

電子エネルギー分布制御による 負イオン体積生成の増大と同位体効果

福政 修、西村英樹

(山口大学 工学部)

(1996年 月 日受理)

Enhancement of H^- or D^- Volume Production Achieved by Controlling
Electron Energy Distribution and Its Isotope Effect

FUKUMASA Osamu and NISHIMURA Hideki

Department of Electrical and Electronic Engineering,

Faculty of Engineering, Yamaguchi University, Ube 755, Japan

(Received

1996)

Abstract

The production of H^- and D^- ions in a pure volume source has been studied. In our double plasma negative ion source, both energy and density of fast electrons are well controlled. Using this source, enhancement of H^- or D^- production has been achieved. Under the same discharge power, the extracted H^- or D^- current in the double plasma operation is higher than that in the single plasma operation. At the same time, measurements of plasma parameters in the source and in the extraction regions have been carried out for both cases. Enhancement of H^- and D^- productions is achieved by optimizing plasma parameters for a so-called two-step process of H^- or D^- volume production. It is also confirmed that D^- current is equal to or higher than H^- current under the same discharge conditions, although discharge current is rather low.

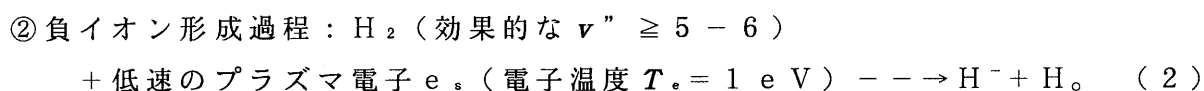
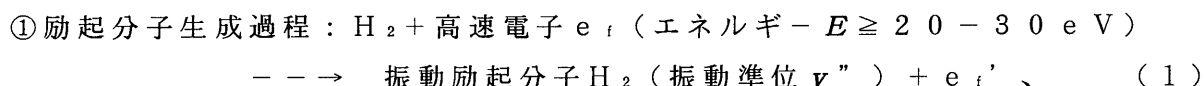
Keywords:

negative ion source, volume production, vibrationally excited molecules, magnetic filter, double plasma discharge, isotope effect

1. はじめに

本論文では、NBI用の負イオン源を目標として、体積生成型負イオン源での H^-/D^- 体積生成の高効率化およびその同位体効果について現在実験的に検討を進めている内容について報告する。

水素放電プラズマ中の H^- 体積生成は、次の2段階過程が主要な負イオン生成機構と考えられている [1、2] :



このカスケード過程が負イオン生成にとって有効であることは、我々の行った負イオン源モデルを用いた数値解析によっても確認している [3、4]。過程①、②に関与する電子の最適エネルギーが大きく異なることが負イオン体積生成の特徴である。また、生成された H^- は電子との衝突脱離過程 (T_e と共に反応率が急激に増大する)により容易に消滅するので、負イオン生成域のプラズマは過程②とも合わせて1 eV以下の T_e となるプラズマが望ましい。磁気フィルター付バケット型負イオン源では、磁場を用いた電子エネルギー分布の空間的制御により負イオン生成の最適化をある程度実現している [2]。しかし、上記2つの過程についての検討は、理論が先行しており、①の衝突断面積のエネルギー依存性 [5-7]、②の反応率の T_e 依存性 [8]については理論計算のみであり、イオン源のモデル計算でもこれらの理論値を用いている。イオン源としての検討で言えば、②については多少行われているものの [9]、通常は①、②を含めて放電電圧等の最適化を経験的に行っているのみでプラズマパラメータとの詳細な比較検討はなされていない。最近では、これにセシウムを導入して H^- 生成の増加を図る方向で大型負イオン源の開発研究が進められている [10、11]。セシウム添加による H^- 生成増大には、水素原子H、正イオン等による容器壁での H^- 表面生成が関与すると考えられている。しかしながら、セシウム効果の物理機構の解明はまだまだ明確なものではない [12]。さらに、今後必要となる重水素負イオン (D^-)生成についても、系統だった研究はあまりなされていない。

我々は、このような背景のもとに、基礎となる純粋水素放電プラズマ中の負イオン生成を明確にしておくことが重要であると認識し、電子エネルギー分布制御と負イオン生成高効率化の関係、重水素放電による D^- 生成、 H^-/D^- 生成の同位

体効果について検討している [13、14]。ここでは、ダブルプラズマ法による e_i を中心とした電子エネルギー分布制御による負イオン (H^-/D^-) 生成高効率化の可能性、同位体効果について報告する。

2. 実験装置

Fig. 1 に装置の概略を示す [13、14]。ダブルプラズマ型負イオン源容器はメッシュグリッドを境にしてドライバープラズマ領域 (メッシュグリッドの左側) とターゲットプラズマ領域 (メッシュグリッドの右側) に分かれている。各領域において、プラズマはそれぞれ独立に直流放電により生成される。なお、ドライバープラズマ中の電子をメッシュから引出し加速して電子ビームとしてターゲットプラズマ領域に入射させるが、この入射電子ビームによるプラズマ生成も可能である。この入射ビームのエネルギーは加速電圧 V_B (V) に依存する。従って、 V_B 、ビーム電流 I_B (A)、ドライバープラズマの放電電流 I_d (A) を変化させることにより、ターゲットプラズマ中の電子エネルギー分布を制御できる。

ターゲットプラズマ領域は磁気フィルター付のタンデム型負イオン源そのものである。磁気フィルターは局所的な横磁場によって構成され、その中心での磁束密度は約 80 ガウスである。通常はフィルター上流側 (フィラメントのある領域) を第 1 チャンバー、フィルター下流側 (負イオン引出し領域) を第 2 チャンバーと呼ぶ。磁気フィルターは高速電子を選択的に反射する働きがあり、第 1 チャンバーはフィラメントから飛び出した高速一次電子を含む電子温度の高いプラズマが維持され、第 2 チャンバーには磁気フィルターを通過した低電子温度のプラズマが維持される。即ち、2 段階負イオン体積生成が空間的に最適化されることとなる。

プラズマパラメータ (電子密度 n_e 、電子温度 T_e 、プラズマ電位 V_p 、浮遊電位 V_f) の測定は、軸方向および径方向にそれぞれ可動のラングミュアプローブを用いて行った。また、電子エネルギー分布関数 (Electron Energy Distribution Function: EEDF) の測定には、交流重畳法を用いた。なお、EEDF と n_e との測定結果から、エネルギーが E 以上となる高速電子の密度 $n_{f.}(E)$ を求めることも試みた。負イオン電流の測定は、磁場偏向型ファラデーカップを用いて、プラズマグリッドに設けた 5 mm ϕ の単孔より負電流を引き出して測定している。

3. 実験結果

3. 1 電子ビーム入射によるプラズマ生成

ターゲットプラズマに入射される電子ビームを評価するため、メッシュグリッ

ドからの距離 1 cm、即ちメッシュグリッドを基準として ($z = 0$ cm)、 $z = 1$ cmでの E E D F の V_B 依存性を測定した。ドライバープラズマの放電条件は放電電圧 $V_d = 40$ V、 $I_d = 2$ A、水素ガス圧 $p = 4$ m T o r r 一定とした。水素放電の結果を F i g. 2 に示す。生成プラズマに相当するバルク電子と入射ビームの高速電子に分かれるが、図 (b) に注目すると、 V_B にほぼ相当するエネルギーをピーク値に持つ電子ビームがターゲットプラズマ容器に入射されていることが分かる。これより、 V_B を制御することで要求される任意のエネルギーを持った電子ビームのターゲットプラズマ中への入射が可能であることが分かった。入射ビームの量は、メッシュグリッドに流れるビーム電流 I_B により制御した。即ち、メッシュの幾何学的透過率が 50 % であることを考慮して、ビームエネルギー V_B のビームが I_B だけターゲットプラズマ中に注入されると仮定して量的な評価を行った。

このようなビームが入射されたときに、ターゲットプラズマ容器内に生成されるプラズマのプラズマパラメータの軸方向分布を F i g. 3 に示す。図中の M. F. は磁気フィルターの位置を表す。電子密度 n_e はメッシュからの距離 z と共に増加しているが、これは入射電子ビームがプラズマを生成しながらターゲットプラズマ容器内を進行している様子を示している。また、 n_e は励起分子生成領域 (第 1 チャンバー) 全体にわたり、水素放電の方が重水素放電よりも高く、負イオン生成領域 (第 2 チャンバー) では逆に重水素放電の方が高くなっている。磁気フィルターの前後で n_e は大きく変化している。電子温度 T_e については、電子ビーム入射直後の辺りでは高い値を示しているが、第 1 チャンバー全域でほぼ一定であり、重水素の方が高くなっている。そして、磁気フィルター作用により高速電子が遮断されているため、 $z = 20$ cm 以降の第 2 チャンバー内で T_e は低い値となり、水素、重水素ともほぼ等しい値となっている。

負イオン生成のプラズマパラメータ依存性に関する検討を行うわけであるが、通常はプラズマグリッドを $z = 22$ cm の位置に設置して実験を進めている。プラズマパラメータをモニターするに際しては、F i g. 3 の結果を参考にして、励起分子生成域では $z = 15$ cm、負イオン生成域では $z = 21$ cm の位置でパラメータ測定を行うことにする。

体積生成型負イオン源での H^-/D^- 生成は、前述のように過程①で分子と e_i との衝突による振動励起分子生成過程、それに続く、過程②で振動励起分子への低速電子の解離付着過程、という 2 段階過程であると考えられている。従って H_2 (v'') 生成には e_i が極めて重要な役割を果たすことになるが、 H^- 生成の電子エネルギー依存性の検討により $E \geq 20 - 30$ e V の e_i が H^- 生成に大きく寄与していることを明らかにした [1 3]。そこで、効率よく負イオンを生成するに

は e_i を含めて E E D F をいかに最適制御するかが重要となってくる。そこで、ダブルプラズマ法を用いて負イオン生成の高効率化、 H^-/D^- 生成の同位体効果を検討する。

3. 2 ダブルプラズマ法を用いた負イオン生成の高効率化

これは電子の高エネルギー成分の精密制御を目指し、合わせてその他のプラズマパラメータを負イオン生成に適した条件に最適制御することにより、負イオン生成の高効率化を狙うものである。イオン源に投入する電力が大きければそれだけ負イオン生成も増加することが予測される。そこで、同一電力で電子ビーム入射によりプラズマ生成した場合（ビーム入射放電：single plasma）とビーム入射放電にフィラメントを用いたターゲットプラズマ放電を重畳した場合（ダブルプラズマ放電：double plasma）とを比較することで負イオン生成の有効性について検討した。

F i g. 4 に負イオン電流の放電電力（入力）依存性を示す。投入電力の評価法であるが、ビーム入射放電の場合は $P_d (W) = V_B \cdot I_B$ 、ダブルプラズマ放電の場合は $P_d (W) = V_B \cdot I_B + V_t \cdot I_t$ で評価した。ここで、 V_t と I_t はターゲットプラズマ放電の放電電圧および放電電流を表す。この実験では $V_t = 50 V$ 、 $I_t = 2 A$ で一定として、 I_B を変化させて P_d を制御している。負イオン電流は放電電力に対して直線的に増加しているが、特に注目されるのは、同一の放電入力であっても、プラズマ生成方式の違いにより負イオン電流に大きな違いが生じることである。また、これまでに報告された結果（ D^- 電流は H^- 電流以下となるのが通例である）とは異なり [15 - 18]、 H^- と D^- 電流の大きさには殆ど差がないことも注目される。これは e_i を含めた E E D F、プラズマパラメータの違い等により、負イオン生成量に差が生じた結果と考えられるが、それらについて以下で検討する。

負イオン生成領域（第2チャンバー）でのプラズマパラメータ（ n_e 、 T_e ）を F i g. 5 に示す。 T_e に関しては両プラズマ間で殆ど差は認められないが、 n_e に関しては水素放電、重水素放電ともダブルプラズマ放電時に高密度となっている。しかも、 n_e は重水素放電の方が水素放電よりも高くなっているが、この点は F i g. 3 に示した n_e の軸方向分布の傾向とよく一致している。

このときの励起分子生成領域（第1チャンバー）でのプラズマパラメータを F i g. 6 に示す。 n_e 、 T_e 両者ともダブルプラズマ放電の方が高くなっている。ここには図示しないが、特に、 e_i の量を反映する浮遊電位 V_f もダブルプラズマ放電が高い値（マイナス電位）を示している。そこでこれらのパラメータに対応する E E D F の電力依存特性を F i g. 7 および F i g. 8 に示す。高エネルギー

一部分に着目すると、ダブルプラズマ放電において、明らかに e_f が多く存在していることを示している。

4. 実験結果の検討

4. 1 負イオン体積生成の2段階過程

例えば、 H^- イオンが(1)、(2)式で表す2段階過程で体積生成される場合は、 $H_2(v'')$ は高速電子 e_f が充満している第1チャンバーで励起され、 H^- は低速電子 e_s のみが充満する第2チャンバーで生成されると考える。すると H^- 密度 $N(H^-)$ は概略次式のように表される：

$$N(H^-) = n_s(2) N(v'') <\sigma v>_{DA} \tau_- \\ = N_{H_2} n_{f(1)} n_s(2) <\sigma v>_{v'} <\sigma v>_{DA} \tau_{v'} \tau_-, \quad (3)$$

ここで、 $n_{f(1)}$ は第1チャンバーの e_f の密度、 $n_s(2)$ は第2チャンバーの e_s の密度、 N_{H_2} は H_2 密度、 $<\sigma v>_{v'}$ は第1チャンバーでの e_f による $H_2(v'')$ 生成の反応率、 $<\sigma v>_{DA}$ は第2チャンバーでの解離付着過程の反応率、 $\tau_{v'}$ は $H_2(v'')$ の閉じ込め時間、そして τ_- は H^- の閉じ込め時間を表す。従って、 $N(H^-)$ は $n_{f(1)} \cdot n_s(2)$ に比例すると言える。もちろん、反応率や閉じ込め時間は電子のエネルギーや T_e に依存するので、 $N(H^-)$ も T_e に依存する。重水素放電による D^- 生成も H^- 生成と同様の過程によるとされている。

Fig. 9 に水素、重水素の $E \geq 20$ eV の高速電子密度 $n_{f(1)}$ の放電電力依存性を示す。これは Fig. 4 の負イオン電流変化に対応したデータであるが、EEDF と n_s の実測値を用いて評価した値である。ダブルプラズマ放電の方が全領域に亘って e_f 密度が高くなっていることが分かる。

負イオン生成に関してのダブルプラズマ放電と電子ビーム入射放電による負イオン生成量の違いは次のように説明できる。2段階過程による負イオン体積生成では $n_{f(1)}$ 、 $T_e(1)$ 、 $n_s(2)$ 、 $T_e(2)$ 等のプラズマパラメータが現象を支配している。Fig. 5-9 に示された測定データは、水素放電および重水素放電のいずれの場合とも、ダブルプラズマ放電方式によるプラズマが負イオン生成にとってはより最適なプラズマとなっている。即ち、振動励起分子生成過程に是非とも必要な e_f の量 $n_{f(1)}$ が高く、解離付着過程に必要な低速電子 e_s の量 $n_s(2)$ も高くなっている。なお、 $T_e(2)$ は殆ど同じであり反応率 $<\sigma v>_{DA}$ には差はないと考えられる。これらプラズマパラメータの違いが振動励起

分子生成量の差となり、更に、負イオン生成量の差として表れたものと考えられる。

4. 2 H⁻/D⁻生成の同位体効果

負イオン引出し電圧は、H⁻およびD⁻共に400V一定である。Fig. 4に示した負イオン電流を見るとH⁻電流とD⁻電流には殆ど差が無く、質量の違いを考慮するとイオン源内ではD⁻の方がH⁻より高密度と考えられる。別の実験においても、D⁻電流がH⁻電流と同等かそれ以上となる結果を既に得ている[14]。これまでに報告されている例では、D⁻電流あるいはD⁻密度はH⁻のそれよりは低いという報告が殆どである[15-18]。比較的低電力での実験ではあるが、D⁻生成がH⁻生成を上回っていることを示す今回の結果は興味深い。

しかし、この負イオン生成の違いをプラズマパラメータとの関係で説明するのは、そう単純ではない。即ち、励起分子生成に寄与すると考えられる n_i 。(1)や T 。(1)については水素放電の方に歩があり、解離付着による負イオン形成に寄与すると考えられる n 。(2)や T 。(2)については逆に重水素放電の方に歩がある。従って、ダブルプラズマ放電とビーム入射放電とを比較した場合のようにはいかず、もっと込み入った議論となりそうである。

先にふれたように、 e_i の衝突による振動励起分子生成過程①、 e_s の衝突による負イオン生成過程②の衝突断面積の実測値はまだない。前者の衝突断面積 σ [5-7、19]、後者の反応率 $\langle \sigma v \rangle_{DA}$ [8]についての理論的検討があり、その結果が報告されている。水素[7、8]、重水素[19、8]に対するこれらの理論値と実測されたプラズマパラメータを用いて負イオン生成の違いを比較検討してみる。反応率 $\langle \sigma v \rangle_{DA}$ は励起分子の準位 v'' に強く依存する[8]。負イオン生成に最も寄与する準位は、H⁻生成については $v'' = 6-9$ 、D⁻生成については $v'' = 9-13$ 辺りと考えられるので、H⁻生成についてはH₂($v'' = 7$)を、D⁻生成についてはD₂($v'' = 10$)を対象にして考える。 e_i のエネルギーを30eVとして、 e_i によるH₂($v'' = 7$)励起の σ は $2.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ [7]、D₂($v'' = 10$)励起の σ は $1.7 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ であり[19]、 $\sigma(\text{H}_2) / \sigma(\text{D}_2) \sim 1/7$ となる。次に $\langle \sigma v \rangle_{DA}$ に関しては、H₂($v'' = 7$)に対して $7 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ 、D₂($v'' = 10$)に対して $(4-5) \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ であり、 $\langle \sigma v \rangle_{DA}(\text{H}^-) / \langle \sigma v \rangle_{DA}(\text{D}^-) \sim 1.6$ となる。一方、実験結果として、 n_i 。(1)と n 。(2)の水素放電と重水素放電での比較をすると、 n_i 。(H₂) / n_i 。(D₂)は1.4を越えないし、 n 。(H₂) / n 。(D₂) = 0.7-0.9となる。以上の数値を用いて、式(3)に基づいて負イオン生成を考えるとD⁻生成がH⁻生成よりも高くなる。

負イオン体積生成には多くの衝突過程が関与しており、上の議論は極めて単純なものである。我々は実験とは独立にタンデム型負イオン源のモデリングを行っており [3、4]、負イオン生成の高効率化、 H^-/D^- 生成の同位体効果について理論的な検討を進めている。これらの結果については別途報告する予定であるが [20]、参考として Fig. 10 に H^-/D^- 生成の電子密度依存性の計算の一例を示す。計算に用いたプラズマパラメータは必ずしも本実験と一致したものではないが、負イオン生成の傾向はつかめると思う。ここで注目したいのは、低密度領域では D^- が H^- より高くなり、高密度領域では逆に H^- が D^- を上回っている点である。本実験での電子密度は $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 以下であり D^- 生成が勝る領域である。

D^- 生成に関しては更に高密度領域での実験を行いデータベースを確保すると共に、 D^- 生成とプラズマパラメータとの関係、 H^- 生成との同位体効果について検討を進める。

5. おわりに

水素放電による H^- 生成、重水素放電による D^- 生成について実験的検討を行った。ダブルプラズマ法を用いてプラズマ生成を行うことにより、 e_i を含めた電子エネルギー分布制御の範囲を拡大することにより、負イオン生成と電子制御の関係を明確にした。その結果、同一放電電力でもプラズマ生成法の違い（ダブルプラズマ法によるイオン源プラズマの制御）により負イオン生成量の増大が図られることが分かった。このときの負イオン電流とプラズマパラメータとの比較から2段階負イオン生成モデルで実験結果を説明出来ることも分かった。比較的小電力での実験ではあるが、 D^- 生成が H^- 生成よりも高くなる興味深い結果を得、この結果に対する定性的な説明も試みた。更に放電電力をパラメータとした H^-/D^- 生成の実験を続け、これまで報告されている結果（ H^- 生成が D^- 生成より大）との関連を明らかにする必要がある。それらを踏まえて D^- 生成の最適化、高効率化の検討を今後も進めていく。

終わりにあたり、本実験の遂行・データ整理にご協力いただいた崎山智司、二井谷栄治の両氏に感謝します。また、本研究は文部省科学研究費の補助を受けて実施された。ここに、記して感謝の意を表す。

参考文献

- [1] J. R. Hiskes and A. M. Karo, J. Appl. Phys. **56**, 1927(1984).
- [2] 福政 修：プラズマ・核融合学会誌 **69**, 875(1993).
- [3] O. Fukumasa, J. Phys. D: Appl. Phys. **22**, 1668(1989).
- [4] O. Fukumasa, J. Appl. Phys. **71**, 3193(1992).
- [5] J. R. Hiskes, J. Appl. Phys. **51**, 4592(1980).
- [6] J. R. Hiskes, J. Appl. Phys. **70**, 3409(1991).
- [7] C. Gorse, R. Celiberto, M. Cacciatore, A. Lagana and M. Capitelli, Chemical Phys. **161**, 211(1992).
- [8] J. M. Wadehra, Appl. Phys. Lett. **35**, 917(1979).
- [9] K. N. Leung and W. B. Kunkel, Phys. Rev. Lett. **59**, 787(1987).
- [10] Y. Takeiri, A. Ando, O. Kaneko, Y. Oka, K. Tsumori, R. Akiyama, E. Asano, T. Kohmoto, M. Tanaka and T. Kuroda, J. Plasma and Fusion Research, **71**, 605(1995).
- [11] Y. Okumura, Y. Fujiwara, T. Inoue, K. Miyamoto, N. Miyamoto, A. Nagase, Y. Ohara and K. Watanabe, Rev. Sci. Instrum. **67**, 1092(1996).
- [12] 福政 修：真空 **38**, 903(1995).
- [13] O. Fukumasa, T. Iwasaki, H. Naitou and S. Sakiyama, Rev. Sci. Instrum. **65**, 1210(1994).
- [14] O. Fukumasa, H. Nishimura, S. Sakiyama and T. Kimoto, Rev. Sci. Instrum. **67**, 1398(1996).
- [15] T. Inoue, G. D. Ackerman, W. S. Cooper, M. Hanada, J. W. Kwan, Y. Ohara, Y. Okumura and M. Seki, Rev. Sci. Instrum. **61**, 496(1990).
- [16] R. Leroy, M. Bacal, P. Berlemont, C. Courteille and R. A. Stern, Rev. Sci. Instrum. **63**, 2686(1992).
- [17] D. A. Skinner, A. M. Bruneteau, P. Berlemont, C. Courteille, R. Leroy and M. Bacal, Phys. Rev., **E48**, 2122(1993).
- [18] W. G. Graham, *Proc. 6th Inter. Symp. on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams*, AIP Press, 90(1994).
- [19] R. Celiberto, P. Cives, M. Cacciatore, M. Capitelli and U. T. Lamanna, Chem. Phys. Lett. **169**, 69(1990).
- [20] O. Fukumasa, K. Yoshino and E. Niitani, in preparation.

図の説明

Fig. 1. Schematic diagram of the double plasma negative ion source.

Fig. 2. Electron energy distribution functions (EEDF) in the target H_2 plasmas as a function of beam acceleration voltage V_B , (a)bulk plasma electrons and (b)high-energy tail. Electron beams are injected into the target region at $z = 0$ cm. In this case, EEDF is measured at $z = 1$ cm. Discharge conditions are as follows : Gas pressure $p = 4$ mTorr, discharge voltage in the driver plasma $V_d = 40$ V and discharge current $I_d = 2$ A.

Fig. 3. Typical examples of plasma parameters (n_e and T_e), in the single plasma operation, as a function of axial position z . Electron beams are injected at $z = 0$ cm and the magnetic filter(M.F.) is set at $z = 20$ cm. In this case, the plasma grid is set at $z = 25$ cm. Experimental conditions are as follows : $V_d = 40$ V, $I_d = 2$ A, $p(H_2 \text{ or } D_2 \text{ gas}) = 4$ mTorr and $V_B = 100$ V.

Fig. 4. Extracted H^- and D^- currents versus discharge power P_d , where $P_d = V_B \cdot I_B$ in the single plasma operation and $P_d = V_B \cdot I_B + V_t \cdot I_t$ in the double plasma operation. The magnetic filter and the plasma grid are set at $z = 20$ and 22 cm, respectively. Experimental conditions are as follows : $V_d = 40$ V, $p(H_2 \text{ or } D_2 \text{ gas}) = 4$ mTorr and $V_B = 80$ V in the double plasma operation and 100 V in the single plasma operation. Plasma grid potential V_b is set at equal potential to the anode and extraction voltage $V_{ex} = 400$ V.

Fig. 5. Plasma parameters(n_e and T_e) in the extraction region, corresponding to the negative ion currents in Fig.4, versus P_d : Open symbols for H_2 plasmas and filled symbols for D_2 plasmas. These plasma parameters are measured at $z = 21$ cm. The experimental conditions are the same as those in Fig.4.

Fig. 6. Plasma parameters(n_e and T_e) in the source region, corresponding to the results in Fig.4, versus P_a : Open symbols for H_2 plasmas and filled symbols for D_2 plasmas. These parameters are measured at $z = 15$ cm. Experimental conditions are the same as those in Fig.4.

Fig. 7. Electron energy distribution functions(EEDF) for H_2 plasmas in the source region versus P_a : (a)bulk plasma electrons and (b) high-energy tail. EEDF are measured at $z = 15$ cm. Experimental conditions are the same as those in Fig.4.

Fig. 8. EEDF for D_2 plasmas in the source region versus P_a : (a)bulk plasma electrons and (b)high-energy tail. EEDF are measured at $z = 15$ cm. Experimental conditions are the same as those in Fig.4.

Fig. 9. Fast electron density $n_{f.e.}(E \geq 20 \text{ eV})$ in the source region versus P_a . These densities are estimated from n_e and EEDF shown in Figs.6-8.

Fig.10. Dependence of negative ion densities on electron density $n_e(1)$ of the first chamber in the tandem volume source. Numerical conditions are as follows : the electron density ratio between two chambers $n_e(2)/n_e(1) = 0.2$, density of e_t in the first chamber $n_{f.e.}(1)/n_e(1) = 0.05$, electron temperature in the first chamber $T_e(1) = 2.0 \text{ eV}$ and electron temperature in the second chamber $T_e(2) = 0.5 \text{ eV}$.

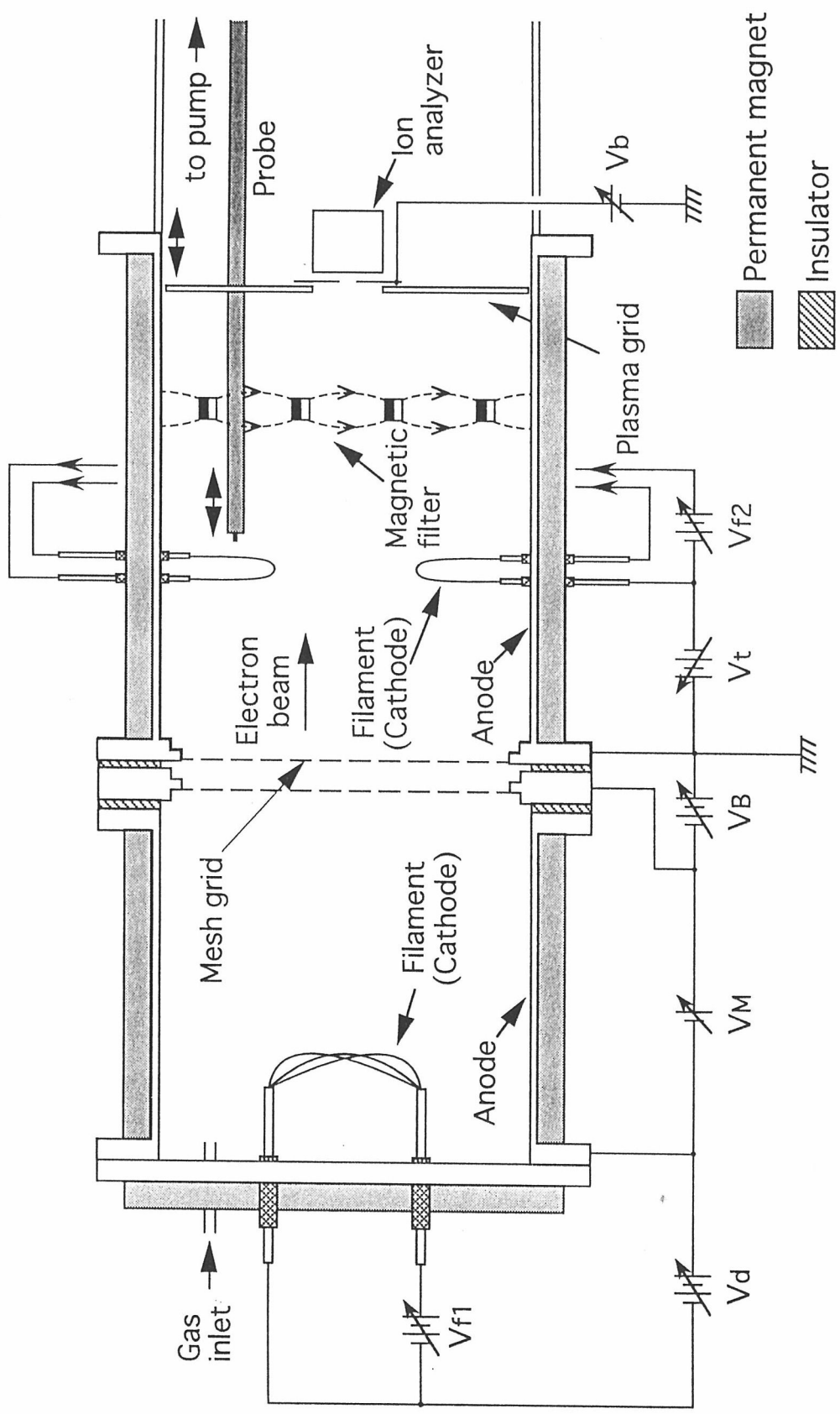


Fig. 1 福政 8

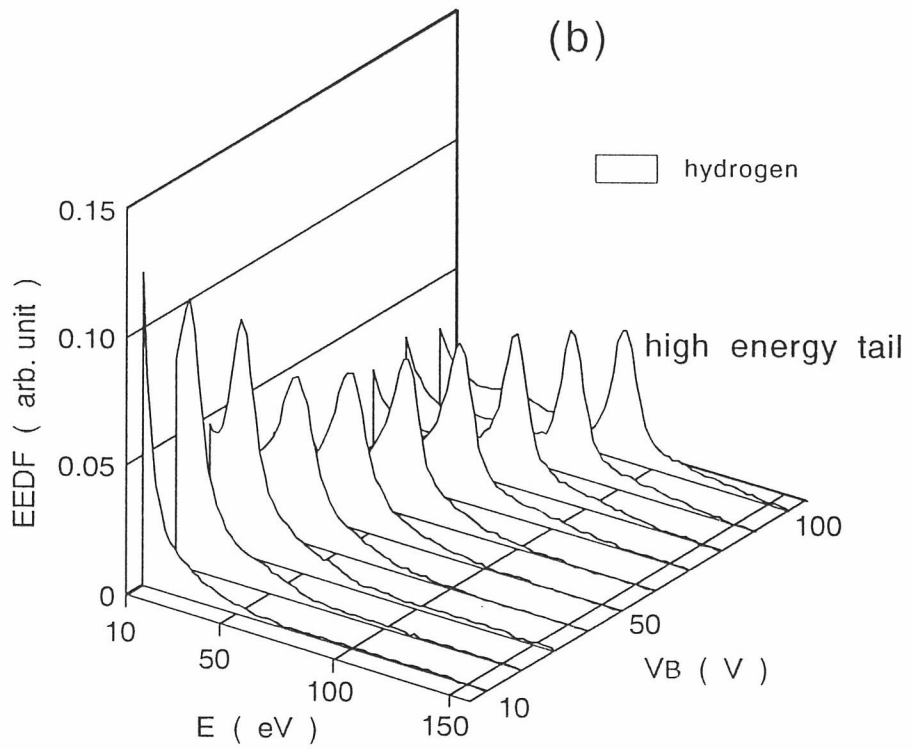
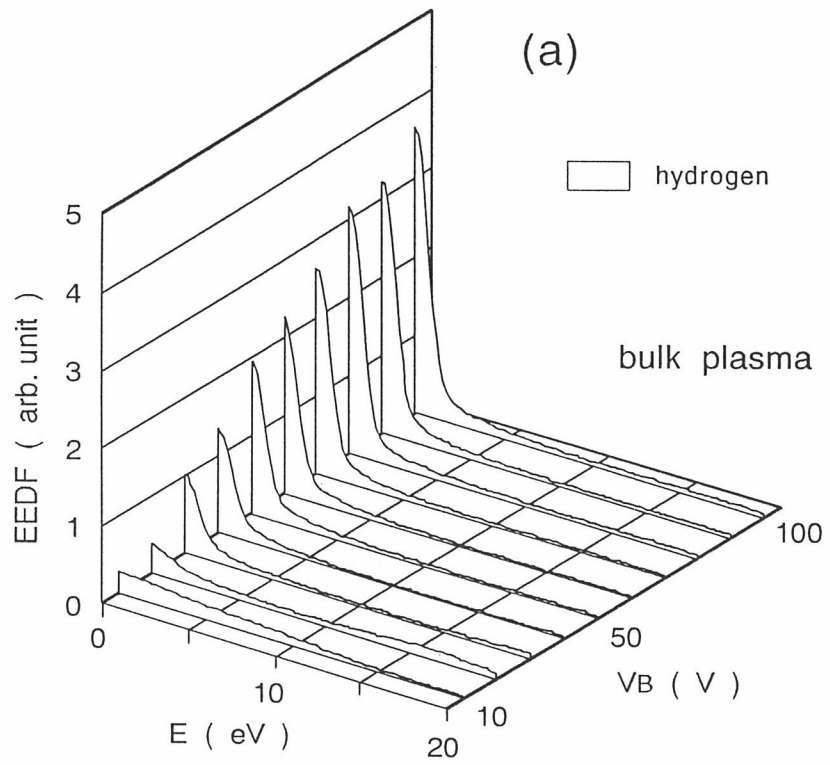


Fig. 2 福政

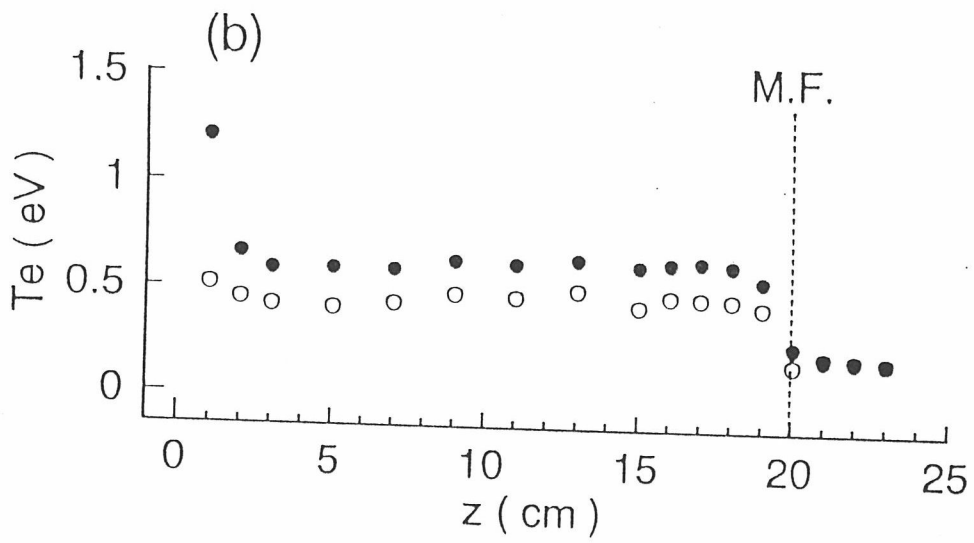
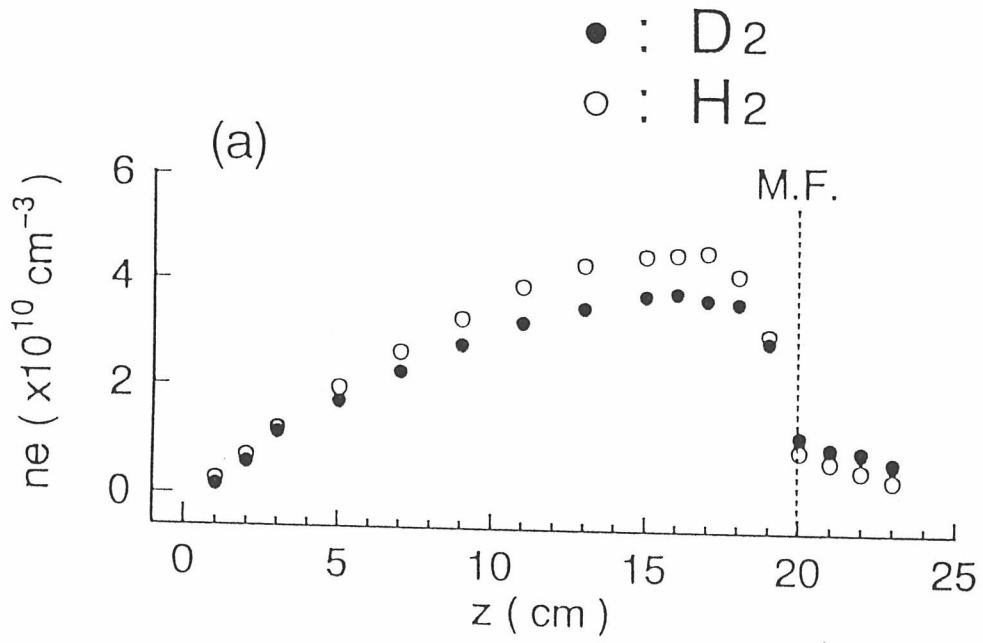


Fig. 3 福取

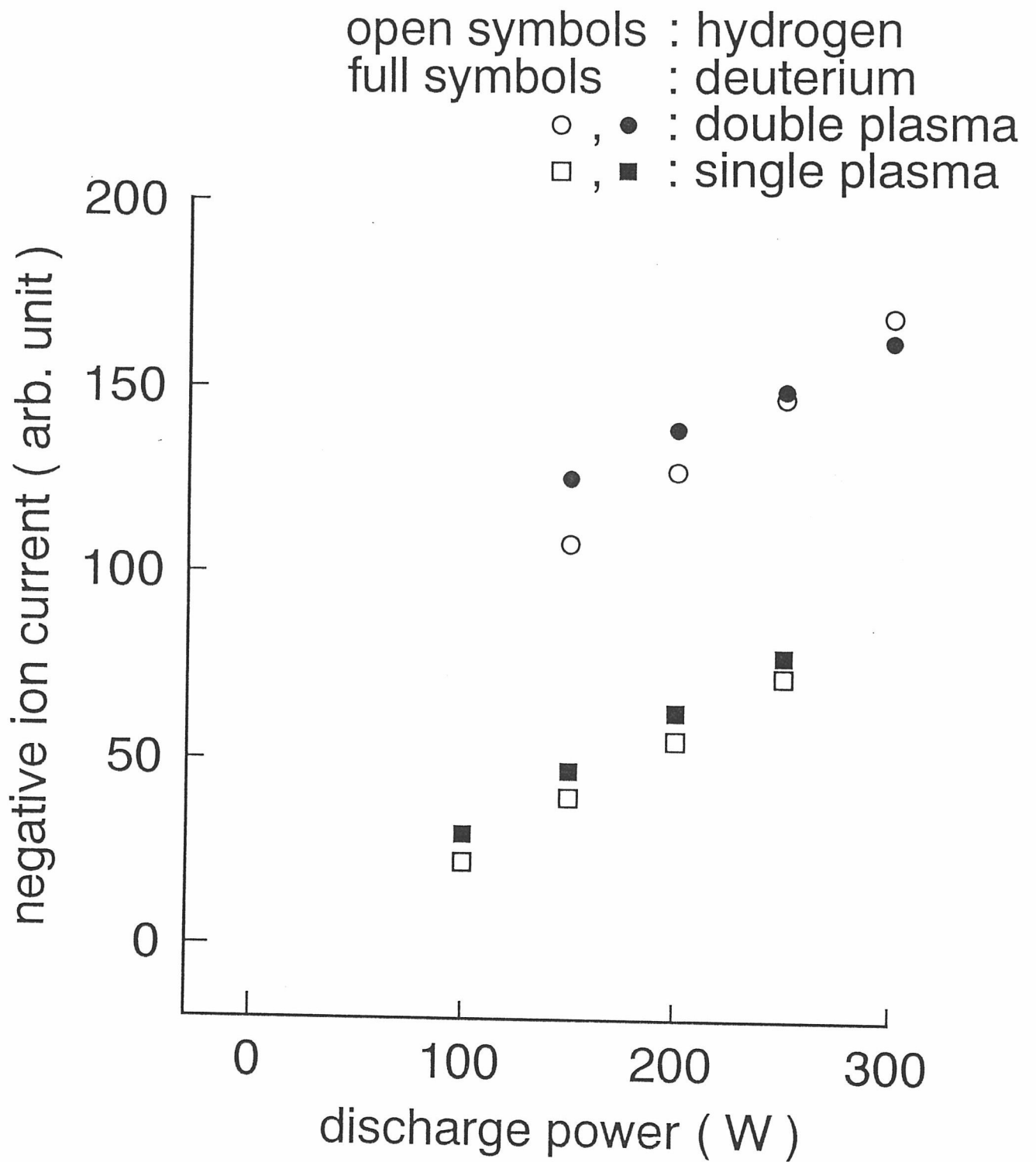


Fig. 4 福政

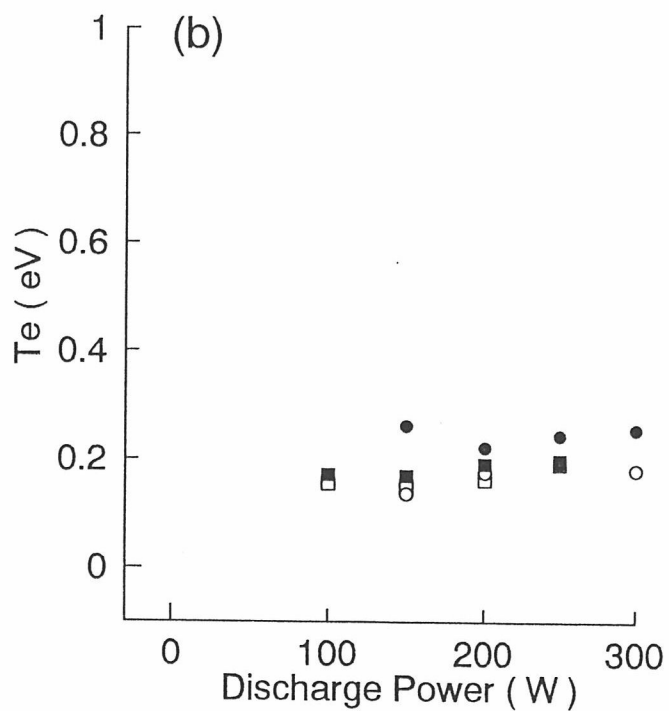
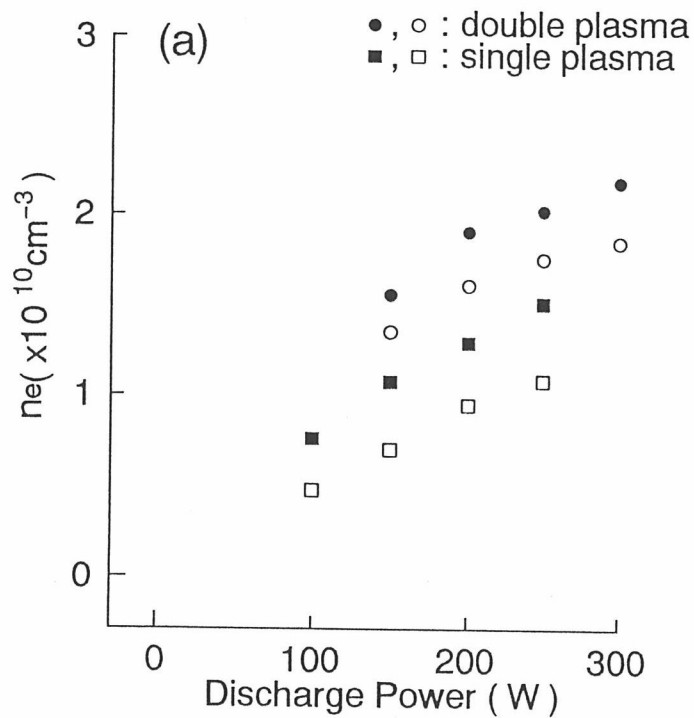


Fig. 5 福政

(6)

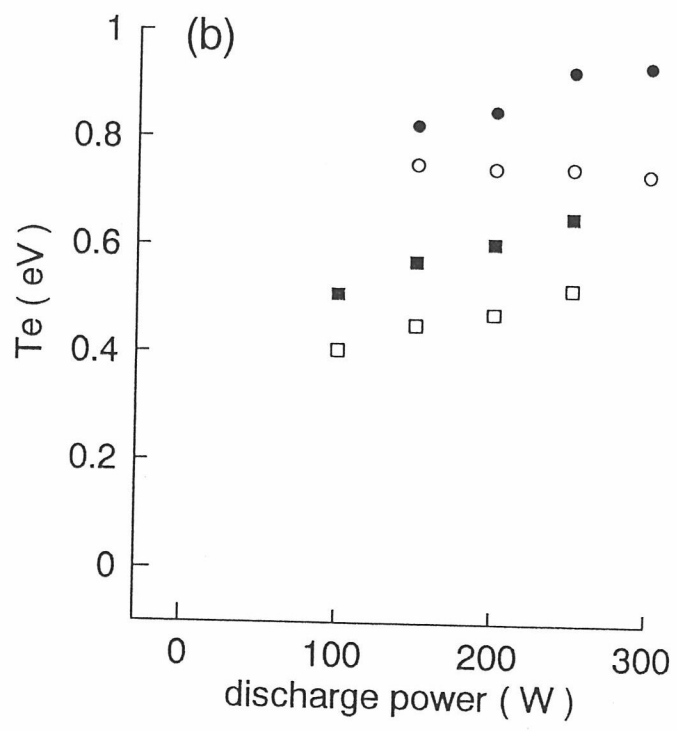
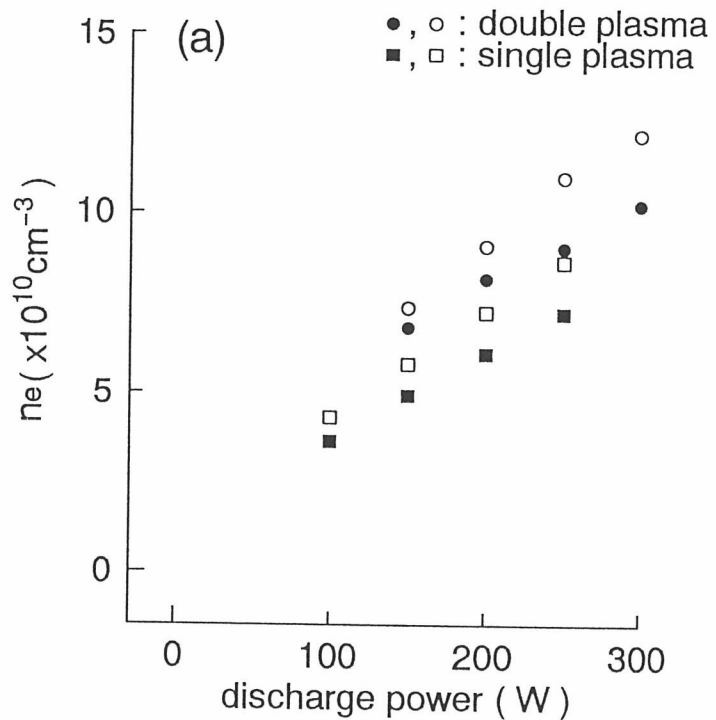


Fig. 6 福政

(6)

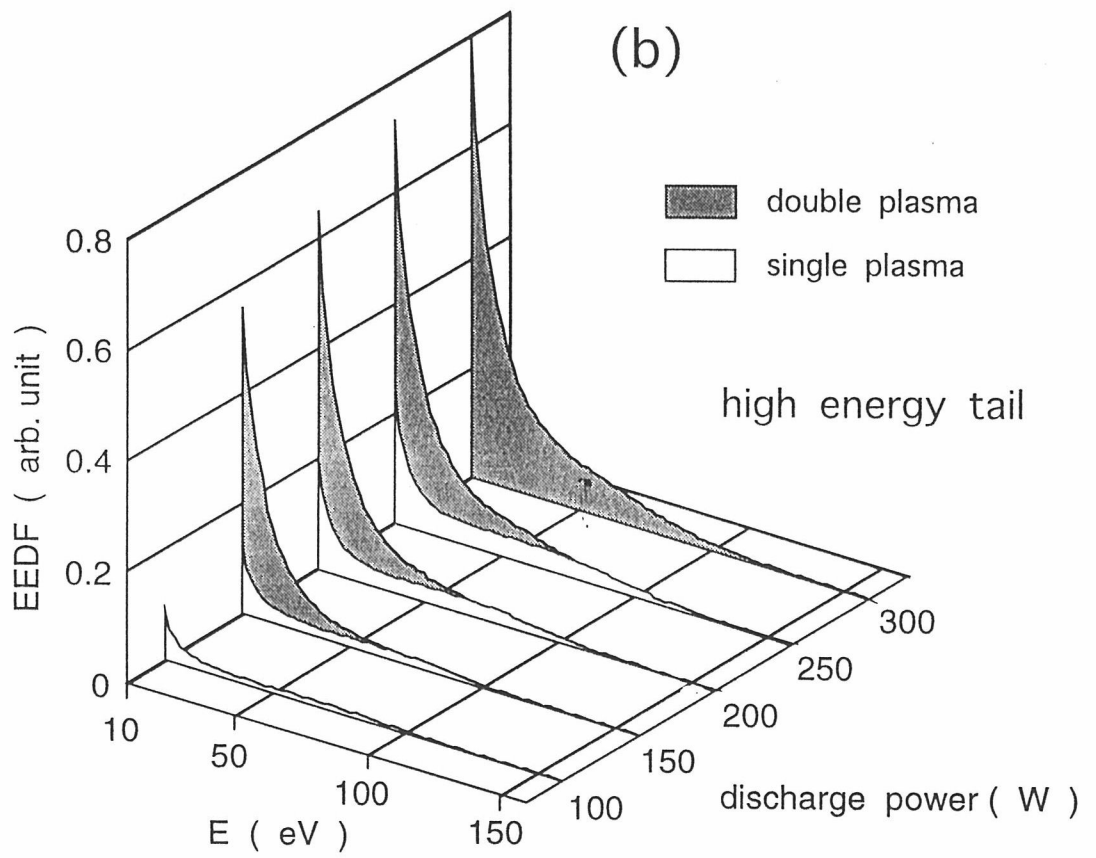
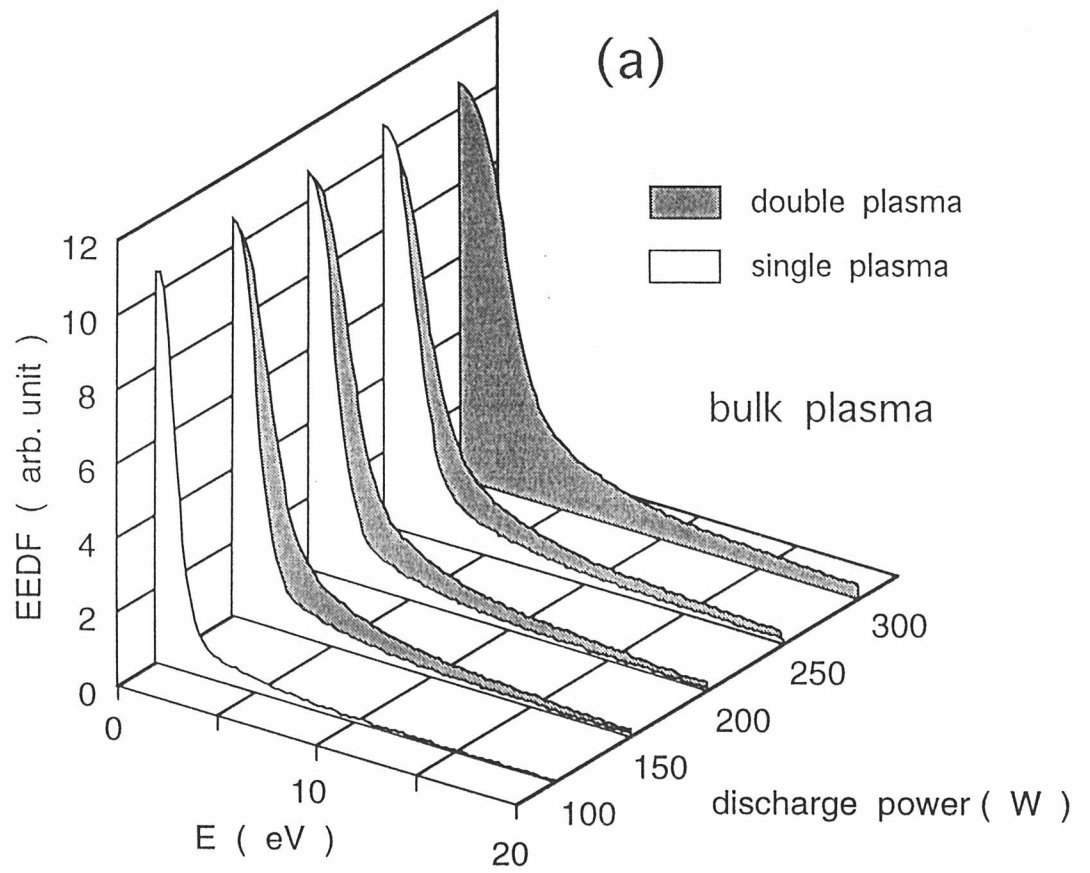


Fig. 7 福政

6

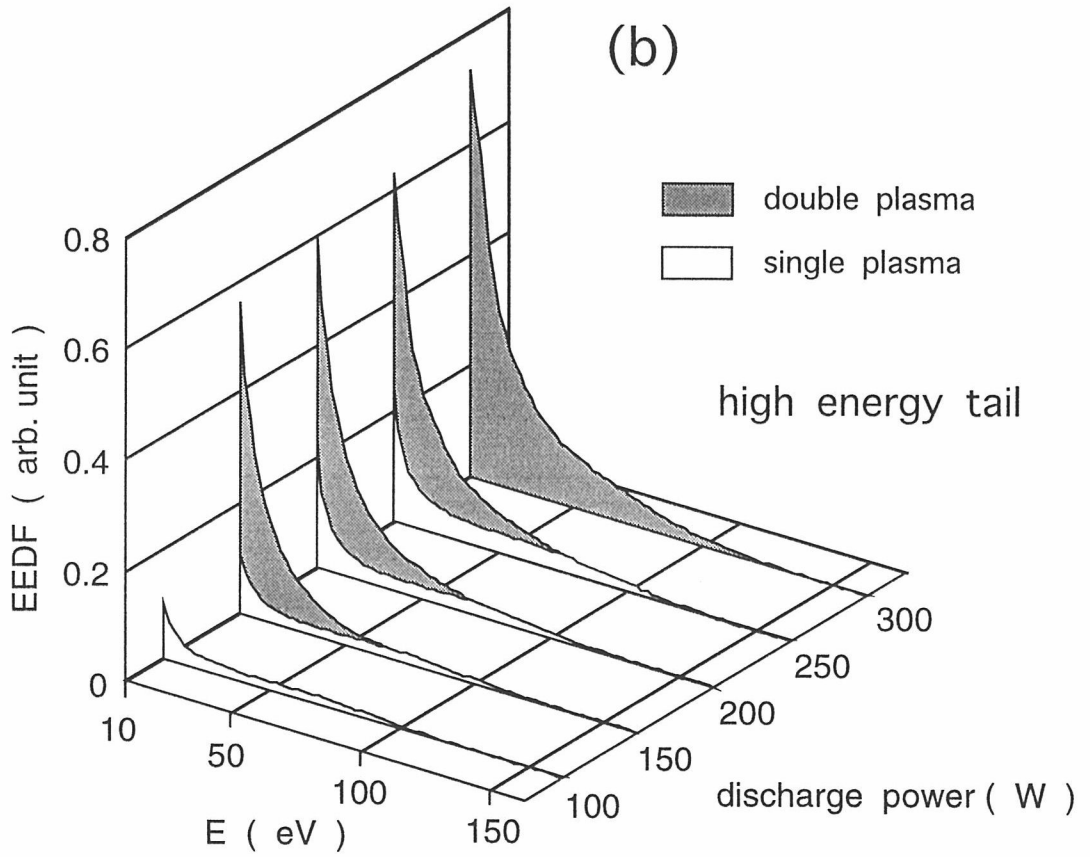
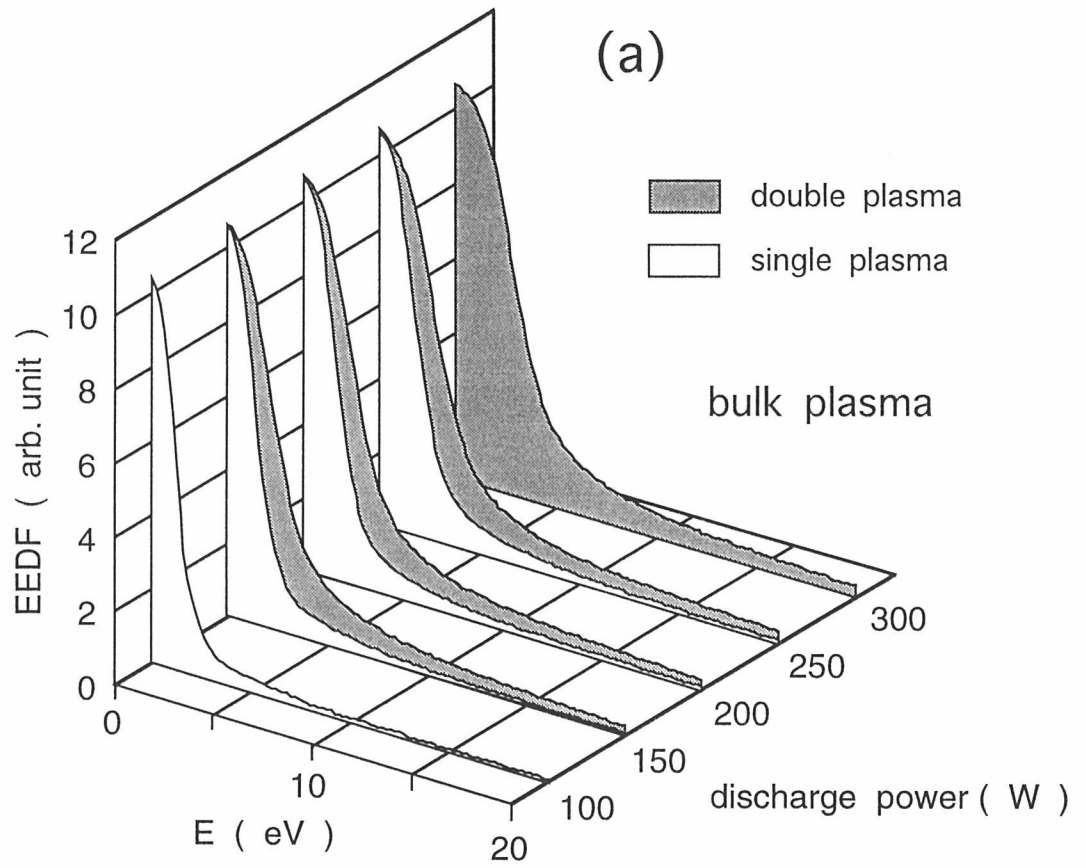


Fig. 8 福政

(6)

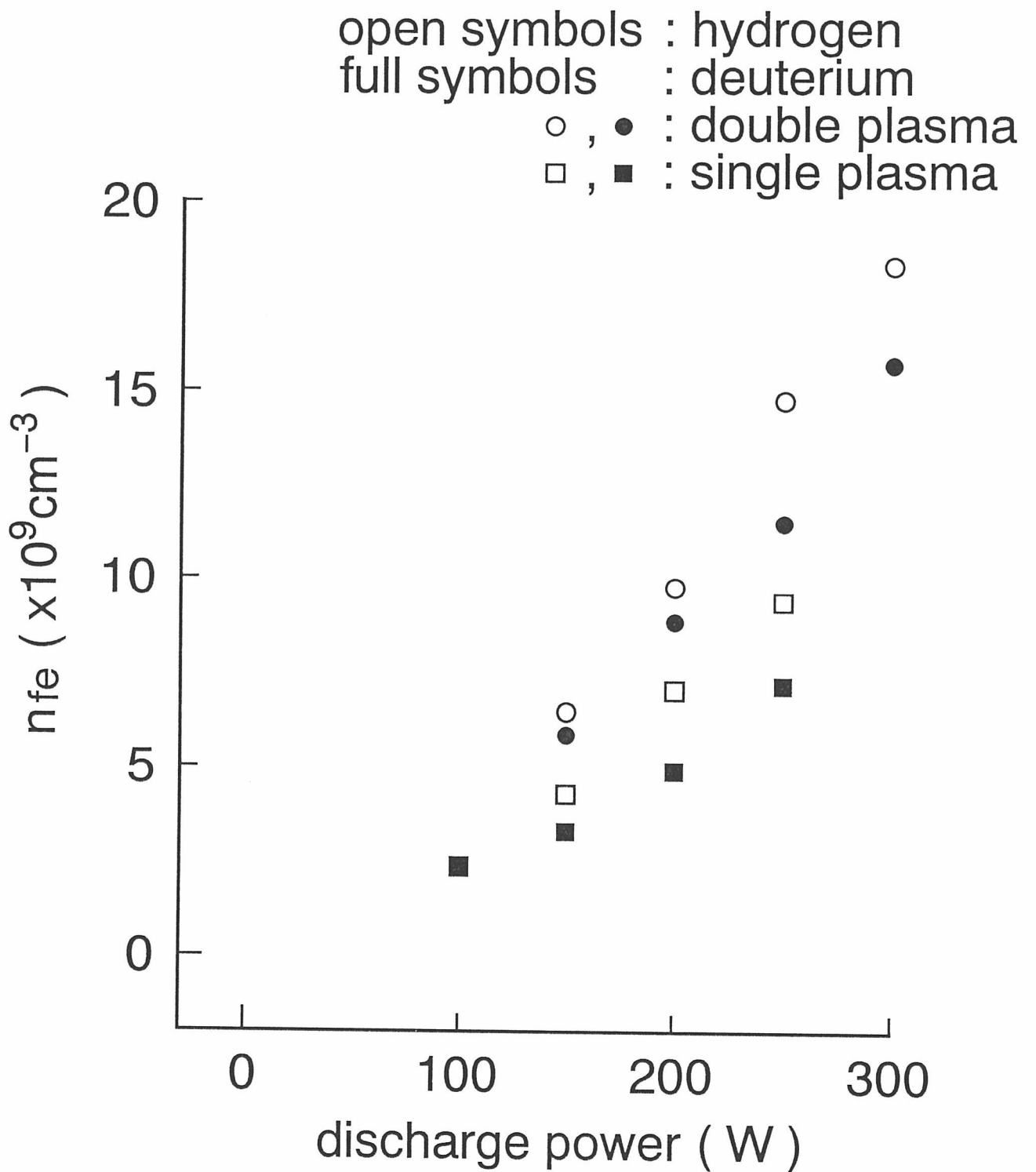


Fig. 9 福政

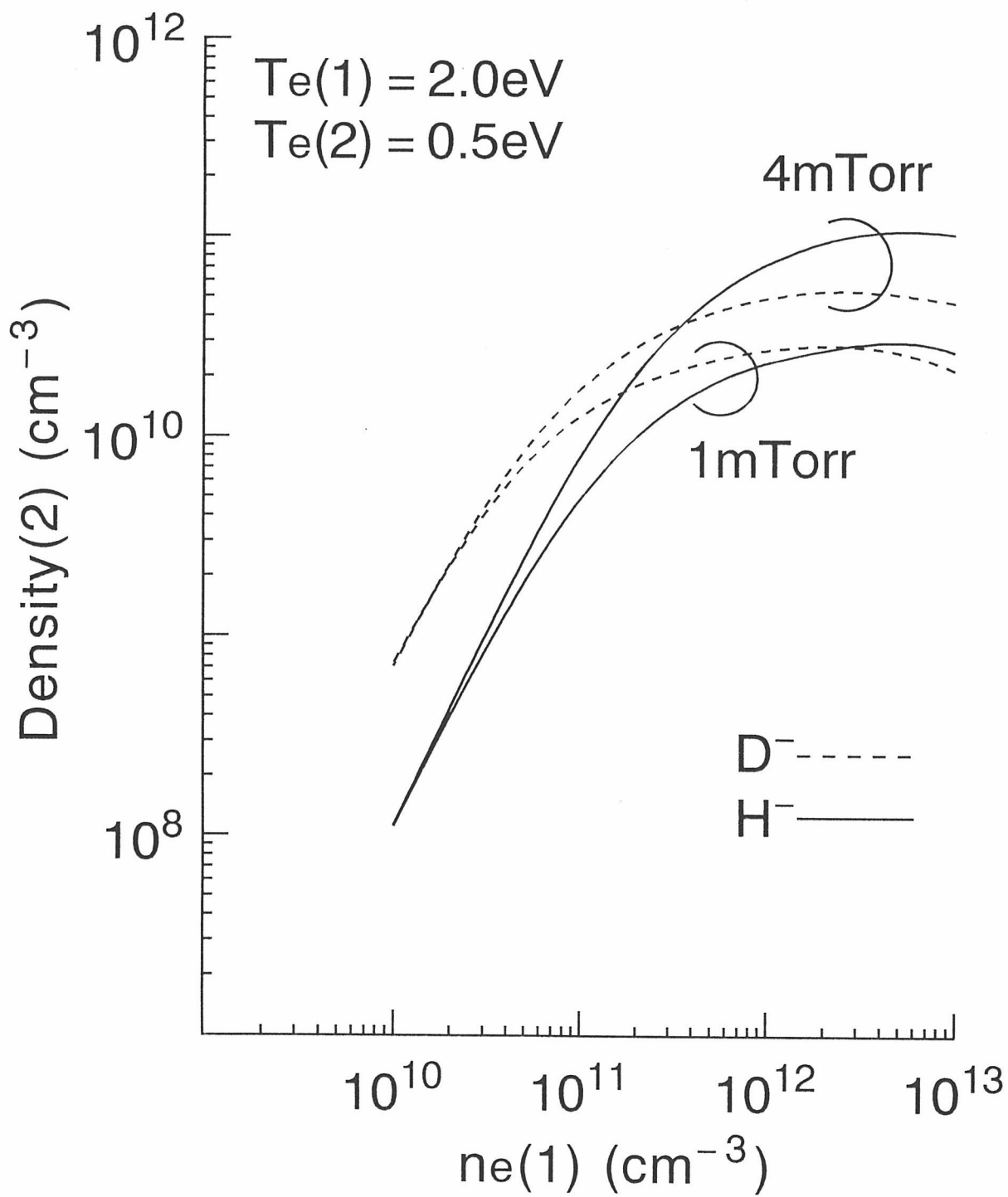


Fig. 10 福政 (6)