

JAERI-M
93-099

飛行時間法を用いた静電場イオン回収時の
イオンエネルギー測定

1993年3月

小倉 浩一・柴田 猛順

JAERI-M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。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1993

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 日立高速印刷株式会社

飛行時間法を用いた静電場イオン回収時の
イオンエネルギー測定

日本原子力研究所東海研究所燃料・材料工学部
小倉 浩一・柴田 猛順

(1993年3月11日受理)

平行平板電極間のガドリニウム原子をパルスレーザー光でイオン化し、これを平行平板電極間に印加する静電場により負電極に回収した。このとき負電極に回収されるイオンのエネルギーを飛行時間法で測定した。平行平板電極に V_0 (V) の電圧を印加すると、生成イオン密度が高い場合、電位が正電極電位と等しいプラズマが残り回収イオンエネルギーは V_0 (eV) となる。これに対し、生成イオン密度が低い場合は電極間の電位がイオン生成で変化せず、回収イオンエネルギーは $1/2V_0$ (eV) となる。イオン密度を高密度領域から低密度領域に変化させると回収イオンエネルギーは連続的に変化した。変化のはじまるイオン密度は印加電圧 V_0 (V) に比例し、この値は簡単な一次元モデルでも容易に推定できることがわかった。

Measurements of Collected Ion Energy by Time-of-flight
Method in Static Electric Field Ion-collection

Koichi OGURA and Takemasa SHIBATA

Department of Fuels and Materials Research
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received March 11, 1993)

Gadolinium ions were produced between parallel electrodes by resonance photoionization and were collected on a negative electrode by static electric field. Kinetic energy of ions collected on the electrode was measured by the time-of-flight method. When electric potential V_0 (V) was applied between the parallel electrodes, the followings were confirmed : ① At high ion density, the kinetic energy of ions collected on electrode was equal to V_0 (eV) because the ions constituted a plasma and the potential of the plasma was equal to that of higher potential electrode. ② At low ion density, the kinetic energy of the ions collected on the electrode was equal to $1/2V_0$ (eV) because the potential between the electrodes does not change due to ion production. The kinetic energy of ions increased continuously from $1/2V_0$ (eV) to V_0 (V) with increasing the ion density. The transition ion density can be estimated by a simple one-dimensional model.

Keywords : Plasma, Potential, Time-of-flight, Laser, Isotope
Separation, Ion-collection

目 次

1. はじめに	1
2. 実験装置	1
3. 実験結果	2
4. 考 察	3
5. おわりに	5
謝 辞	5
文 献	5

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental apparatus	1
3. Experimental results	2
4. Consideration	3
5. Conclusion	5
Acknowledgements	5
References	5

1. はじめに

原子法レーザー同位体分離では平行平板電極間の目的同位体原子のみをパルスレーザー光で選択的にイオン化しこれを静電場で電極に回収する⁽¹⁾。静電場は平行平板に正負の電圧を印加してつくられる。通常レーザー照射により生成したイオンは脱離した電子とともにプラズマを形成する。このときプラズマの電位は負電極よりも $V_0(V)$ 電位の高い正電極の電位と等しくなる⁽²⁾⁽³⁾。このためプラズマから負電極にイオンが回収されるとき回収電極へ入射するイオンの運動エネルギーは $V_0(eV)$ となる。レーザー共鳴イオン化を微量分析に用いるような場合、平行平板電極間にレーザー照射で生成するイオンのイオン密度は非常に低い。このとき、プラズマは形成されず電極間の電位も正負電極で決まる電位のままである。また、イオンの生成場所が平行平板電極の中心にあれば負電極に回収される時のイオンエネルギーは $1/2V_0(eV)$ である。

岡野⁽⁴⁾はプラズマができその電位が正電極電位と等しくなる高密度領域からプラズマができず電極間電位がイオン生成前と変化しない低密度領域へ変化する場合はイオン密度について一次元モデルを用いて考察している。しかしながら生成イオン密度を高密度領域から低密度領域へ変化させたときの回収イオンエネルギーの変化を実験的に明らかにした例がない。また原子法レーザー同位体分離のイオン回収部の設計においてレーザー照射で生成したイオンと電子がプラズマを形成する時のイオン密度を知ることは重要である。

ここではパルスレーザー照射で生成したイオンが負電極に回収される時の運動エネルギーを飛行時間法で測定した。これによりイオンが生成した場所の電位がプラズマが形成されて正電極電位に等しくなる高密度領域からプラズマが形成されずイオン生成前と変化しない低密度領域への遷移がどのように起こるか調べた。

2. 実験装置

実験に用いた真空容器内の配置を図1に示す。本装置の詳細は別報⁽³⁾⁽⁵⁾に述べてある。水冷銅るつぼ内のガドリニウム金属を電子銃加熱蒸発させて原子ビームを生成した。原子ビームを $14\text{ mm} \times 80\text{ mm}$ のスリットを通して電極間隔 2 cm の平行平板電極の間に導いた。電子ビーム加熱蒸発で生成するガドリニウムプラズマが原子ビームとともに回収電極間に流れ込まないように除去電極⁽⁶⁾に -200 V を印加した。

2枚の回収電極間にエキシマレーザー励起のパルスレーザー光を照射しガドリニウム原子をイオン化した。イオン化にはイオン化断面積の大きい次の2波長2段階共鳴イオン化スキーム⁽⁷⁾を用いた。

$533\text{ cm}^{-1} \longrightarrow 23389\text{ cm}^{-1} \longrightarrow 46802\text{ cm}^{-1}$ (自動電離状態) \longrightarrow イオン化

1. はじめに

原子法レーザー同位体分離では平行平板電極間の目的同位体原子のみをパルスレーザー光で選択的にイオン化しこれを静電場で電極に回収する⁽¹⁾。静電場は平行平板に正負の電圧を印加してつくられる。通常レーザー照射により生成したイオンは脱離した電子とともにプラズマを形成する。このときプラズマの電位は負電極よりも $V_0(V)$ 電位の高い正電極の電位と等しくなる⁽²⁾⁽³⁾。このためプラズマから負電極にイオンが回収されるとき回収電極へ入射するイオンの運動エネルギーは $V_0(eV)$ となる。レーザー共鳴イオン化を微量分析に用いるような場合、平行平板電極間にレーザー照射で生成するイオンのイオン密度は非常に低い。このとき、プラズマは形成されず電極間の電位も正負電極で決まる電位のままである。また、イオンの生成場所が平行平板電極の中心にあれば負電極に回収される時のイオンエネルギーは $1/2V_0(eV)$ である。

岡野⁽⁴⁾はプラズマができその電位が正電極電位と等しくなる高密度領域からプラズマができず電極間電位がイオン生成前と変化しない低密度領域へ変化する場合はイオン密度について一次元モデルを用いて考察している。しかしながら生成イオン密度を高密度領域から低密度領域へ変化させたときの回収イオンエネルギーの変化を実験的に明らかにした例がない。また原子法レーザー同位体分離のイオン回収部の設計においてレーザー照射で生成したイオンと電子がプラズマを形成する時のイオン密度を知ることは重要である。

ここではパルスレーザー照射で生成したイオンが負電極に回収されるとき運動エネルギーを飛行時間法で測定した。これによりイオンが生成した場所の電位がプラズマが形成されて正電極電位に等しくなる高密度領域からプラズマが形成されずイオン生成前と変化しない低密度領域への遷移がどのように起こるか調べた。

2. 実験装置

実験に用いた真空容器内の配置を図1に示す。本装置の詳細は別報⁽³⁾⁽⁵⁾に述べてある。水冷銅るつぼ内のガドリニウム金属を電子銃加熱蒸発させて原子ビームを生成した。原子ビームを $14\text{ mm} \times 80\text{ mm}$ のスリットを通して電極間隔 2 cm の平行平板電極の間に導いた。電子ビーム加熱蒸発で生成するガドリニウムプラズマが原子ビームとともに回収電極間に流れ込まないように除去電極⁽⁶⁾に -200 V を印加した。

2枚の回収電極間にエキシマレーザー励起のパルスレーザー光を照射しガドリニウム原子をイオン化した。イオン化にはイオン化断面積の大きい次の2波長2段階共鳴イオン化スキーム⁽⁷⁾を用いた。

$533\text{ cm}^{-1} \longrightarrow 23389\text{ cm}^{-1} \longrightarrow 46802\text{ cm}^{-1}$ (自動電離状態) \longrightarrow イオン化

レーザー光の断面は直径10 mmの円であるので回収電極間にはパルス的に円柱状にイオンと電子が生成する。図2に回収電極と飛行時間法によるエネルギー測定を行なった2つのファラデーカップの平面図を示す。2枚の電極のうち回収電極2を接地し、回収電極1に正の電圧150 V、250 V、350 Vをレーザー照射の300 ns後に印加した。イオンはファラデーカップ側の回収電極2に開けられた縦長の5 mm×6.5 mmのスリット状の穴を通過してファラデーカップに入射する。ファラデーカップ1は入口が回収電極2にほとんど接するようにした。ファラデーカップ2の入口はファラデーカップ1の入口から5 cm離して置いた。二つのファラデーカップの入口、ケースはアース電位にしているのでイオンは回収電極2に入射するエネルギーで回収電極2とファラデーカップ2の間を飛行する。従って、二つのファラデーカップに入射するパルスイオン電流波形の立ち上がりの時間差からイオンの速さを知ることができイオン速度より回収電極へ入射する回収イオンのエネルギーを求めることができる。イオン引き出し穴、ファラデーカップ入口には81%透過率のステンレス製のメッシュを張り回収電極間、回収電極とファラデーカップ2の入口の間の電場がスリット穴やファラデーカップ入口を設けても変化しないようにした。なお、イオン引き出し穴はたて方向に長いので穴の幅5 mmの所で生成するイオンはすべてファラデーカップに入る。ファラデーカップに流れるイオン電流波形を積分し、メッシュの透過率も考慮してイオン生成時のイオン密度を求めることができる。レーザー光の強度は一定のままで電子ビーム入力パワーを変えて原子ビームの密度を変化させ、生成されるイオンの密度を変化させた。なお、水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度と別に測定した原子ビーム速度⁽⁸⁾から推定したレーザービーム照射部の原子密度は $1 \times 10^9 \sim 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であった。

3. 実験結果

回収電極1への印加電圧が150 Vのときの測定例を図3(a)(b)(c)に示す。図のファラデーカップ電流波形を積分してイオン生成時のイオン密度を求めると図3(a)(b)(c)のときそれぞれ、 $1.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、 $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 、 $1.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ である。2つのファラデーカップ入口の距離5 cmを飛行するときに必要な時間から電極に入射するイオンのエネルギーが求められる。図3(a)の場合、二つのファラデーカップのイオン電流の立ち上がりの時間差3.6 μs に対応したイオンのエネルギーは160 eVとなる。これは、生成イオン密度が高くプラズマが形成されその電位が印加電圧とほとんど等しくなっていることを示している。これに対し、図3(c)の場合、イオン電流の立ち上がり時間差が、5.1 μs と長く、これより求められるイオンのエネルギーは78 eVである。これは、生成イオン密度が低密度の場合で作られる電場があまり変化せずイオン生成部の中心での電位が75 Vに近いことがわかる。

レーザー光の断面は直径10 mmの円であるので回収電極間にはパルス的に円柱状にイオンと電子が生成する。図2に回収電極と飛行時間法によるエネルギー測定を行なった2つのファラデーカップの平面図を示す。2枚の電極のうち回収電極2を接地し、回収電極1に正の電圧150 V、250 V、350 Vをレーザー照射の300 ns後に印加した。イオンはファラデーカップ側の回収電極2に開けられた縦長の5 mm×6.5 mmのスリット状の穴を通過してファラデーカップに入射する。ファラデーカップ1は入口が回収電極2にほとんど接するようにした。ファラデーカップ2の入口はファラデーカップ1の入口から5 cm離して置いた。二つのファラデーカップの入口、ケースはアース電位にしているのでイオンは回収電極2に入射するエネルギーで回収電極2とファラデーカップ2の間を飛行する。従って、二つのファラデーカップに入射するパルスイオン電流波形の立ち上がりの時間差からイオンの速さを知ることができイオン速度より回収電極へ入射する回収イオンのエネルギーを求めることができる。イオン引き出し穴、ファラデーカップ入口には81%透過率のステンレス製のメッシュを張り回収電極間、回収電極とファラデーカップ2の入口の間の電場がスリット穴やファラデーカップ入口を設けても変化しないようにした。なお、イオン引き出し穴はたて方向に長いので穴の幅5 mmの所で生成するイオンはすべてファラデーカップに入る。ファラデーカップに流れるイオン電流波形を積分し、メッシュの透過率も考慮してイオン生成時のイオン密度を求めることができる。レーザー光の強度は一定のままで電子ビーム入力パワーを変えて原子ビームの密度を変化させ、生成されるイオンの密度を変化させた。なお、水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度と別に測定した原子ビーム速度⁽⁸⁾から推定したレーザービーム照射部の原子密度は $1 \times 10^9 \sim 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であった。

3. 実験結果

回収電極1への印加電圧が150 Vのときの測定例を図3(a)(b)(c)に示す。図のファラデーカップ電流波形を積分してイオン生成時のイオン密度を求めると図3(a)(b)(c)のときそれぞれ、 $1.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、 $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 、 $1.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ である。2つのファラデーカップ入口の距離5 cmを飛行するときを要した時間から電極に入射するイオンのエネルギーが求められる。図3(a)の場合、二つのファラデーカップのイオン電流の立ち上がりの時間差3.6 μs に対応したイオンのエネルギーは160 eVとなる。これは、生成イオン密度が高くプラズマが形成されその電位が印加電圧とほとんど等しくなっていることを示している。これに対し、図3(c)の場合、イオン電流の立ち上がり時間差が、5.1 μs と長く、これより求められるイオンのエネルギーは78 eVである。これは、生成イオン密度が低密度の場合で作られる電場があまり変化せずイオン生成部の中心での電位が75 Vに近いことがわかる。

図3 (b) は立上がり時間差 $4.7 \mu\text{s}$ からイオンエネルギーを求めると 92 eV となりこれは高密度領域から低密度領域へ変化するところの測定例である。図3 (a) のファラデーカップ回収イオン電流波形は対称でないのに対して図3 (c) の回収イオン電流波形は対称な形をしている。これは、図3 (a) のプラズマからイオンを回収する場合、イオンがプラズマ境界から電極までの距離の二乗に反比例する空間制限電流で引き出されることによる。プラズマ境界から電極までの距離はプラズマの膨張によるプラズマ境界の接近とイオン引き出しによるプラズマ境界の後退の大小関係で決まる⁽²⁾。しかし、図3 (c) のように低イオン密度でプラズマが残っていない場合、回収イオン電流波形は電極間に生成されたイオン分布を反映してイオン電流のピークに関して対称な形状である。図3 (b) はプラズマが残る高イオン密度の場合からプラズマが残らない低イオン密度の場合の中間のイオン電流波形である。

図4 は、印加電圧 V_0 が 150 V 、 250 V 、 350 V の場合の回収イオンエネルギーを生成時イオン密度の関数として示したものである。イオン密度が十分高いとプラズマが形成されその電位が2枚の回収電極の高い方の電位 $V_0(\text{V})$ と等しくなるためにイオンエネルギーは、 $V_0(\text{eV})$ となっている。イオン密度が十分低くなると電極間に電荷が無いときの空間の電位から変化しないため回収イオンエネルギーは $1/2 V_0(\text{eV})$ になっている。また、各印加電圧とも生成イオンの高密度領域から低密度領域へ連続的に変化している。印加電圧が高い方がイオンが生成される場所の電位の変化が始まる生成イオン密度が高くなっている。

4. 考察

図4のイオンエネルギーと生成時イオン密度 n_i の関係をエネルギー、密度とも印加電圧 V_0 で規格化すると図5のように3つの電圧の測定結果がよく一致し、一つの曲線にのっている。このように一つの直線にのる理由は次のとおりである。図6はプラズマ生成直後にパルス電位を印加したときのプラズマの様子を示したものである。生成時イオン密度が低くパルス正電圧印加と同時にプラズマから電子がすべて正電極に引き出されると図6 (a) のように質量の大きいイオンのみを取り残される。生成イオン密度が高くなるとプラズマ中の電子が一部正電極に引き出されるが、図6 (b) のようにプラズマの負電極側にイオンのみの領域ができ、プラズマとして残っている所の電位が正電極の電位とほとんど等しくなる。図6 (a) (b) いずれの場合も電位は次の二次元ポアソン方程式で決まる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} e (n_i(x, y) - n_e(x, y)) \quad (1)$$

プラズマとして残っている部分は $n_i(x, y) - n_e(x, y) = 0$ で、イオンのみが残っている

図3 (b) は立上がり時間差 $4.7 \mu\text{s}$ からイオンエネルギーを求めると 92 eV となりこれは高密度領域から低密度領域へ変化するところの測定例である。図3 (a) のファラデーカップ回収イオン電流波形は対称でないのに対して図3 (c) の回収イオン電流波形は対称な形をしている。これは、図3 (a) のプラズマからイオンを回収する場合、イオンがプラズマ境界から電極までの距離の二乗に反比例する空間制限電流で引き出されることによる。プラズマ境界から電極までの距離はプラズマの膨張によるプラズマ境界の接近とイオン引き出しによるプラズマ境界の後退の大小関係で決まる⁽²⁾。しかし、図3 (c) のように低イオン密度でプラズマが残っていない場合、回収イオン電流波形は電極間に生成されたイオン分布を反映してイオン電流のピークに関して対称な形状である。図3 (b) はプラズマが残る高イオン密度の場合からプラズマが残らない低イオン密度の場合の中間のイオン電流波形である。

図4 は、印加電圧 V_0 が 150 V 、 250 V 、 350 V の場合の回収イオンエネルギーを生成時イオン密度の関数として示したものである。イオン密度が十分高いとプラズマが形成されその電位が2枚の回収電極の高い方の電位 $V_0(\text{V})$ と等しくなるためにイオンエネルギーは、 $V_0(\text{eV})$ となっている。イオン密度が十分低くなると電極間に電荷が無いときの空間の電位から変化しないため回収イオンエネルギーは $1/2 V_0(\text{eV})$ になっている。また、各印加電圧とも生成イオンの高密度領域から低密度領域へ連続的に変化している。印加電圧が高い方がイオンが生成される場所の電位の変化が始まる生成イオン密度が高くなっている。

4. 考察

図4のイオンエネルギーと生成時イオン密度 n_i の関係をエネルギー、密度とも印加電圧 V_0 で規格化すると図5のように3つの電圧の測定結果がよく一致し、一つの曲線にのっている。このように一つの直線にのる理由は次のとおりである。図6はプラズマ生成直後にパルス電位を印加したときのプラズマの様子を示したものである。生成時イオン密度が低くパルス正電圧印加と同時にプラズマから電子がすべて正電極に引き出されると図6 (a) のように質量の大きいイオンのみを取り残される。生成イオン密度が高くなるとプラズマ中の電子が一部正電極に引き出されるが、図6 (b) のようにプラズマの負電極側にイオンのみの領域ができ、プラズマとして残っている所の電位が正電極の電位とほとんど等しくなる。図6 (a) (b) いずれの場合も電位は次の二次元ポアソン方程式で決まる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} e (n_i(x, y) - n_e(x, y)) \quad (1)$$

プラズマとして残っている部分は $n_i(x, y) - n_e(x, y) = 0$ で、イオンのみが残っている

所では $n_e(x, y) = 0$ である。ここで、

$$\phi = \frac{\phi}{V_0}, \quad \tilde{n}_i(x, y) = \frac{n_i(x, y)}{V_0}, \quad \tilde{n}_e(x, y) = \frac{n_e(x, y)}{V_0}$$

とすれば、(1) 式は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} e (\tilde{n}_i(x, y) - \tilde{n}_e(x, y)) \quad (2)$$

となり、境界条件も印加電圧に依存せず回収電極 1 が 1、回収電極 2 が 0 である。従って電極間の電位、生成イオン密度をともに印加電圧 V_0 で規格化すれば (2) 式のよう方程式が同一のものとなる。図 4 のイオンエネルギーはイオンが生成される場所の電位に対応しているので、イオンエネルギー、生成時イオン密度を V_0 で規格化した図 5 は印加電圧に依存せず同一曲線となる。

図 5 の曲線を求めるには、(2) 式を解けばよい。図 6 (a) の場合は、低密度状態でイオンのみが残っている。このとき、(2) 式を容易に数値計算で解くことができる。このとき、電極間の電位はイオン密度増加につれ高くなる。このときイオン生成の場所で最も高い電位が回収電極 1 の電位と等しくなるような生成イオン密度がある。この値より高いイオン密度では図 6 (b) の場合になり一部がプラズマの領域として残る。図 6 (b) の場合はプラズマとして残っている部分の電位が回収電極 1 の電位とほとんど等しくなるように $n_e(x, y) = 0$ となる部分の領域を見つければよい。現在このプログラムを開発中である。図 6 (a) の場合から (b) の場合へ遷移するときのイオン密度の値を図 5 の矢印で示している。イオン密度が矢印の値より低い場合はイオンエネルギーは $1/2 V_0$ 程度 (eV) 程度であるが矢印の値を越えるとイオンエネルギーは高くなっていき、矢印の 3 倍程度になると V_0 (eV) になることがわかる。

次に、岡野と同様に図 7 に示す 1 次元モデルでも変化する点を求めてみる。図 5 の場合と同様に図 7 (a) は電子がすべて正電極に流出しイオンのみが残っている状態、図 7 (b) は電子が一部分引き出され負電極側にイオンのみの領域がある状態である。図の (a) から (b) への変化するイオン密度を n_{i1} とすると容易に計算できて、

$$n_{i1} = \frac{2 \epsilon_0 V_0}{e b d} \quad (3)$$

となる。d は 2 枚の平行平板電極の間隔、h はイオン層の幅である。また、(b) の状態で $h = b/2$ になる点は

$$n_{i2} = \frac{8 \epsilon_0 V_0}{e (2hd - h^2)} = \frac{32 \epsilon_0 V_0}{e (4bd - b^2)} \quad (4)$$

となる。本実験ではイオン生成部は円柱状であるので、厳密には上式を適用できない。しかし、パルスレーザー光を用いて生成されたプラズマからのイオン回収を定性的に説明できる 1 次元モデルでは直径 1 cm のプラズマを幅 0.6 cm のプラズマで模擬した (2) (3)。ここでも直径 1 cm のイオン生成部を幅 0.6 cm のイオン生成部として (3)

(4) 式を適用してみる。図5の△が n_{i1} 、▲が n_{i2} である。簡単な1次元モデルでも低密度領域から高密度領域へ遷移するイオン密度が推定できることがわかる。

5. おわりに

平行平板電極間のガドリニウム原子をパルスレーザー光でイオン化し、これを平行平板電極間にかかる正電場によりイオンを負電極に回収した。このとき負電極に回収されるイオンのエネルギーを飛行時間法で測定した。平行平板電極に電圧差が V_0 (V) の電圧を印加したとき回収イオンエネルギーは生成イオン密度が高い場合、電位が正電極電位と等しいプラズマが残り、回収イオンエネルギーは V_0 (eV) になる。これに対し、生成イオン密度が低い場合は電極間の電位がイオン生成で変化せず、回収イオンエネルギーは $1/2 V_0$ (eV) となる。生成イオン密度を高密度から低密度へ変化させると回収イオンエネルギーは連続的に変化する。その変化が始まるイオン密度は印加電圧 V_0 (V) に比例し、この値は簡単な一次元モデルでも容易に推定できることがわかった。

謝辞

本論文の原稿を読んで貴重な議論をして頂いた情報システムセンター副主任研究員 蕪木英雄氏に感謝致します。

文献

- (1) D. T. Greenland: Comtemp. Phys. 31 (1990) 405.
- (2) 小倉浩一、有澤 孝、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 91-222 (1992).
- (3) K. Ogura, T. Arisawa, and T. Shibata: Jpn. J. Appl. Phys. 31 (1992) 1485.
- (4) K. Okano: J. Nucl. Sci. Technol., 29 (1992) 601.
Okanoの論文には一部誤りがあり本JAERI-Mで式(3)、式(4)に相当するものが式(3)については、

$$n_{i1} = \frac{2 \varepsilon_0 V_0}{e b^2}$$

式(4)については、

$$n_{i2} = \frac{8 \varepsilon_0 V_0}{e b^2}$$

となってしまふ。これは一次元ポアソン方程式を解くときの誤りに起因している。

- (5) 小倉浩一、蕪木英雄、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 92-141 (1992).
- (6) 大場弘則、有澤 孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順：真空 35 (1992) 286.
- (7) 小倉浩一、有澤 孝、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 91-221 (1992).
- (8) 西村昭彦、有澤 孝、小倉浩一、大場弘則、柴田猛順：真空 35 (1993) 207.

(4) 式を適用してみる。図5の△が n_{i1} 、▲が n_{i2} である。簡単な1次元モデルでも低密度領域から高密度領域へ遷移するイオン密度が推定できることがわかる。

5. おわりに

平行平板電極間のガドリニウム原子をパルスレーザー光でイオン化し、これを平行平板電極間にかかる正電場によりイオンを負電極に回収した。このとき負電極に回収されるイオンのエネルギーを飛行時間法で測定した。平行平板電極に電圧差が V_0 (V) の電圧を印加したとき回収イオンエネルギーは生成イオン密度が高い場合、電位が正電極電位と等しいプラズマが残り、回収イオンエネルギーは V_0 (eV) になる。これに対し、生成イオン密度が低い場合は電極間の電位がイオン生成で変化せず、回収イオンエネルギーは $1/2 V_0$ (eV) となる。生成イオン密度を高密度から低密度へ変化させると回収イオンエネルギーは連続的に変化する。その変化がはじまるイオン密度は印加電圧 V_0 (V) に比例し、この値は簡単な一次元モデルでも容易に推定できることがわかった。

謝辞

本論文の原稿を読んで貴重な議論をして頂いた情報システムセンター副主任研究員 蕪木英雄氏に感謝致します。

文献

- (1) D. T. Greenland: Comtemp. Phys. 31 (1990) 405.
 - (2) 小倉浩一、有澤 孝、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 91-222 (1992).
 - (3) K. Ogura, T. Arisawa, and T. Shibata: Jpn. J. Appl. Phys. 31 (1992) 1485.
 - (4) K. Okano: J. Nucl. Sci. Technol., 29 (1992) 601.
- Okanoの論文には一部誤りがあり本JAERI-Mで式(3)、式(4)に相当するものが式(3)については、

$$n_{i1} = \frac{2 \epsilon_0 V_0}{e b^2}$$

式(4)については、

$$n_{i2} = \frac{8 \epsilon_0 V_0}{e b^2}$$

となってしまふ。これは一次元ポアソン方程式を解くときの誤りに起因している。

- (5) 小倉浩一、蕪木英雄、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 92-141 (1992).
- (6) 大場弘則、有澤 孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順：真空 35 (1992) 286.
- (7) 小倉浩一、有澤 孝、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 91-221 (1992).
- (8) 西村昭彦、有澤 孝、小倉浩一、大場弘則、柴田猛順：真空 35 (1993) 207.

(4) 式を適用してみる。図5の△が n_{i1} 、▲が n_{i2} である。簡単な1次元モデルでも低密度領域から高密度領域へ遷移するイオン密度が推定できることがわかる。

5. おわりに

平行平板電極間のガドリニウム原子をパルスレーザー光でイオン化し、これを平行平板電極間にかかる正電場によりイオンを負電極に回収した。このとき負電極に回収されるイオンのエネルギーを飛行時間法で測定した。平行平板電極に電圧差が V_0 (V) の電圧を印加したとき回収イオンエネルギーは生成イオン密度が高い場合、電位が正電極電位と等しいプラズマが残り、回収イオンエネルギーは V_0 (eV) になる。これに対し、生成イオン密度が低い場合は電極間の電位がイオン生成で変化せず、回収イオンエネルギーは $1/2 V_0$ (eV) となる。生成イオン密度を高密度から低密度へ変化させると回収イオンエネルギーは連続的に変化する。その変化がはじまるイオン密度は印加電圧 V_0 (V) に比例し、この値は簡単な一次元モデルでも容易に推定できることがわかった。

謝辞

本論文の原稿を読んで貴重な議論をして頂いた情報システムセンター副主任研究員 蕪木英雄氏に感謝致します。

文献

- (1) D.T.Greenland: Comtemp. Phys. 31 (1990) 405.
- (2) 小倉浩一、有澤 孝、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 91-222 (1992).
- (3) K.Ogura, T.Arisawa, and T.Shibata: Jpn. J. Appl. Phys. 31 (1992) 1485.
- (4) K.Okano: J. Nucl. Sci. Technol., 29 (1992) 601.
Okanoの論文には一部誤りがあり本JAERI-Mで式(3)、式(4)に相当するものが式(3)については、

$$n_{i1} = \frac{2 \epsilon_0 V_0}{e b^2}$$

式(4)については、

$$n_{i2} = \frac{8 \epsilon_0 V_0}{e b^2}$$

となってしまふ。これは一次元ポアソン方程式を解くときの誤りに起因している。

- (5) 小倉浩一、蕪木英雄、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 92-141 (1992).
- (6) 大場弘則、有澤 孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順：真空 35 (1992) 286.
- (7) 小倉浩一、有澤 孝、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 91-221 (1992).
- (8) 西村昭彦、有澤 孝、小倉浩一、大場弘則、柴田猛順：真空 35 (1993) 207.

(4) 式を適用してみる。図5の△が n_{i1} 、▲が n_{i2} である。簡単な1次元モデルでも低密度領域から高密度領域へ遷移するイオン密度が推定できることがわかる。

5. おわりに

平行平板電極間のガドリニウム原子をパルスレーザー光でイオン化し、これを平行平板電極間にかかる正電場によりイオンを負電極に回収した。このとき負電極に回収されるイオンのエネルギーを飛行時間法で測定した。平行平板電極に電圧差が V_0 (V) の電圧を印加したとき回収イオンエネルギーは生成イオン密度が高い場合、電位が正電極電位と等しいプラズマが残り、回収イオンエネルギーは V_0 (eV) になる。これに対し、生成イオン密度が低い場合は電極間の電位がイオン生成で変化せず、回収イオンエネルギーは $1/2 V_0$ (eV) となる。生成イオン密度を高密度から低密度へ変化させると回収イオンエネルギーは連続的に変化する。その変化がはじまるイオン密度は印加電圧 V_0 (V) に比例し、この値は簡単な一次元モデルでも容易に推定できることがわかった。

謝辞

本論文の原稿を読んで貴重な議論をして頂いた情報システムセンター副主任研究員 蕪木英雄氏に感謝致します。

文献

- (1) D. T. Greenland: Comtemp. Phys. 31 (1990) 405.
- (2) 小倉浩一、有澤 孝、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 91-222 (1992).
- (3) K. Ogura, T. Arisawa, and T. Shibata: Jpn. J. Appl. Phys. 31 (1992) 1485.
- (4) K. Okano: J. Nucl. Sci. Technol., 29 (1992) 601.
Okanoの論文には一部誤りがあり本JAERI-Mで式(3)、式(4)に相当するものが式(3)については、

$$n_{i1} = \frac{2 \epsilon_0 V_0}{e b^2}$$

式(4)については、

$$n_{i2} = \frac{8 \epsilon_0 V_0}{e b^2}$$

となってしまふ。これは一次元ポアソン方程式を解くときの誤りに起因している。

- (5) 小倉浩一、蕪木英雄、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 92-141 (1992).
- (6) 大場弘則、有澤 孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順：真空 35 (1992) 286.
- (7) 小倉浩一、有澤 孝、柴田猛順：日本原子力研究所 研究報告書 JAERI-M 91-221 (1992).
- (8) 西村昭彦、有澤 孝、小倉浩一、大場弘則、柴田猛順：真空 35 (1993) 207.

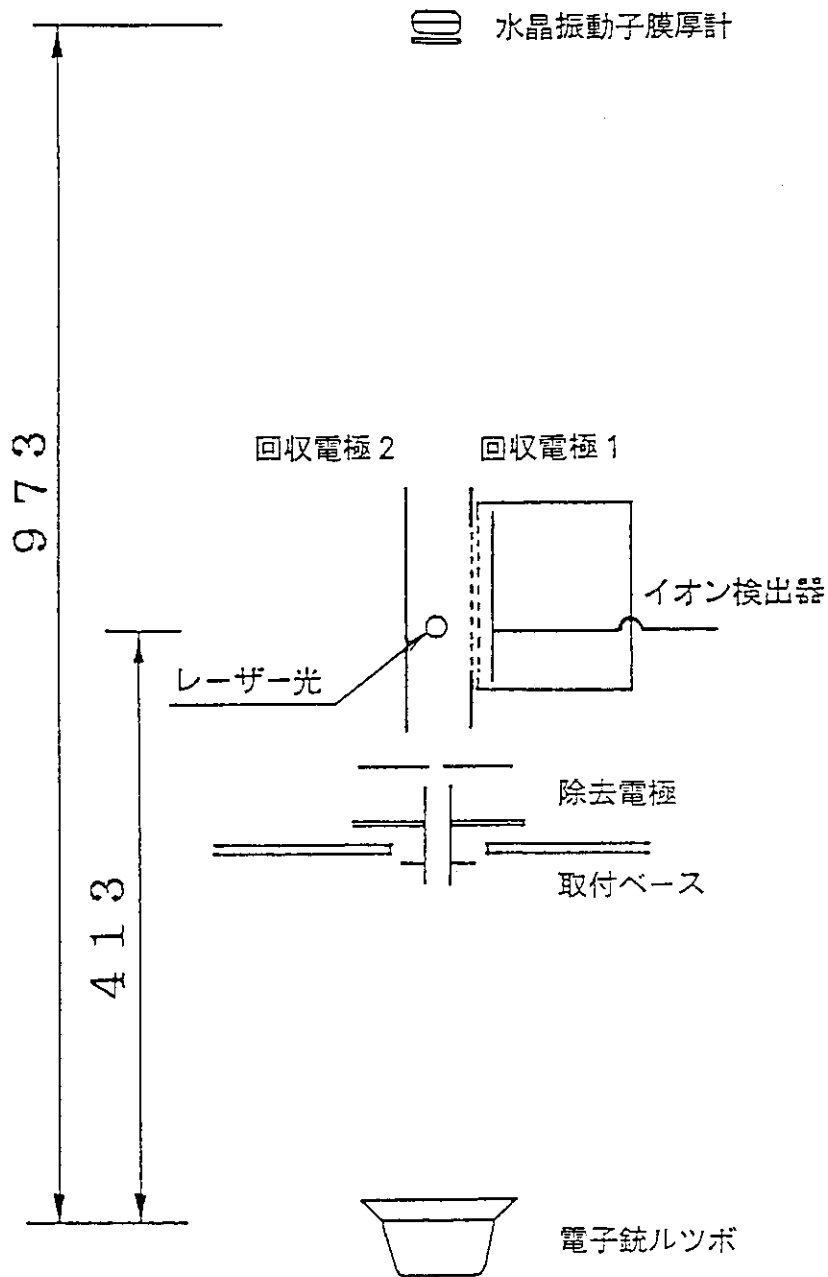


図1 実験装置

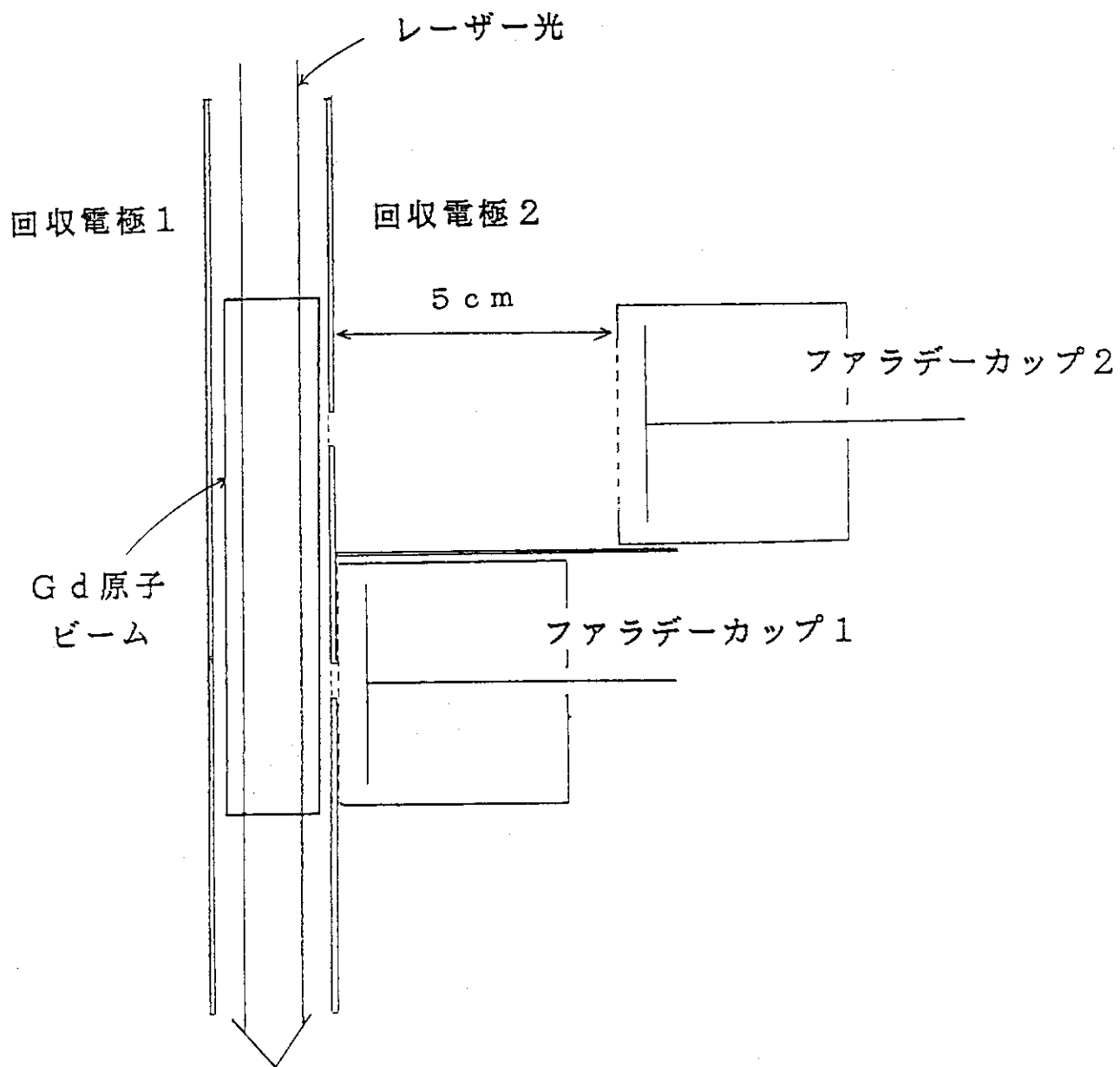


図 2 イオン生成部とエネルギー測定部

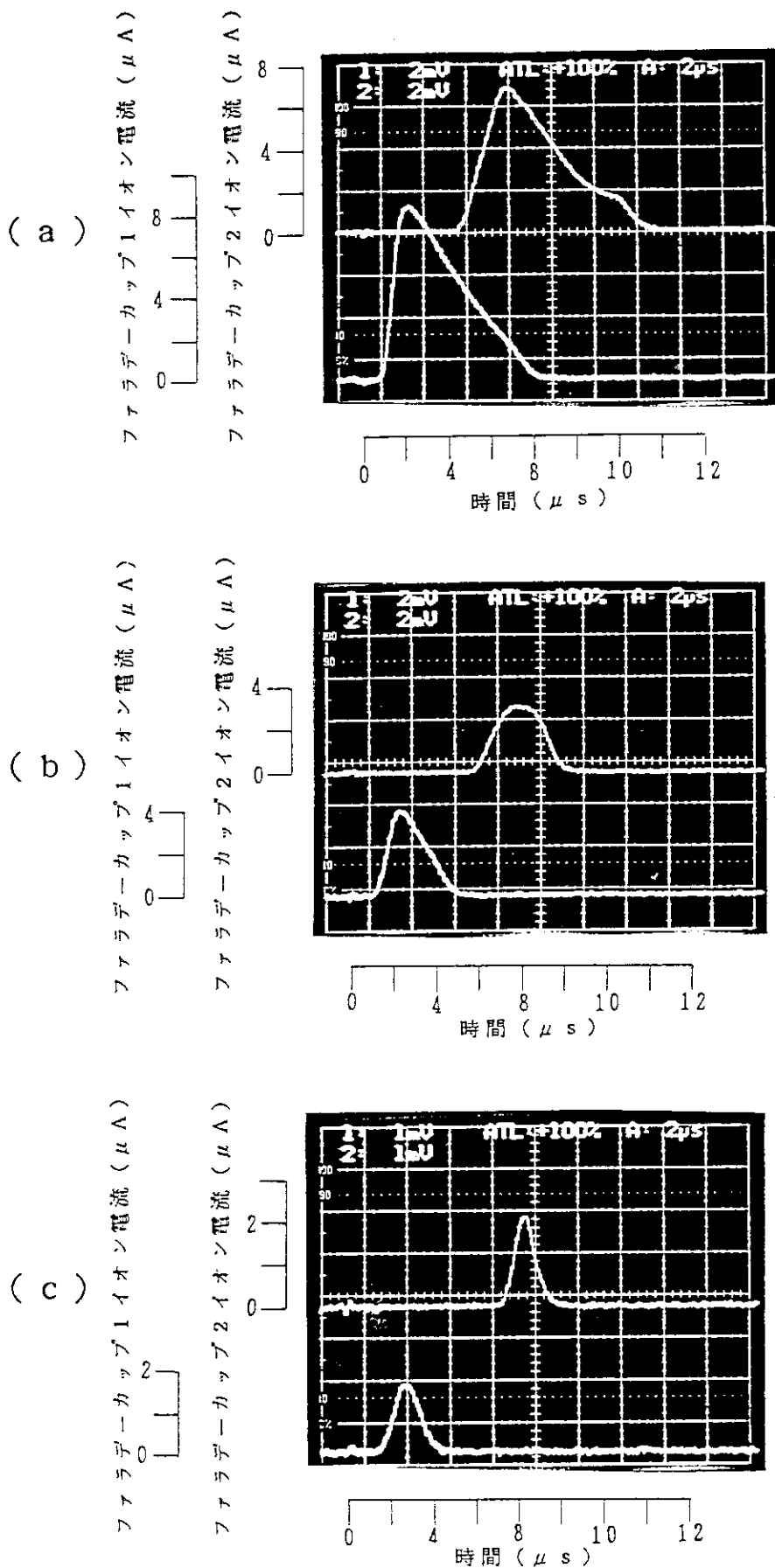


図3 測定例

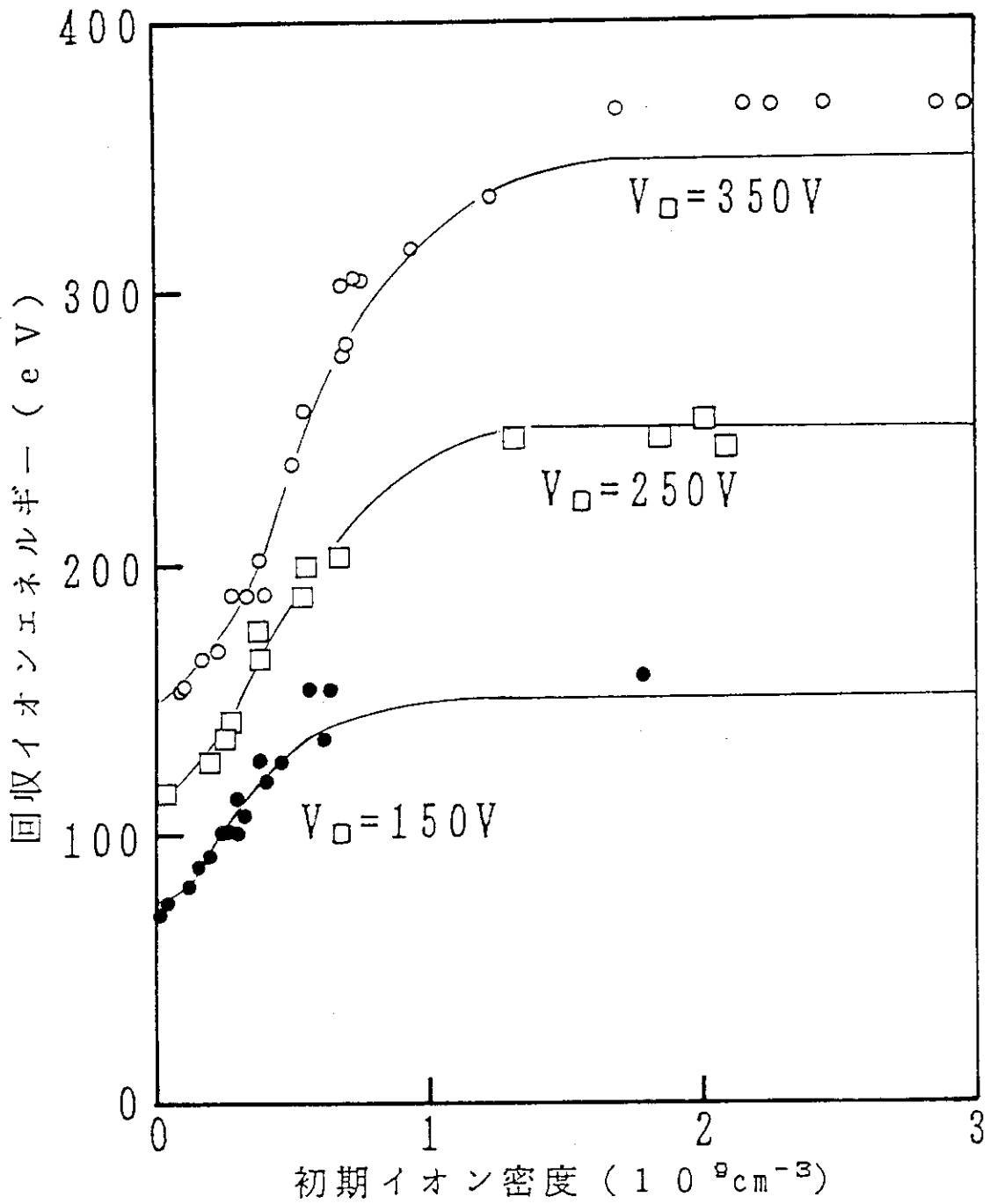


図4 回収イオンエネルギー

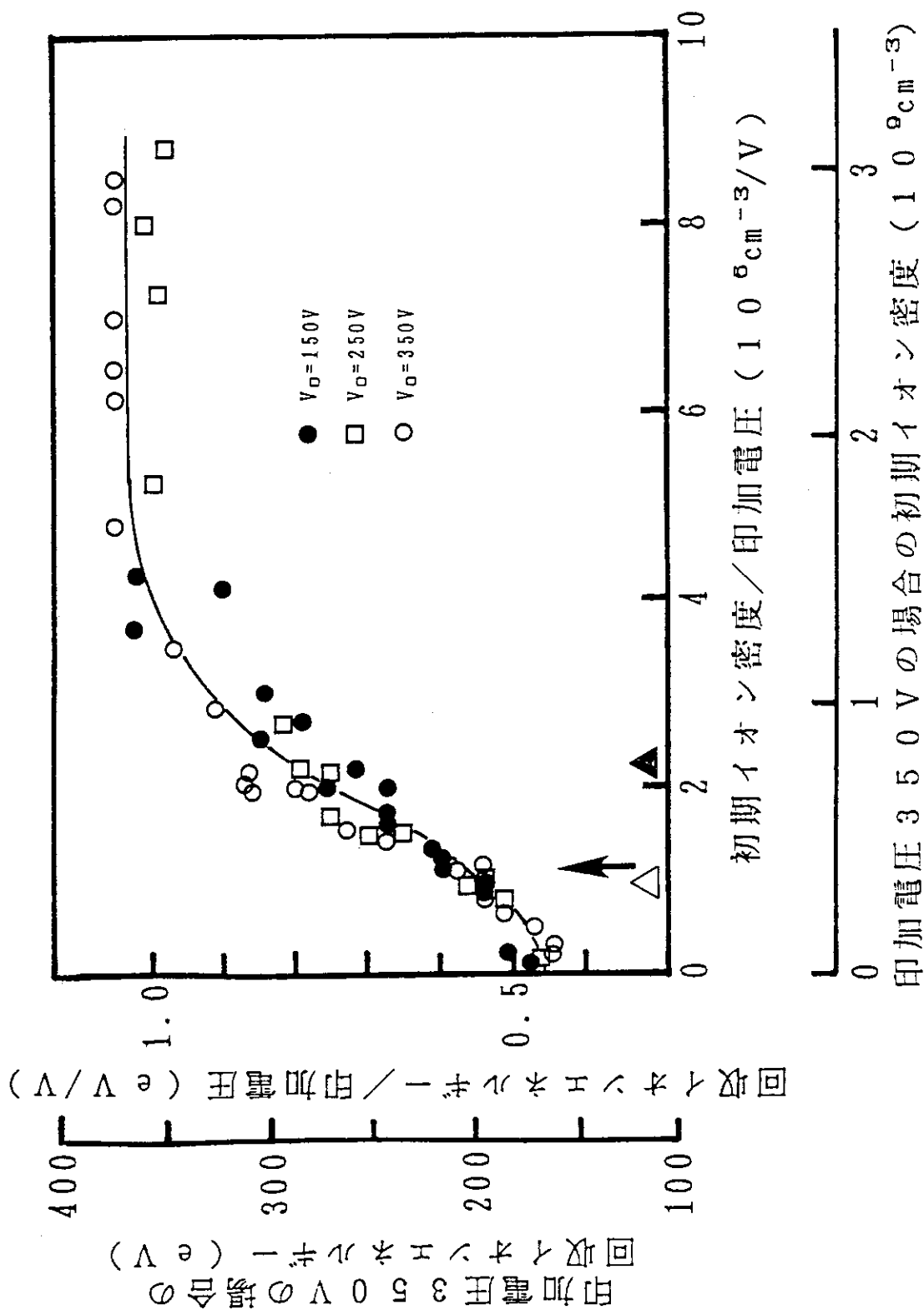


図5 規格化された初期イオン密度と回収イオンエネルギーの関係

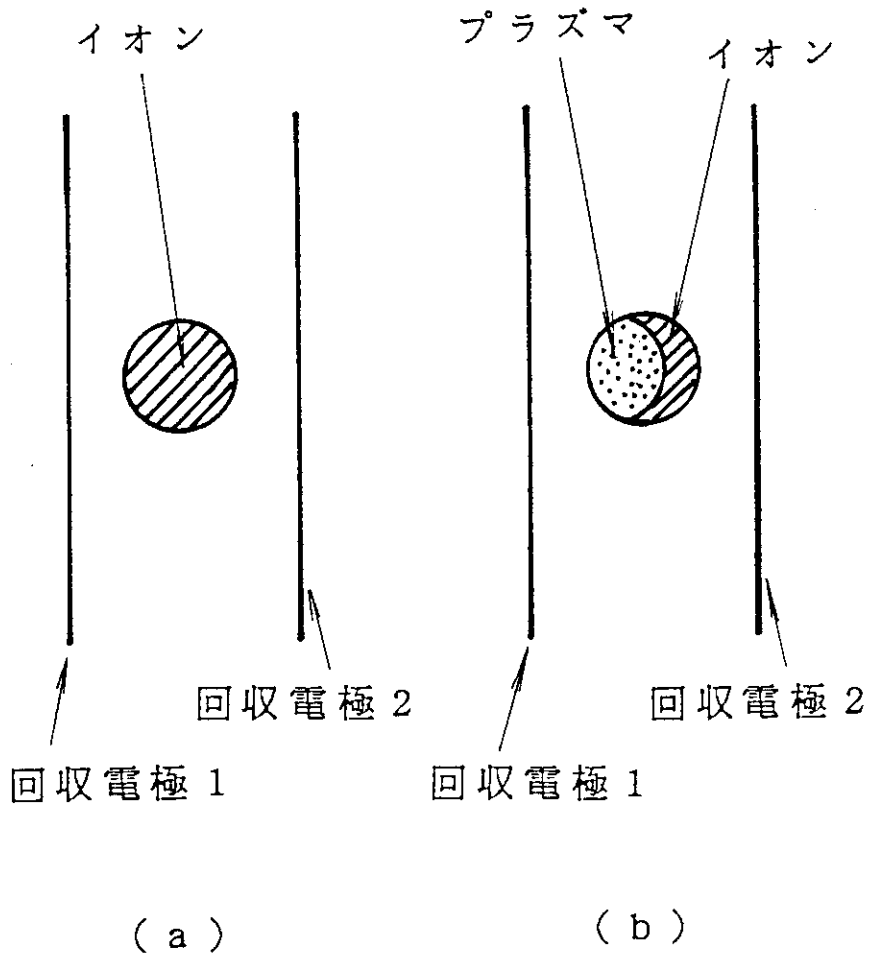


図 6 パルス電圧印加したときのイオンと電子の分布

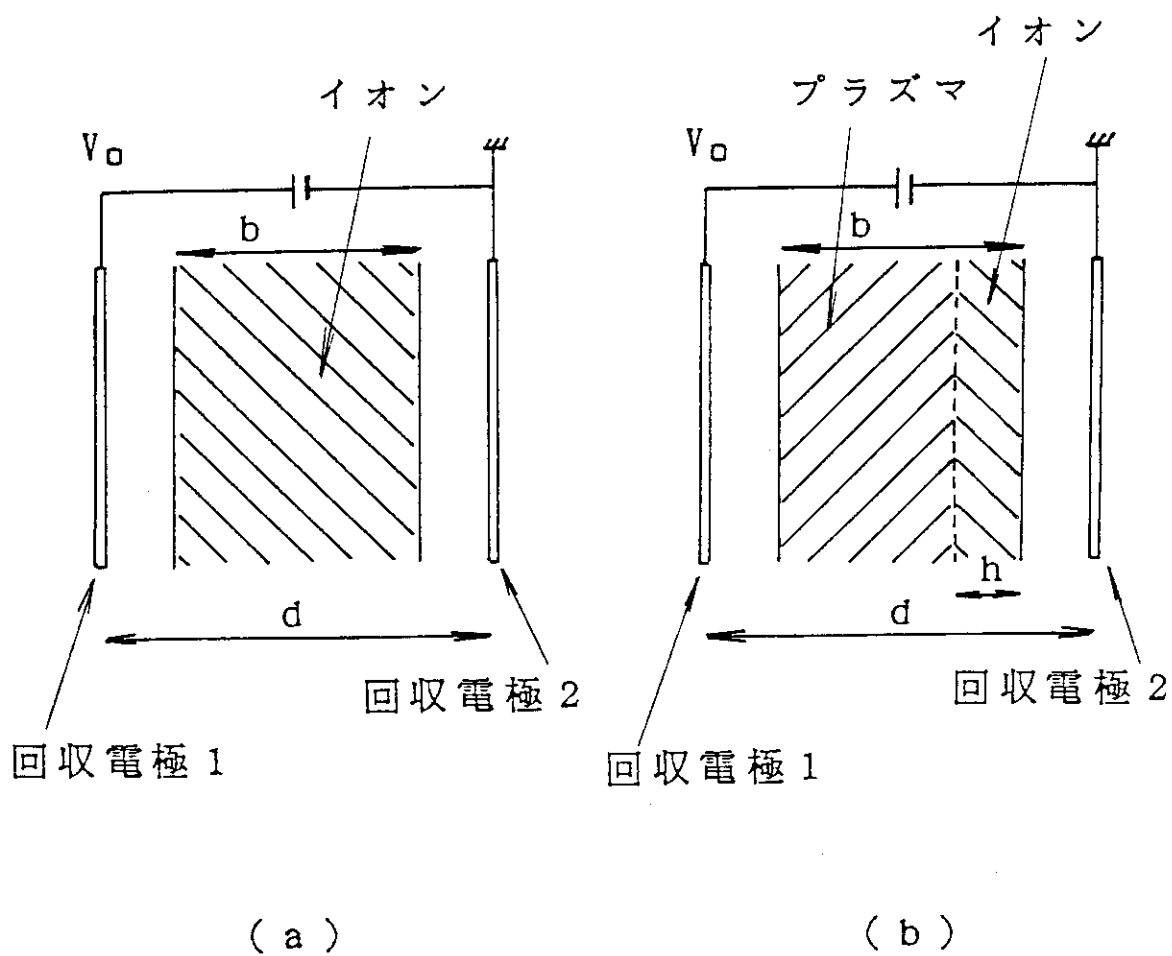


図7 一次元モデル