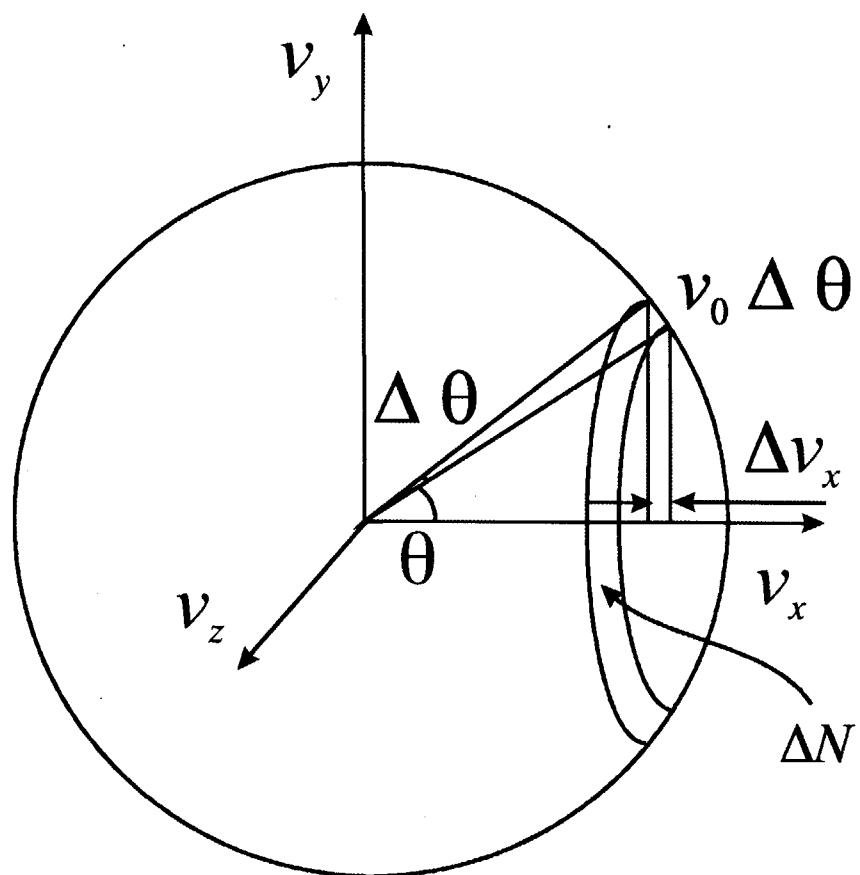
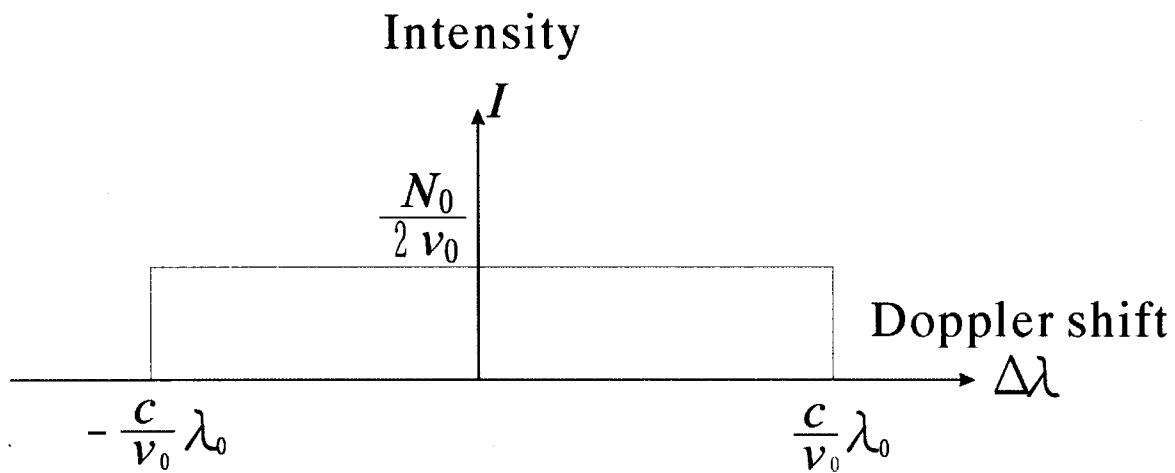
Fig. 50 原子の観測軸方向(x 軸方向)の速度成分

Fig. 51 単一エネルギーの場合のドップラーシフト波長スペクトル

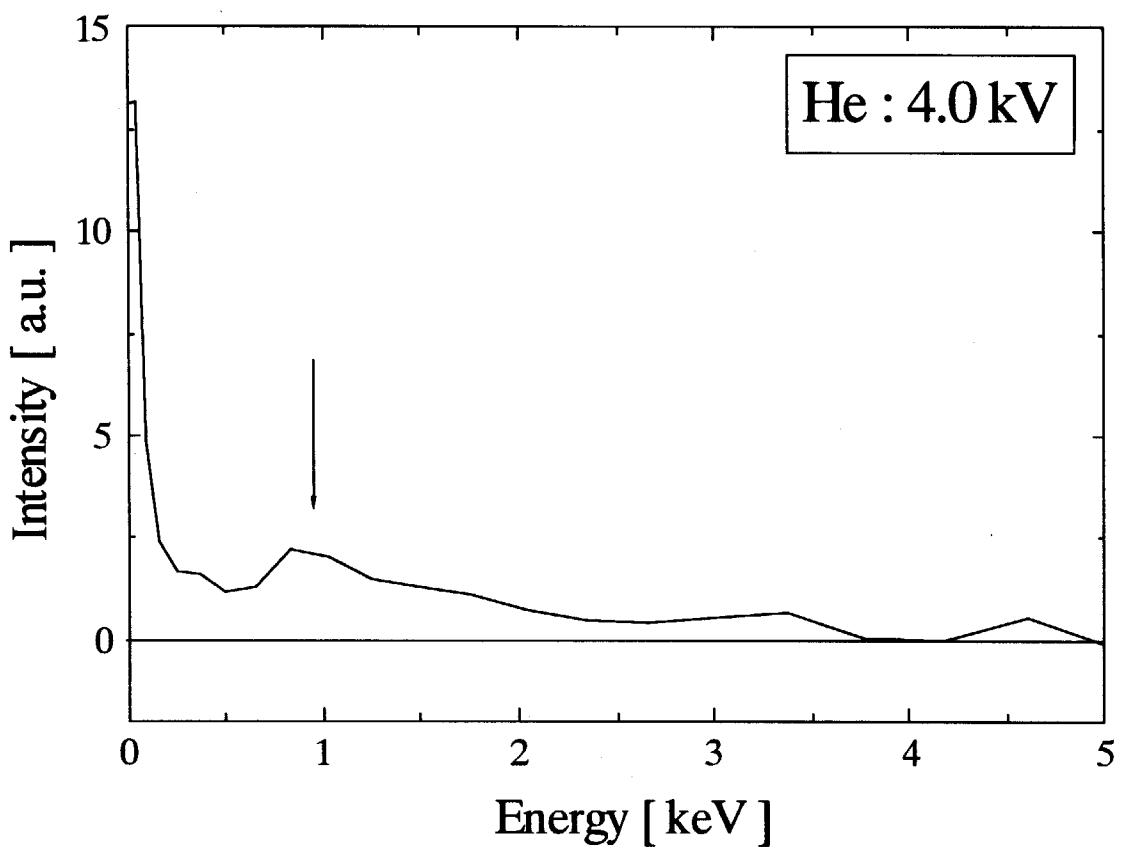
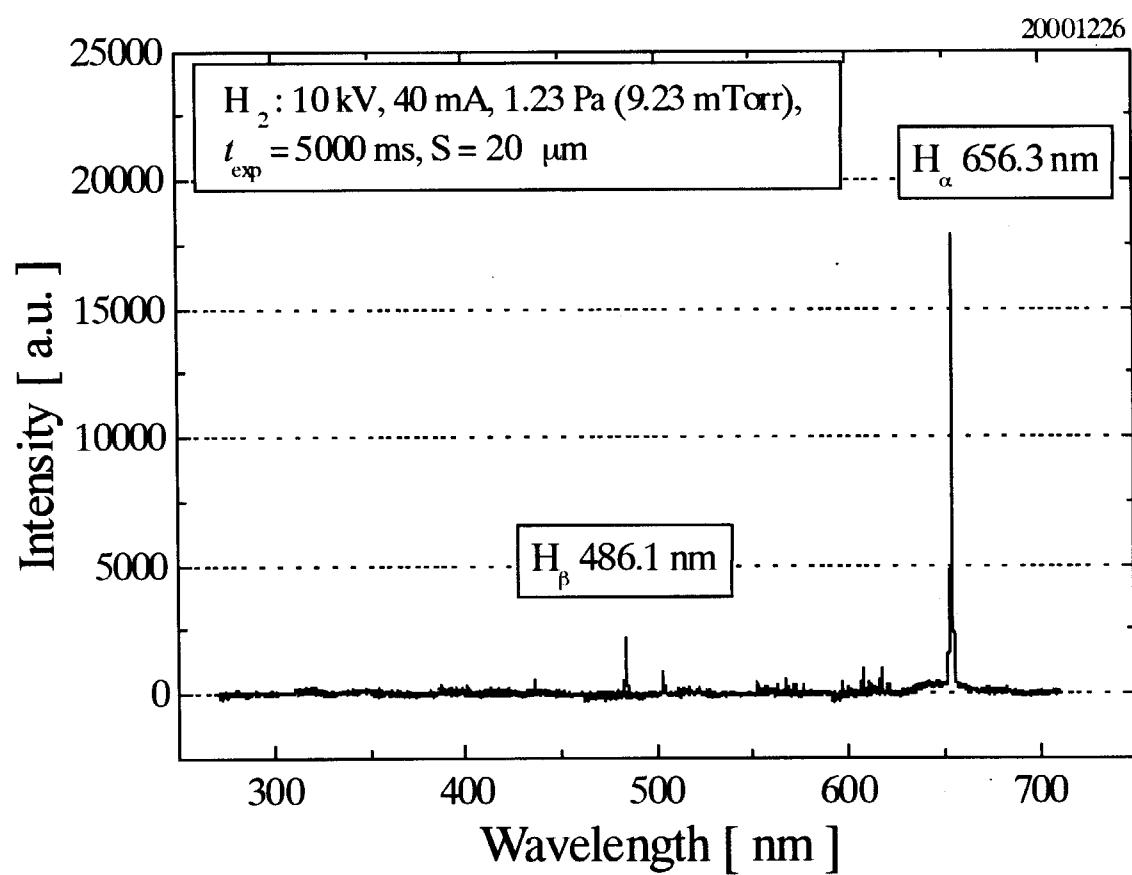
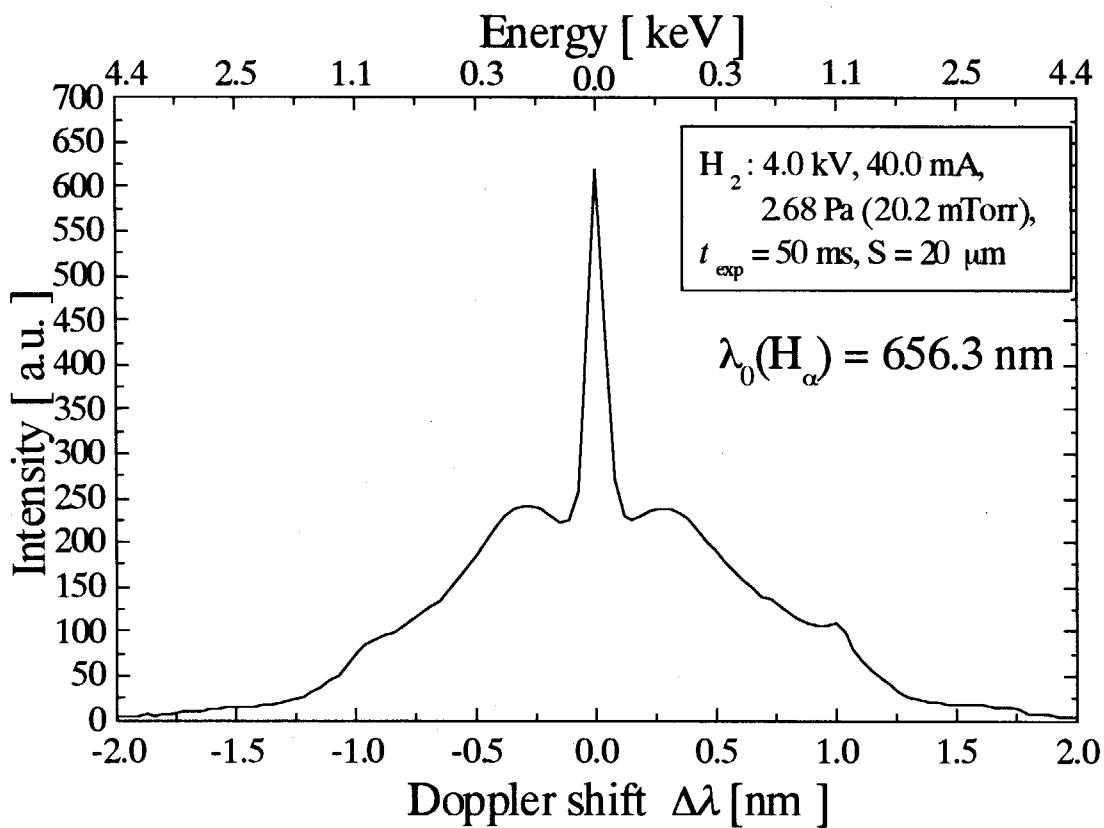


Fig. 52 Fig. 46 の波長スペクトルより計算される励起原子のエネルギー分布(He ガス)

Fig. 53 プラズマ光の波長スペクトル(H_2 ガス)

Fig. 54 ドップラーシフト波長スペクトル(H_2 ガス)

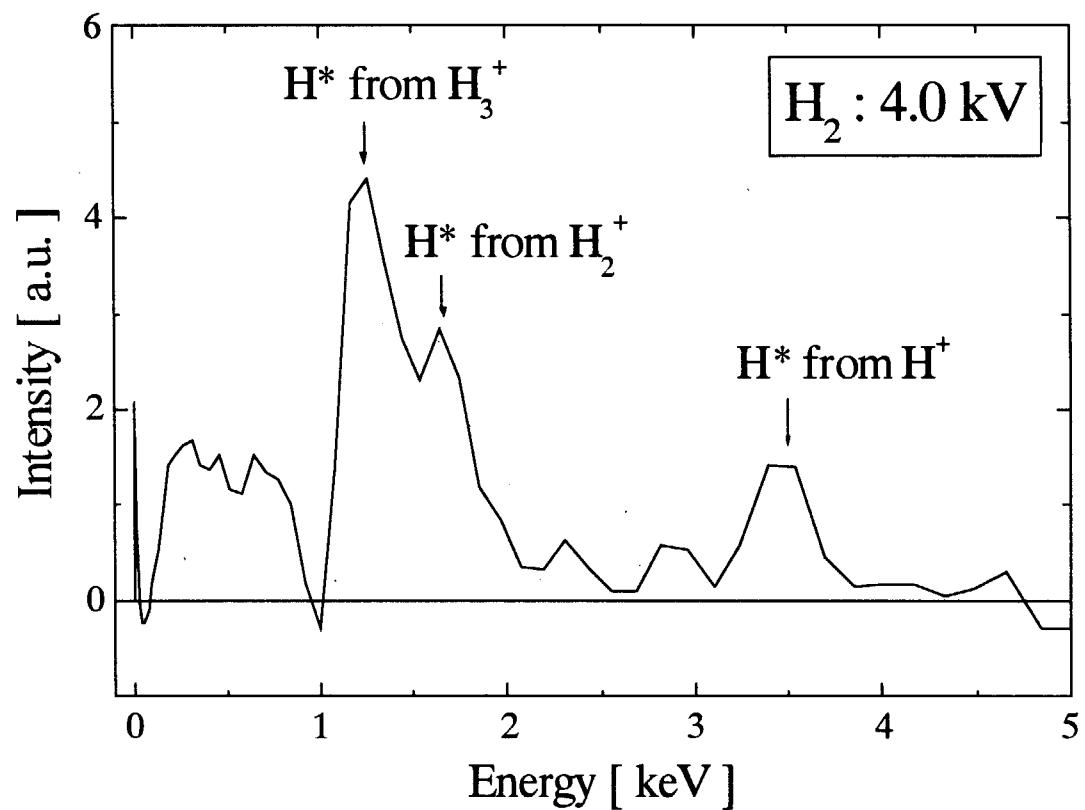


Fig. 55 励起原子のエネルギー分布(H_2 ガス)

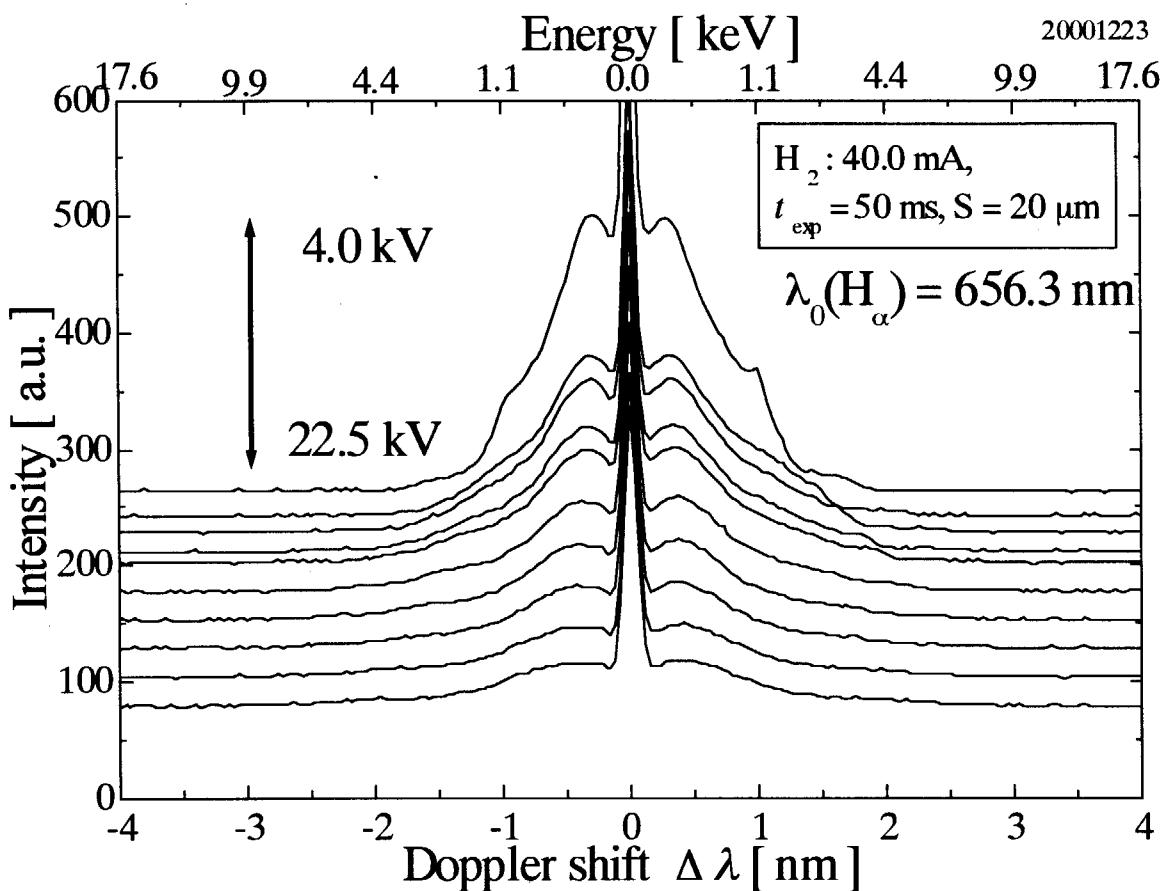


Fig. 56 印加電圧による波長スペクトルの変化 (H_2 ガス)

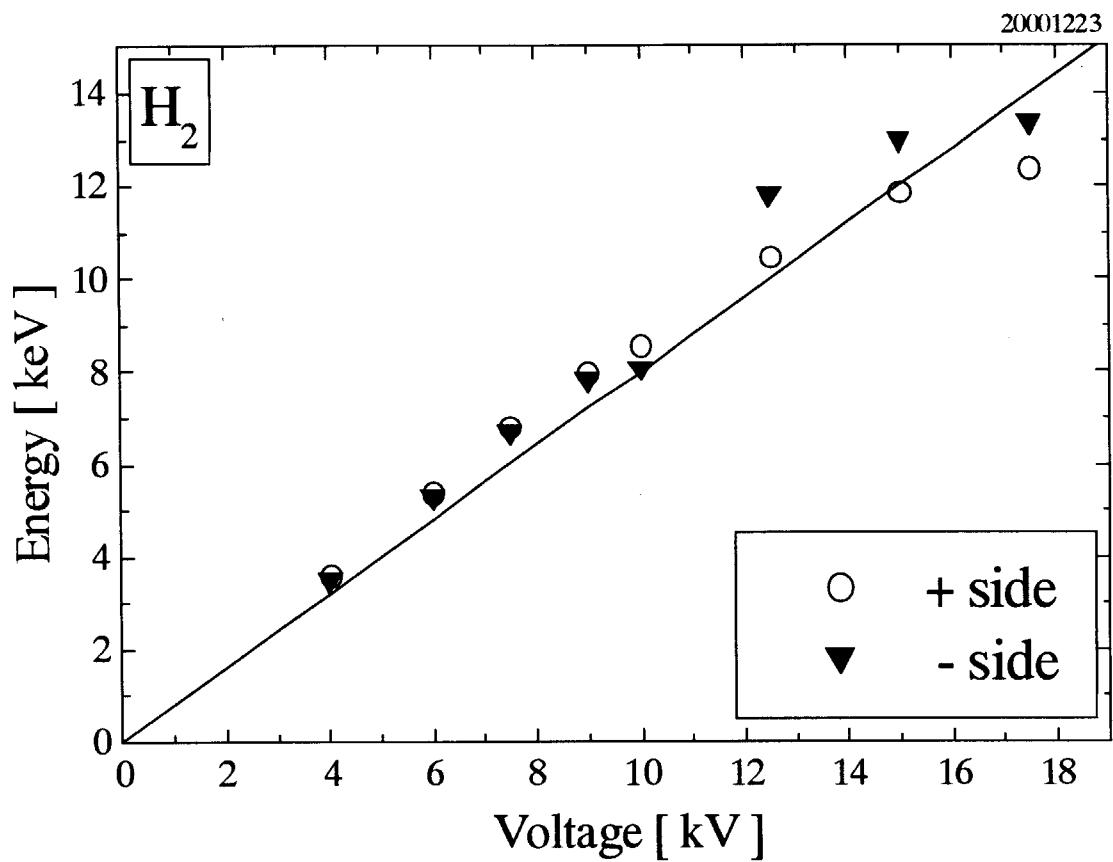


Fig. 57 印加電圧による励起原子運動エネルギーの最大値の変化 (H_2 ガス)

This is a blank page.

国際単位系(SI)と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光强度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s^{-1}
力	ニュートン	N	$m \cdot kg/s^2$
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m^2
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	$N \cdot m$
工率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	$A \cdot s$
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラード	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束密度	ウェーバ	Wb	$V \cdot s$
磁束密度	テスラ	T	Wb/m^2
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	$cd \cdot sr$
照度	ルクス	lx	lm/m^2
放射能	ベクレル	Bq	s^{-1}
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	l, L
トントン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

$$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10^{18}	エクサ	E
10^{15}	ペタ	P
10^{12}	テラ	T
10^9	ギガ	G
10^6	メガ	M
10^3	キロ	k
10^2	ヘクト	h
10^1	デカ	da
10^{-1}	デシ	d
10^{-2}	センチ	c
10^{-3}	ミリ	m
10^{-6}	マイクロ	μ
10^{-9}	ナノ	n
10^{-12}	ピコ	p
10^{-15}	フェムト	f
10^{-18}	アト	a

(注)

1. 表1~5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。

2. 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。

3. barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。

4. EC閣僚理事会指令ではbar、barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
9.80665	1	2.20462	
4.44822	0.453592	1	

$$\text{粘度 } 1 \text{ Pa}\cdot\text{s} (\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2) = 10 \text{ P(ボアズ)} (\text{g}/(\text{cm}\cdot\text{s}))$$

$$\text{動粘度 } 1 \text{ m}^2/\text{s} = 10^4 \text{ St(ストークス)} (\text{cm}^2/\text{s})$$

圧力	MPa(=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10^3	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10^{-4}	1.35951×10^{-3}	1.31579×10^{-3}	1	1.93368×10^{-2}
	6.89476×10^{-3}	7.03070×10^{-2}	6.80460×10^{-2}	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft · lbf	eV	1 cal = 4.18605 J (計量法)	
	1	0.101972	2.77778×10^{-7}	0.238889	9.47813×10^{-4}	0.737562	6.24150×10^{-18}	$= 4.184 \text{ J (熱化学)}$	
9.80665	1	2.72407	2.72407×10^{-6}	2.34270	9.29487×10^{-3}	7.23301	6.12082×10^{-19}	$= 4.1855 \text{ J (15 } ^\circ\text{C)}$	
3.6×10^6	3.67098×10^5	1	8.59999×10^5	3412.13	2.65522×10^6	2.24694×10^{23}	$= 4.1868 \text{ J (国際蒸気表)}$		
4.18605	0.426858	1.16279×10^{-6}	1	3.96759×10^{-3}	3.08747	2.61272×10^{-19}	仕事率 1 PS (仏馬力)		
1055.06	107.586	2.93072×10^{-4}	252.042	1	778.172	6.58515×10^{21}	$= 75 \text{ kgf} \cdot \text{m/s}$		
1.35582	0.138255	3.76616×10^{-7}	0.323890	1.28506×10^{-3}	1	8.46233×10^{18}	$= 735.499 \text{ W}$		
1.60218×10^{-19}	1.63377×10^{-20}	4.45050×10^{-26}	3.82743×10^{-20}	1.51857×10^{-22}	1.18171×10^{-19}	1			

放射能	Bq	Ci	吸収線量	Gy	rad	照射線量	C/kg	R	線量当量
	1	2.70270×10^{-11}		1	100		1	3876	
	3.7×10^{10}	1		0.01	1		2.58×10^{-4}	1	

(86年12月26日現在)

原子力基礎研究のための球状収束イオンビーム核融合中性子源に関する研究(原子力基礎研究 H10-050) (委託研究)



古紙配合率100%
白色度70%再生紙を使用しています