

JAERI-M
91-222

レーザー共鳴イオン化で生成した
Gdプラズマからのイオン回収
(受託研究)

1992年1月

小倉 浩一・有沢 孝・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。

入手の問い合わせは、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, 1992

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

レーザー共鳴イオン化で生成した Gd プラズマからのイオン回収

日本原子力研究所東海研究所燃料・材料工学部

小倉 浩一・有沢 孝・柴田 猛順

(1991年12月10日受理)

原子法レーザー同位体分離では、レーザー光で目的同位体のみを電離し、イオンを電極に回収するが、脱離した電子とともに形成されるプラズマから目的同位体イオンを効率良く回収するにはイオンの挙動を明らかにする必要がある。

ここでは、平行平板の回収電極間のガドリニウム原子ビームをレーザー光により共鳴イオン化しプラズマからのイオン回収におけるイオンの挙動を、多チャンネルのファラデーカップを用いて調べた。その結果、イオン回収機構は次のとおりであることを実験的に明らかにした。

- (1) 生成プラズマの電位は正電極の電位よりすこし高い。
- (2) 生成プラズマは原子ビームとともに上方に移動する。
- (3) 生成プラズマはボーム速度で膨張する。
- (4) プラズマから見て負電極に空間電荷で決まるイオン電流が流れプラズマは収縮する。
- (5) プラズマ境界面の時間変化は空間電荷制限電流による収縮とボーム速度での膨張の大小で決まる。

本報告は電源開発促進対策特別会計法に基づく科学技術庁からの受託によってなされた研究成果の一部である。

東海研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方字白根2-4

Ion Collection from Gd Plasma
Produced by Resonance Photoionization

Koichi OGURA, Takashi ARISAWA and Takemasa SHIBATA

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

(Received December 10, 1991)

In Atomic Vapor Laser Isotope Separation, only one isotopic species ionized by laser resonance photoionization are collected on electrodes. Gadolinium atoms between two parallel plate electrodes were photoionized by pulse lasers and the gadolinium plasma was produced. The behavior of the ions in plasma was investigated using multi-channel Faraday Cups equipped with the collection electrodes. It was experimentally made clear that the ions are collected as follows:

- (1) The potential of the laser induced plasma is a little higher than the positive electrode.
- (2) The plasma flows with the atomic beam.
- (3) The plasma expands with the Bohm velocity.
- (4) The ions are extracted from the plasma at a rate of space charge limited current and then the plasma contracts.
- (5) The plasma boundary moves at a balance between plasma expansion and contraction caused by ion extraction at a rate of space charge limited current.

Keywords: Laser, Isotope Separation, Resonance Ionization, Gadolinium, Ion Collection, Space Charge Limited Current, Bohm Velocity

The work was performed under contract with Atomic Energy Bureau of Science and Technology Agency of Japan.

目 次

1. はじめに	1
2. 実験装置	1
3. 実験結果	2
4. イオン回収機構の考察	3
5. 一次元計算モデルと計算結果	5
6. おわりに	6
謝 辞	6
参考文献	7

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental Apparatus	1
3. Experimental Results	2
4. Discussion on Ion Collection Mechanism	3
5. One Dimensional Calculation Model and Calculated Results	5
6. Conclusion	6
Acknowledgements	6
References	7

1. はじめに

原子法レーザー同位体分離では、同位体シフトよりも波長幅の狭いレーザー光により目的同位体を選択的に共鳴イオン化してこれを電磁場により平行平板電極（回収電極）に回収する。レーザー光によりイオン化された目的同位体イオンは脱離した電子とプラズマを形成する。プラズマは誘電体として振舞い、外部からの電場が内部に侵入しにくい。このため、プラズマを形成しているイオンは外部電場による力を受けにくくイオンが回収電極に到達するのに時間がかかる。従って、イオン回収の過程で目的同位体イオンと他の同位体原子が電荷交反応をおこして濃縮度が低下したり、原子ビームとともに流動するイオンが回収電極を通過するまでに十分回収できず回収効率が低下するなどの問題が予想される。このため効率的なイオン回収を行なうためにイオンの挙動を明らかにする必要がある。平行平板電極間にパルス的にレーザー光により生成されたプラズマからのイオンの引出しについて、Chen が理論的に考察しており、プラズマ電位は電極のうち最も高い電位にほぼ等しく、プラズマから空間電荷制限電流（チャイルド・ラングミュアの法則）で決まるイオン量が負電極に回収されること、プラズマ形状の位置変化は空間電荷制限電流とイオン音速程度（ボーム速度）でのプラズマ膨張によるイオン電流との大小により決まること等を明らかにしている⁽¹⁾。一方、Travis 等は原子法レーザー同位体分離の総説⁽²⁾の中でイオン回収の機構はChenがすでに考察したものと類似なものであることを述べている。しかしながら、レーザー誘起プラズマの回収電極間での挙動についての実験的研究については、これまでに全く報告が無い。このため著者等はイオン回収に大きい影響を与えるレーザー共鳴電離で生成するプラズマの電子温度を測定しこれが0.05~0.08 eVで非常に低いことを明らかにした⁽³⁾。ここでは、さらに平行平板電極間で生成されたプラズマからイオンが引出される機構を実験的に明らかにするためにレーザー共鳴電離により生成したGdプラズマから引出され電極に入射するイオン電流の時間変化を5個のファラデーカップで測定した。

2. 実験装置

本実験を行なった装置については既に報告している⁽³⁾⁽⁴⁾ので簡単に述べる。実験を行なった真空容器の断面の概略を図1に示す。ガドリニウム原子蒸気は16 kWの電子銃加熱の水冷銅るつぼ（80 cc）により発生させた。10 mm×100 mmのスリットを通過した原子ビームにレーザーを照射した。光照射部はるつぼの蒸発面から310 mmのところである。光照射部でのガドリニウム原子密度はるつぼ上の620 mmの所の水晶振動式膜厚計で測定した蒸着速度により推定した。2波長2段階レーザー共鳴電離を行うために2つのエキシマレーザー（ラムダフィジック社製LPX 100）励起の色素レーザー（ラムダフィジック社製FL 3002 E）を用いた。2つのレーザー光をビームエクspanderにより広げ、スリットにより直径10 mmにして真空容器

1. はじめに

原子法レーザー同位体分離では、同位体シフトよりも波長幅の狭いレーザー光により目的同位体を選択的に共鳴イオン化してこれを電磁場により平行平板電極（回収電極）に回収する。レーザー光によりイオン化された目的同位体イオンは脱離した電子とプラズマを形成する。プラズマは誘電体として振舞い、外部からの電場が内部に侵入しにくい。このため、プラズマを形成しているイオンは外部電場による力を受けにくくイオンが回収電極に到達するのに時間がかかる。従って、イオン回収の過程で目的同位体イオンと他の同位体原子が電荷交反応をおこして濃縮度が低下したり、原子ビームとともに流動するイオンが回収電極を通過するまでに十分回収できず回収効率が低下するなどの問題が予想される。このため効率的なイオン回収を行なうためにイオンの挙動を明らかにする必要がある。平行平板電極間にパルス的にレーザー光により生成されたプラズマからのイオンの引出しについて、Chen が理論的に考察しており、プラズマ電位は電極のうち最も高い電位にほぼ等しく、プラズマから空間電荷制限電流（チャイルド・ラングミュアの法則）で決まるイオン量が負電極に回収されること、プラズマ形状の位置変化は空間電荷制限電流とイオン音速程度（ボーム速度）でのプラズマ膨張によるイオン電流との大小により決まること等を明らかにしている⁽¹⁾。一方、Travis 等は原子法レーザー同位体分離の総説⁽²⁾の中でイオン回収の機構はChenがすでに考察したものと類似なものであることを述べている。しかしながら、レーザー誘起プラズマの回収電極間での挙動についての実験的研究については、これまでに全く報告が無い。このため著者等はイオン回収に大きい影響を与えるレーザー共鳴電離で生成するプラズマの電子温度を測定しこれが0.05~0.08eVで非常に低いことを明らかにした⁽³⁾。ここでは、さらに平行平板電極間で生成されたプラズマからイオンが引出される機構を実験的に明らかにするためにレーザー共鳴電離により生成したGdプラズマから引出され電極に入射するイオン電流の時間変化を5個のファラデーカップで測定した。

2. 実験装置

本実験を行なった装置については既に報告している⁽³⁾⁽⁴⁾ので簡単に述べる。実験を行なった真空容器の断面の概略を図1に示す。ガドリニウム原子蒸気は16kWの電子銃加熱の水冷銅ろつぼ（80cc）により発生させた。10mm×100mmのスリットを通過した原子ビームにレーザーを照射した。光照射部はろつぼの蒸発面から310mmのところである。光照射部でのガドリニウム原子密度はろつぼ上の620mmの所の水晶振動式膜厚計で測定した蒸着速度により推定した。2波長2段階レーザー共鳴電離を行うために2つのエキシマレーザー（ラムダフィジック社製LPX100）励起の色素レーザー（ラムダフィジック社製FL3002E）を用いた。2つのレーザー光をビームエクspanderにより広げ、スリットにより直径10mmにして真空容器

内の二枚の電極（回収電極、間隔20mm）の間を通過しているガドリニウム原子ビームに照射した。2つの色素レーザー光のパルス幅は半値全幅で約10nsecであり、同時にガドリニウム原子蒸気ビームに照射した。電離には既報⁽⁴⁾に述べた方法で探索した大きい電離断面積を持つ次のスキームを用いた。

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 441.116 \text{ nm} \quad (533 \text{ cm}^{-1} (J=4) \longrightarrow 23196 \text{ cm}^{-1} (J=5)) \\ \lambda_2 &= 376.2 \text{ nm}\end{aligned}$$

共鳴イオン化により生成されたガドリニウムイオンの回収電極上での入射電流分布を測定するために5個のファラデーカップを電極の一方にガドリニウム原子ビームの流れ方向に沿って取り付けられた。ファラデーカップの間隔は15mmであり、約60mmの長さに渡って電流分布を測定できる。回収電極にあけられたファラデーカップ用の穴（ ϕ 6mm）には透過率43%のステンレス製のメッシュを張り、ファラデーカップの電位により二枚の電極間の電場が変化しないようにした。図2に光照射部の断面図を示す。図のようにファラデーカップに上からF₁からF₅までの番号をつけた。レーザー照射の位置はファラデーカップF₄の真横である。

ここでは、回収イオン電流分布を測定する場合は二枚の回収電極のうちファラデーカップの取り付けられた方を接地し、反対側の電極に-400V~400Vのパルス電圧を印加した。光照射時には、電場がかからないように光照射の300ns後にパルス電圧を印加した。光反応部へ蒸発源からの荷電粒子が流れ込まないように、2枚の除去電極に負の電位（-400V）を印加した⁽⁵⁾。

3. 実験結果

(1) 測定例

図3に蒸着速度 $20 \text{ \AA} / \text{s}$ （照射部での推定原子密度 $4.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ）、印加電圧+250V及び-250Vの場合の5つのファラデーカップの電流波形の測定結果例を示す。図2に示した配置図のように回収電極の間隔は20mm、ファラデーカップの間隔は15mm、レーザー光の大きさは直径10mmである。ファラデーカップF₄の真横にレーザー光を照射した。

図3(a)はファラデーカップを取り付けた電極の反対側の回収電極に+250Vを印加して、一方を接地した場合、ファラデーカップに入射する電流を測定した場合である。図の上からF₁からF₅の電流波形をのせている。レーザー光を照射した位置の真横にあるファラデーカップには照射後すぐに他のファラデーカップよりもいち早く信号が現れる。照射位置よりも下にあるファラデーカップF₅にも電流が入射している。また、照射位置より上の方になると電流が立ち上がり始める時間、電流が最大になる時間がだんだん遅れてくることがわかる。また波形の終わりのところは緩やかに減少するのではなく急激になくなっている。

図3(b)は-250V印加して、ファラデーカップの付いた回収電極を接地し、ファラデーカップに入射する電流を測定した例である。ファラデーカップがついた電極は正負電極の正電極であるが正電極側にもイオン電流が流れ込んでおりこれはプラズマのポテンシャルの方が正電極

内の二枚の電極（回収電極，間隔20mm）の間を通過しているガドリニウム原子ビームに照射した。2つの色素レーザー光のパルス幅は半値全幅で約10nsecであり，同時にガドリニウム原子蒸気ビームに照射した。電離には既報⁽⁴⁾に述べた方法で探索した大きい電離断面積を持つ次のスキームを用いた。

$$\lambda_1 = 441.116 \text{ nm} \quad (533 \text{ cm}^{-1} (J=4) \longrightarrow 23196 \text{ cm}^{-1} (J=5))$$

$$\lambda_2 = 376.2 \text{ nm}$$

共鳴イオン化により生成されたガドリニウムイオンの回収電極上での入射電流分布を測定するために5個のファラデーカップを電極の一方にガドリニウム原子ビームの流れ方向に沿って取り付けられた。ファラデーカップの間隔は15mmであり，約60mmの長さで渡って電流分布を測定できる。回収電極にあげられたファラデーカップ用の穴（ ϕ 6mm）には透過率43%のステンレス製のメッシュを張り，ファラデーカップの電位により二枚の電極間の電場が変化しないようにした。図2に光照射部の断面図を示す。図のようにファラデーカップに上からF₁からF₅までの番号をつけた。レーザー照射の位置はファラデーカップF₄の真横である。

ここでは，回収イオン電流分布を測定する場合は二枚の回収電極のうちファラデーカップの取り付けられた方を接地し，反対側の電極に-400V～400Vのパルス電圧を印加した。光照射時には，電場がかからないように光照射の300ns後にパルス電圧を印加した。光反応部へ蒸発源からの荷電粒子が流れ込まないように，2枚の除去電極に負の電位（-400V）を印加した⁽⁵⁾。

3. 実験結果

(1) 測定例

図3に蒸着速度 20 \AA/s （照射部での推定原子密度 $4.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ），印加電圧+250V及び-250Vの場合の5つのファラデーカップの電流波形の測定結果例を示す。図2に示した配置図のように回収電極の間隔は20mm，ファラデーカップの間隔は15mm，レーザー光の大きさは直径10mmである。ファラデーカップF₄の真横にレーザー光を照射した。

図3(a)はファラデーカップを取り付けた電極の反対側の回収電極に+250Vを印加して，一方を接地した場合，ファラデーカップに入射する電流を測定した場合である。図の上からF₁からF₅の電流波形をのせている。レーザー光を照射した位置の真横にあるファラデーカップには照射後すぐに他のファラデーカップよりもいち早く信号が現れる。照射位置よりも下にあるファラデーカップF₅にも電流が入射している。また，照射位置より上の方になると電流が立ち上がり始める時間，電流が最大になる時間がだんだん遅れてくるのがわかる。また波形の終わりのところは緩やかに減少するのではなく急激になくなっている。

図3(b)は-250V印加して，ファラデーカップの付いた回収電極を接地し，ファラデーカップに入射する電流を測定した例である。ファラデーカップがついた電極は正負電極の正電極であるが正電極側にもイオン電流が流れ込んでおりこれはプラズマのポテンシャルの方が正電極

のそれよりも高いことを示している。

(2) 電極上での回収イオン分布

図4, 図5に各ファラデーカップに入った回収電荷量の分布の一例を示す。図4は回収電圧一定で密度を変化させたときの例である。横軸は原子ビームの流れ方向の距離とファラデーカップの位置を示し、縦軸は回収電荷量を示している。回収電荷量は、各ファラデーカップに入射する電流波形を積分して求めた。図から、ガドリニウム蒸着量すなわちレーザーにより照射される原子密度を上げて生成されるプラズマの密度を上げると、プラズマは原子ビームの流れ方向に流れて行くことがわかる。また、 F_4, F_5 に入る電荷量はプラズマ密度が変わっても余り変化していない。図5は原子密度一定で回収電圧を変化させた時の例である。印加電圧が高いほど照射位置に近い F_3, F_4, F_5 に入るイオン量が多く、印加電圧が低くなると原子ビーム流れ方向に流れて F_1, F_2 に多くのイオンが入ることがわかる。図6には、図4, 図5の回収電荷量分布を原子ビーム流れ方向に積分した値の印加電圧依存性を示す。図5で回収電圧が100V以下では一番上のファラデーカップ F_1 よりも上の部分でかなりのイオン量が回収されているがこの部分については図6の曲線を上部に外挿したもので積分した。図より原子密度が一定のとき回収電極に入る全電荷量は回収電圧をかえてもほとんど一定であることがわかる。イオンの回収時間は回収電圧100Vでは100 μ s程度なのに対し400Vでは40 μ s程度である。従ってこの結果はレーザー生成プラズマ中でのガドリニウムイオンの再結合が50 μ s程度の時間内ではほとんど起こっていないことを示している。

4. イオン回収機構の考察

以上の実験結果からレーザー誘起プラズマからのイオン回収について次のことがわかった。

- (1) 生成プラズマの電位は二枚の回収電極のうち正電極の電位よりわずかに高くなる。
- (2) 生成プラズマ全体として原子ビームとともに上方に移動する。
- (3) 生成プラズマ内でのイオンと電子の再結合はほとんど起こらない。
- (4) 生成プラズマの生成イオン密度が高くなるほどイオン回収に要するイオン回収時間が長くなりレーザー照射位置から離れた所で回収される。
- (5) 二枚の回収電極への印加電圧が高いほどイオン回収時間が短くなりレーザー照射位置近傍で回収される。

イオン回収の電圧依存性についてより定量的に考えるため図2で示したファラデーカップ F_4 のイオン電流波形の電圧印加直後のピーク電流値とイオン電流がなくなる直前のイオン消滅時の電流値を回収電圧に対してプロットしてみた。これを図7に示す。なお、イオン電流密度もファラデーカップ穴とメッシュ透過率を考慮して図7に示している。図のようにピーク電流値もイオン消滅時電流も印加電圧の $3/2$ 乗に比例していること、蒸着量、すなわち生成プラズマ密度にあまり依存しないことがわかる。また図7では、プラズマ消滅時のイオン電流はレー

のそれよりも高いことを示している。

(2) 電極上での回収イオン分布

図4, 図5に各ファラデーカップに入った回収電荷量の分布の一例を示す。図4は回収電圧一定で密度を変化させたときの例である。横軸は原子ビームの流れ方向の距離とファラデーカップの位置を示し、縦軸は回収電荷量を示している。回収電荷量は、各ファラデーカップに入射する電流波形を積分して求めた。図から、ガドリニウム蒸着量すなわちレーザーにより照射される原子密度を上げて生成されるプラズマの密度を上げると、プラズマは原子ビームの流れ方向に流れて行くことがわかる。また、 F_4, F_5 に入る電荷量はプラズマ密度が変わっても余り変化していない。図5は原子密度一定で回収電圧を変化させた時の例である。印加電圧が高いほど照射位置に近い F_3, F_4, F_5 に入るイオン量が多く、印加電圧が低くなると原子ビーム流れ方向に流れて F_1, F_2 に多くのイオンが入ることがわかる。図6には、図4, 図5の回収電荷量分布を原子ビーム流れ方向に積分した値の印加電圧依存性を示す。図5で回収電圧が100V以下では一番上のファラデーカップ F_1 よりも上の部分でかなりのイオン量が回収されているがこの部分については図6の曲線を上部に外挿したもので積分した。図より原子密度が一定のとき回収電極に入る全電荷量は回収電圧をかえてもほとんど一定であることがわかる。イオンの回収時間は回収電圧100Vでは100 μ s程度なのに対し400Vでは40 μ s程度である。従ってこの結果はレーザー生成プラズマ中でのガドリニウムイオンの再結合が50 μ s程度の時間内ではほとんど起こっていないことを示している。

4. イオン回収機構の考察

以上の実験結果からレーザー誘起プラズマからのイオン回収について次のことがわかった。

- (1) 生成プラズマの電位は二枚の回収電極のうち正電極の電位よりわずかに高くなる。
- (2) 生成プラズマ全体として原子ビームとともに上方に移動する。
- (3) 生成プラズマ内でのイオンと電子の再結合はほとんど起こらない。
- (4) 生成プラズマの生成イオン密度が高くなるほどイオン回収に要するイオン回収時間が長くなりレーザー照射位置から離れた所で回収される。
- (5) 二枚の回収電極への印加電圧が高いほどイオン回収時間が短くなりレーザー照射位置近傍で回収される。

イオン回収の電圧依存性についてより定量的に考えるため図2で示したファラデーカップ F_4 のイオン電流波形の電圧印加直後のピーク電流値とイオン電流がなくなる直前のイオン消滅時の電流値を回収電圧に対してプロットしてみた。これを図7に示す。なお、イオン電流密度もファラデーカップ穴とメッシュ透過率を考慮して図7に示している。図のようにピーク電流値もイオン消滅時電流も印加電圧の $3/2$ 乗に比例していること、蒸着量、すなわち生成プラズマ密度にあまり依存しないことがわかる。また図7では、プラズマ消滅時のイオン電流はレー

レーザー照射位置に近いファラデーカップ F_4 の電流をプロットしているが一定電圧では消滅時の電流は $F_1 \sim F_5$ まであまり変わらない。プラズマ生成消滅時のイオン電流が印加電圧 V の $3/2$ 乗に比例していることから、空間電荷で制限された空間電荷制限電流（チャイルド・ラングミュアの法則）で決まっていることが予想される。空間電荷制限電流ではプラズマから引出される電流密度 i (A/cm^2) は、印加電圧 V (V) イオン放出面と負電極の距離 d (cm) とすると本実験のガドリニウム ($M=157, Z=1$) の場合、

$$i = 4.4 \times 10^{-9} V^{3/2} / d^2 \quad (1)$$

で表わされる⁽⁶⁾。電圧印加直後と、プラズマ消滅時の d を上式を用いて求めると、プラズマ消滅時は $d = 1.9 cm$ 電圧印加直後は $d = 0.66 cm$ となる。電極の間隔は $2 cm$ であり、レーザー光の直径が $10 mm$ である。プラズマ生成直後、電圧印加時のプラズマ端部と負の回収電極までの距離は生成プラズマの形状が円筒であるので、正しく評価できないが、 $0.6 cm$ ぐらいと考えられる。これは、(1)式より計算した $0.66 cm$ とほぼ一致している。一方、プラズマ消滅時の d は電極間隔の距離にはほぼ等しい。従ってプラズマ生成時、プラズマ消滅時のプラズマの形状は図 8 のようになっている。プラズマ生成時、プラズマ消滅時のイオン回収電流密度が空間電荷制限電流で決まること、プラズマの形状が生成時のレーザー断面の形状から変化し消滅時は正電極に張付いた形状になることが以上のように、実験的に明らかになった。プラズマ生成から消滅に至るまでの間についてもイオン回収電流密度はプラズマの端部と負電極の間の距離で決まる空間電荷制限電流のイオン電流が負電極に回収されているものと思われる。また、プラズマ形状も Chen が述べているように電子温度 T_e のプラズマがボーム速度 $(0.6(kT_e/m_i)^{0.5})$ (k : ボルツマン定数) 程度で膨張するので空間電荷制限イオン電流とボーム速度でのプラズマの膨張に相当するイオン量の大小によりプラズマ形状は次の様に変化しているものと推定される。

- 空間電荷制限電流で決まるイオン電流

＜プラズマ膨張に相当するイオン量：プラズマ端部は膨張

- 空間電荷制限電流で決まるイオン電流

= プラズマ膨張に相当するイオン量：プラズマ端部は一定

- 空間電荷制限電流で決まるイオン電流

> プラズマ膨張に相当するイオン量：プラズマ端部は縮小

プラズマ生成から消滅に至るまでのプラズマの形状が空間電荷制限電流とプラズマ膨張によるイオン電流の大小で決まるという以上の推定が実験と一致しているかどうかについては次節に述べるイオン電流波形の計算を実験結果と比較して調べてみた。

5. 一次元計算モデルと計算結果

前節で述べたイオン回収機構を図に示したのが図9である。このイオン回収機構を基に各ファラデーカップに入る電流波形を解析するには二次元で解く必要があるがここでは一次元の簡単なイオン回収モデルをつくりイオン電流波形を計算し実験結果と比較してみた。図10に用いた一次元モデルを示す。プラズマ生成時の形状断面はレーザー光断面と等しく円形であるが本モデルでは矩形としている。プラズマは原子ビーム速度で上に移動しながら、上下方向、左右方向にボーム速度で膨張するとした。また、プラズマ電位は印加電圧より1 V高くした。プラズマからイオンが負電極と正電極に空間電荷制限電流で決まるイオン電流が引出されるとした。プラズマ内では、イオン密度は一様とした。各時間ステップ毎に、プラズマ膨張分とこれによるプラズマ内のイオン密度の計算を行なう。次に、各時間ステップで引出されるイオン数を計算する。このイオン数よりイオン引出しによるプラズマの収縮分を計算する。プラズマ膨張と収縮分の差より、次のステップでのプラズマ形状が決定される。また各ステップでのイオン電流値からファラデーカップ位置、穴の大きさ、メッシュ透過率を考慮して各ファラデーカップに入る電流量を計算する。

計算例を実験結果とともに図11 a, 図11 b, 図11 cに示す。蒸着速度 $20 \text{ \AA} / \text{s}$ で印加電圧が 400 V, 250 V, 100 V の場合である。プラズマ生成時のイオン密度は図4の回収電極の積分値 $430 \text{ pC} \cdot \text{cm}$ からファラデーカップ用穴の面積, メッシュの透過率, 照射レーザーの直径を考慮して求めた $2.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ を用いた。プラズマ生成時の形状として上下 13 mm, 左右 6 mm として, $10 \text{ mm} \phi$ の円形を近似した。プラズマの上昇速度としてガドリニウム吸収スペクトルのドップラーシフトから求めた $8 \times 10^4 \text{ cm/s}$ ⁽⁷⁾ を用いた。プラズマの電子温度は 0.05 eV ⁽⁴⁾ とし, これよりプラズマの膨張速度はボーム速度 $(0.6 (k \text{ Te} / m_i)^{0.5}) = 1.05 \times 10^4 \text{ cm/s}$ とした。時間ステップは $1 \mu\text{s}$, 印加電圧が 400 V, 250 V, 100 V のいずれの場合も上記のような単純な計算にもかかわらず, 実験で得られた電流波形と計算結果がよく一致している。印加電圧が 400 V のときは, 各ファラデーカップのピーク電流値が下がっていくようすとその波形が良く再現されている。これは, 空間電荷制限電流で決まるイオン電流引出しによるプラズマ収縮がイオン音速のプラズマ膨張より大きく, 負電極側のプラズマ端部が正電極側に移動して間隔 d が増大していく。このため, 上にあるファラデーカップ電流が減少していることがわかる。一方印加電圧が 100 V のときはプラズマ生成直後印加電圧が低くて空間電荷制限電流で決まる電流分のイオン引出しによるプラズマの収縮が, プラズマ膨張より小さいため, 負電極側のプラズマ端部が負電極に近付き間隔 d が減少してイオン電流値が増大する。このため F_4 のファラデーカップ電流よりその上にある F_3 のファラデーカップ電流が大きくなる。さらに時間が経過すると, 間隔 d が小さくなったためにイオン引出し電流が増大することイオン密度が小さくなることのために, プラズマ収縮速度がプラズマ膨張よりも大きくなり間隔 d が増大してイオン電流が減少している。印加電圧が 250 V のときはプラズマ生成時プラズマ収縮と膨張がほぼつりあい, その後 d が増大していることがわかる。以上のように非常に簡単なモデル

でイオン電流波形を計算したにもかかわらず実験で得られたイオン電流波形に近いものが得られた。これは、ここで用いた計算モデルが現実のものに近いことを示しているものと思われる。特にプラズマ形状が空間電荷制限電流とプラズマ膨張によるイオン電流の大小で決まるという推定が以上のように実験から裏付けられた。

以上の計算は簡単な1次元モデルであるのでレーザー照射位置より下にあるファラデーカップ電流の評価が全くできないだけでなく、各ファラデーカップのイオン電流波形の正しい時間変化を推定することはできない。このため2次元での詳細な計算を現在行なっている。

6. お わ り に

2枚の回収電極の間に生成されたプラズマからのイオン回収におけるイオンの挙動を、5個のファラデーカップを用いて調べた。その結果、次のイオン回収機構を実験的に明らかにすることができた。

- (1) 生成プラズマの電位は正電極の電位よりも少し高い。
- (2) 生成プラズマは原子ビームとともに上方に移動する。
- (3) 生成プラズマはボーム速度で膨張する。
- (4) プラズマから見て負電極に空間電荷制限電流で決まるイオン電流が流れプラズマは収縮する。
- (5) プラズマ境界面は空間電荷制限電流による収縮とプラズマ膨張により移動する。

以上の結果はパルス的に生成されたプラズマからのイオン引出しについて Chen が理論的に考察しているものと類似なものであり、Travis 等が総説で述べていることが正しいことが実験的に確かめられた。

ここで明らかにできたイオン回収機構を基に一次元の簡単なモデルによりイオン回収電流波形の計算を行なったところ、実験結果と良く一致する波形が得られた。この簡単なモデルはレーザー誘起プラズマからのイオン回収時、イオンが回収電極のどこに、いつ回収できるかを予測できることがわかった。

謝 辞

本論文の原稿を読んで頂き貴重なコメントを頂きました核融合研究部プラズマ実験研究室室長前田彦祐氏に深く感謝致します。

でイオン電流波形を計算したにもかかわらず実験で得られたイオン電流波形に近いものが得られた。これは、ここで用いた計算モデルが現実のものに近いことを示しているものと思われる。特にプラズマ形状が空間電荷制限電流とプラズマ膨張によるイオン電流の大小で決まるという推定が以上のように実験から裏付けられた。

以上の計算は簡単な1次元モデルであるのでレーザー照射位置より下にあるファラデーカップ電流の評価が全くできないだけでなく、各ファラデーカップのイオン電流波形の正しい時間変化を推定することはできない。このため2次元での詳細な計算を現在行なっている。

6. お わ り に

2枚の回収電極の間に生成されたプラズマからのイオン回収におけるイオンの挙動を、5個のファラデーカップを用いて調べた。その結果、次のイオン回収機構を実験的に明らかにすることができた。

- (1) 生成プラズマの電位は正電極の電位よりも少し高い。
- (2) 生成プラズマは原子ビームとともに上方に移動する。
- (3) 生成プラズマはボーム速度で膨張する。
- (4) プラズマから見て負電極に空間電荷制限電流で決まるイオン電流が流れプラズマは収縮する。
- (5) プラズマ境界面は空間電荷制限電流による収縮とプラズマ膨張により移動する。

以上の結果はパルス的に生成されたプラズマからのイオン引出しについてChenが理論的に考察しているものと類似なものであり、Travis等が総説で述べていることが正しいことが実験的に確かめられた。

ここで明らかにできたイオン回収機構を基に一次元の簡単なモデルによりイオン回収電流波形の計算を行なったところ、実験結果と良く一致する波形が得られた。この簡単なモデルはレーザー誘起プラズマからのイオン回収時、イオンが回収電極のどこに、いつ回収できるかを予測できることがわかった。

謝 辞

本論文の原稿を読んで頂き貴重なコメントを頂きました核融合研究部プラズマ実験研究室室長前田彦祐氏に深く感謝致します。

でイオン電流波形を計算したにもかかわらず実験で得られたイオン電流波形に近いものが得られた。これは、ここで用いた計算モデルが現実のものに近いことを示しているものと思われる。特にプラズマ形状が空間電荷制限電流とプラズマ膨張によるイオン電流の大小で決まるという推定が以上のように実験から裏付けられた。

以上の計算は簡単な1次元モデルであるのでレーザー照射位置より下にあるファラデーカップ電流の評価が全くできないだけでなく、各ファラデーカップのイオン電流波形の正しい時間変化を推定することはできない。このため2次元での詳細な計算を現在行なっている。

6. お わ り に

2枚の回収電極の間に生成されたプラズマからのイオン回収におけるイオンの挙動を、5個のファラデーカップを用いて調べた。その結果、次のイオン回収機構を実験的に明らかにすることができた。

- (1) 生成プラズマの電位は正電極の電位よりも少し高い。
- (2) 生成プラズマは原子ビームとともに上方に移動する。
- (3) 生成プラズマはボーム速度で膨張する。
- (4) プラズマから見て負電極に空間電荷制限電流で決まるイオン電流が流れプラズマは収縮する。
- (5) プラズマ境界面は空間電荷制限電流による収縮とプラズマ膨張により移動する。

以上の結果はパルスの生成されたプラズマからのイオン引出しについてChenが理論的に考察しているものと類似なものであり、Travis等が総説で述べていることが正しいことが実験的に確かめられた。

ここで明らかにできたイオン回収機構を基に一次元の簡単なモデルによりイオン回収電流波形の計算を行なったところ、実験結果と良く一致する波形が得られた。この簡単なモデルはレーザー誘起プラズマからのイオン回収時、イオンが回収電極のどこに、いつ回収できるかを予測できることがわかった。

謝 辞

本論文の原稿を読んで頂き貴重なコメントを頂きました核融合研究部プラズマ実験研究室室長前田彦祐氏に深く感謝致します。

参 考 文 献

- (1) F. F. Chen : Phys. Fluids, 25 (1982) 2385.
- (2) D. N. Travis, D. J. H. Wort : Second Workshop, Separation Phenemena in Liquid and Gases, Versailles July 10-12 (1989).
- (3) 小倉浩一, 有沢 孝, 柴田猛順 : JAERI-M 90-162 (1990).
- (4) 小倉浩一, 有沢 孝, 柴田猛順 : JAERI-M 91-222 (1992).
- (5) 柴田猛順, 小堀 章, 小倉浩一, 吉原清次、有沢 孝 : 日本原子力学会, 1989年, 秋の大会, 予稿集, G27.
- (6) F. F. Chen 著 (内田岱二郎訳) : プラズマ物理入門 p. 220 (1977, 丸善, 東京).
- (7) 西村昭彦, 有沢 孝, 大場弘則, 小倉浩一, 柴田猛順 : 真空, 35 (1992). (投稿中)

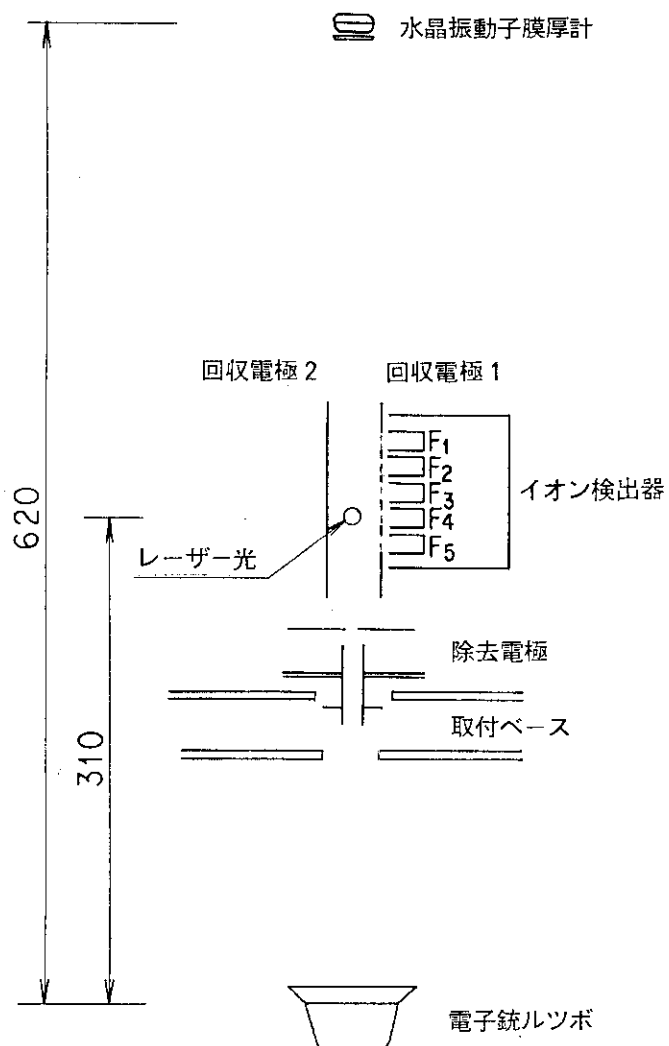


図1 実験装置概略図

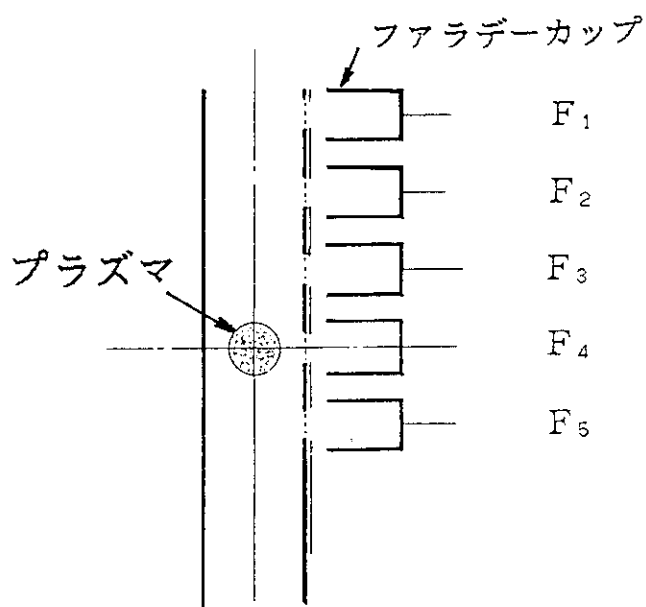
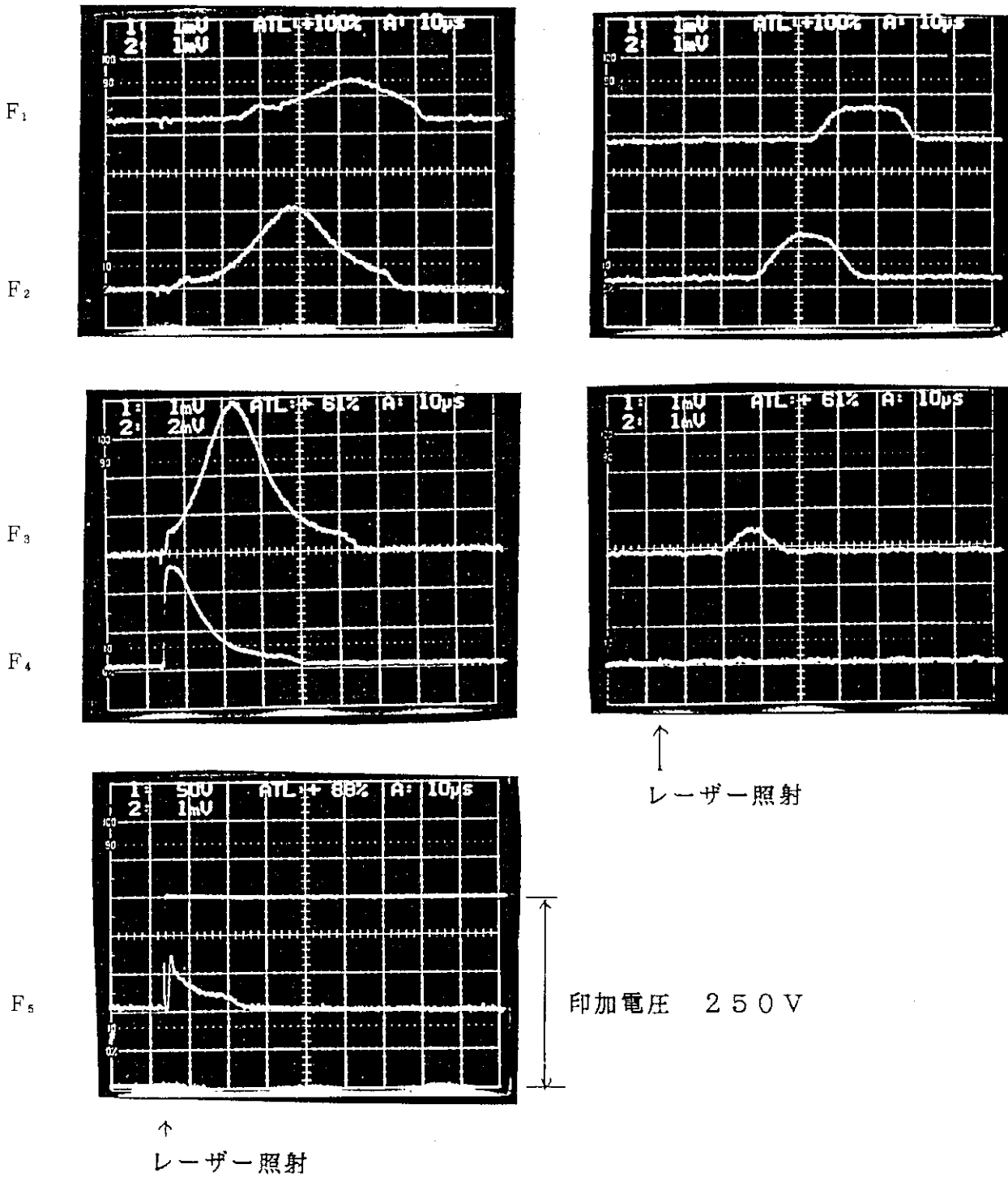


図2 光照射部断面



(a)

(b)

図3 +250V及び-250V印加時のファラデーカップ電流波形
 (蒸発量 $20\text{\AA}/\text{s}$, 横軸 $10\mu\text{s}/\text{div}$, 縦軸 $1\mu\text{A}/\text{div}$, 但し(a)のF₄のみは $2\mu\text{A}/\text{div}$)

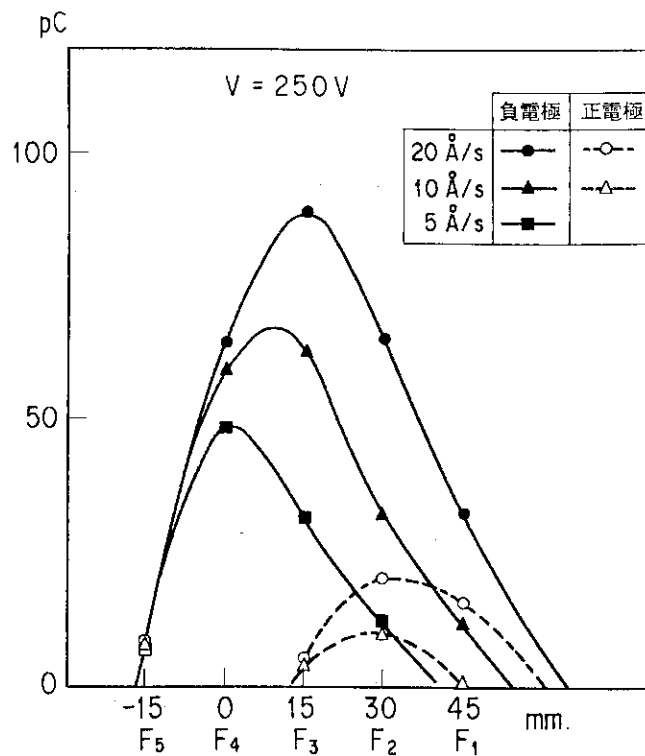


図4 回収電荷量分布
(250 Vの回収電圧で蒸気密度を変えたとき)

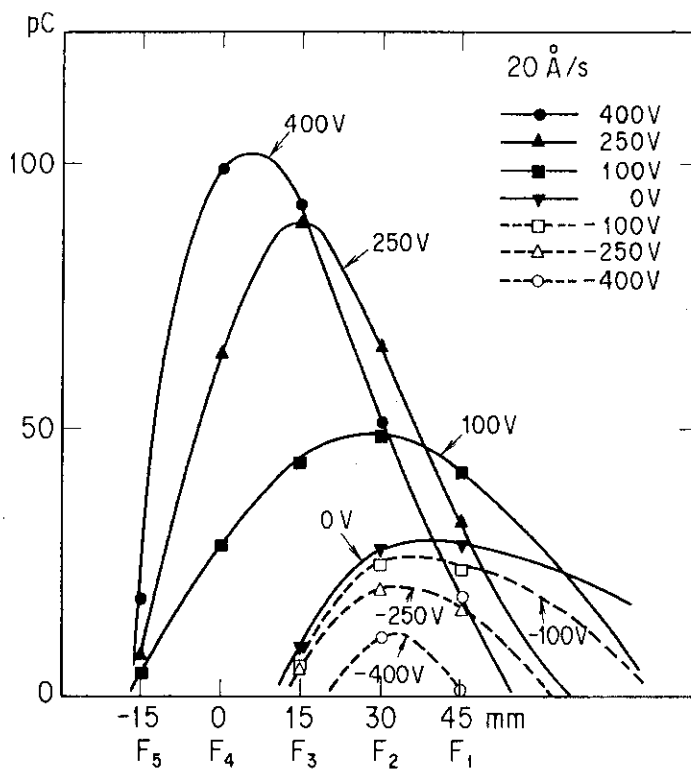
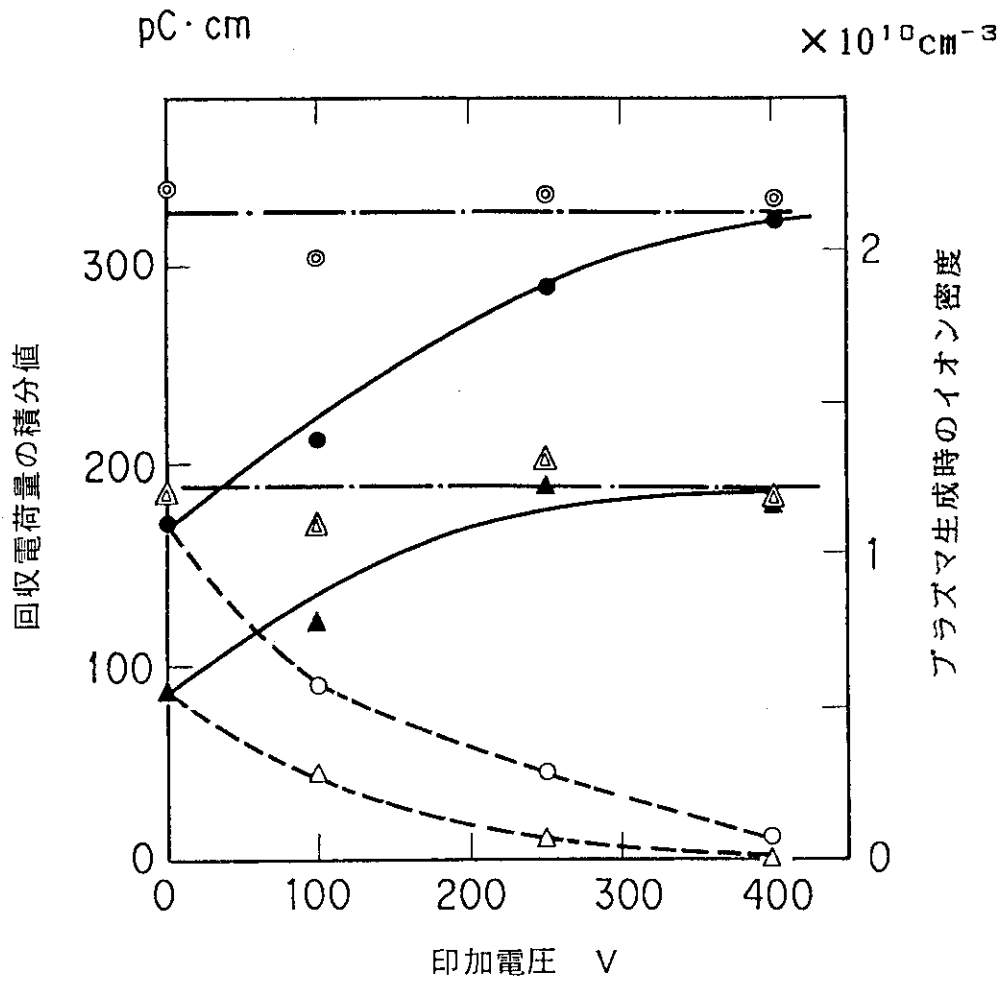


図5 回収電荷量分布
(蒸発量 20 \AA/s で回収電圧を変えたとき)



	20 \AA/s	10 \AA/s
(1) 負電極に入る電荷量	—●—	—▲—
(2) 正電極に入る電荷量	- -○- -	- -△- -
(3) 正負電極に入る電荷量の和	- -○- -	- -△- -

図6 回収電極に入る全電荷量の電圧依存性

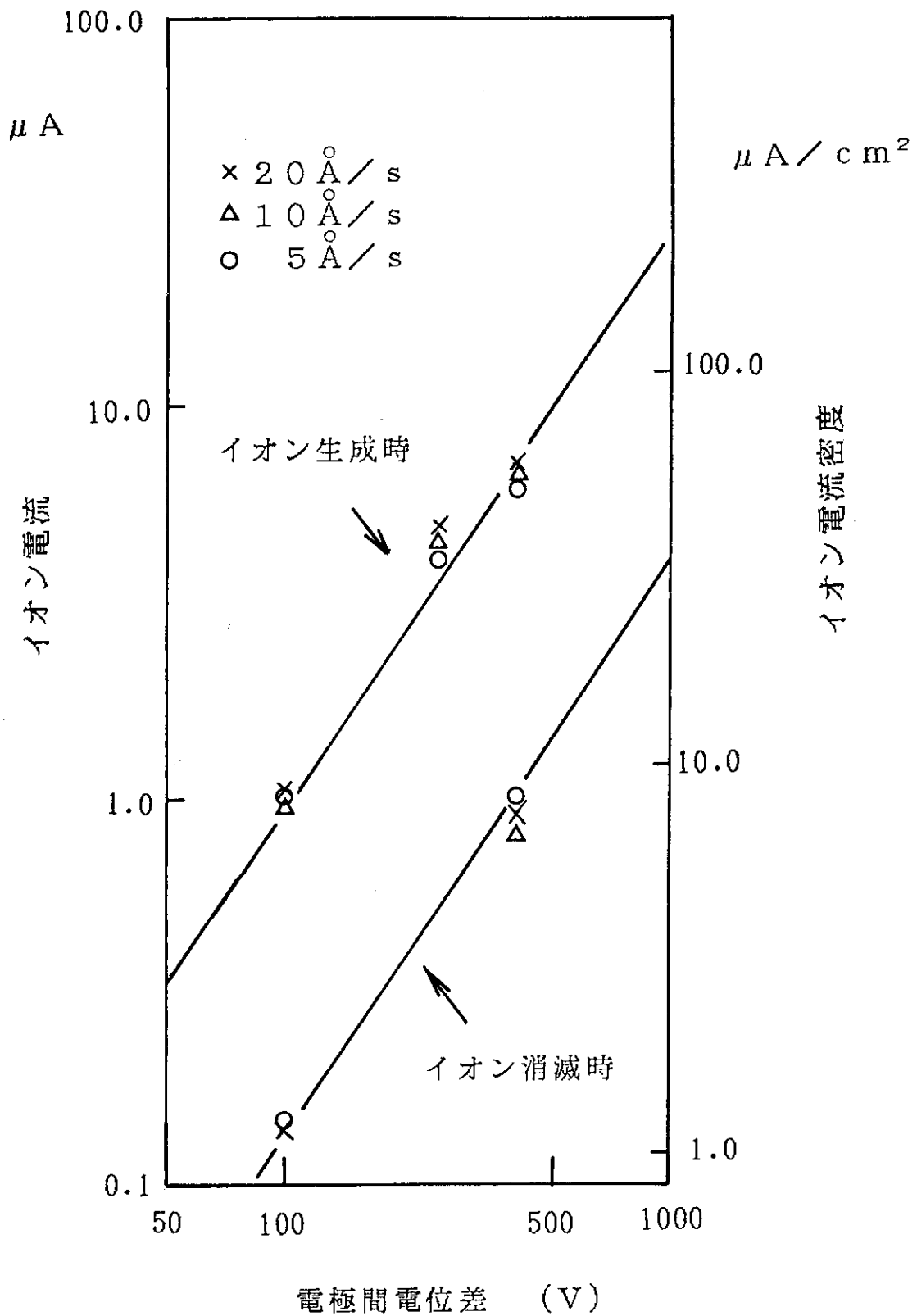


図7 回収波形の立上がりと立ち下りの電流

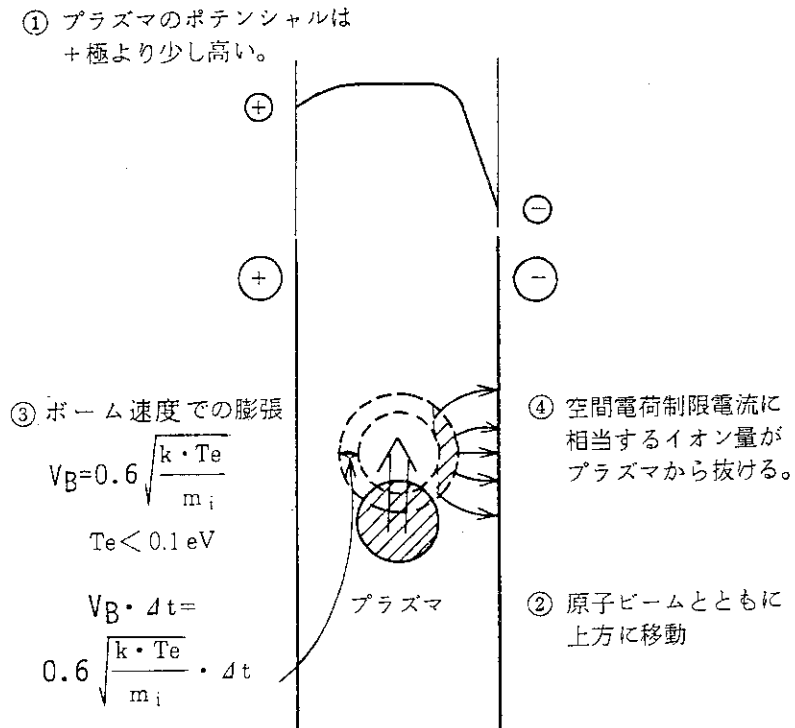


図9 イオン回収の機構

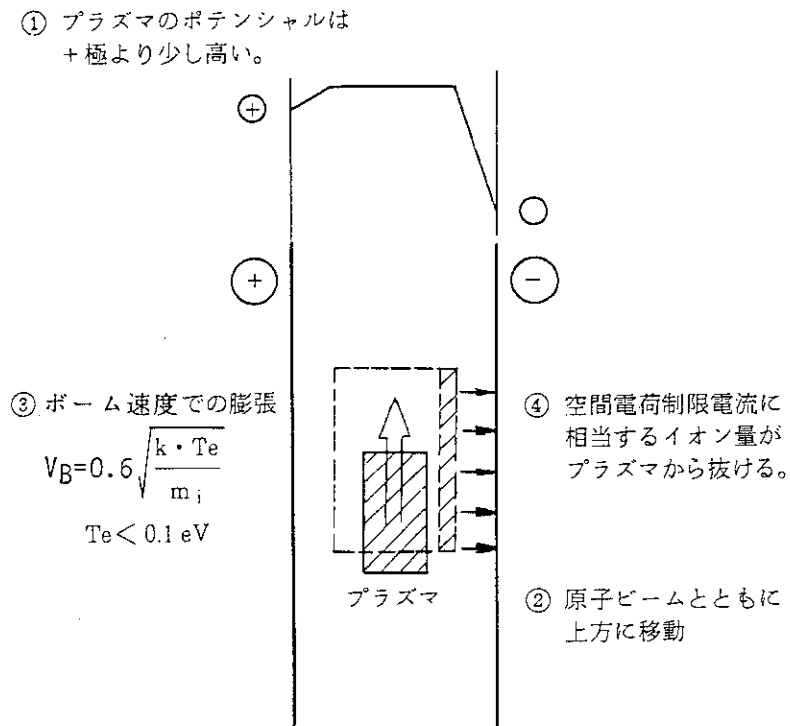


図10 1次元に簡単化したイオン回収モデル

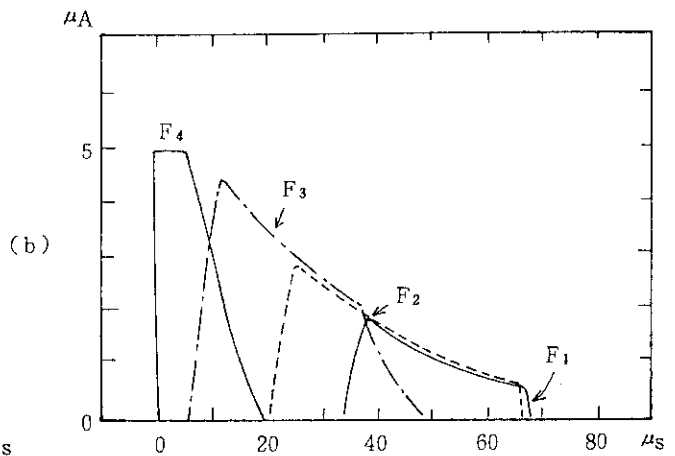
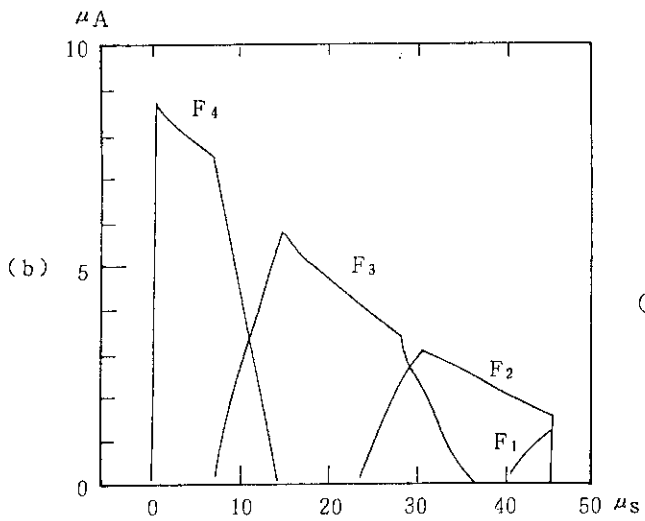
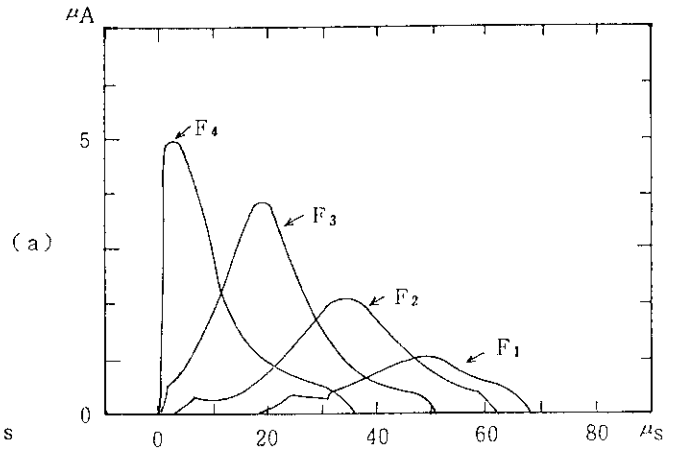
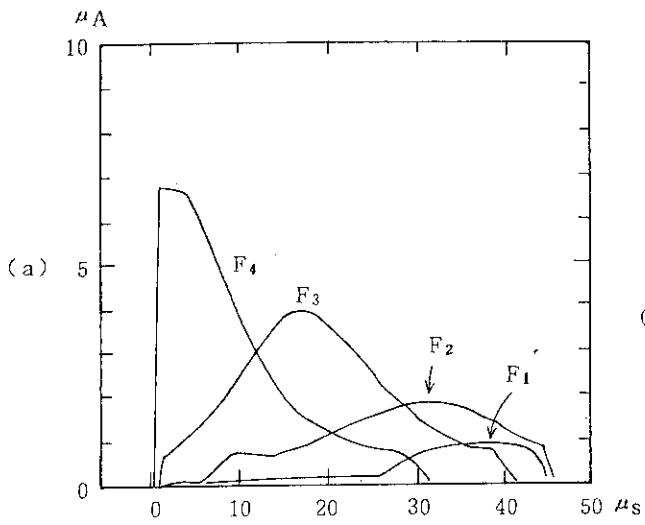


図11 a ファラデーカップ電流波形の
実測値と計算値
(回収電圧 400 V, 蒸発量 20
Å/s)
(a) 実測値 (b) 計算値

図11 b ファラデーカップ電流波形の
実測値と計算値
(回収電圧 250 V, 蒸発量 20
Å/s)
(a) 実測値 (b) 計算値

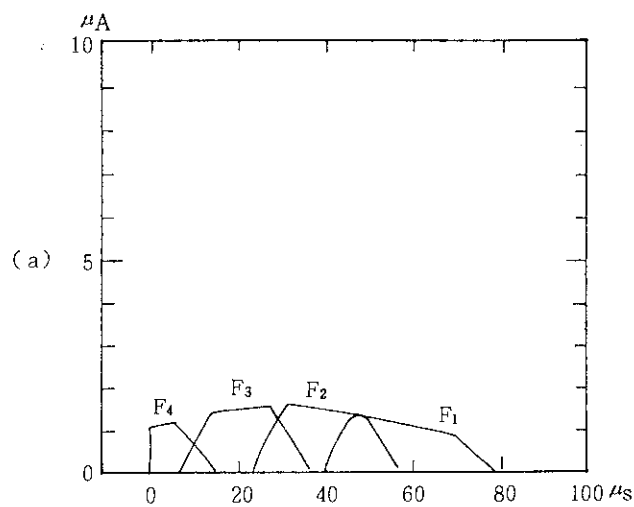
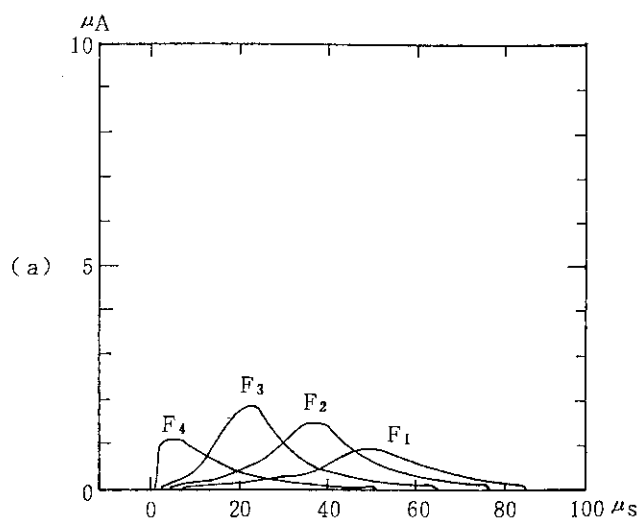


図11c フェラデーカップ電流波形の実測値と計算値
 (回収電圧 100 V, 蒸発量 $20 \text{ \AA} / \text{s}$)
 (a) 実測値 (b) 計算値