

JAERI - M
92-194

直進型電子銃加熱蒸発時に生成する
ガドリニウムプラズマの特性
(受託研究)

1992年12月

大場 弘則・西村 昭彦・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, 1992

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

直進型電子銃加熱蒸発時に生成する
ガドリニウムプラズマの特性

日本原子力研究所東海研究所燃料・材料工学部
大場 弘則・西村 昭彦・柴田 猛順

(1992年11月16日受理)

直進型の電子銃加熱蒸発部で生成するガドリニウムプラズマの特性をラングミュアプローブを用いて測定した。プラズマの電子温度は蒸発面温度よりはるかに低い 0.1eV 以下で蒸気の原子励起温度に近く、蒸発量の増加とともに低くなる。原子ビーム中のイオン量の割合は0.4%程度であった。電子温度が原子励起温度に近いのは、プラズマ内電子と蒸発原子の衝突によるエネルギー交換の結果と考えられる。原子ビーム中のイオン量は蒸発面近傍で蒸発原子が加熱用電子ビームにより電離されるとして説明できた。

Characteristics of Plasma in Gadolinium Atomic Beam
Produced by an Axial Electron Gun

Hironori OHBA, Akihiko NISHIMURA and Takemasa SHIBATA

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

(Received November 16, 1992)

The characteristics of the plasma in the gadolinium atomic beam produced by an axial electron gun were measured using Langmuir probes. The electron temperature was lower than 0.1eV and close to the atomic excitation temperature which is much lower than the evaporation surface temperature. This result suggests that the collisions between the electrons and the atoms cause the energy exchange. The ion flux ratio to the atomic beam was 0.4%. This value agreed well with estimated value on the assumption that the atoms are ionized by the collision with high energy electron beams.

Keywords: Axial Electron Gun, Evaporation, Gadolinium, Plasma, Langmuir Probe, Electron Temperature, Atomic Excitation Temperature

This 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. 考 察	4
5. おわりに	7
謝 辞	7
引用文献	8

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental Apparatus	1
3. Experimental Results	2
4. Discussion	4
5. Conclusion	7
Acknowledgement	7
References	8

1. はじめに

原子法レーザー同位体分離は、電子ビーム加熱で蒸発させた金属原子にレーザー光を照射して目的同位体のみをイオン化し、これを電極に回収するものである¹⁾。電子ビーム加熱蒸発部ではイオンや電子の荷電粒子が発生し²⁾、プラズマとなって蒸発原子とともに上昇する。同位体分離を効率良く行うために蒸気密度を増加させると、荷電粒子も大量に発生し、蒸発部から上昇してくる天然同位体比のイオンも回収部に流入し、分離効率が著しく低下してしまう。このため、回収部の下部で除去電極を設け、回収部への蒸発部生成プラズマの流入を防ぐ必要がある。電子ビーム加熱蒸発源は、真空蒸着やCVD等にも多く用いられている。真空蒸着やCVD等の分野では基板への付着力を強めたり、原子の反応性を高めたりするため、できるだけ多くのイオンが原子ビーム中に含まれていることが望ましいことが多い。いずれの場合でも蒸発部で生成するプラズマの特性を知ることは重要である。

著者等³⁾はこれまで、磁場偏向型電子銃蒸発源を用いてガドリニウムを蒸発させたときに生成するプラズマの特性を調べ、電子温度が0.1 eV以下で蒸発面温度に比べ非常に低いこと、電離度は1%に近いこと、蒸発部での電離は加熱用電子ビームによる衝突電離で説明できること等を明らかにした。また著者等⁴⁾は直進型電子銃蒸発源を用い、ガドリニウムを大量に蒸発させ、その蒸発特性を調べてきた。ここでは直進型電子銃蒸発源を用いて、ガドリニウムを大量に蒸発させたときの蒸発部生成プラズマの特性を調べ、磁場偏向型電子銃蒸発源の場合と比較した。

2. 実験装置

Fig. 1に実験装置の概略を示す。原子蒸気発生に用いた電子銃はArdenne社製EH30/20の自己加速型電子銃を使用した。加速電圧は20 kV、最大電子ビーム入力は30 kWである。電子銃からの電子ビームは偏向磁場により90度偏向されて、上面の直径100 mm、底面の直径80 mm、深さ50 mmの水冷銅るつぼ内のガドリニウムに向かって直線的に入射し、この表面を加熱してガドリニウム原子蒸気を発生させた。電子ビームは蒸気を中心軸上に対して30度の角度で入射させた。ガドリニウム蒸発時、るつぼ内の液体ガドリニウムの対流熱損失を減少させ、電子ビーム照射面の表面温度を高くして蒸

1. はじめに

原子法レーザー同位体分離は、電子ビーム加熱で蒸発させた金属原子にレーザー光を照射して目的同位体のみをイオン化し、これを電極に回収するものである¹⁾。電子ビーム加熱蒸発部ではイオンや電子の荷電粒子が発生し²⁾、プラズマとなって蒸発原子とともに上昇する。同位体分離を効率良く行うために蒸気密度を増加させると、荷電粒子も大量に発生し、蒸発部から上昇してくる天然同位体比のイオンも回収部に流入し、分離効率が著しく低下してしまう。このため、回収部の下部で除去電極を設け、回収部への蒸発部生成プラズマの流入を防ぐ必要がある。電子ビーム加熱蒸発源は、真空蒸着やCVD等にも多く用いられている。真空蒸着やCVD等の分野では基板への付着力を強めたり、原子の反応性を高めたりするため、できるだけ多くのイオンが原子ビーム中に含まれていることが望ましいことが多い。いずれの場合でも蒸発部で生成するプラズマの特性を知ることは重要である。

著者等³⁾はこれまで、磁場偏向型電子銃蒸発源を用いてガドリニウムを蒸発させたときに生成するプラズマの特性を調べ、電子温度が0.1 eV以下で蒸発面温度に比べ非常に低いこと、電離度は1%に近いこと、蒸発部での電離は加熱用電子ビームによる衝突電離で説明できること等を明らかにした。また著者等⁴⁾は直進型電子銃蒸発源を用い、ガドリニウムを大量に蒸発させ、その蒸発特性を調べてきた。ここでは直進型電子銃蒸発源を用いて、ガドリニウムを大量に蒸発させたときの蒸発部生成プラズマの特性を調べ、磁場偏向型電子銃蒸発源の場合と比較した。

2. 実験装置

Fig. 1に実験装置の概略を示す。原子蒸気発生に用いた電子銃はArdenne社製EH 30/20の自己加速型電子銃を使用した。加速電圧は20 kV、最大電子ビーム入力は30 kWである。電子銃からの電子ビームは偏向磁場により90度偏向されて、上面の直径100 mm、底面の直径80 mm、深さ50 mmの水冷銅るつぼ内のガドリニウムに向かって直線的に入射し、この表面を加熱してガドリニウム原子蒸気を発生させた。電子ビームは蒸気を中心軸上に対して30度の角度で入射させた。ガドリニウム蒸発時、るつぼ内の液体ガドリニウムの対流熱損失を減少させ、電子ビーム照射面の表面温度を高くして蒸

発量を増大させるため、銅るつぼ内には対流抑制のためのタングステン二重円筒（高さ45 mm、厚さ1 mm、直径40 mmおよび35 mm）を入れた。蒸発面から28 cmの位置には直径6 cmの穴を設けた蒸気シールドを取付けた。電子温度測定のためアルミナを絶縁被覆管とした直径0.7 mm、長さ3 mmの円筒型タングステンプローブを蒸発面から29 cmと46.5 cmの2ヶ所に取り付けた。蒸発面から46.5 cm上方のプローブは、スリットになっている蒸気シールド穴を通過したプラズマの電子温度がスリット通過後どう変わるかをみるために取り付けた。蒸発面から29 cmの位置には捕集面積2 cm²のモリブデン製平板プローブを設け、原子ビーム中のイオン量を測定した。平板プローブは原子ビームとともに上方に流れるイオンのみを捕集するように上面および側面をアース電位のモリブデン板で覆った。電子ビーム入力は6～12 kWの範囲で変化させた。蒸着速度は蒸発面から56.5 cm上方に設けた水晶振動子型膜厚計（Inficon社製）で測定した。

3. 実験結果

3.1 円筒プローブ特性の測定結果

Fig. 2 (a) に電子ビーム入力12 kW、蒸着速度500 Å/sの時の蒸発面から29 cmに取り付けた円筒プローブの特性を示す。プローブ電流値からイオン電流を引いた電子電流値とプローブ電位とを片対数プロットしたものをFig. 2 (b) に示す。Fig. 2 (b) のプロットの傾斜より電子温度は0.06 eVという非常に低い値が得られた。

プラズマ密度については電子電流流入領域と電子電流飽和領域の交点より求めた空間電位点での電子電流値及び電子温度から次の(1)式を用いて電子密度 n_e を求めることができる⁵⁾。

$$I_{..} = n_e \cdot e \cdot S \cdot \sqrt{8kT_e / (\pi m_e)}$$

より

$$n_e = I_{..} / \{ e \cdot S \cdot \sqrt{8kT_e / (\pi m_e)} \}$$

$$= 4.03 \times 10^{13} \cdot I_{..} / (S \cdot \sqrt{T_e}) \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $I_{..}$ は電子飽和電流値、 S はプローブ捕集面積、 T_e は電子温度、 e は電子の電荷、 k はボルツマン定数、 m_e は電子の質量である。上記(1)式にFig. 2 (b)の

発量を増大させるため、銅るつぼ内には対流抑制のためのタングステン二重円筒（高さ45 mm、厚さ1 mm、直径40 mmおよび35 mm）を入れた。蒸発面から28 cmの位置には直径6 cmの穴を設けた蒸気シールドを取付けた。電子温度測定のためアルミナを絶縁被覆管とした直径0.7 mm、長さ3 mmの円筒型タングステンプローブを蒸発面から29 cmと46.5 cmの2ヶ所に取り付けた。蒸発面から46.5 cm上方のプローブは、スリットになっている蒸気シールド穴を通過したプラズマの電子温度がスリット通過後どう変わるかをみるために取り付けた。蒸発面から29 cmの位置には捕集面積2 cm²のモリブデン製平板プローブを設け、原子ビーム中のイオン量を測定した。平板プローブは原子ビームとともに上方に流れるイオンのみを捕集するように上面および側面をアース電位のモリブデン板で覆った。電子ビーム入力は6～12 kWの範囲で変化させた。蒸着速度は蒸発面から56.5 cm上方に設けた水晶振動子型膜厚計（Inficon社製）で測定した。

3. 実験結果

3.1 円筒プローブ特性の測定結果

Fig. 2 (a) に電子ビーム入力12 kW、蒸着速度500 Å/sの時の蒸発面から29 cmに取り付けた円筒プローブの特性を示す。プローブ電流値からイオン電流を引いた電子電流値とプローブ電位とを片対数プロットしたものをFig. 2 (b) に示す。Fig. 2 (b) のプロットの傾斜より電子温度は0.06 eVという非常に低い値が得られた。

プラズマ密度については電子電流流入領域と電子電流飽和領域の交点より求めた空間電位点での電子電流値及び電子温度から次の(1)式を用いて電子密度 n_e を求めることができる⁵⁾。

$$I_{e,s} = n_e \cdot e \cdot S \cdot \sqrt{8kT_e / (\pi m_e)}$$

より

$$n_e = I_{e,s} / \{ e \cdot S \cdot \sqrt{8kT_e / (\pi m_e)} \}$$

$$= 4.03 \times 10^{13} \cdot I_{e,s} / (S \cdot \sqrt{T_e}) \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $I_{e,s}$ は電子飽和電流値、 S はプローブ捕集面積、 T_e は電子温度、 e は電子の電荷、 k はボルツマン定数、 m_e は電子の質量である。上記(1)式にFig. 2 (b)の

場合の値 $S = 0.07 \text{ cm}^2$ 、 $I_s = 1 \times 10^{-3} \text{ A}$ 、 $T_s = 0.06 \text{ eV} = 731 \text{ K}$ を代入してプラズマ密度を求めると、 $n_s = 2.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ となる。このとき蒸着速度は 500 \AA/s で、斜入射レーザー誘起蛍光のドップラーシフトから求めた蒸気速度は 800 m/s である⁶⁾。蒸着速度と蒸気速度よりプローブ位置での原子密度を推定すると $6.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である。これから電離度は 0.3% 程度と推定される。正イオン電流飽和領域のイオン電流からもプラズマ密度を求めることができる。しかし、本実験ではプローブの飽和イオン電流には加熱用電子ビームが反射した高速二次電子ビームの電子電流も含まれていること、プラズマが原子ビームとともに上方に流れており、プローブに一樣にイオンが流れ込まないことなどのため、イオン飽和電流値からプラズマ密度を求めることは行わなかった。

Fig. 3に電子温度の蒸発量依存性を示す。水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度から全蒸発量を評価し、これから推定した蒸発面温度を破線で示した。図より電子温度は蒸発面温度よりもはるかに低く蒸着速度を増加させると低下することが明らかになった。また電子温度は蒸発面からの高さが高い位置の方が低く、蒸発量の増加にともないいずれの高さで測定した電子温度も減少していくことがわかった。

Fig. 4にはプラズマ密度および電離度の蒸着速度依存性を示す。電離度は高さ方向ではあまり差がなく、蒸着速度が 250 \AA/s 以上で蒸着速度にほとんど依存せず約 0.3% であった。また、プラズマ密度は高さ方向で距離の二乗にほぼ反比例していることがわかった。

3.2 平板プローブ測定結果

Fig. 5に平板プローブ電位を -100 V から 0 V まで変化させたときの各蒸着速度でのプローブ電位とプローブ電流の関係を示す。蒸着速度の小さいところでは、蒸発表面から飛込んでくる高エネルギー電子の影響が顕著に現われているため負電流を示している。イオン電流量を求めるにはこの負電流を差引く必要がある。Fig. 6は加熱用電子ビーム電流とプローブ電位 -100 V でのプローブ電流の関係を示す。高エネルギー電子は加熱用電子ビーム電流に比例し、ガドリニウム原子が蒸発していないときのプローブ電流は高エネルギー電子によるもののみである。高エネルギー電子はガドリニウム原子が蒸発し始めても加熱用電子ビーム電流に比例すると考え、図の点線に相当する部分は高エネルギー電子による寄与としてイオン電流を求めた。Fig. 7にプローブ電位 -100 V でのイオン電流の蒸着速度依存性を示す。イオン電流 $I_i (\text{A})$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 I_i &= e \cdot n_i \cdot S \cdot v_i \\
 &= (n_i \cdot v_i) \cdot e \cdot S \quad \dots \dots \dots (2)
 \end{aligned}$$

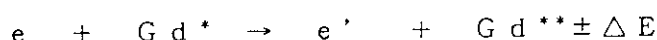
ここで n_i はイオン密度 (cm^{-3})、 S はプローブ捕集面積 (2 cm^2)、 v_i は蒸発部生成ガドリニウムプラズマのドリフト速度である。(2)式よりイオン電流を $e \cdot S$ で割ればイオンのフラックス量 ($n_i \cdot v_i$) がわかる。一方、プローブ位置での原子フラックス量は膜厚計の測定値より容易に推定できる。Fig. 7にはイオンフラックス量と原子フラックス量の比すなわち原子ビーム中のイオン量の割合も示した。この割合は蒸着速度が 200 \AA/s 以上では約 0.4% で蒸着速度にあまり依存しない。

4. 考 察

4. 1 電子温度と原子励起温度との比較

Fig. 8には直進型電子銃を備えた試験装置で電子温度測定時と同じ蒸気シールド等を入れたときのレーザー光吸収で求めた原子励起温度⁷⁾を示す。Fig. 3とFig. 8を比較すると、蒸発面から 29 cm の位置でも 46.5 cm の位置でも蒸発部生成プラズマの電子温度と原子励起温度がほぼ一致していることがわかる。しかも両者ともスリットを通過した蒸発面から高いほうが低く、蒸発量の増加にともない減少している。

前報で考察したように³⁾、蒸発部近傍で生成したプラズマ内の電子と準安定状態に分布しているガドリニウム原子との衝突で次の励起または脱励起反応



が速く起こり、プラズマの電子温度と原子励起温度がほぼ一致しているものと思われる。蒸発量が増加すると、原子-原子衝突を繰り返し、原子内部エネルギーが並進運動のエネルギーに移行していくことで蒸発原子速度が加速されその結果原子励起温度が低くなるのが最近明らかになってきた^{6), 7), 8), 9)}。蒸発部生成プラズマの電離度は 0.3~0.4% と低いので、プラズマ内の電子は大量に存在する原子と衝突し、電子-原子間の速いエネルギー交換で、電子温度は原子励起温度に近づく。このため蒸発量が増大すると、電子温度も低下していると考えられる。

電子温度の高さ方向の違いであるが、蒸発面から離れたところの方が原子励起温度とともに低い。スリットを設けずに測定した原子励起温度は蒸発面からの高さにはほとんど依存せず一定であった⁴⁾。原子励起温度、電子温度に高さ依存性がでるのは、本実験ではシールド板を置き直径 6 cm のスリットを原子ビームが通過したためと思われる。スリット通過によりなぜ原子励起温度が低下するのかはまだ理解できていないが、一つの可能

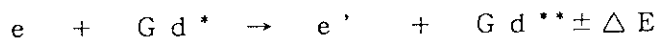
ここで n_i はイオン密度 (cm^{-3})、 S はプローブ捕集面積 (2 cm^2)、 v_i は蒸発部生成ガドリニウムプラズマのドリフト速度である。(2)式よりイオン電流を $e \cdot S$ で割ればイオンのフラックス量 ($n_i \cdot v_i$) がわかる。一方、プローブ位置での原子フラックス量は膜厚計の測定値より容易に推定できる。Fig. 7にはイオンフラックス量と原子フラックス量の比すなわち原子ビーム中のイオン量の割合も示した。この割合は蒸着速度が 200 \AA/s 以上では約 0.4% で蒸着速度にあまり依存しない。

4. 考 察

4. 1 電子温度と原子励起温度との比較

Fig. 8には直進型電子銃を備えた試験装置で電子温度測定時と同じ蒸気シールド等を入れたときのレーザー光吸収で求めた原子励起温度⁷⁾を示す。Fig. 3とFig. 8を比較すると、蒸発面から 29 cm の位置でも 46.5 cm の位置でも蒸発部生成プラズマの電子温度と原子励起温度がほぼ一致していることがわかる。しかも両者ともスリットを通過した蒸発面から高いほうが低く、蒸発量の増加にともない減少している。

前報で考察したように⁹⁾、蒸発部近傍で生成したプラズマ内の電子と準安定状態に分布しているガドリニウム原子との衝突で次の励起または脱励起反応



が速く起こり、プラズマの電子温度と原子励起温度がほぼ一致しているものと思われる。蒸発量が増加すると、原子-原子衝突を繰り返し、原子内部エネルギーが並進運動のエネルギーに移行していくことで蒸発原子速度が加速されその結果原子励起温度が低くなる^{6)、7)、8)、9)}。蒸発部生成プラズマの電離度は $0.3 \sim 0.4\%$ と低いので、プラズマ内の電子は大量に存在する原子と衝突し、電子-原子間の速いエネルギー交換で、電子温度は原子励起温度に近づく。このため蒸発量が増大すると、電子温度も低下していると考えられる。

電子温度の高さ方向の違いであるが、蒸発面から離れたところの方が原子励起温度とともに低い。スリットを設けずに測定した原子励起温度は蒸発面からの高さにはほとんど依存せず一定であった⁴⁾。原子励起温度、電子温度に高さ依存性がでるのは、本実験ではシールド板を置き直径 6 cm のスリットを原子ビームが通過したためと思われる。スリット通過によりなぜ原子励起温度が低下するのかはまだ理解できていないが、一つの可能

性として次のことが考えられる。本装置では加熱用電子ビームは斜め上方30度より入射している。蒸発面からの反射電子等は主に鏡面反射方向に飛び出す。反射電子はエネルギーが高く直進するので、反射電子のほとんどは蒸気シールドに衝突する。これは、反射電子が鏡面反射した蒸気シールドの位置が高温のため損傷していることからわかる。反射電子のエネルギーの一部はガドリニウム原子の励起や、電子にも移る。一方スリットを通過した原子ビームは反射電子によりほとんどが励起されない。このためスリットを通過する前の原子励起温度より低くなるのではないか。したがって、スリットを通過した後、原子励起温度の低下とともに電子温度も低下しているのではないかと考えられる。

4. 2 原子ビーム中のイオン量について

前報³⁾では、磁場偏向型電子銃蒸発源の場合について測定した原子ビーム中のイオン量が1%を超えることを示し、この値が原子ビームと電子ビームの衝突電離で説明できることを示した。本測定結果についても同様の考察を行ってみた。

原子ビーム中のイオンの生成は蒸発面近傍での熱電離と加熱用電子ビーム、反射電子ビーム等による衝突電離が考えられる。熱電離度 α は次のSahaの式¹⁰⁾から求めることができる。

$$\alpha^2 / (1 - \alpha^2) = Z_{+} / Z_{\cdot} \cdot 2 \cdot (2\pi m \cdot k T / h^2)^{3/2} \cdot k T / P \cdot \exp(-11605 V_i / T)$$

$$= Z_{+} / Z_{\cdot} \cdot 5.0 \times 10^{-4} T^{5/2} / P \cdot \exp(-11605 V_i / T) \quad \dots \dots (3)$$

ここでTは蒸発面温度(K)、Pはガドリニウムの飽和蒸気圧($\log P(\text{Torr}) = -19600/T + 8.517$)¹¹⁾、 V_i はガドリニウムのイオン化ポテンシャル(6.15 eV)である。 Z_{+} 、 Z_{\cdot} はそれぞれイオン、中性原子の内部エネルギーに対する分配関数であるが、イオン、中性原子それぞれエネルギー準位7000 cm^{-1} 程度まで計算して、 $Z_{+} / Z_{\cdot} = 1.3$ とした。蒸発面温度は蒸発の角度分布と蒸発スポット径がわかれば、蒸着速度の関数として求めることができる⁴⁾。蒸着速度が700 $\text{\AA}/\text{s}$ のときの蒸発角度分布は $\cos^5 \theta$ であり¹²⁾、蒸発スポット径は目視により1.5 cmと推定される。これらの値より蒸発面温度を推定すると2570 Kとなる。(3)式よりこの温度での熱電離度は0.02%程度にしかない。本測定で得られた原子ビーム中のイオン量は0.3~0.4%なのでイオン生成に寄与する熱電離は小さい。

次に加熱用電子ビームやその反射電子ビームによる電離量を推定してみる。Fig. 9に電子ビーム中をガドリニウム原子ビームが通過して相互作用する様子を示す。蒸発面には20 keVの電子ビームが入射し、蒸発面からは入射ビームの45%程度が反射される

¹³⁾。蒸発面から上昇するガドリウム原子ビームの一部が図中斜線部において入射、反射ビームと衝突して電離される。蒸発面からは電離断面積の大きい低速電子も放出されるが定量化が困難である。ここでは反射電子ビーム電流が一次ビームに等しいとして、低速電子によるイオン化も反射電子によるイオン化に含めて評価することにした。図中斜線部に原子ビームが滞在している間に電離される割合 α_1 を次式で計算した。

$$\alpha_1 = 2 \cdot I_e / (S \cdot e) \cdot \sigma_i \cdot L / v_a \quad \dots \dots \dots (4)$$

ここで I_e は電子ビーム電流、 S は電子ビームスポット面積 ($\pi d^2/4$) でスポット径 d は目視により 1.5 cm とした。 e は電子の電荷、 σ_i は電離断面積である。ガドリニウムの電離断面積は実測値がない。ガドリニウムのイオン化ポテンシャルとほぼ等しいウランについては 500 eV 以下での実測値がある¹⁴⁾。ここでは中井等がこの実測値から推定した 100 keV までの半経験式¹⁵⁾を用いた。ガドリニウムは電子による電離で容易に多価イオンになる。著者等は最近、プローブ近傍での蒸発部生成プラズマには 2 価以上の多価イオンがほとんどないことを明らかにした¹⁶⁾。したがって、蒸発部近傍で Gd^{n+} が Gd 原子と衝突して n 個の Gd^+ になっていると思われるので $\sigma_i = \sum n \cdot \sigma_{n+}$ とした。ここで σ_{n+} は Gd^{n+} の生成断面積である。 L は電子ビームと原子ビームの衝突領域長さで、電子ビーム軌道とビームスポット径から推定して $L = 3/4 \sqrt{3}$ cm とした。 v_a は原子ビーム速度で測定値⁶⁾ 800 m/s を用いた。(4) 式より求めた原子ビーム中のイオンの割合の推定値を実験値とともに Fig. 10 に示す。推定値と実験値はほぼ一致している。

蒸着速度が 200 Å/s 以上では、原子ビーム中のイオン量の推定値、実験値ともに蒸着速度にほとんど依存しないのは電子ビームの加速電圧が一定であることと、電子ビーム電流が 0.575 ~ 0.775 A とあまり変化していないためである。蒸着速度が低いときは、逆に推定値より実験値が小さくなるが、これは偏向型電子銃蒸発源の場合でも見られたことである。このときは蒸発面近傍でのプラズマ密度が低くてかつ電子温度が高いため、原子ビームとともに上に流れる前に真空容器内で膨張してしまうのではないかと考えられる。

原子ビーム中のイオン量は磁場偏向型電子銃蒸発源では 1% を越えたが、本測定では 0.4% 程度であった。磁場偏向型では、加熱用電子ビームが蒸発面の法線方向から入射するため原子ビームと電子ビームの衝突領域が長くなること、電子ビームのエネルギーが 10 keV のため電離断面積が大きいことなどのためと考えられる。

4. 3 プラズマの電離度とドリフト速度

もし、プラズマのドリフト速度が原子ビーム速度と等しいならば、円筒プローブに入る

電子飽和電流より求めたプラズマ密度と平板プローブで求めた原子ビーム中のイオン量との比は原子ビーム速度と等しくなり、電離度と原子ビーム中のイオン量の割合は一致するはずである。Fig. 11にはプラズマ密度と原子ビーム中のイオン量の蒸着速度依存性を示すが、この図より求まるプラズマのドリフト速度は原子ビーム速度の約1.3倍である。一方、著者等¹⁷⁾は最近磁場偏向型電子銃蒸発源近傍で生成したプラズマのドリフト速度を遅延時間法で測定し、その速度が原子ビームより1.3~1.4倍大きく、西尾等¹⁸⁾がウランプラズマの電離度測定から推定しているように、プラズマの空間電位差で加速されるとして計算した値とほぼ一致することを示した。Fig. 11の結果も磁場偏向型電子銃蒸発源の場合と同様に、蒸発部生成イオンが蒸発部生成プラズマの電位差で加速されているためと考えられる。

5. おわりに

直進型の電子ビーム加熱で蒸発部で生成するガドリニウムプラズマの特性をラングミュアプローブを用いて測定した。プラズマの電子温度は0.1 eV以下で蒸発面温度よりはるかに低い0.1 eV以下で、蒸気の原子励起温度に近く蒸発量の増加とともに低下した。原子ビーム中のイオン量の割合は0.4%程度であった。電子温度が原子励起温度に近いのは、プラズマ内電子と蒸発原子の衝突によるエネルギー交換の結果と考えられる。原子ビーム中のイオン量は蒸発面近傍で蒸発原子が加熱用電子ビームにより電離されるとして説明できた。また電離度と原子ビーム中のイオン量の割合の比から、プラズマのドリフト速度は原子ビーム速度の約1.3倍であると推定できた。

原子法レーザー同位体分離では、同位体分離部に蒸発部からのプラズマ流入を抑えるための荷電粒子除去電極を設ける。本測定結果は除去電極の設計に役立つものである。

謝 辞

本研究を行うにあたり、終始激励をいただいた有沢 孝同位体分離研究室室長、半田宗男燃料・材料工学部次長、近藤達男燃料・材料工学部部長に感謝いたします。

電子飽和電流より求めたプラズマ密度と平板プローブで求めた原子ビーム中のイオン量との比は原子ビーム速度と等しくなり、電離度と原子ビーム中のイオン量の割合は一致するはずである。Fig. 11にはプラズマ密度と原子ビーム中のイオン量の蒸着速度依存性を示すが、この図より求まるプラズマのドリフト速度は原子ビーム速度の約1.3倍である。一方、著者等¹⁷⁾は最近磁場偏向型電子銃蒸発源近傍で生成したプラズマのドリフト速度を遅延時間法で測定し、その速度が原子ビームより1.3~1.4倍大きく、西尾等¹⁸⁾がウランプラズマの電離度測定から推定しているように、プラズマの空間電位差で加速されるとして計算した値とほぼ一致することを示した。Fig. 11の結果も磁場偏向型電子銃蒸発源の場合と同様に、蒸発部生成イオンが蒸発部生成プラズマの電位差で加速されているためと考えられる。

5. おわりに

直進型の電子ビーム加熱で蒸発部で生成するガドリニウムプラズマの特性をラングミュアプローブを用いて測定した。プラズマの電子温度は0.1 eV以下で蒸発面温度よりはるかに低い0.1 eV以下で、蒸気の原子励起温度に近く蒸発量の増加とともに低下した。原子ビーム中のイオン量の割合は0.4%程度であった。電子温度が原子励起温度に近いのは、プラズマ内電子と蒸発原子の衝突によるエネルギー交換の結果と考えられる。原子ビーム中のイオン量は蒸発面近傍で蒸発原子が加熱用電子ビームにより電離されるとして説明できた。また電離度と原子ビーム中のイオン量の割合の比から、プラズマのドリフト速度は原子ビーム速度の約1.3倍であると推定できた。

原子法レーザー同位体分離では、同位体分離部に蒸発部からのプラズマ流入を抑えるための荷電粒子除去電極を設ける。本測定結果は除去電極の設計に役立つものである。

謝 辞

本研究を行うにあたり、終始激励をいただいた有沢 孝同位体分離研究室室長、半田宗男燃料・材料工学部次長、近藤達男燃料・材料工学部部長に感謝いたします。

電子飽和電流より求めたプラズマ密度と平板プローブで求めた原子ビーム中のイオン量との比は原子ビーム速度と等しくなり、電離度と原子ビーム中のイオン量の割合は一致するはずである。Fig. 11にはプラズマ密度と原子ビーム中のイオン量の蒸着速度依存性を示すが、この図より求まるプラズマのドリフト速度は原子ビーム速度の約1.3倍である。一方、著者等¹⁷⁾は最近磁場偏向型電子銃蒸発源近傍で生成したプラズマのドリフト速度を遅延時間法で測定し、その速度が原子ビームより1.3~1.4倍大きく、西尾等¹⁸⁾がウランプラズマの電離度測定から推定しているように、プラズマの空間電位差で加速されることとして計算した値とほぼ一致することを示した。Fig. 11の結果も磁場偏向型電子銃蒸発源の場合と同様に、蒸発部生成イオンが蒸発部生成プラズマの電位差で加速されているためと考えられる。

5. おわりに

直進型の電子ビーム加熱で蒸発部で生成するガドリニウムプラズマの特性をラングミュアプローブを用いて測定した。プラズマの電子温度は0.1 eV以下で蒸発面温度よりはるかに低い0.1 eV以下で、蒸気の原子励起温度に近く蒸発量の増加とともに低下した。原子ビーム中のイオン量の割合は0.4%程度であった。電子温度が原子励起温度に近いのは、プラズマ内電子と蒸発原子の衝突によるエネルギー交換の結果と考えられる。原子ビーム中のイオン量は蒸発面近傍で蒸発原子が加熱用電子ビームにより電離されることとして説明できた。また電離度と原子ビーム中のイオン量の割合の比から、プラズマのドリフト速度は原子ビーム速度の約1.3倍であると推定できた。

原子法レーザー同位体分離では、同位体分離部に蒸発部からのプラズマ流入を抑えるための荷電粒子除去電極を設ける。本測定結果は除去電極の設計に役立つものである。

謝 辞

本研究を行うにあたり、終始激励をいただいた有沢 孝同位体分離研究室室長、半田宗男燃料・材料工学部次長、近藤達男燃料・材料工学部部長に感謝いたします。

引用文献

- 1) J. A. Paisner: Appl. Phys. B46, 253(1988).
- 2) S. Schiller, U. Heisig, S. Panzer: "Electron Beam Technology", John Wiley&Sons, Toronto, 206-225(1982).
- 3) 大場弘則、有沢 孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順: 真空, 35, 282(1992).
- 4) 西村昭彦、有沢孝、大場弘則、柴田猛順: JAERI-M, 91-178, (1991).
- 5) 堤井信力著: プラズマ基礎工学, 内田老鶴圃, 東京, 130(1986).
- 6) 西村昭彦、有沢 孝、大場弘則、小倉浩一、柴田猛順: 真空, 34, 639(1991).
- 7) A. Nishimura, T. Arisawa, H. Ohba, T. Shibata: J. Vac. Sci. Technol. 投稿中
- 8) 西村昭彦、有沢 孝、小倉浩一、大場弘則、柴田猛順: 真空, 35, 305(1992).
- 9) A. Nishimura, H. Ohba, T. Shibata: J. Nucl. Sci. Technol. 29, 1054(1992).
- 10) 石川順三: イオン源工学, アイオニクス, 東京, 41(1986).
- 11) C. E. Harberman, A. H. Daane: J. Chem. Phys. 41, 2818(1964).
- 12) 西村昭彦、大場弘則、柴田猛順: 日本原子力学会(1992秋の大会)予稿集J45.
- 13) S. Schiller, U. Heisig, S. Panzer: "Electron Beam Technology", John Wiley&Sons, Toronto, 37(1982).
- 14) J. C. Halle, H. H. Lo, W. Fite: Phys. Rev. A23, 1708(1981).
- 15) 中井洋太、多幡達夫: 日本原子力学会(1991秋の大会)予稿集L22.
- 16) 柴田猛順、大場弘則、小倉浩一: 真空, 投稿予定.
- 17) 大場弘則、小倉浩一、柴田猛順: 真空, 投稿中.
- 18) 西尾良司、鈴木一道: 日本原子力学会(1991秋の大会)予稿集L19.

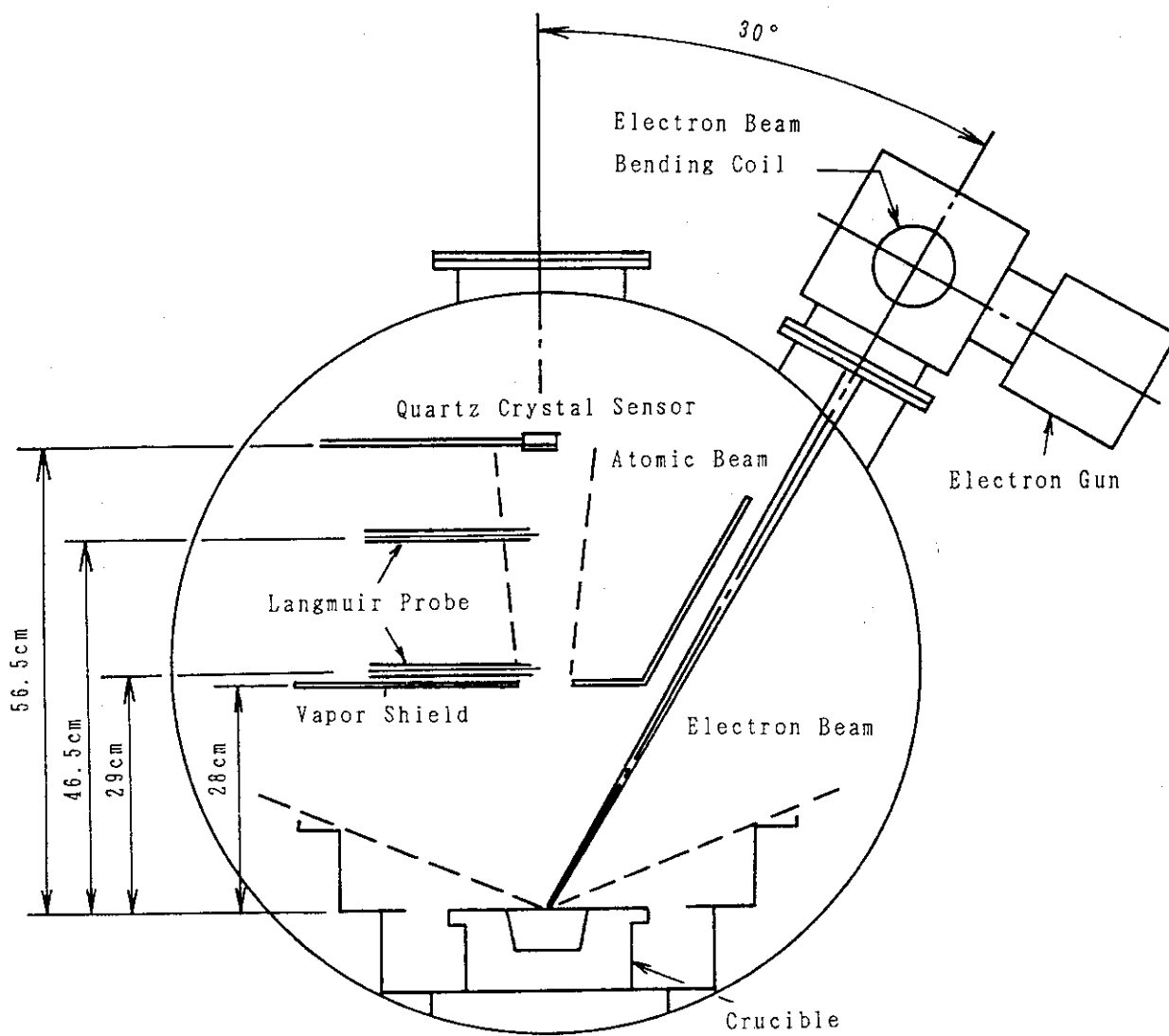


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus.

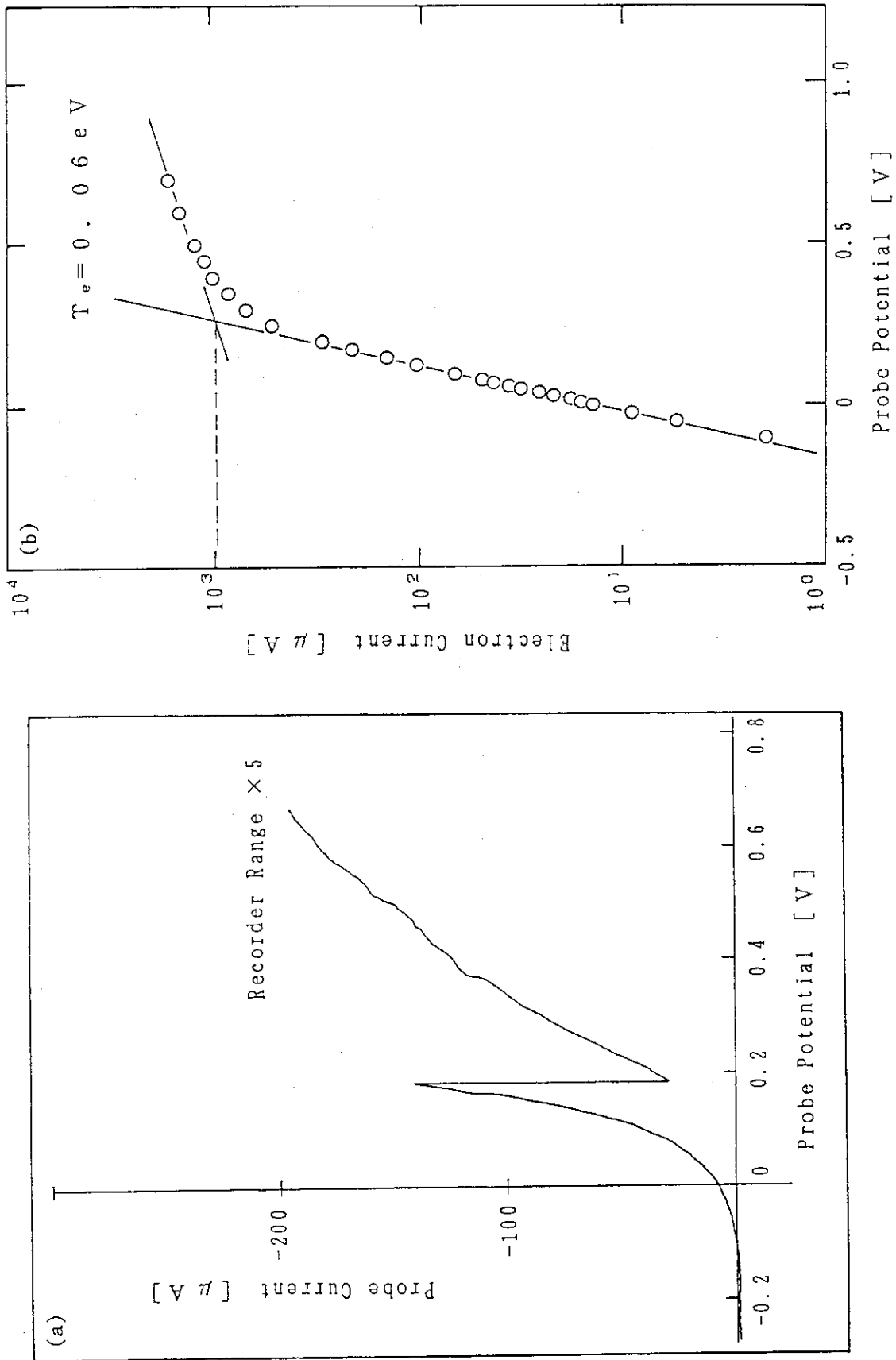


Fig. 2 An example of cylindrical probe characteristic at electron beam power of 12 kW and deposition rate of 500 Å/s. (a) Probe current vs probe potential, (b) Plot of log(electron current) vs probe current at the height of 29cm.

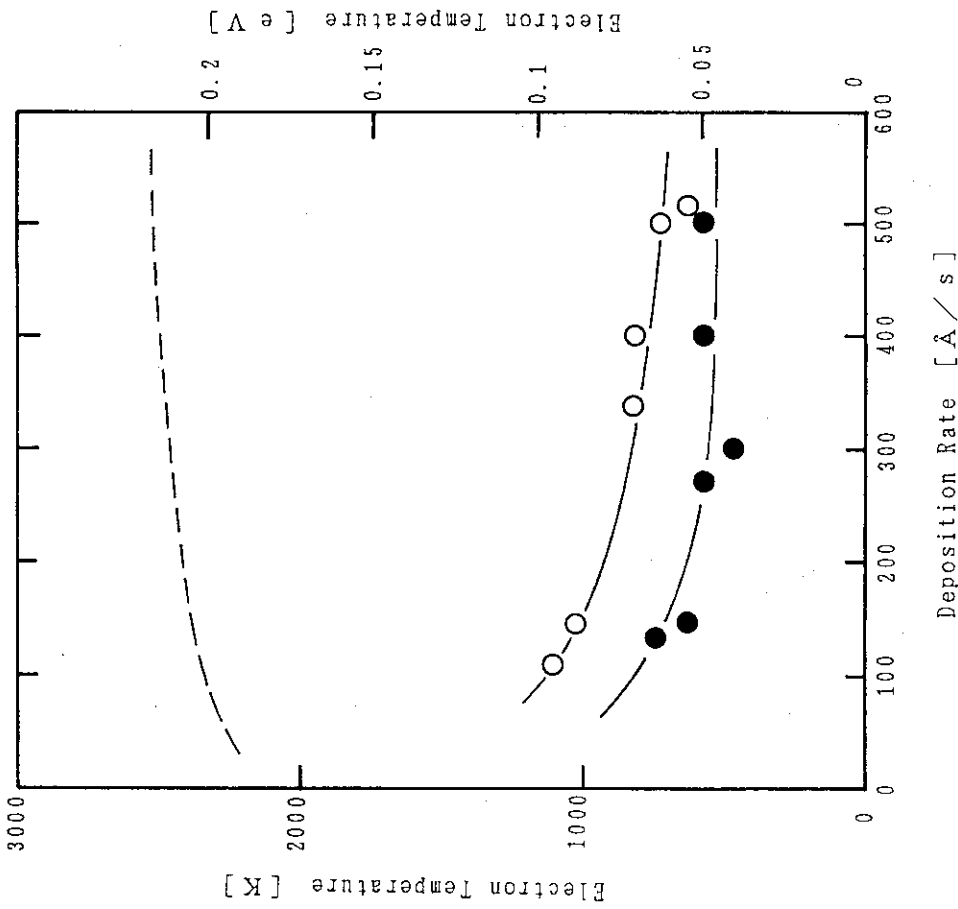


Fig. 3 Dependence of electron temperature at the height of 29cm (○) and 46.5cm (●) on deposition rate. Dashed line is the estimated evaporation surface temperature.

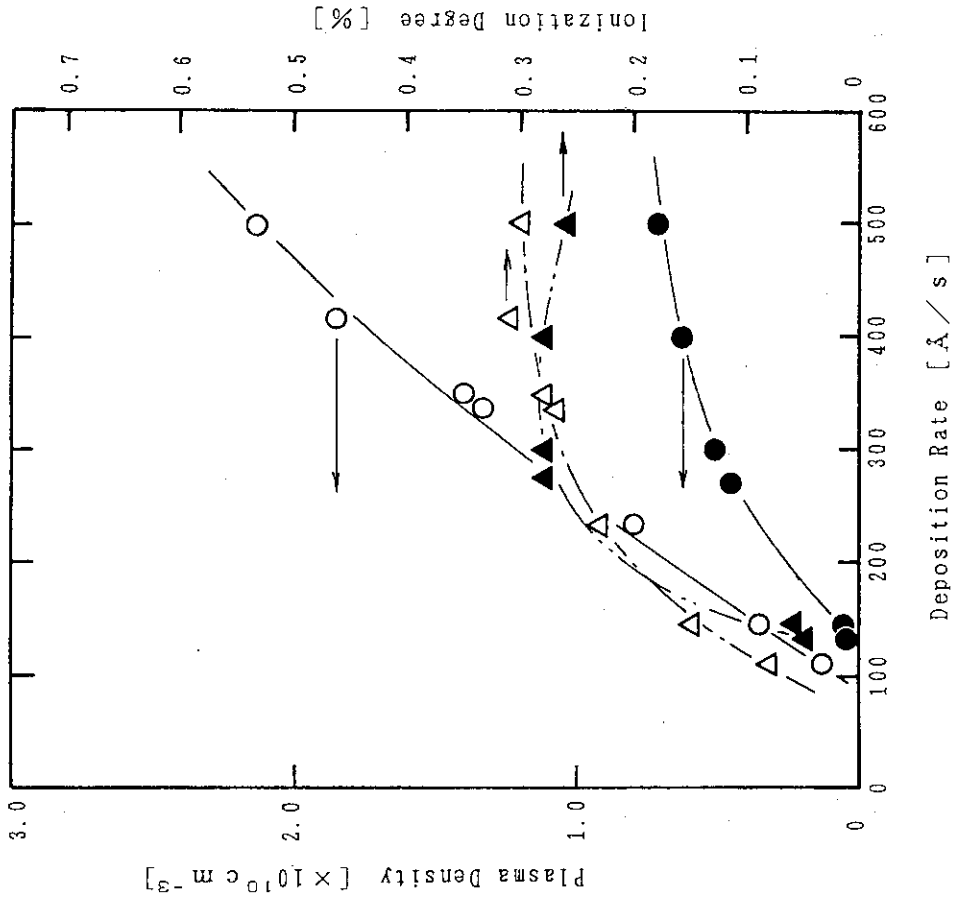


Fig. 4 Dependence of plasma density and ionization degree at the height of 29cm (○, Δ) and 46.5cm (●, ▲) on deposition rate.

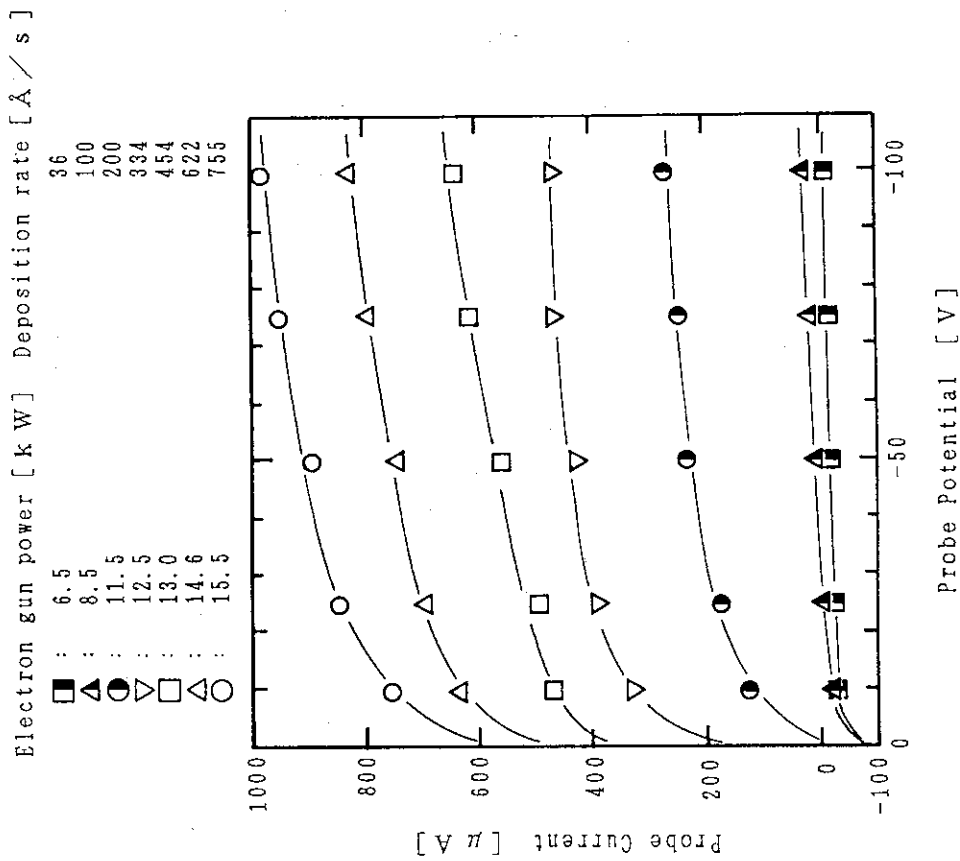


Fig. 5 Relationship between plane probe current and probe potential at each deposition rate.

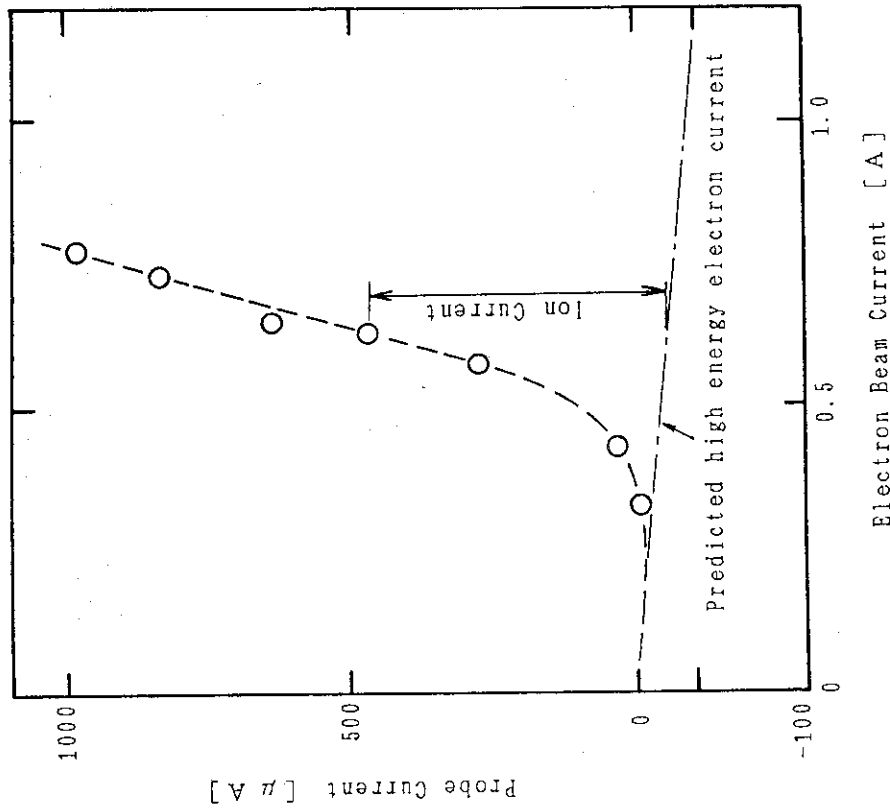


Fig. 6 Plane probe current at probe potential of -100V as a function of electron beam current.

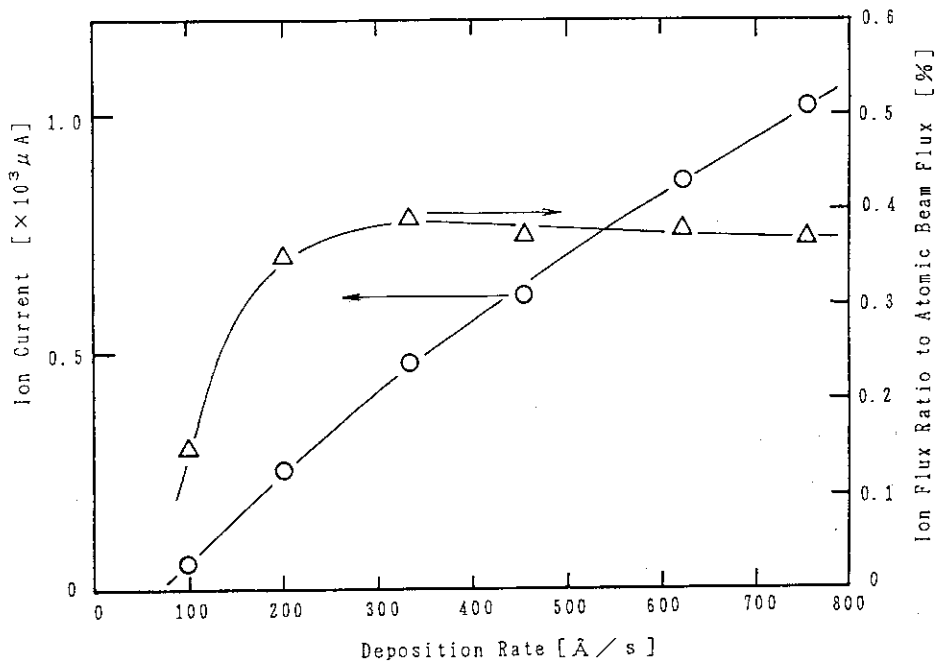


Fig. 7 Dependence of ion current and ion flux ratio to atomic beam flux on deposition rate.

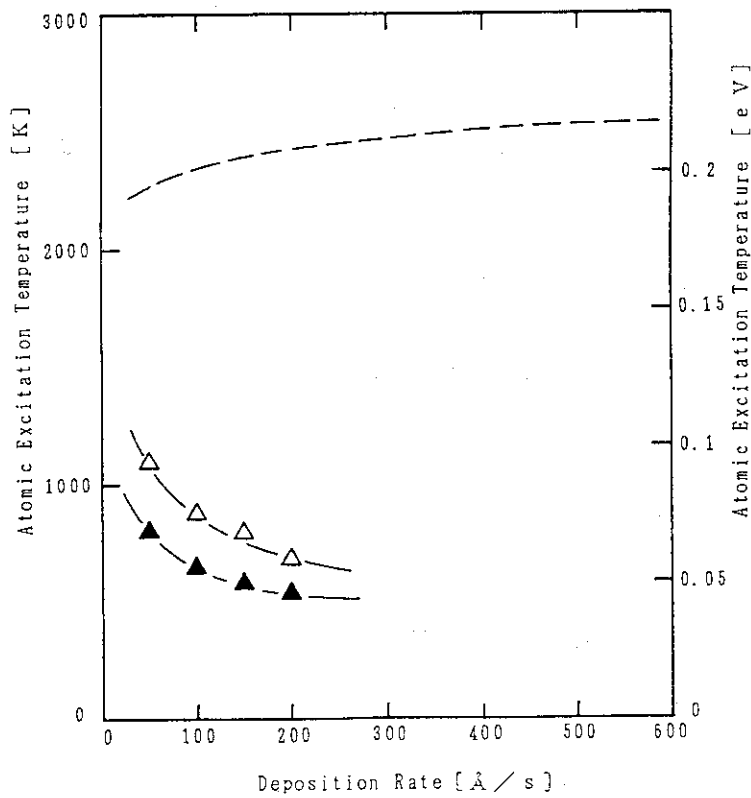


Fig. 8 Dependence of atomic excitation temperature at the height of 29cm (Δ) and 46cm (\blacktriangle) on deposition rate. Dashed line is the estimated evaporation surface temperature.

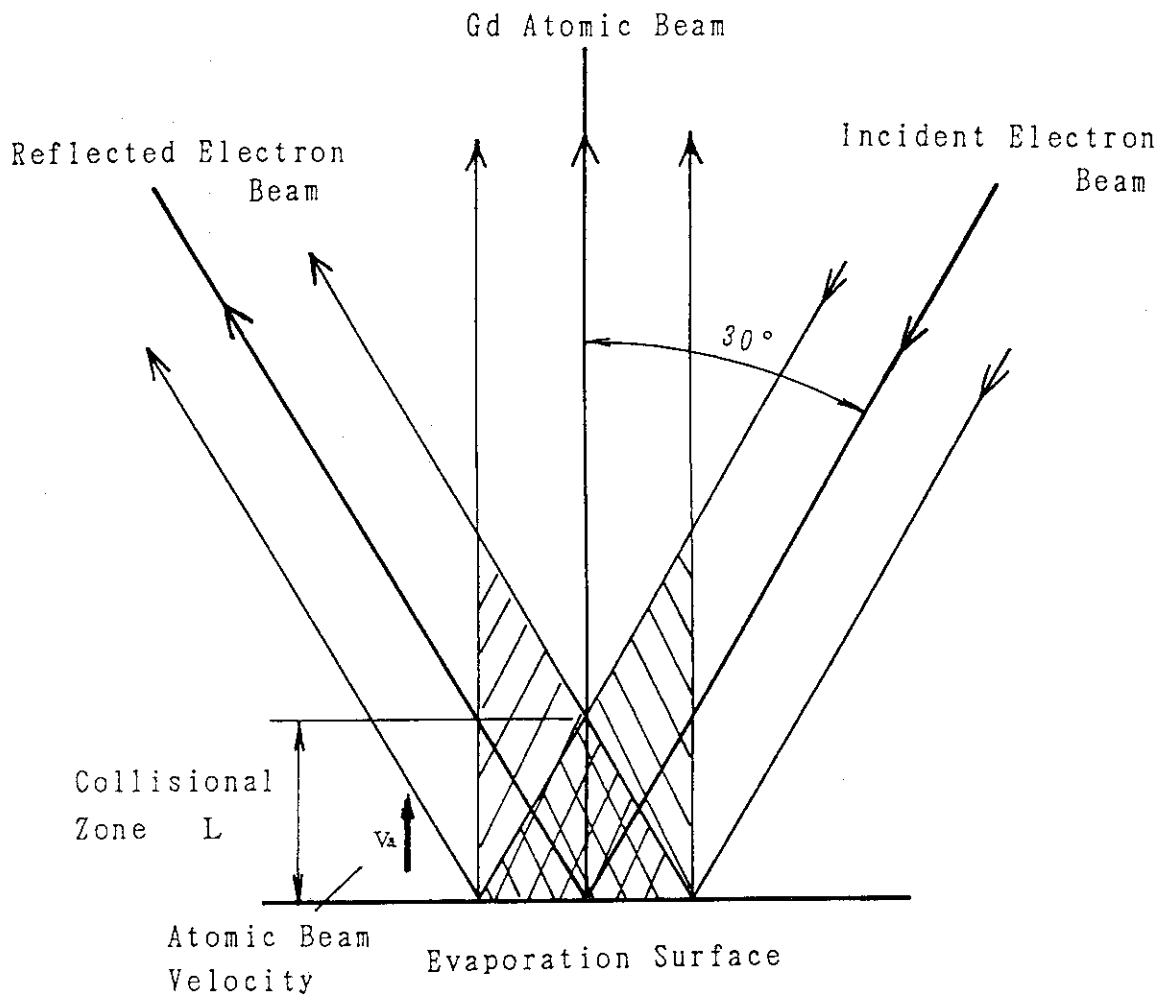


Fig. 9 Schematic view of gadolinium atomic beam passing through incident and reflected electron beam in the vicinity of the evaporation source. Gadolinium atoms are ionized by electron beams.

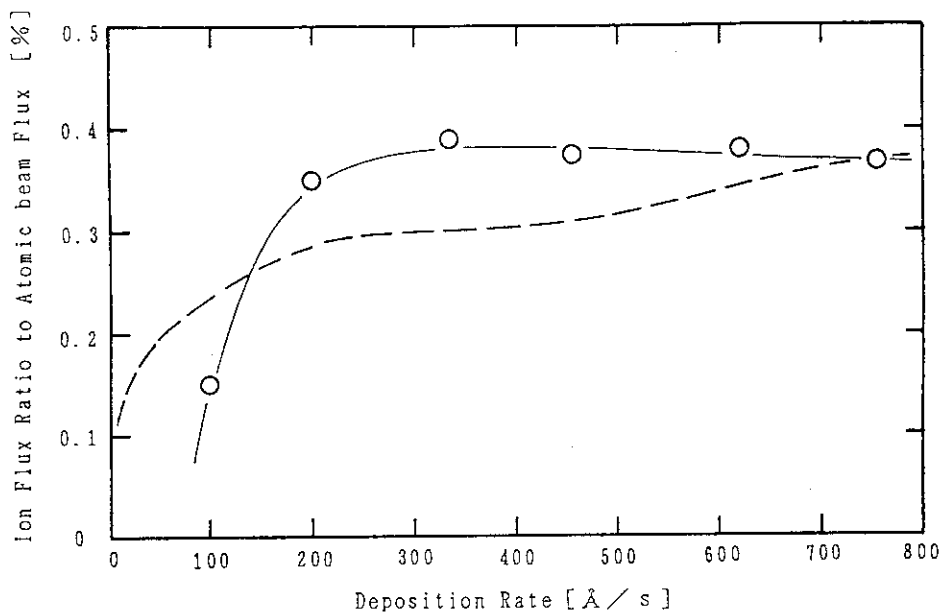


Fig. 10 Dependence of ion flux ratio to atomic beam flux on deposition rate. Dashed line is the estimated value.

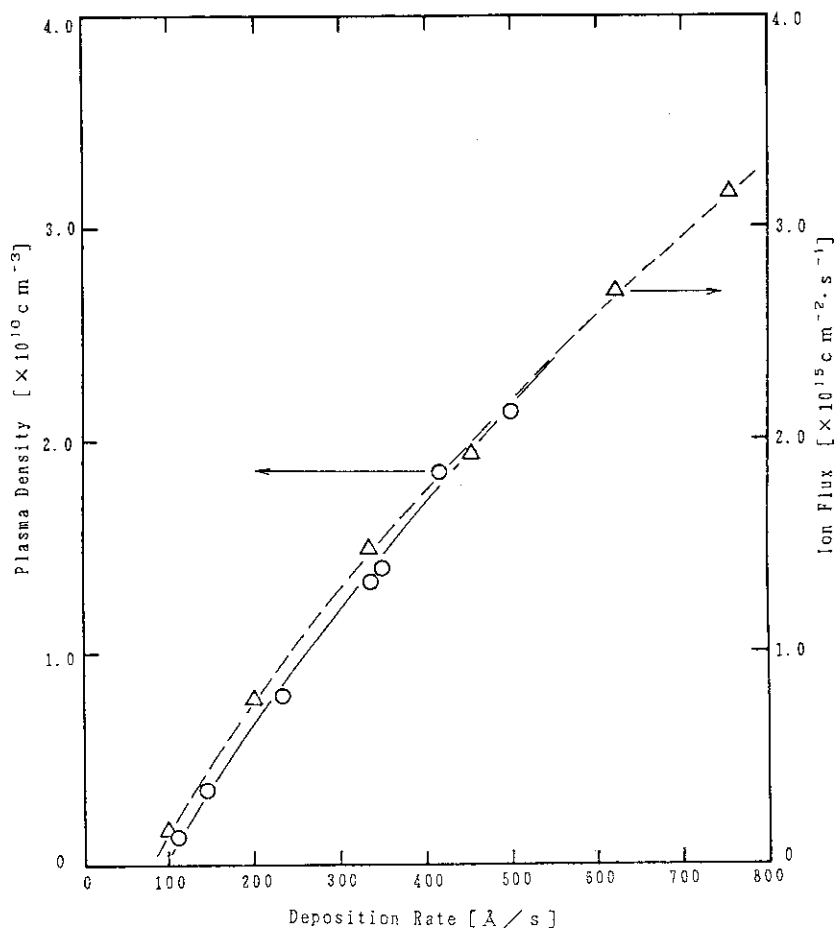


Fig. 11 Dependence of plasma density measured with cylindrical probe and ion flux measured with plane probe on deposition rate.