JAERI-Research
95-021

レーザー共鳴イオン化生成プラズマの磁場を横切る流れ

1995年3月

相島幸則*・池畑　隆*・真瀬　寛*
小倉浩一・柴田猛順

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（〒319-11 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。

This report is 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, 1995

編集兼発行　日本原子力研究所
印　　刷　いばらき印刷㈱

JAERI-Research 95-021

レーザー共鳴イオン化生成プラズマの磁場を横切る流れ

日本原子力研究所東海研究所燃料研究部
相島　幸則*・池畑　　隆*・真瀬　　寛*・小倉　浩一
柴田　猛順

(1995年2月10日受理)

磁場中を垂直に流れるネオジム原子ビームにパルス色素レーザー光を照射し、共鳴イオン化によりドリフト速度約700m/sと遅いプラズマ流を生成した。プラズマのイオン密度が高く低磁場では、プラズマが磁場を横切って直進し、プラズマ生成位置から60mm下流に設けた平板コレクタで検出された。高磁場でイオン密度を低くすると、磁場を横切り直進して来るプラズマの量の減少や、コレクタへの到達時間の遅れがみられた。

プラズマのイオン密度が7.5×10^{7}～$1.7\times10^{9}cm^{-3}$、磁場が0～±2240Gの広い範囲で、平板コレクタに到達するプラズマの量や到達時間はプラズマの比誘電率ε_rのみに依存した。特に$\varepsilon_r>1000$のときプラズマは磁場を横切って直進でき、$\varepsilon_r<1000$のとき直進できなかった。この結果、非常に低速のプラズマについても、イオン、電子の質量がそれぞれM、mのプラズマが磁場を横切って直進するために必要なε_rの最小値は、理論予測$\varepsilon_r \gg (M/m)^{1/2}$（ネオジムの場合$\varepsilon_r \gg 513$)と一致することがわかった。

東海研究所：〒319－11　茨城県那珂郡東海村白方字白根2－4
＊茨城大学

JAERI-Research 95-021

Cross-field Flow of Plasma Produced by Laser Resonance Photoionization

Yukinori AISHIMA*, Takashi IKEHATA*, Hiroshi MASE*
Koichi OGURA and Takemasa SHIBATA

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

(Received February 10, 1995)

A slow($v \sim 700$m/s) neodymium plasma was produced by laser resonance photoionization in a transverse magnetic field of up to 2240G. The plasma density was in the range of $7.5\times10^{7}\sim1.7\times10^{9}$cm^{-3}. The high-density plasma in the low magnetic field flowed straight and was detected by a planar collector set 60mm downstream from the position of plasma production. On the contrary, the low-density plasma did not flow straight across the high magnetic field. The ion numbers detected by the collector decreased and arrival time to the collector delayed.

It was found that the ratio of the ions detected by the collector to those produced by laser beams and the arrival times were functions of the plasma relative dielectric constant ε_r in the wide ranges of plasma density and magnetic field. When $\varepsilon_r > 1000$, the plasma flowed straight across the magnetic field. Therefore it was concluded that the lowest value of ε_r for the very slow plasma flow in the transverse magnetic field is also consistent with the theoretical prediction $\varepsilon_r > (M/m)^{1/2} = 513$ for neodymium plasma, where M/m is the mass ratio of the ion to the electron.

Keywords: Cross-field Flow, Plasma, Laser, Resonance Photoionization, Neodymium, Magnetic Field, Relative Dielectric Constant

---

* Ibaraki University

目　　次

1. はじめに …… 1
2. 実　験 …… 3
2. 1　磁場分布 …… 3
2. 2　プラズマ生成 …… 3
2. 3　測定部 …… 4
3. イオン密度の測定 …… 4
4. 磁場中でのプラズマの流れの実験と考察 …… 5
5. おわりに …… 7
文　献 …… 7

Contents

1. Introduction …… 1
2. Experiment …… 3
2. 1　Magnetic Field Distribution …… 3
2. 2　Plasma Production …… 3
2. 3　Apparatus …… 4
3. Measurement of Ion Density …… 4
4. Experimental Results and Discussion …… 5
5. Conclusion …… 7
References …… 7

1. はじめに

プラズマが磁場に垂直に入射するとき、プラズマ内のイオンが磁場によりラーマー半径で旋回すれば、プラズマは磁場を横切って直進しないはずであるが、直進する場合がある。この問題は、プラズマ物理の基礎的テーマとして理論、実験の両面から多くの研究がなされている。プラズマのβ値が1より十分に大きい場合は、外部から加えられた磁場がプラズマの反磁性効果により打ち消されてしまい、プラズマ内には磁場がなくなるため直進する。プラズマのβ値が1より十分小さい時は図1（a）のように、磁場中へ入射したプラズマ中のイオンと電子がローレンツ力により分極電場を形成し、**E**×**B**ドリフトによって磁場を横切り直進する。Peter等[1]は、$\beta \ll 1$の場合について、磁場を横切って進むプラズマについて考察し次の3つの式を満たすと直進することを示している。

$$R < \frac{1}{4} r_i \tag{1}$$

$$R >> \frac{r_i}{\varepsilon_r} \tag{2}$$

$$\varepsilon_r >> \sqrt{M/m} \tag{3}$$

ここで、Rはプラズマの半径、r_iはイオンラーマー半径、ε_rはプラズマの比誘電率、Mはイオンの質量、mは電子の質量である。プラズマの比誘電率ε_rは次のように表される。

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{\omega_i^2}{\Omega_i^2} = 1 + \frac{n_i M}{\varepsilon_0 B^2} \tag{4}$$

ここでω_iはイオンプラズマ周波数、Ω_iはイオンサイクロトロン周波数、n_iはイオン密度、ε_0は真空の誘電率、Bは磁場である。（1）式は、分極電場のポテンシャルエネルギーがプラズマの入射エネルギーを越えないこと、（2）式は、分極電荷層の厚さがプラズマの半径よりも十分小さいこと、（3）式は、進行方向にほとんど電荷分離を生じないことのための条件である。（1）式の条件を満たさず、$R>(1/4)r_i$の時は、プラズマが流れ方向に分裂し、その分裂したプラズマ流の一つ一つが$R<(1/4)r_i$となり上記の3条件を満たして直進すると考えられている[2]。分裂したプラズマ流のRが$r_i/4$とすれば（2）式は$\varepsilon_r \gg 4$のとき満たされる。（3）式は最もMの小さな水素プラズマの場合でも$\varepsilon_r \gg 43$であり、他の

プラズマでは$(M/m)^{1/2}$ はもっと大きいので、（3）式の条件を満たせば（2）式の条件は自動的に満たされる。従って低βプラズマが磁場を横切って直進する条件は、（3）式であると言える。これまでに、ダイオードイオン源で生成した大強度中性パルスイオンビームや、プラズマ銃からのプラズマを、磁場の無い領域から磁場に垂直に入射させた多くの実験が行われている。プラズマ銃による実験[3～5]ではイオンのドリフトエネルギーは10eV～数keV程度で、ε_rが10^4～10^6で十分（3）式の条件を満たし、プラズマは磁場を横切り直進している。中性パルスイオンビームでの実験では[6～10]、イオンのドリフトエネルギーが数10keV以上で、密度が薄い水素プラズマなので、ε_rが小さく10～1000での実験が多い。このとき$(M/m)^{1/2}$=43であるがε_rが100以下ではプラズマは磁場中を直進しないのに対し100より大きくなると直進しており、（3）式の条件がプラズマ直進の条件であることが確かめられている。しかし、イオンのドリフトエネルギーが数eV以下の場合にプラズマ流の磁場中での挙動とε_rとの関係を詳しく調べた実験例は無い。また、磁場中に孤立して生成されたプラズマ流についての実験も無い。

一方小倉等[11]は、原子法レーザー同位体分離の基礎研究の中で、磁場を横切って流れているガドリニウム原子ビームを、パルス色素レーザー光により共鳴イオン化して生成したプラズマの磁場中での挙動を調べ、100G程度の磁場ではプラズマは磁場による偏向を受けずに直進することを明らかにした。これも、ε_rが8×10^6と（3）式の条件が満たされており図1（b）のように分極電場により直進していることで説明されている。

色素レーザーを用いた共鳴イオン化プラズマは、電子温度が非常に低く[12]、イオンのドリフトエネルギーは1eV以下[13]であること、プラズマ密度を広い範囲で変化させることができる[13～15]こと、一様磁場中に孤立したプラズマを瞬時に生成できることなどの特徴がある。このプラズマを用いれば、より詳細に磁場を横切るプラズマの挙動を観測できるものと思われる。ここでは、特にイオンのドリフトエネルギーが1eV以下で、磁場中に孤立したプラズマ流の場合にも、（3）式が、プラズマが磁場を横切って進む条件かどうかを確かめる実験を行った。なお、同位体分離の基礎実験では、100G程度で十分な磁場強度であったが、磁場を横切るプラズマの挙動について調べようとすると、より強い磁場が望ましいので、磁場を2000G程度まで増強した。

2. 実　　験

実験装置は、小倉と柴田等（11～16）が原子法レーザー同位体分離の基礎実験に用いてきた装置に、コイル、鉄芯を新たに付加した。装置の全体図を図2に、真空容器内部の概略を図3に示す。また、磁場発生部の概略を図4に、測定部の概略を図5に示す。

2－1磁場分布

図4のように真空容器外に直径250mmのコイル、真空容器内に直径100mmの鉄芯を設置し、さらにその鉄芯を含む磁気回路を真空容器外に設けた。鉄芯には中心、及び中心から20mm下に、直径15mmのレーザー光を導入する穴が設けてあり、今回は下側の穴を用いた。磁場は＋z方向を正とした。図6はコイル電流に対する磁束密度の変化を、磁極間隙の中心で測定したものである。コイル電流の0～30Aの変化に対して0～2240Gの磁場が発生する。図7（a）、（b）は、コイル電流10Aの時の磁場分布で、（a）は鉄芯の中心軸上z方向の磁場分布、（b）は、磁極間の中心における、x方向の磁場分布を測定したものである。図7より磁極間隙の直径70mmの部分ではほぼ一様な磁場分布であることが分かる。

2－2プラズマ生成

水冷銅るつぼ内のネオジム金属を、電子銃で加熱蒸発させて原子ビームを生成した。原子ビームは、14mm×40mmのスリットを通過後、磁場中に設置した間隔30mmの平行平板電極間に入射する。除去電極に－200Vを印加して、電子ビーム加熱蒸発で発生するネオジムプラズマが電極間に流れ込まないようにした（17）。蒸発面から683mm上に置いた水晶振動式膜厚計で蒸着速度を測定した。本測定では、0.5～13Å/s程度で実験を行った。小倉等が電子天秤及びラングミュアプローブでガドリニウム原子ビーム速度（18）を測定しているが、同様の方法で測定したネオジムの原子ビーム速度の蒸着速度依存性を図8に示す。中性の原子密度は蒸着速度から求めた原子ビーム流束とビーム速度から推定でき、レーザー照射位置、すなわちプラズマ生成位置での中性原子密度は、$1.9\times10^{9}cm^{-3}$～$4.8\times10^{10}cm^{-3}$程度である。

磁場中に設置した電極間に入射した原子ビームに、エキシマレーザー励起のパルス色素レーザー光を照射してネオジム原子をイオン化し、プラズマを生成した。レーザー光のパルス幅は10nsで、パルスエネルギー密度は0.01～1.00mJ/cm^2である。イオン化には

図９に示す次の1波長2段階イオン化スキームを用いた。

$0cm^{-1} \longrightarrow 22605cm^{-1} \longrightarrow 45211cm^{-1}$（イオン化）

レーザー光によって励起された$45211cm^{-1}$は、ネオジム原子のイオン化ポテンシャルの$44562cm^{-1}$より$649cm^{-1}$高いので、$0cm^{-1}$と$513cm^{-1}$の準位のネオジムイオンが生成する。このとき$649cm^{-1}$と$136cm^{-1}$の電子がイオン化時に放出される。放出された電子のエネルギーは0.08eVまたは0.016eVとなる。電子－電子間の衝突速度は速く、これが熱化すればそれぞれ0.05eV、0.01eVとなる。どちらか一方のイオンが生成しているのか、または、両方であるかは不明であるがいずれにしてもプラズマの電子温度は非常に低い。レーザー光の断面は直径15mmの円であるので、電極間には、パルス的に直径15mm、磁力線方向に長さ40mmの円柱状のプラズマが生成する。生成したプラズマは原子ビームと同じ速度で上昇する（18）。今回の実験では約700～800m/sで、イオンのドリフトエネルギーは約0.5eV程度である。

２－３測定部

図５（ａ）は測定部の詳細図で、図５（ｂ）はその水平断面図であり、測定時の各電極への印加電圧も示してある。プラズマ生成位置から60mm下流に設置した平板コレクタによって、磁場を横切り到達したプラズマを観測できるようにした。平板コレクタの周囲は電極１と接しており接地電位で、その下面には透過率80％のメッシュを張った。－76Vの電圧を印加した平板コレクターで、プラズマ中のイオンのみを検出した。

3. イオン密度の測定

プラズマの比誘電率ε_rを決めるためには、磁場とともにプラズマ中のイオン密度を知る必要がある。図１０は、共鳴イオン化により生成したプラズマの、イオン密度測定時の各電極への印加電圧である。４枚の電極のうち電極１のみ－300Vを印加して生成したプラズマ中のイオンを全て電極1に集めその電流をオシロスコープで検出した。

図１１は、蒸着速度が6.5Å/s、レーザーエネルギー密度が$0.26mJ/cm^2$の時のイオン電流の測定例である。この電流波形を時間積分して電荷Ｑを求めると$4.67\times10^{-10}C$で、これを電子の電荷eとプラズマの体積をかけたもので割って、プラズマ生成時のイオン密度を求めると$9.3\times10^{8}cm^{-3}$である。図１２（ａ）は、レーザーのパルスエネルギー密度が

図９に示す次の1波長2段階イオン化スキームを用いた。

$0cm^{-1} \longrightarrow 22605cm^{-1} \longrightarrow 45211cm^{-1}$（イオン化）

レーザー光によって励起された$45211cm^{-1}$は、ネオジム原子のイオン化ポテンシャルの$44562cm^{-1}$より$649cm^{-1}$高いので、$0cm^{-1}$と$513cm^{-1}$の準位のネオジムイオンが生成する。このとき$649cm^{-1}$と$136cm^{-1}$の電子がイオン化時に放出される。放出された電子のエネルギーは0.08eVまたは0.016eVとなる。電子－電子間の衝突速度は速く、これが熱化すればそれぞれ0.05eV、0.01eVとなる。どちらか一方のイオンが生成しているのか、または、両方であるかは不明であるがいずれにしてもプラズマの電子温度は非常に低い。レーザー光の断面は直径15mmの円であるので、電極間には、パルス的に直径15mm、磁力線方向に長さ40mmの円柱状のプラズマが生成する。生成したプラズマは原子ビームと同じ速度で上昇する（18）。今回の実験では約700～800m/sで、イオンのドリフトエネルギーは約0.5eV程度である。

２－３測定部

図５（ａ）は測定部の詳細図で、図５（ｂ）はその水平断面図であり、測定時の各電極への印加電圧も示してある。プラズマ生成位置から60mm下流に設置した平板コレクタによって、磁場を横切り到達したプラズマを観測できるようにした。平板コレクタの周囲は電極１と接しており接地電位で、その下面には透過率80%のメッシュを張った。－76Vの電圧を印加した平板コレクターで、プラズマ中のイオンのみを検出した。

3. イオン密度の測定

プラズマの比誘電率ε_rを決めるためには、磁場とともにプラズマ中のイオン密度を知る必要がある。図１０は、共鳴イオン化により生成したプラズマの、イオン密度測定時の各電極への印加電圧である。４枚の電極のうち電極１のみ－300Vを印加して生成したプラズマ中のイオンを全て電極1に集めその電流をオシロスコープで検出した。

図１１は、蒸着速度が6.5Å/s、レーザーエネルギー密度が$0.26mJ/cm^2$の時のイオン電流の測定例である。この電流波形を時間積分して電荷Ｑを求めると$4.67\times10^{-10}C$で、これを電子の電荷eとプラズマの体積をかけたもので割って、プラズマ生成時のイオン密度を求めると$9.3\times10^{8}cm^{-3}$である。図１２（ａ）は、レーザーのパルスエネルギー密度が

0.26mJ/cm^{2}のとき、ネオジムの蒸着速度を変化させたときのイオン密度である。生成イオン密度は蒸着速度にほぼ比例していることが分かる。図１２（b）は蒸着速度2.0Å/sにほぼ一定とし、レーザーエネルギー密度を変化させたときの生成イオン密度である。レーザーエネルギー密度が低いときは、2段階の反応なのでレーザーエネルギー密度の2乗に比例しているがレーザーエネルギー密度が高いときは第1段の励起が飽和するのでほぼ比例している。また、図１２（c）は、蒸着速度0.7Å／s、レーザーエネルギー密度0.26mJ/cm^{2}のとき、磁場を印加した場合のイオン密度である。磁場を印加した場合でもプラズマ生成時のイオン密度は大きく変化していない。ゼーマン効果によるスペクトル幅の広がりが、レーザーの線幅の広がりよりも狭いためと考えられる。各実験でイオン密度を変化させる時は、蒸発量とレーザーエネルギー密度のいずれかを変化して行った。磁場中でのプラズマの流れを見る実験では、図５の電極１、２、３、４はすべて接地であるので、イオン密度の測定はできない。このためレーザー強度一定で、図１２（a）と同様に蒸着速度とイオン密度の関係を調べておき、実験時は蒸着速度からイオン密度を推定した。

4. 磁場中でのプラズマの流れの実験と考察

図１３は、電極１、２、３、４が全て接地の時、平板コレクタによるイオン電流が磁場印加によりどのように変化するかをみた測定例で、蒸着速度4.0Å／s、レーザーエネルギー密度0.26mJ/cm^{2}で、プラズマ生成時のイオン密度が5.0×10^8cm^{-3}の時のものである。磁場のないときプラズマ生成部から60mm下流の平板コレクタにレーザー照射後約80μs後にプラズマが到達しているのが分かる。磁場が1.1kGまではイオン電流が増加しているが、それ以上になるとイオン電流が減少し始め、2240Gではかなり小さくなっている。しかし、磁場2240Gの時ネオジムイオンのラーマー半径は約5mmであるにもかかわらず、プラズマ生成位置から60mm下流の平板コレクタまでプラズマが到達していることがわかる。また、イオンのコレクタへの到達時刻も、磁場印加による到達イオン電流の減少とともに遅れているのが分かる。図１４は、蒸着速度8.0Å／s、レーザーエネルギー密度0.04mJ/cm^{2}で、プラズマ生成時のイオン密度が、図１３の場合よりかなり低い7.5×10^7cm^{-3}の場合の測定例である。イオン電流の減少や立ち上がり時間の遅れが図１３に比べてより顕著になり、磁場2240Gの時にはイオンが全く到達しなくなっている。図１３、１４には、プラズマ生成時のプラズマの比誘電率ε_rの値も示している。図１３、１４とも、ε_rが1000より小さく

0.26mJ/cm^{2}のとき、ネオジムの蒸着速度を変化させたときのイオン密度である。生成イオン密度は蒸着速度にほぼ比例していることが分かる。図１２（b）は蒸着速度2.0Å/sにほぼ一定とし、レーザーエネルギー密度を変化させたときの生成イオン密度である。レーザーエネルギー密度が低いときは、2段階の反応なのでレーザーエネルギー密度の2乗に比例しているがレーザーエネルギー密度が高いときは第1段の励起が飽和するのでほぼ比例している。また、図１２（c）は、蒸着速度0.7Å／s、レーザーエネルギー密度0.26mJ/cm^{2}のとき、磁場を印加した場合のイオン密度である。磁場を印加した場合でもプラズマ生成時のイオン密度は大きく変化していない。ゼーマン効果によるスペクトル幅の広がりが、レーザーの線幅の広がりよりも狭いためと考えられる。各実験でイオン密度を変化させる時は、蒸発量とレーザーエネルギー密度のいずれかを変化して行った。磁場中でのプラズマの流れを見る実験では、図５の電極１、２、３、４はすべて接地であるので、イオン密度の測定はできない。このためレーザー強度一定で、図１２（a）と同様に蒸着速度とイオン密度の関係を調べておき、実験時は蒸着速度からイオン密度を推定した。

4. 磁場中でのプラズマの流れの実験と考察

図１３は、電極１、２、３、４が全て接地の時、平板コレクタによるイオン電流が磁場印加によりどのように変化するかをみた測定例で、蒸着速度4.0Å／s、レーザーエネルギー密度0.26mJ/cm^{2}で、プラズマ生成時のイオン密度が5.0×10^8cm^{-3}の時のものである。磁場のないときプラズマ生成部から60mm下流の平板コレクタにレーザー照射後約80μs後にプラズマが到達しているのが分かる。磁場が1.1kGまではイオン電流が増加しているが、それ以上になるとイオン電流が減少し始め、2240Gではかなり小さくなっている。しかし、磁場2240Gの時ネオジムイオンのラーマー半径は約5mmであるにもかかわらず、プラズマ生成位置から60mm下流の平板コレクタまでプラズマが到達していることがわかる。また、イオンのコレクタへの到達時刻も、磁場印加による到達イオン電流の減少とともに遅れているのが分かる。図１４は、蒸着速度8.0Å／s、レーザーエネルギー密度0.04mJ/cm^{2}で、プラズマ生成時のイオン密度が、図１３の場合よりかなり低い7.5×10^7cm^{-3}の場合の測定例である。イオン電流の減少や立ち上がり時間の遅れが図１３に比べてより顕著になり、磁場2240Gの時にはイオンが全く到達しなくなっている。図１３、１４には、プラズマ生成時のプラズマの比誘電率ε_rの値も示している。図１３、１４とも、ε_rが1000より小さく

なる到達イオン量が減少し始め、ε_rが更に小さくなるとますますイオンが到達しなくなることが分かる。プラズマ生成時の密度、形状が変化せずにプラズマがコレクタに到達すると仮定したとき、コレクタによって検出されるはずのイオン量に対する、コレクタによって検出されたイオン量の割合を、到達イオン量割合と定義し、図１３、１４を含む多数の実験を整理するために用いた。到達イオン量割合を、ε_rの関数として表したものが図１５である。プラズマ生成時のイオン密度が7.5×10^7～$1.7\times10^9 cm^{-3}$まで、印加磁場も0～2240Gと広い範囲であるが、検出されるイオンの割合が、プラズマの比誘電率ε_rのなめらかな関数になっていることがわかる。$\varepsilon_r>1000$の領域では、磁場が印加されても平板コレクタで検出されるイオン量の割合はほとんど減少がない。特に$\varepsilon_r\gg1000$の場合には到達イオン量割合がほぼ100％になっていることから、プラズマはほとんど損失無く磁場を横切って進むことがわかった。しかし、ε_r～1000程度になると到達イオン量が減少し始め、ε_rが小さくなるほど平板コレクターに到達するイオン量が減少している。

プラズマが磁場を横切って流れる条件として最も重要と考えられている第１節の（３）式と比較してみる。本実験で用いたネオジムの原子量は１４４であるので（３）式は

$$\varepsilon_r >> \sqrt{M/m} = 513$$

となる。本実験のネオジムプラズマでは、ε_rが$(M/m)^{1/2}=513$の約2倍の1000以上で磁場を横切って直進している。従って、イオンドリフトエネルギーが1eV以下のレーザー共鳴イオン化生成プラズマにおいても、磁場を横切って流れるためには比誘電率ε_rが$(M/m)^{1/2}$よりずっと大きい必要があることが確認できた。また、プラズマ生成後に、イオン電流が立ち上がるまでの時間についても、同様にプラズマの比誘電率ε_rの関数としてまとめたものが図１６である。イオン電流立上がり時間についても、$\varepsilon_r>1000$の領域では、遅れは小さいが、$\varepsilon_r<1000$の領域では、遅れが大きくなっていること、すなわちε_rが$(M/m)^{1/2}$より大きいところではプラズマが磁場を横切り直進していることが分かる。

5. おわりに

磁場に垂直に流れているネオジム原子ビームにパルス色素レーザー光を照射し、共鳴イオン化で、ドリフト速度700～800m/s、電子温度0.05eV以下のネオジムプラズマを生成した。プラズマ生成部から60mm下流に設置した平板コレクタまでプラズマが磁場を横切って到達するかどうかを観測した。低磁場で、プラズマのイオン密度が高い時は、プラズマが磁場を横切って直進し、コレクタに検出された。高磁場で、イオン密度が低くすると、磁場を横切り直進してくるプラズマの量の減少や、コレクタへの到達時間の遅れが見られた。

生成プラズマのイオン密度が7.5×10^{7}～$1.7\times10^{9}cm^{-3}$、印加磁場が0～2240Gと広い範囲で、磁場を横切るプラズマの流れはプラズマの比誘電率ε_rのみで決まり、特に1000より大きい時にプラズマは磁場を横切って直進できることが分かった。また、この結果はネオジムプラズマが磁場を横切って直進できる条件の理論予測$\varepsilon_r \gg 513$とも一致した。

文　　献

（1）W.Peter and N.Rostoker Phys.Fluids 25,730 (1982).

（2）L.Lindberg, Astrophys. Space Sci. 55,203(1978).

（3）D.A. Baker and J. E. Hammel, Phys. Fluids 8, 713 (1965).

（4）M. Wickham and S.Robertson, Plasma Phys. 25, 103 (1983).

（5）C. R. Parsons and G. Jellison, J. Appl. Phys. 54, 1631 (1983).

（6）F. Wessel and S. Robertson, Phys. Fluids 24, 739 (1981).

（7）K. Kamada, C. Okada, T. Ikehata, H.Ishizuka and S.Miyoshi, J. Phys. Soc. Jpn. 46, 1963 (1979).

（8）S. Robertson, H. Ishizuka, W. Peter and N. Postoker, Phys. Rev. Lett. 47, 508 (1981).

（9）H. Ishizuka and S. Robertson, Phys. Fluids 25, 2353 (1982).

（10）T.Ikehata, K. Kamada, H. Ishizuka, T. Kawabe and S. Miyoshi, Phys. Rev. 25, 3415 (1982).

（11）小倉浩一、有沢孝、柴田猛順　真空35, 360(1992).

（12）小倉浩一、有沢孝、小塙彰、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M90-162 (1990).

（13）小倉浩一、有沢孝、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M91-222 (1992).

5. おわりに

磁場に垂直に流れているネオジム原子ビームにパルス色素レーザー光を照射し、共鳴イオン化で、ドリフト速度700～800m/s、電子温度0.05eV以下のネオジムプラズマを生成した。プラズマ生成部から60mm下流に設置した平板コレクタまでプラズマが磁場を横切って到達するかどうかを観測した。低磁場で、プラズマのイオン密度が高い時は、プラズマが磁場を横切って直進し、コレクタに検出された。高磁場で、イオン密度が低くすると、磁場を横切り直進してくるプラズマの量の減少や、コレクタへの到達時間の遅れが見られた。

生成プラズマのイオン密度が7.5×10^{7}～$1.7\times10^{9}cm^{-3}$、印加磁場が0～2240Gと広い範囲で、磁場を横切るプラズマの流れはプラズマの比誘電率ε_rのみで決まり、特に1000より大きい時にプラズマは磁場を横切って直進できることが分かった。また、この結果はネオジムプラズマが磁場を横切って直進できる条件の理論予測$\varepsilon_r \gg 513$とも一致した。

文　　献

（1）W.Peter and N.Rostoker Phys.Fluids 25,730 (1982).

（2）L.Lindberg, Astrophys. Space Sci. 55,203(1978).

（3）D.A. Baker and J. E. Hammel, Phys. Fluids 8, 713 (1965).

（4）M. Wickham and S.Robertson, Plasma Phys. 25, 103 (1983).

（5）C. R. Parsons and G. Jellison, J. Appl. Phys. 54, 1631 (1983).

（6）F. Wessel and S. Robertson, Phys. Fluids 24, 739 (1981).

（7）K. Kamada, C. Okada, T. Ikehata, H.Ishizuka and S.Miyoshi, J. Phys. Soc. Jpn. 46, 1963 (1979).

（8）S. Robertson, H. Ishizuka, W. Peter and N. Postoker, Phys. Rev. Lett. 47, 508 (1981).

（9）H. Ishizuka and S. Robertson, Phys. Fluids 25, 2353 (1982).

（10）T.Ikehata, K. Kamada, H. Ishizuka, T. Kawabe and S. Miyoshi, Phys. Rev. 25, 3415 (1982).

（11）小倉浩一、有沢孝、柴田猛順　真空35, 360(1992).

（12）小倉浩一、有沢孝、小塙彰、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M90-162 (1990).

（13）小倉浩一、有沢孝、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M91-222 (1992).

(14) K.Ogura, T.Arisawa and T.Shibata ,Jpn. J. Appl. Phys. 31,1485 (1992).

(15) K. Ogura and T. Shibata, Jpn. J. Appl. Phys. 33, 1131 (1994).

(16) K.Ogura, H.Kaburaki and T.Shibata, J.Nucl.Sci.Technol. 12,30(1993).

(17) H.Ohba, A.Nishimura, K. Ogura and T.Shibata, Rev. Sci. Instrum. 65, 657 (1994).

(18) K. Ogura and T. Shibata , Rev. Sci. Isstrum.65, 3455 (1994).

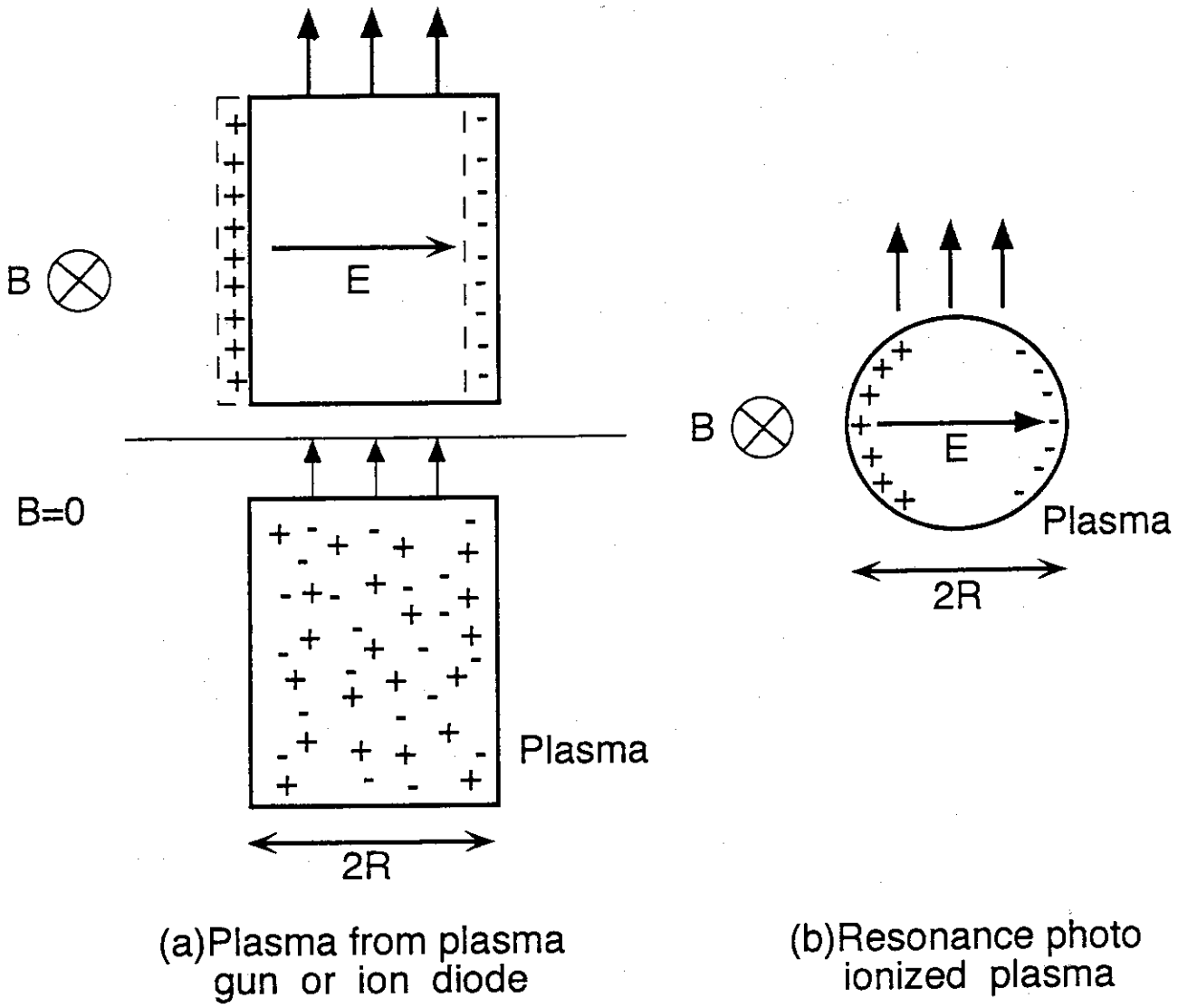


図1　プラズマが磁場を横切り直進する原理
(a)　プラズマ銃等で生成したプラズマが磁場中に入射していく場合
(b)　磁場中で生成したレーザー共鳴イオン化プラズマが磁場を横切る場合

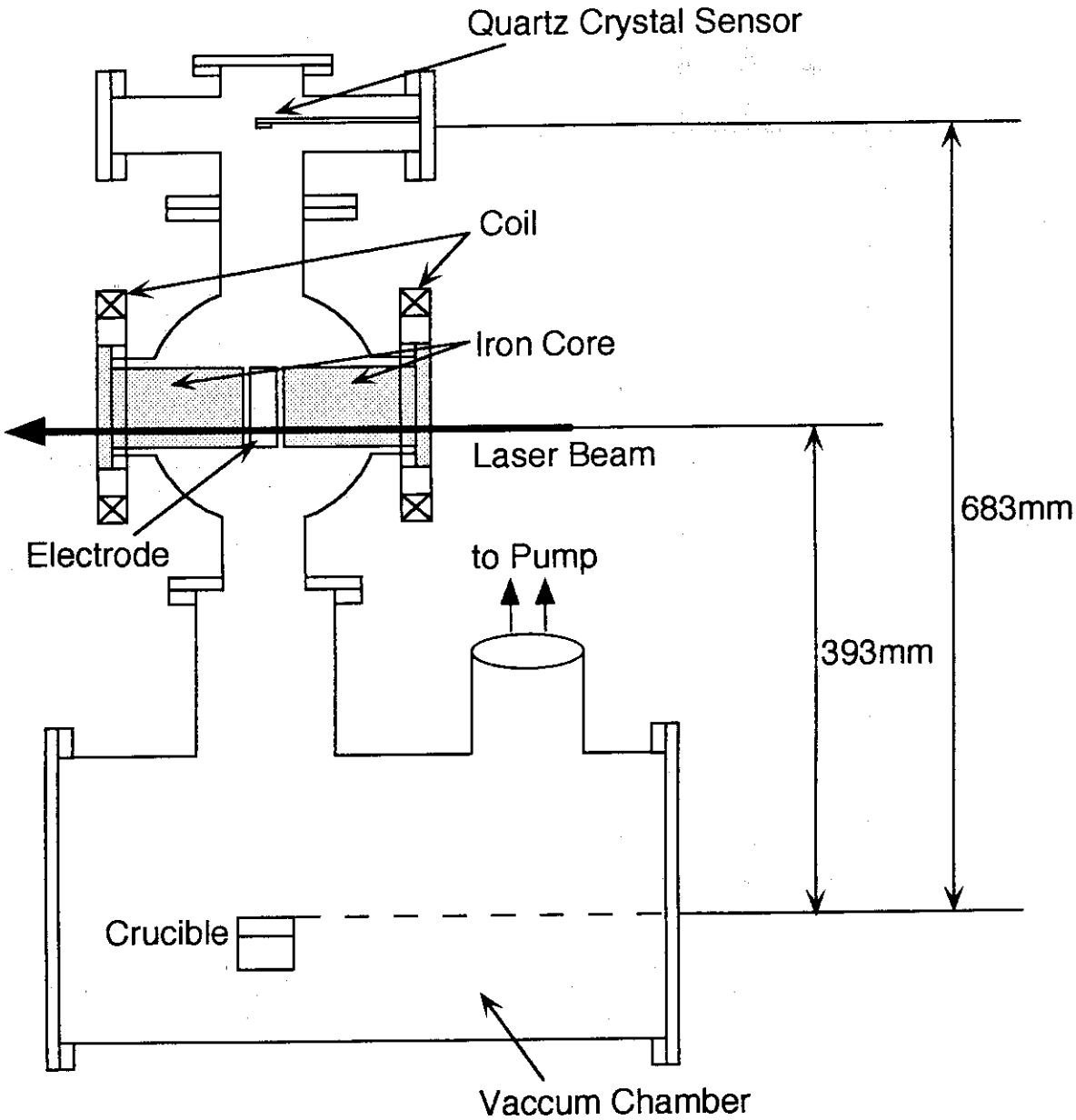

Quartz Crystal Sensor
Coil
Iron Core
Laser Beam
Electrode
to Pump
683mm
393mm
Crucible
Vaccum Chamber

図 2　実験装置全体図

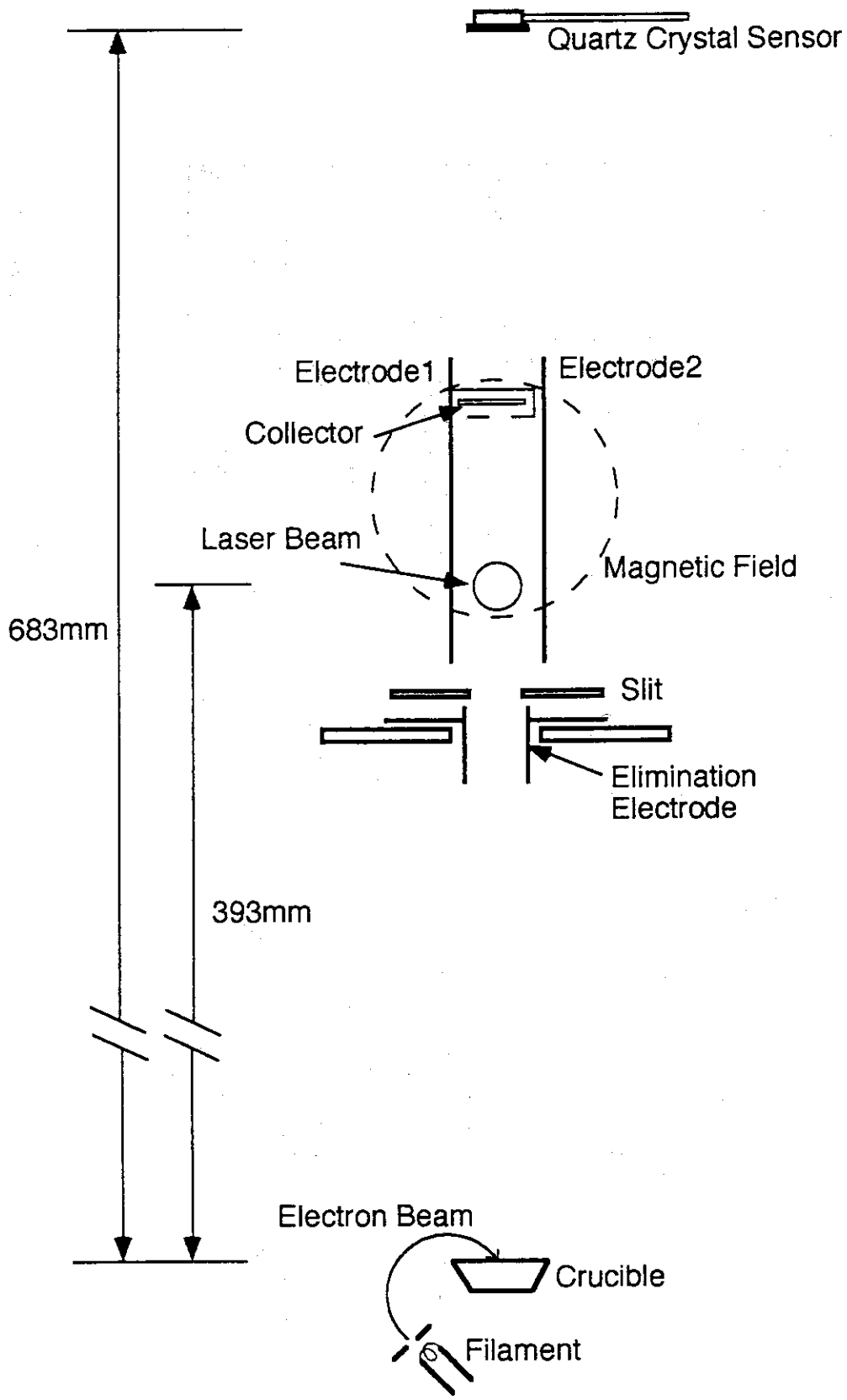


図 3　真空容器内部の概略図

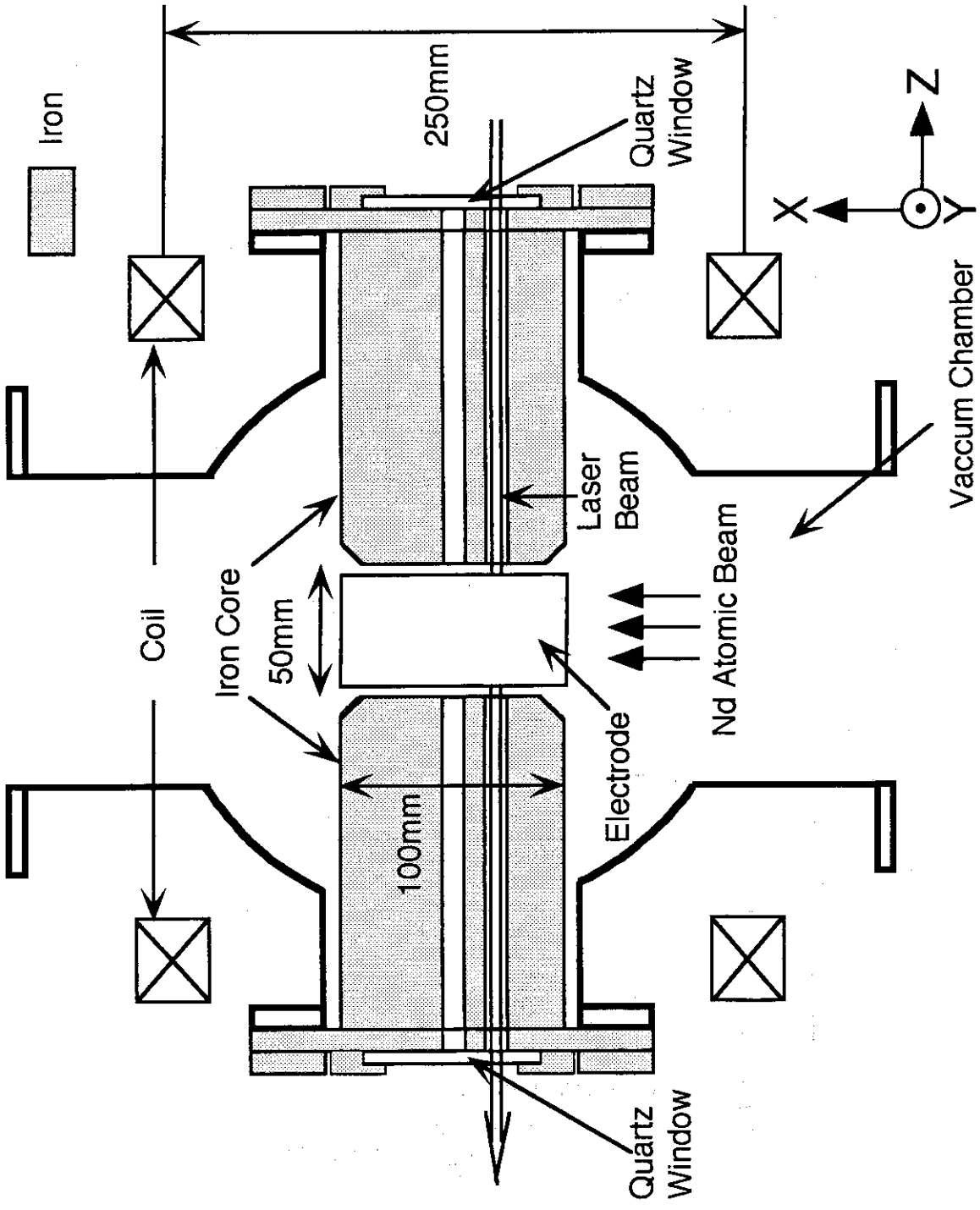
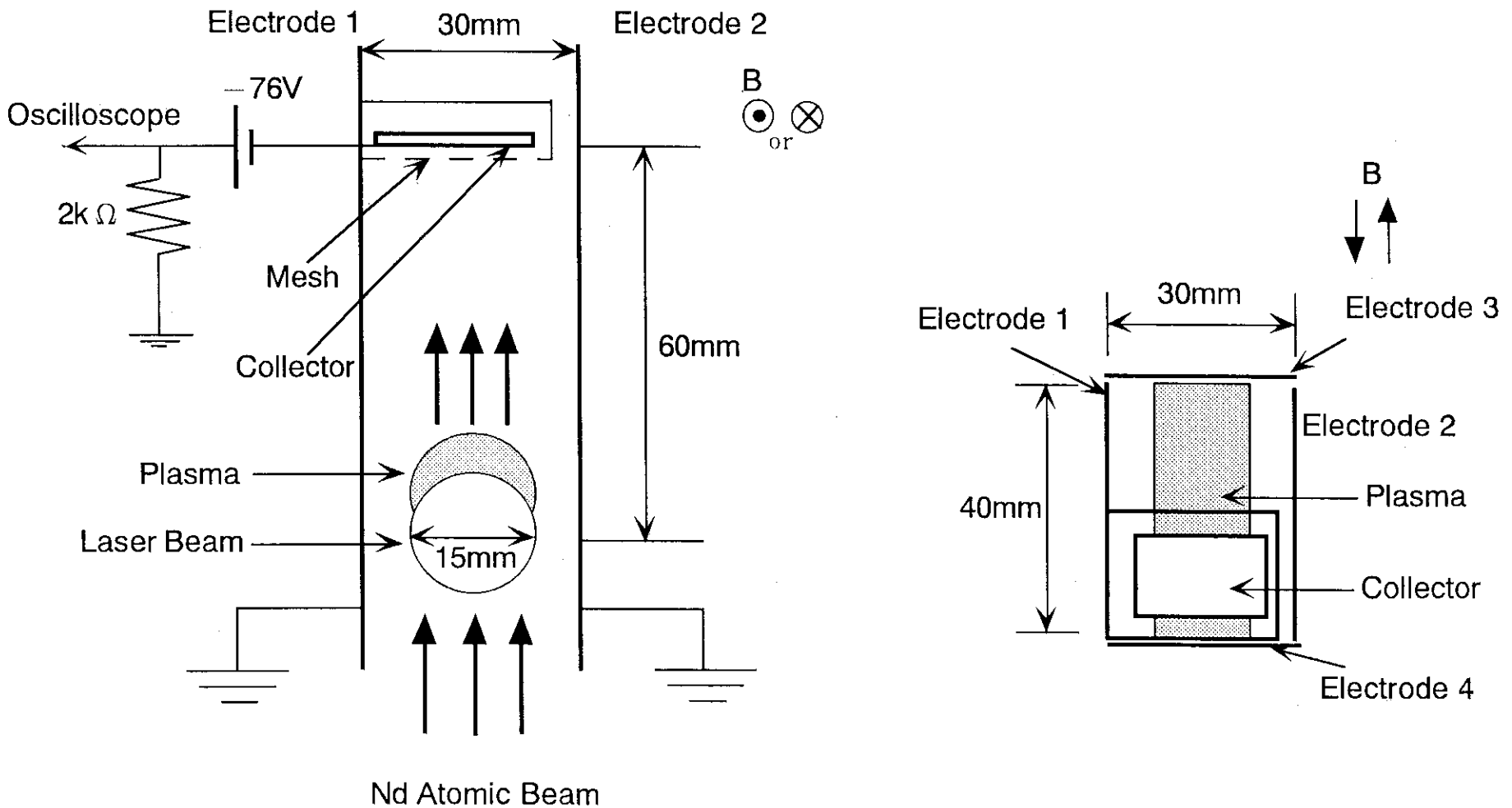

Iron
250mm
Quartz
Window
Z
X
Y
Vaccum Chamber
Coil
Iron Core
50mm
Laser
Beam
Nd Atomic Beam
Electrode
100mm
Quartz
Window

図4　磁場発生部



（a）測定部の垂直断面図　　（b）測定部の水平断面図

図5　測定部の詳細図

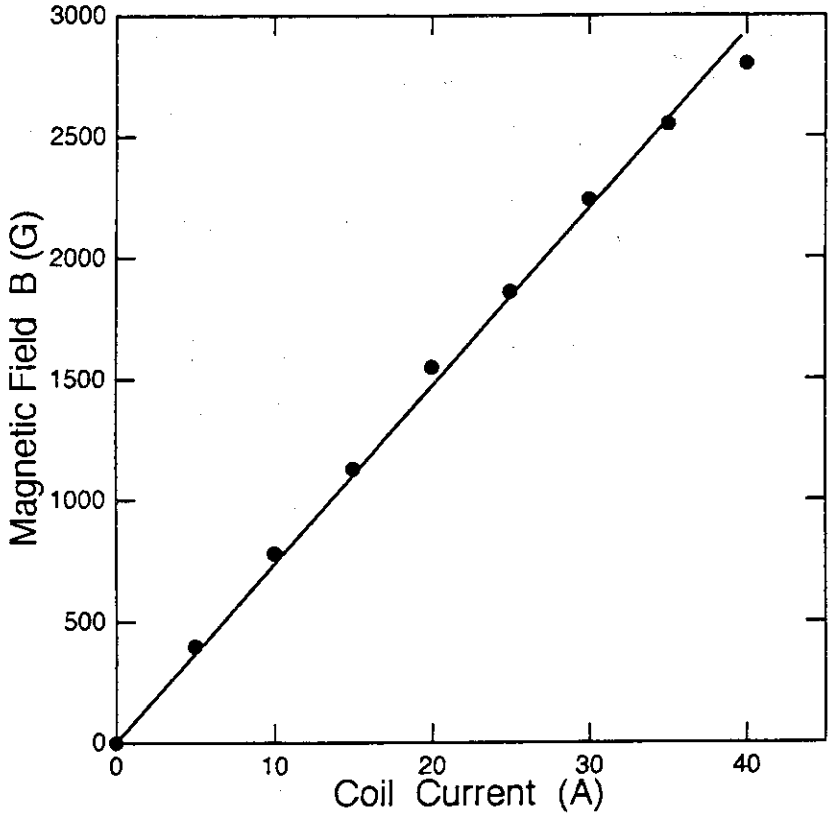
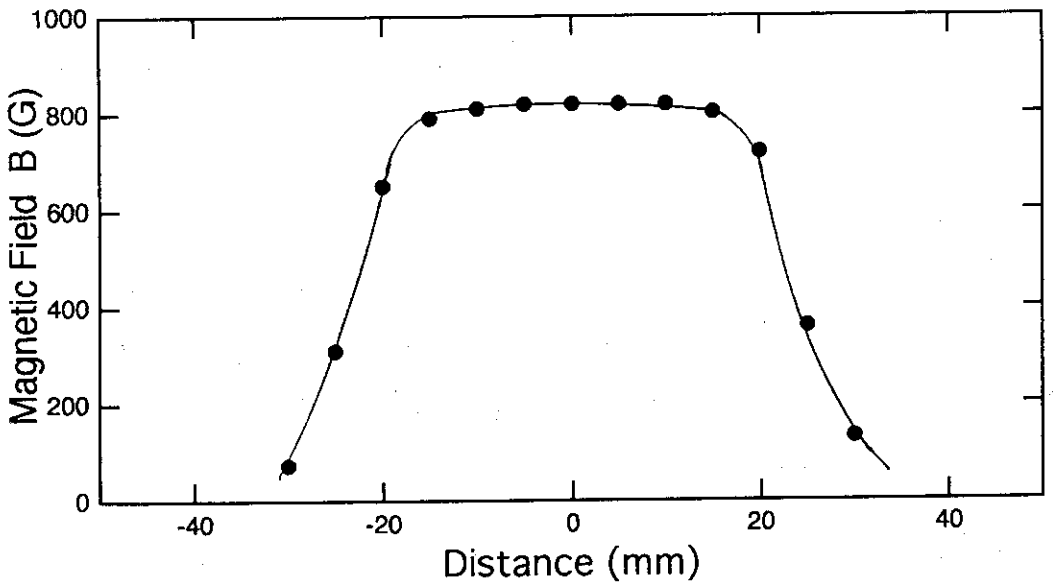
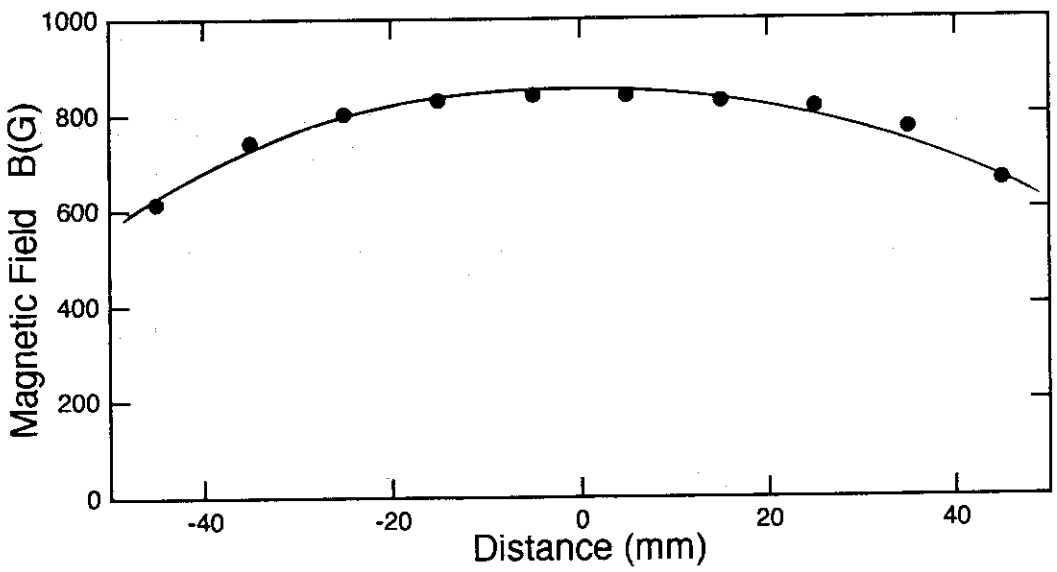


図6　コイル電流に対する磁場



（a） Z方向の磁場分布



（b） x方向の磁場分布

図7　間隔間の磁場分布

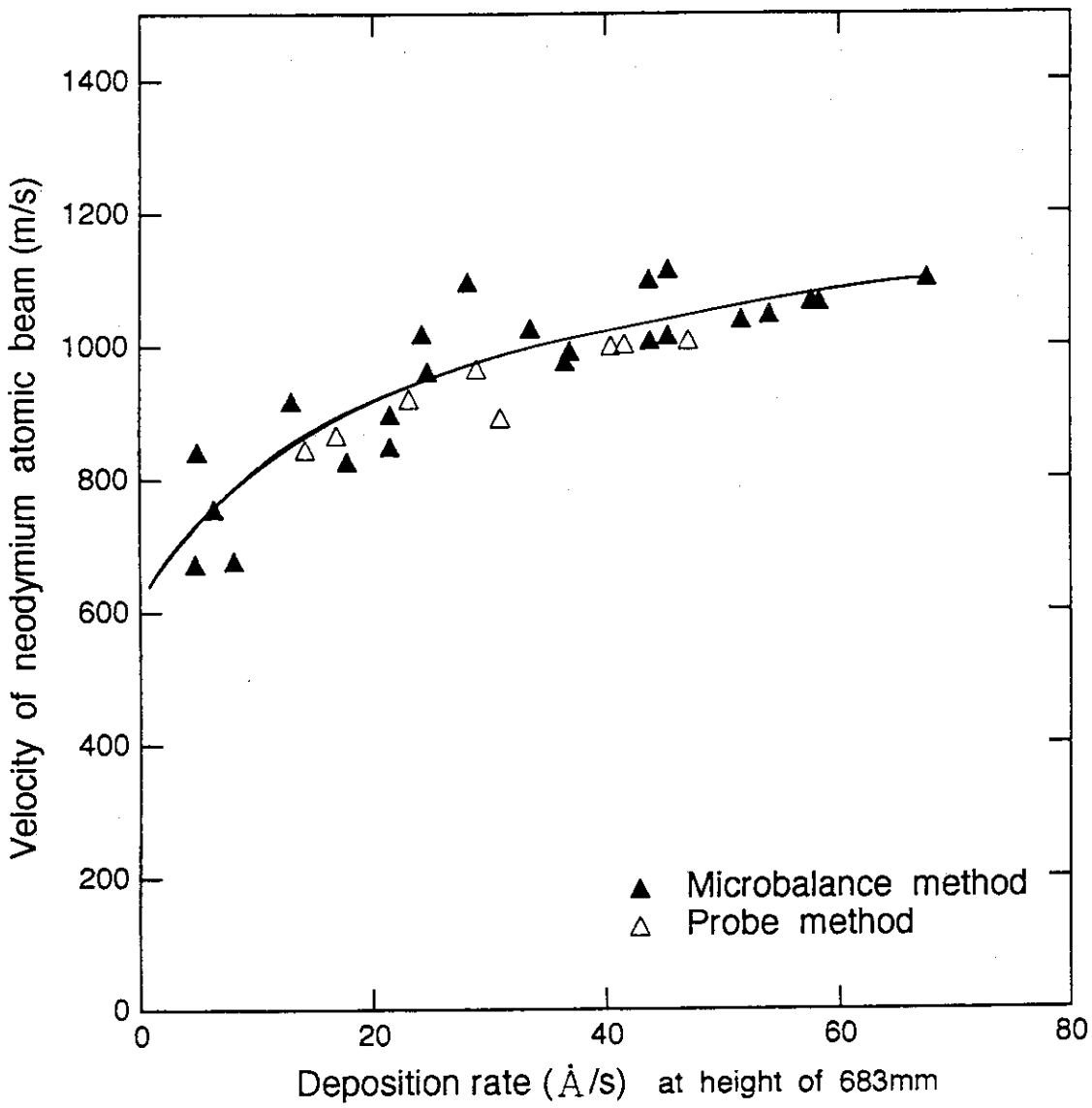


図8　ネオジム原子ビーム速度の蒸着速度依存性

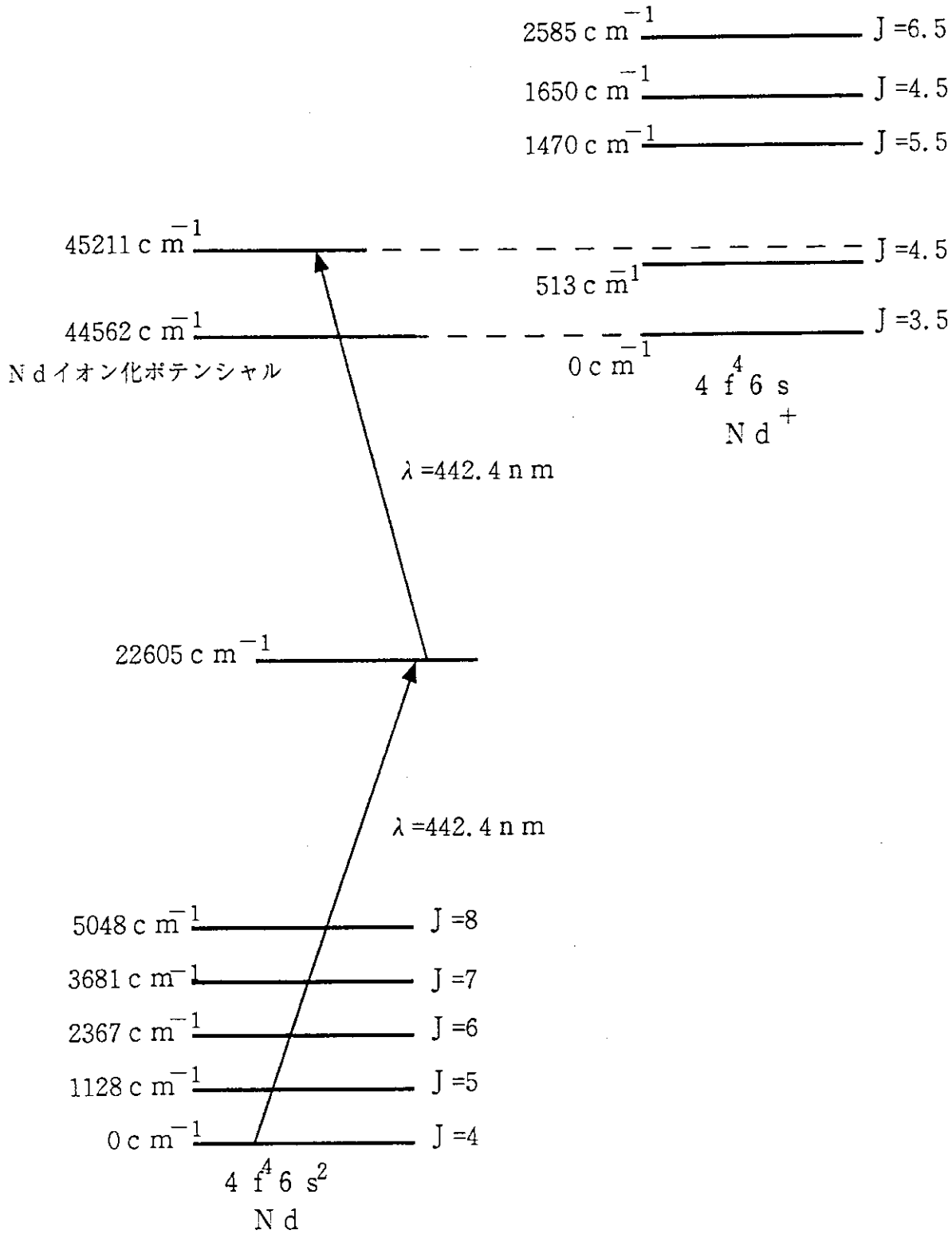


図9　ネオジムの1波長2段階共鳴イオン化スキーム

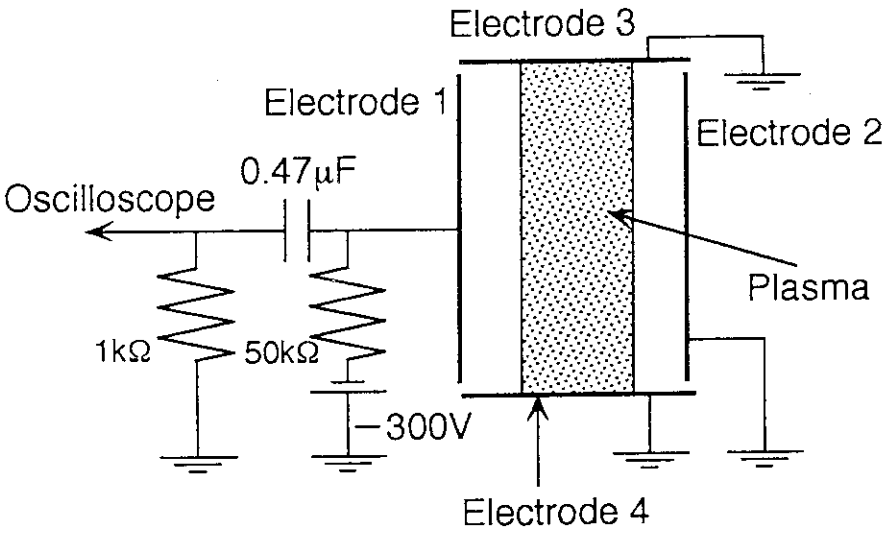


図10　イオン密度測定時の測定部の水平断面図

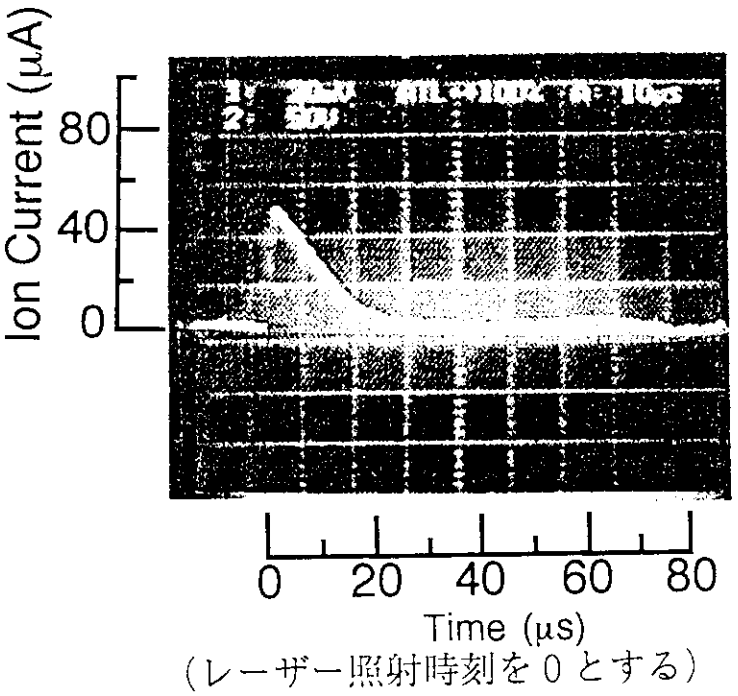
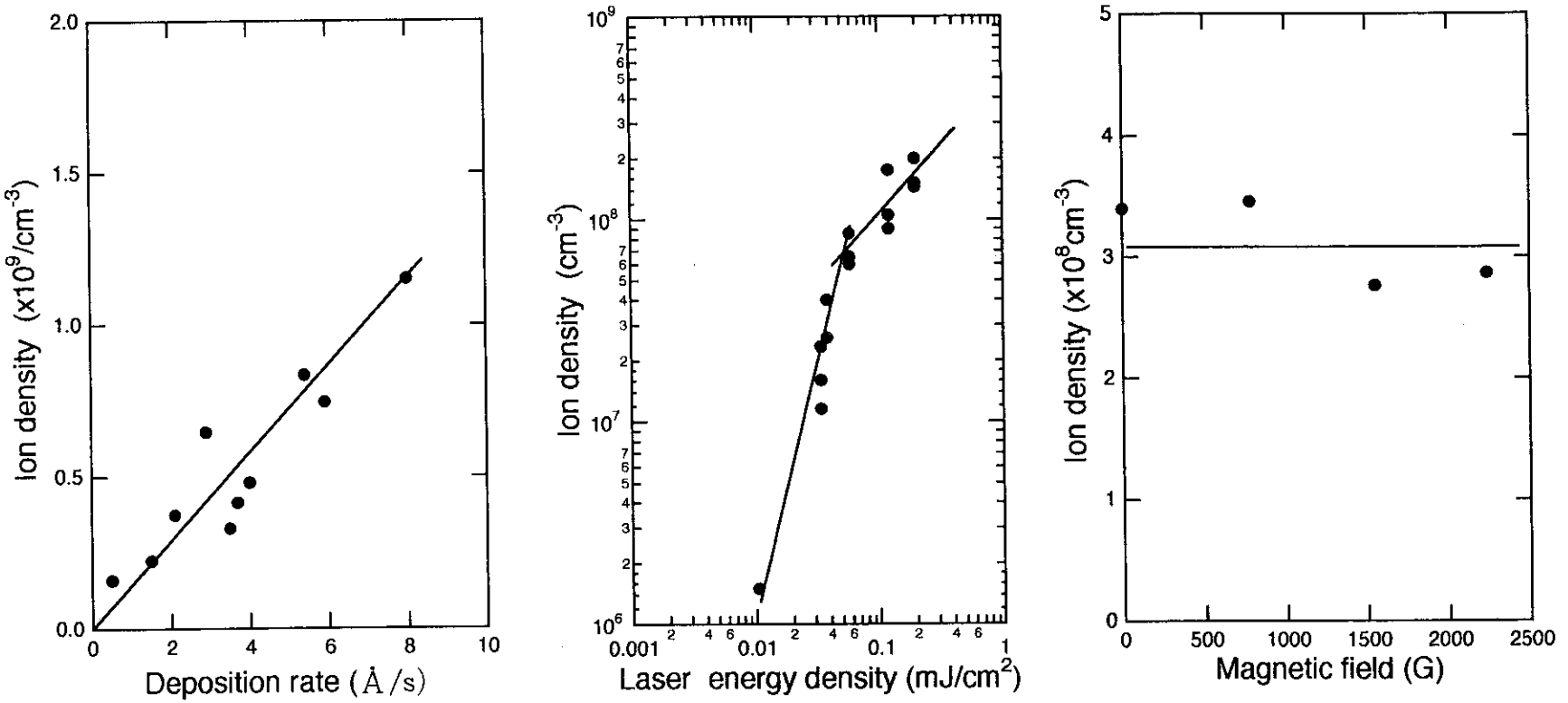


図11　イオン密度測定時のイオン電流の測定例



（a）イオン密度の蒸着速度依存性

（b）イオン密度のレーザーエネルギー密度依存性

（c）イオン密度の磁場依存性

図12　イオン密度測定例
(a)　蒸着速度依存性
(b)　レーザーエネルギー密度依存性
(c)　磁場依存性

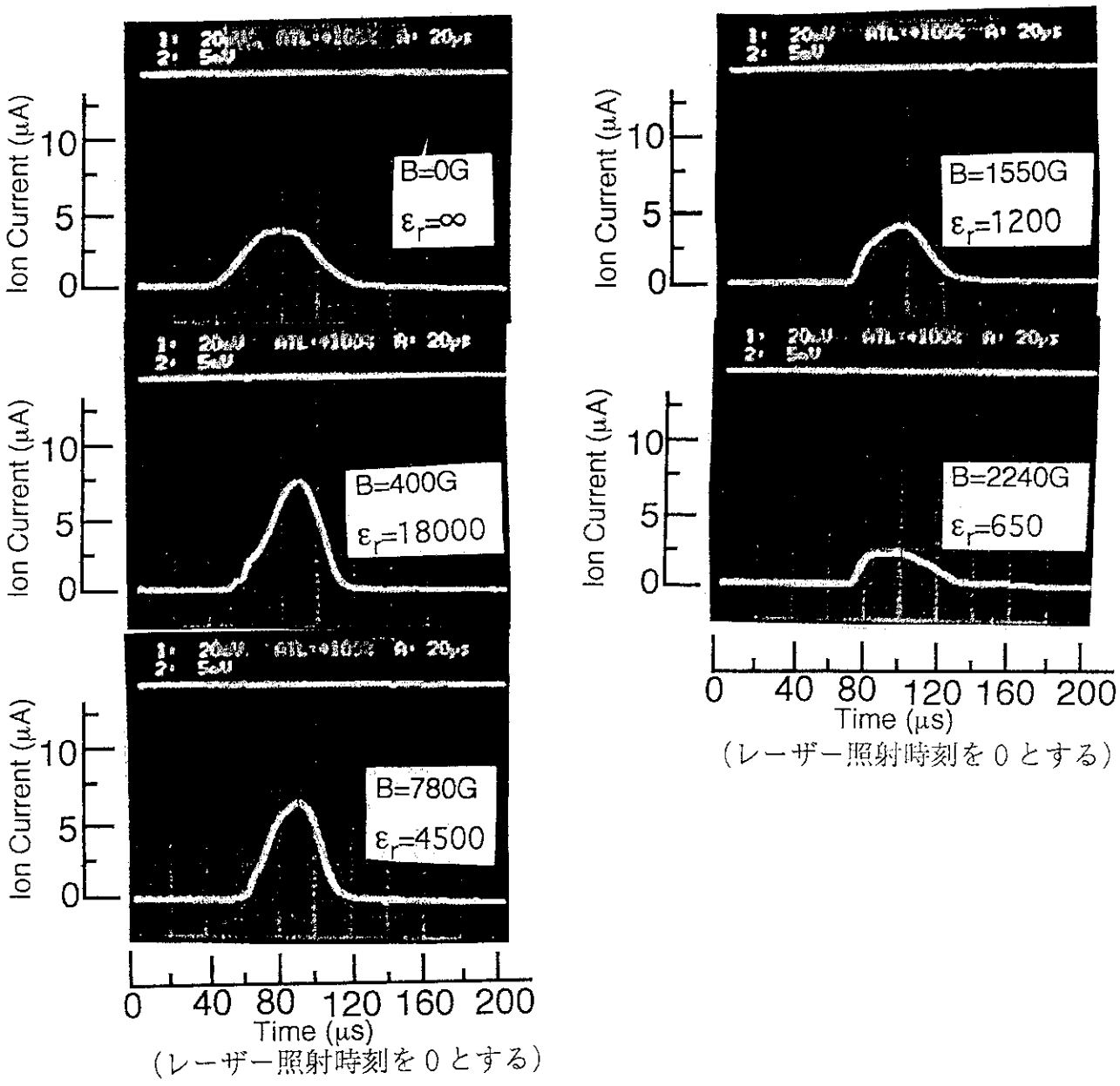


図13　平板コレクタに流れるイオン電流の測定例
（イオン密度5.0×10^8 cm^{-3}の場合）

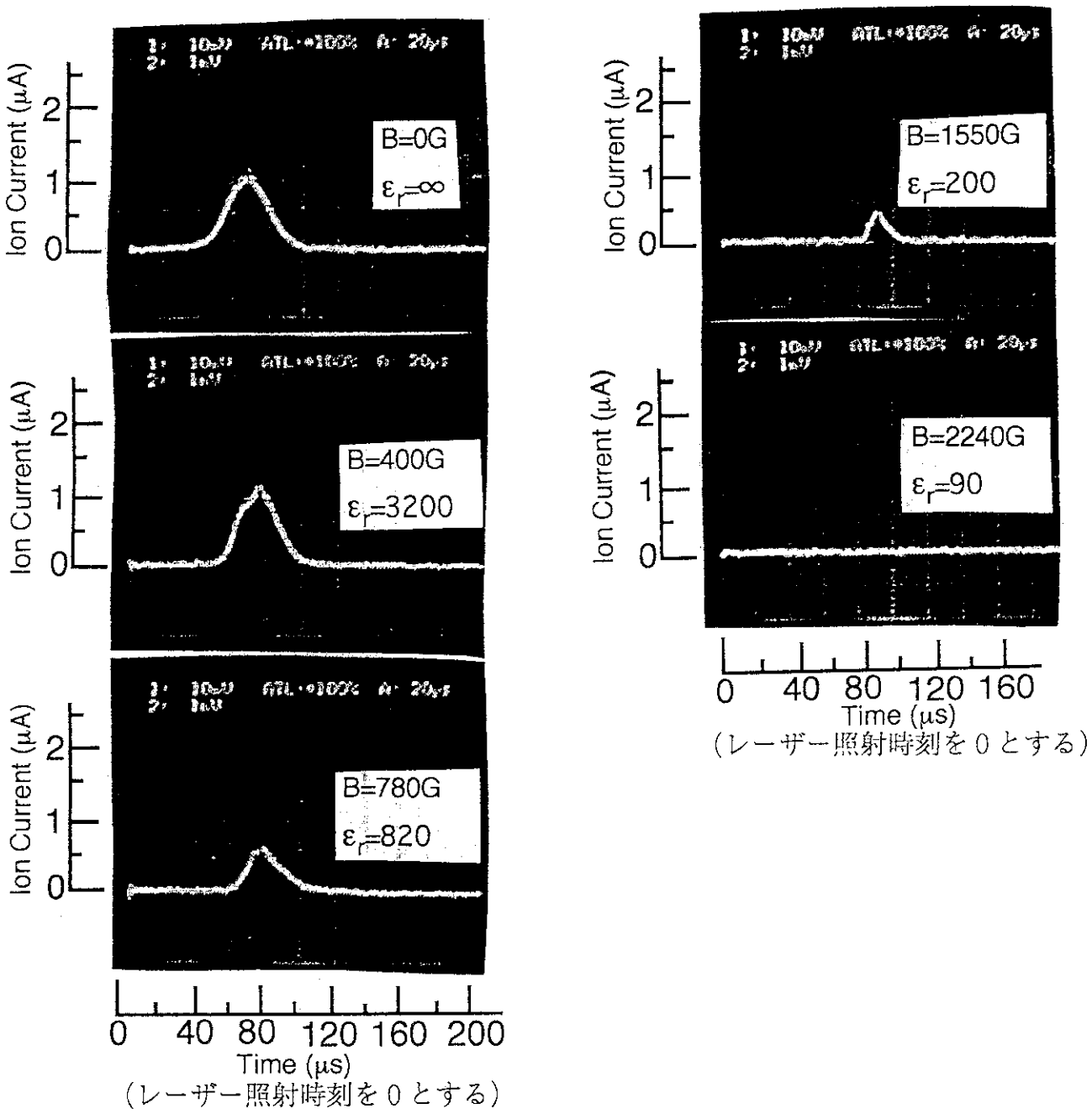


図14　平板コレクタに流れるイオン電流の測定例
(イオン密度7.5×10^{7}cm^{-3}の場合)

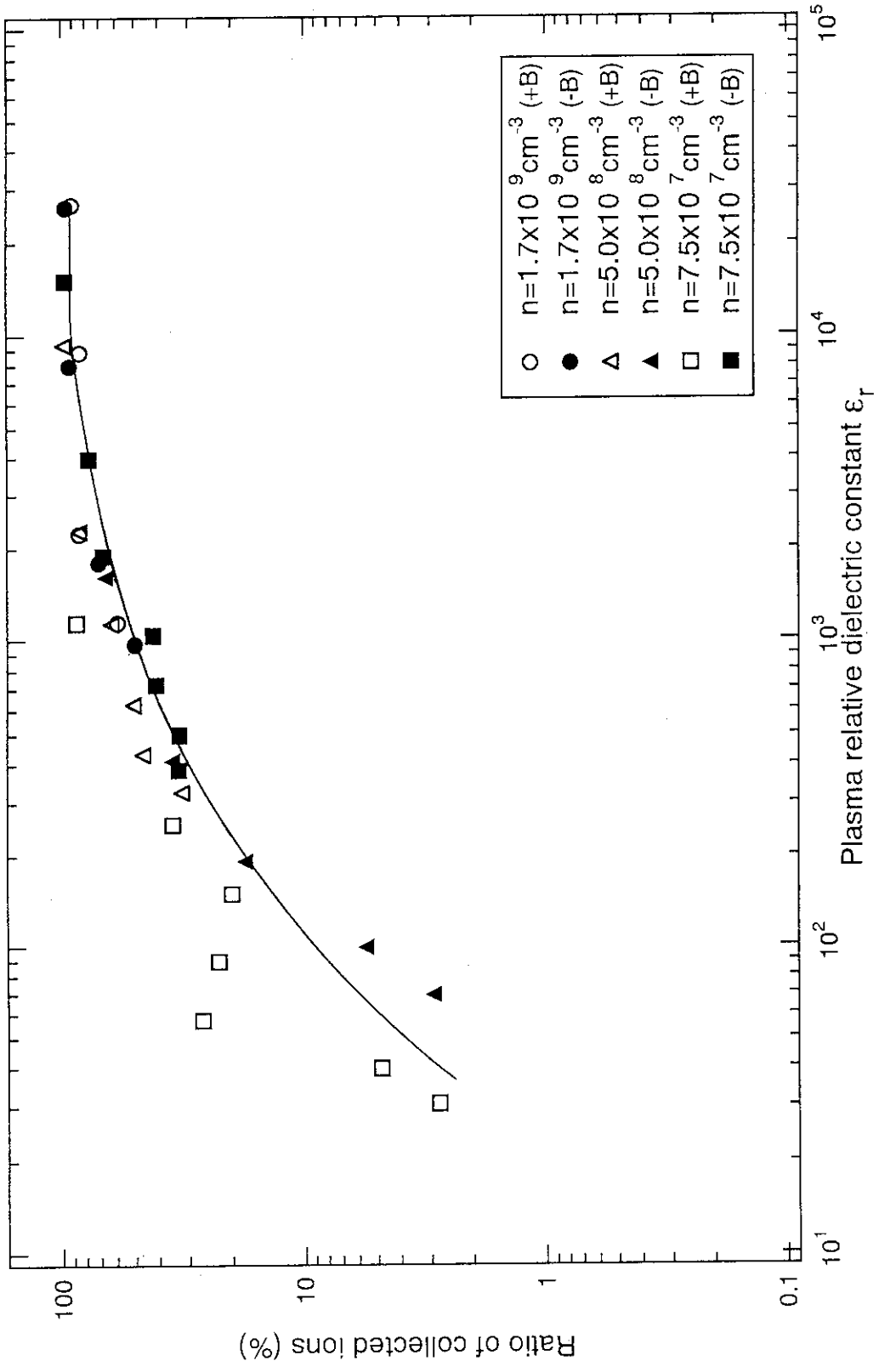


図15　平板コレクタへの到達イオン量の比誘電率依存性

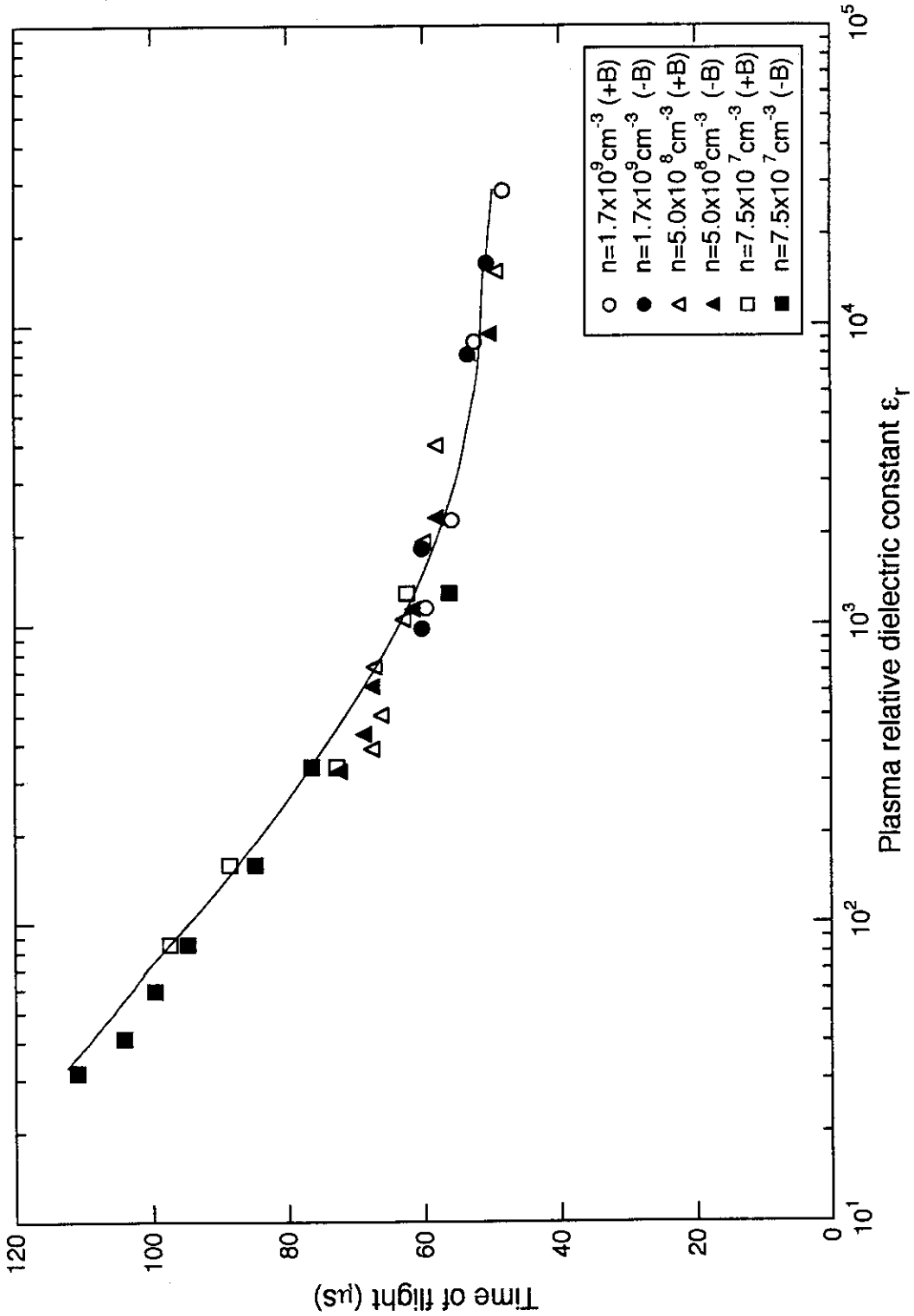


図16 イオン電流立ち上がり時間の比誘電率依存性