

JAERI-M
5275

プラズマのイオン温度測定のための0.3
～4 keV での粒子エネルギー分析装置の
較正

1973年5月

北村 晃・高橋 興起・矢野 淑郎

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

プラズマのイオン温度測定のための 0.3 ~ 4 keV
での粒子エネルギー分析装置の較正

日本原子力研究所東海研究所物理部

北村 晃^{*}, 高橋興起, 矢野淑郎

(1973年5月2日受理)

JFT-2 のイオン温度測定のために、中性粒子エネルギー分析装置が設計、製作された。これはプラズマから放出される水素原子をイオン化する電荷ストリッピングセル、静電エネルギーアナライザ及びイオン検出器より構成されている。

本報告では、0.3 ~ 4.0 keV の間のエネルギーの粒子に対するこの分析装置、特に電荷ストリッピングセルの変換効率の較正方法およびその結果について述べる。較正には、分析装置に入射する中性粒子束強度を知ることが必要であり、それはファラデーカップの電極に入射する際の二次電子電流を測定することにより求めた。この方法は、特に低エネルギー領域 (\lesssim keV) で有効である。

測定された電荷ストリッピングセルの変換効率は、0.4 ~ 4 keV のエネルギー領域において、電荷ストリッピングおよび電荷交換の断面積を用いて計算した値とよく一致することが示された。

Calibration of the Neutral Particle Energy Analyzer
at the Energies from 0.3 to 4.0 keV for Measurement
of Ion Temperature of Plasmas

Akira KITAMURA*, Koki TAKAHASHI and Syukuro YANO

Division of Physics, Tokai, JAERI

(Received May 2, 1973)

A neutral particle energy analyzer was designed and constructed to measure the ion temperature of JFT-2. It consists of a charge-stripping cell in which hydrogen atoms emitted from the plasma are ionized, an electrostatic energy analyzer and an ion detector.

The method of calibration for the analyzer and the results, especially conversion efficiency of the charge-stripping cell, for the particle energies between 0.3 and 4.0 KeV, are described. The calibration requires the absolute value of intensity of the neutral beam entering the neutral particle energy analyzer, which is given by measurement of the secondary electron current resulting from impingement of the beam onto an electrode of the Faraday cup. This technique is especially useful in the low energy region (\lesssim KeV).

The conversion efficiency of the charge-stripping cell, which was measured, is in good agreement with that calculated from the charge-stripping and charge-exchange cross sections, in the range of 0.4 to 4 KeV.

* Faculty of Engineering, Kyoto University

目 次

1. はじめに	1
2. 装 置	1
2.1 電荷ストリッピングセル	1
2.2 静電エネルギーアナライザ	4
2.3 イオン検出部	7
2.4 中性粒子線源	8
3. 較正実験	12
3.1 較正方法	12
3.2 ファラデーカップによる中性粒子束測定	13
3.3 較正実験の経過	17
3.3.1 イオンビーム強度変動の原因の追求	17
3.3.2 質量分析	18
3.3.3 イオン検出部における変動	21
3.3.4 M_D の V_F に対する依存性	21
3.4 較正結果およびその考察	22
4. おわりに	25
謝 辞	25
文 献	25

1. はじめに

JFT-2 プラズマのイオン温度、中性粒子によるエネルギー損失を調べるために、中性粒子エネルギー分析装置が設計、製作され^{1),2)}、その一部であるイオンエネルギー解析器の特性についてはすでに調べられている。¹⁾

一方中性粒子を電離して、イオンに変換する効率に関しては、keV 以上のエネルギー領域に関しては行なわれたが¹⁰⁾、keV 以下では余り満足な結果は得られていない。これは§3で述べる様に、較正方法の問題で、本報告においては、ファラデーカップを用いた直接的な較正方法、およびそれにより得られた結果について、実験経過とともに記す。

なお較正は、JFT-2 プラズマからの中性粒子が大部分水素原子であると考えられることから、水素原子に対して行ない、エネルギー範囲は、温度のほぼ 10 倍のエネルギーまで測定することを目標に、300 eV~4 keVまでとした。²⁾

2. 装置

中性粒子エネルギー分析装置およびその較正のための中性粒子線源を Fig. 1 に示した。イオン源を出たイオンは質量分析器にて單一種に分けられた後、電荷交換セル中で中性化される。中性化されずに通過して来たイオンは、偏向電極およびスリット S₅ により除去される。中性粒子エネルギー分析器では、入射した中性粒子は電荷ストリッピングセルで電離され、静電エネルギー分析器でエネルギー分析された後、検出系にはいる。検出系は、二次電子放出電極、およびシンチレーションカウンタより構成されており、二次電子放出電極でイオンによりたき出された二次電子を、シンチレーションカウンタで計数するという方式である。³⁾ パイレックスの放電管を除き、導管材質はすべて SUS 27 を用いている。中性粒子線源の排気系 I は、80 l/S の排気速度をもつスペッタイオンポンプ、および 12 本のチタンフィラメントをもつチタンゲッタポンプより成り、 $\sim 10^{-4}$ Torr までの予備排気には、ソープショーンポンプを間に入れたロータリーポンプ、ソープショーンポンプ系を用いた。中性粒子分析装置の排気系 II は、1000 l/S の排気速度をもつスペッタイオンポンプを用い、予備排気にはやはりロータリーポンプ、ソープショーンポンプ系を用いた。S₁ から S₉ までの各スリットの形状、大きさ、および空気に対するコンダクタンスの値を Table 1 に示す。

2.1 電荷ストリッピングセル

中性粒子を電離してイオンに変えるためのもので、ガス導入管よりガスを導入し、スリット S₆、S₇ により差圧が保たれ、熱陰極電離真空計によりセル内のガス圧が読み取られる。

今、用いるガスを B、中性粒子を A とし、A の強度を F₀(π)、イオン A⁺ の強度を F₁(π) とすると、F₀(π)、F₁(π) は、次の方程式により記述される。(Allison⁴⁾, 矢野淑郎 et al.²⁾

1. はじめに

JFT-2 プラズマのイオン温度、中性粒子によるエネルギー損失を調べるために、中性粒子エネルギー分析装置が設計、製作され^{1),2)} その一部であるイオンエネルギー解析器の特性についてはすでに調べられている。¹⁾

一方中性粒子を電離して、イオンに変換する効率に関しては、 $k\text{ eV}$ 以上のエネルギー領域に関しては行なわれたが¹⁰⁾ $k\text{ eV}$ 以下では余り満足な結果は得られていない。これは § 3 で述べる様に、較正方法の問題で、本報告においては、フラデーカップを用いた直接的な較正方法、およびそれにより得られた結果について、実験経過とともに記す。

なお較正は、JFT-2 プラズマからの中性粒子が大部分水素原子であると考えられることから、水素原子に対して行ない、エネルギー範囲は、温度のほぼ 10 倍のエネルギーまで測定することを目標に、²⁾ $300\text{ eV} \sim 4\text{ keV}$ までとした。

2. 装置

中性粒子エネルギー分析装置およびその較正のための中性粒子線源を Fig. 1 に示した。イオン源を出たイオンは質量分析器にて單一種に分けられた後、電荷交換セル中で中性化される。中性化されずに通過して来たイオンは、偏向電極およびスリット S_5 により除去される。中性粒子エネルギー分析器では、入射した中性粒子は電荷ストリッピングセルで電離され、静電エネルギー分析器でエネルギー分析された後、検出系にはいる。検出系は、二次電子放出電極、およびシンチレーションカウンタより構成されており、二次電子放出電極でイオンによりたたき出された二次電子を、シンチレーションカウンタで計数するという方式である。³⁾ パイレックスの放電管を除き、導管材質はすべて SUS 27 を用いている。中性粒子線源の排気系 I は、 80 l/s の排気速度をもつスペッタイオンポンプ、および 12 本のチタンフィラメントをもつチタンゲッタポンプより成り、 $\sim 10^{-4}\text{ Torr}$ までの予備排気には、ソープショーンポンプを間に入れたロータリーポンプ、ソープショーンポンプ系を用いた。中性粒子分析装置の排気系 II は、 1000 l/s の排気速度をもつスペッタイオンポンプを用い、予備排気にはやはりロータリーポンプ、ソープショーンポンプ系を用いた。 S_1 から S_9 までの各スリットの形状、大きさ、および空気に対するコンダクタンスの値を Table 1 に示す。

2.1 電荷ストリッピングセル

中性粒子を電離してイオンに変えるためのもので、ガス導入管よりガスを導入し、スリット S_6 、 S_7 により差圧が保たれ、熱陰極電離真空計によりセル内のガス圧が読み取られる。

今、用いるガスを B、中性粒子を A とし、A の強度を $F_0(\pi)$ 、イオン A^+ の強度を $F_1(\pi)$ とすると、 $F_0(\pi)$ 、 $F_1(\pi)$ は、次の方程式により記述される。(Allison⁴⁾, 矢野淑郎 et al.²⁾

Table 1 各スリットの形状、大きさ、コンダクタンス

	Shape	Size(mm)	Conductance for air (l/s)
S ₁	cylinder	1.52Φx12.3	0.034
S ₂	rectangular hole	6x13x2	7.8
S ₃	circular hole	4Φx1	1.2
S ₄	circular hole	4Φx1	1.2
S ₅	circular hole	6Φx1	2.9
S ₆	circular hole	2Φx2	0.21
S ₇	circular hole	4Φx2	1.1
S ₈	rectangular hole	4x16x2	5.9
S ₉	rectangular hole	6x16x2	9.6

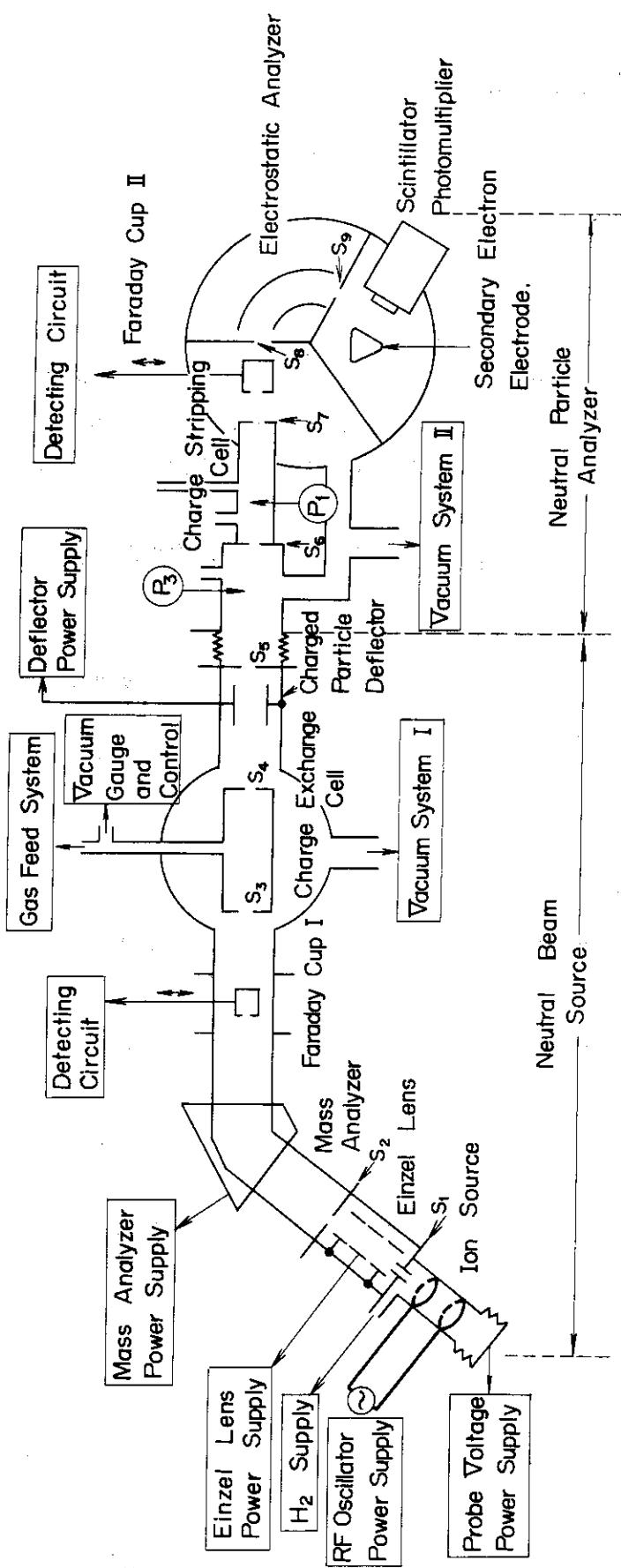
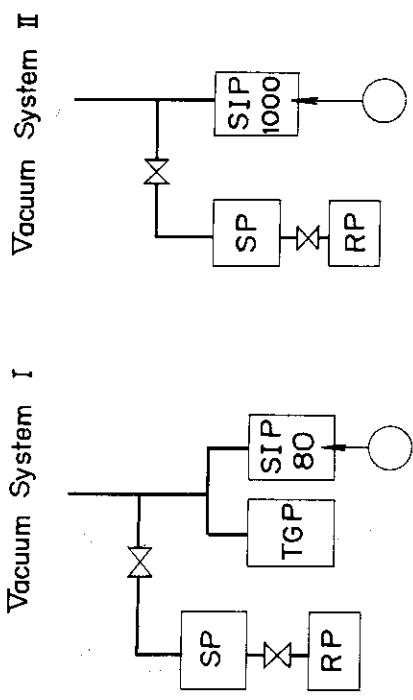


Fig. 1 中性粒子エネルギー分析装置の構成のための装置構成



のものにて散乱を加えた。)

$$\frac{d F_0(\pi)}{d \pi} = -F_0(\pi) \cdot (\sigma_{01} + \sigma_{0s}) + F_1(\pi) \cdot \sigma_{10} \quad (2.1)$$

$$\frac{d F_1(\pi)}{d \pi} = F_0(\pi) \cdot \sigma_{01} - F_1(\pi) \cdot (\sigma_{10} + \sigma_{1s}) \quad (2.2)$$

ここに σ_{01} は電荷ストリッピング反応 ($A + B \rightarrow A^+ + B + e^-$) の断面積, σ_{10} は電荷交換反応 ($A^+ + B \rightarrow A + B^+$) の断面積, σ_{0s} は A と B との散乱断面積, σ_{1s} は A^+ と B との散乱断面積である。また $\pi = 6.61 \times 10^{16} P \cdot \ell$ であり, P は B の圧力 (Torr), ℓ は A が B 中を走行する長さ (cm) で断面積は cm^2 単位で表わす。 $A \rightarrow A^-$, $A^+ \rightarrow A^-$ などの反応は、断面積が小さくしかも $A \rightarrow A^0$ の反応断面積が大きいので無視した。

(2.1) 式, (2.2) 式を、境界条件 $F_0(0) = J$, $F_1(0) = 0$ のもとで解くと、次の解が得られる。

$$F_0(\pi) = \frac{J}{m-n} [(m+\beta) e^{m\pi} - (n+\beta) e^{-n\pi}] \quad (2.3)$$

$$F_1(\pi) = \frac{J \sigma_{01}}{m-n} [e^{m\pi} - e^{-n\pi}] \quad (2.4)$$

ここで

$$m = \frac{1}{2} [-(\alpha + \beta) + \sqrt{(\alpha - \beta)^2 + 4 \sigma_{01} \sigma_{10}}] \quad (2.5)$$

$$n = \frac{1}{2} [-(\alpha + \beta) - \sqrt{(\alpha - \beta)^2 + 4 \sigma_{01} \sigma_{10}}] \quad (2.6)$$

$$\alpha = \sigma_{01} + \sigma_{0s} \quad (2.7)$$

$$\beta = \sigma_{10} + \sigma_{1s} \quad (2.8)$$

散乱の効果を無視すれば、($\sigma_{0s} = \sigma_{1s} = 0$)

$$F_0(\pi) = \frac{J}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [\sigma_{10} + \sigma_{01} e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})}] \quad (2.9)$$

$$F_1(\pi) = \frac{J \sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [1 - e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})}] \quad (2.10)$$

また、 $\sigma_{0s} = \sigma_{1s} \equiv \sigma_s$ と仮定すると、(2.3)、(2.4)は次の様になる。

$$F_0(\pi) = \frac{J}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} \left[\sigma_{10} + \sigma_{01} e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})} \right] e^{-\pi\sigma_s} \quad (2.11)$$

$$F_1(\pi) = \frac{J \sigma_{10}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} \left[1 - e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})} \right] e^{-\pi\sigma_s} \quad (2.12)$$

(2.10)からわかる様に、 F_1 は、圧力 P および長さ ℓ の増加に伴ない増加し、飽和値 $J \sigma_{01} / (\sigma_{01} + \sigma_{10})$ に達する。しかし実際には、 σ_s のために、それ以上に $P \cdot \ell$ を大きくすると減少はじめ、極大値 $F_{1,\max}$ は次の様になる。

$$F_{1,\max} = \frac{J \sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10} + \sigma_s} \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{01} + \sigma_{10} + \sigma_s} \right)^{\frac{\sigma_s}{\sigma_{01} + \sigma_{10}}} \quad (2.13)$$

従って標的ガスとしては σ_{01} および σ_{01}/σ_{10} が大きく、また σ_s が小さいものがよい。Fig. 2, Fig. 3 に H_2 , N_2 と H^+ および H との種々の断面積を示した。負電荷生成というのは、電荷ストリッピング反応のほかに、標的ガス分子が電離される反応を含んでいる。 σ_{01} , σ_{01}/σ_{10} は N_2 が大きく、我々はこれを用いた。 H_e は、 σ_{10} が非常に小さく、数 keV 以下で $\sigma_{01}/\sigma_{10} \gg 1$ となり有利であるが、 σ_s が 1 keV 以下で σ_{01} , σ_{10} より大きく、またスパッタイオノンポンプを用いる場合は、排気速度が低下することが大きな欠点である。

2.2 静電エネルギーアナライザ

エネルギー分析には、127°型静電エネルギーアナライザを用いた。¹⁾ 中心線半径 $r_0 = 60$ mm, 内側電極と外側電極の半径はそれぞれ $r_1 = 50$ mm, $r_2 = 70$ mm, 入口スリット幅, 出口スリット幅はそれぞれ $S_8 = 4$ mm, $S_9 = 6$ mm である。

内側電極に $-\phi_a$, 外側電極に $+\phi_a$ の電圧をかけると、電極間のポテンシャルは次式で表される。

$$\phi = \frac{2\phi_a}{\ell n \frac{r_2}{r_1}} \cdot \ell n \frac{r}{\sqrt{r_1 r_2}} \quad (2.14)$$

中心線と角度 α をなして $r = R$ に入射した、電荷 e, 質量 m, 速度 v_0 の粒子に対して、 v_0 と ϕ_a の関係(エネルギー選択性), 偏向角 ϕ , イメージ幅 B, 速度分散 D_v およびエネルギー分解能 $\Delta E/E$ は次の様に与えられる。

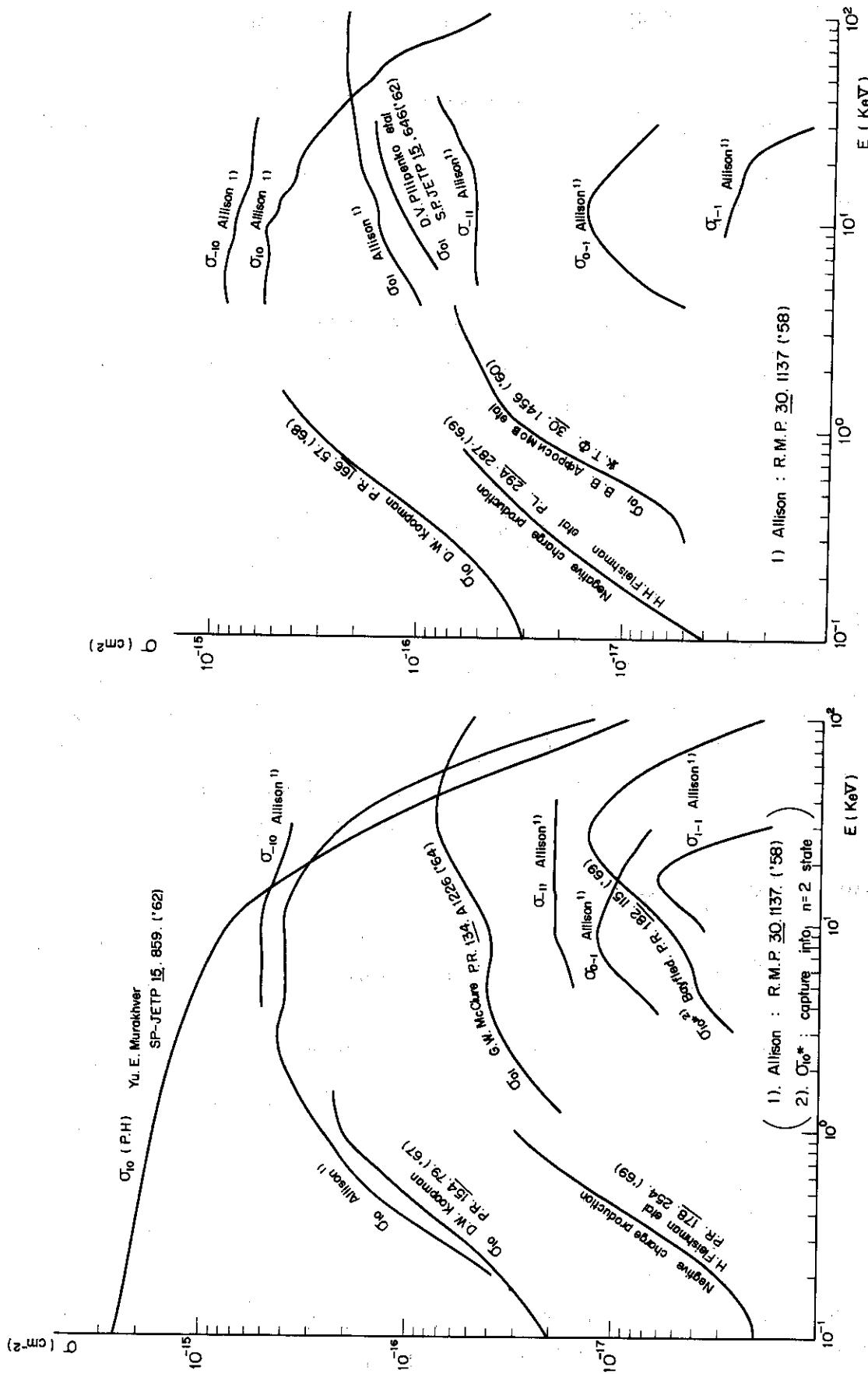


Fig. 3 窒素ガス中での H^+ , H , H^- に対する電荷交換反応の断面積。(標的原子当たり)

$$\frac{m v_0^2}{2} = \frac{e \phi_a}{\ell n \frac{r_2}{r_1}} \quad (2.15)$$

$$\phi = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \quad (2.16)$$

$$B = -\frac{4}{3} \alpha^2 R \quad (2.17)$$

$$D_y = 2R \quad (2.18)$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{S_g}{R} \quad (2.19)$$

ここで注意すべきは、 R は必ずしも r_0 でなくてもよいということである。正確には、 R は(2.15)で与えられる r_0 をもったままで入射できる位置、すなわち電極間のボテンシャルが0の位置 $r = \sqrt{r_1 r_2}$ がこの R に相当する。これ以外の位置に入射したものは、入射位置における電界の乱れによる偏向作用を無視すれば、入射時に余分のエネルギー $e\phi$ をもつから、アナライザ出口では、 $dr = D_y \cdot dV/V_0 = D_y (-e\phi)/mv_0^2$ だけ変位している。 $r > \sqrt{r_1 r_2}$ のとき $\phi > 0$ だから $dr < 0$ 、 $r < \sqrt{r_1 r_2}$ のとき $\phi < 0$ だから、この意味でも収束性がある。(2.14)式、(2.18)式を用いると dr は次の様になる。

$$dr = R \cdot \ell n \frac{r_1 r_2}{R^2} \quad (2.20)$$

Fig. 4 に、 R に対して dr および $R + dr$ を示した。

図からわかる様に、出口スリットの位置、および幅に対して最適の入口スリットの位置、および幅が決まる。これはより大きい幅を入口スリットにもたせると、後述する M_D の V_F への依存性にみられる様に、ビームの質により、静電エネルギーアナライザの透過率が異なる様な現象が起こり、絶対測定が困難になる。

我々の場合、最終的には入口スリット幅 $S_s = 4 \text{ mm}$ 、出口スリット幅 $S_g = 6 \text{ mm}$ 、スリット中心はともに、電極間中心 $r_0 = 60 \text{ mm}$ とした。従ってエネルギー分解能 $\Delta E/E = 10\%$ また選別エネルギー $E = 3 e\phi_a$ である。

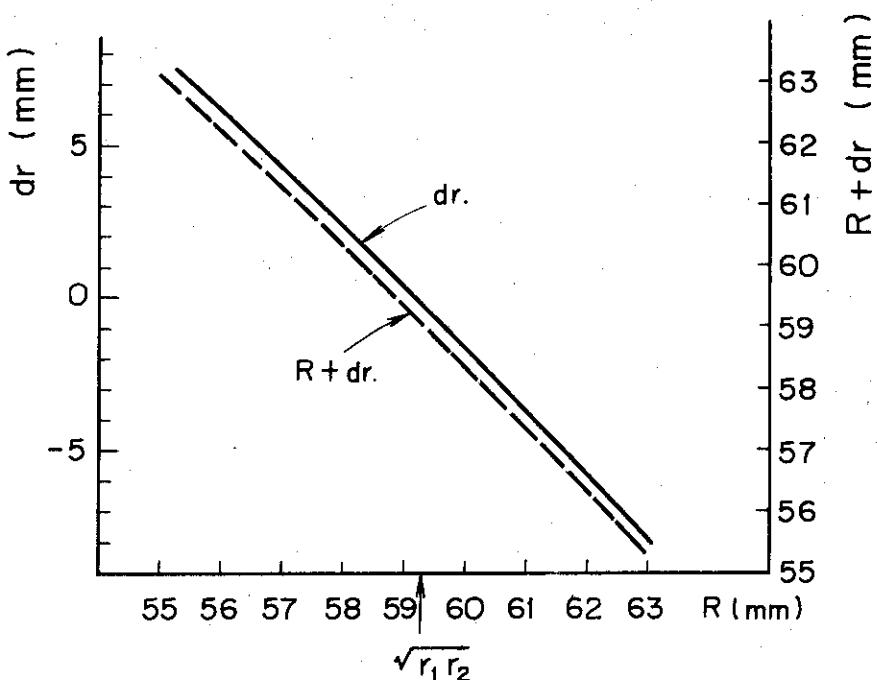


Fig. 4 静電エネルギー分析器に $r = R$ で入射した
粒子の出口スリットにおける位置 $r = R + dr$
と、 $r = R$ からのずれ dr

2.3 イオン検出部

イオン検出部は Daly³⁾ の発表した型のもので、二次電子放出電極、シンチレーションカウンタより構成され、イオンを二次電子に変え、それをさらに光に変えた後、光電子を増倍するという方式である。¹⁾

二次電子放出電極はステンレス製で、長さ 34 mm、高さ 30 mm、静電エネルギー分析器出口スリットより中心まで 60 mm で、二次電子放出面は、電圧をかけないときのビームの進路に平行であり、シンチレータ表面より 36 mm 離れた位置にある。シンチレータは、減衰定数 2.2 ns 厚さ 6 mm、直径 40 mm のプラスチック(NE-102A)を用い、表面に 0.6~0.7 μ の厚さで Al 蒸着がなされている。光電子増倍管は EMI-6097B を用いた。

入射イオンのエネルギーを E 、二次電子放出電極の電圧を V_{SE} 、二次電子放出率を $r_i(E-eV_{SE})$ 、二次電子の Al 透過率を f 、イオンが静電エネルギー分析器を出て、二次電子放出電極には

いりさらに二次電子がシンチレータ表面へ入射する過程の確率を g 、光電子増倍管の電流増倍率を M_{PM} とすると、イオン検出部の電流増幅率 M_D は次の様に表される。

$$M_D = \frac{r_i (E - eV_{SE}) \cdot |eV_{SE}|}{2.2 \text{ keV}} \cdot f g M_{PM} \quad (2.21)$$

ここで、シンチレータ内で、2.2 keV のエネルギー消費に対して、光電子増倍管の光電陰極に電子 1 個を発生するとした。³⁾ また H^+ に対するステンレスの r_i は 10 keV に対し、1.3, 1.5 keV に対し 1.9, 20 keV に対し 2.4 という値が得られている。⁵⁾ f は $A\ell$ 中の電子の飛程 R に対する次式を用いると、 $V_{SE} = -16 \text{ kV}$ のとき、 $f \sim 0.66$ という値が得られる。

$$R = 0.042 \cdot E^{1.3} \quad (E: \text{keV}, R: \mu) \quad (2.22)$$

従って、EMI-6097B の陰極陽極間電圧 $V_H = 1500 \text{ V}$ における M_{PM} ($v_H = 1500$) を $1 \times 10^6 \sim 7 \times 10^7$ とすると、 $M_D(v_H = 1500) / g$ として、 $1 \times 10^7 \sim 7 \times 10^8$ という値が予想される。

V_{SE} の大きさは、イオンビームの二次電子放出電極上への収束位置に關係し、 E のある程度の範囲にわたって中心より余りずれない様、また余り大きくするとノイズが大きくなるので、両者の兼ね合いから -16 kV に選ばれた。この V_{SE} の値では、 E が 300 eV から 4 keV に変わると、収束位置は中心より手前 10 mm から、後方 10 mm に変わることが確かめられている。¹⁾ 中心に収束するのは $E = 2.1 \text{ keV}$ である。

一定エネルギーのビームに対して、 V_{SE} と光電子増倍管出力電流 I_{PM} の関係の一例を Fig. 5 に示した。また、一定のイオンビーム量に対して、光電子増倍管の陰極陽極間電圧 V_H と、出力電流 I_{PM} の関係を Fig. 6 に示した。

2.4 中性粒子線源

イオン源、アインツェルレンズ、質量分析器および電荷交換セルより構成される。

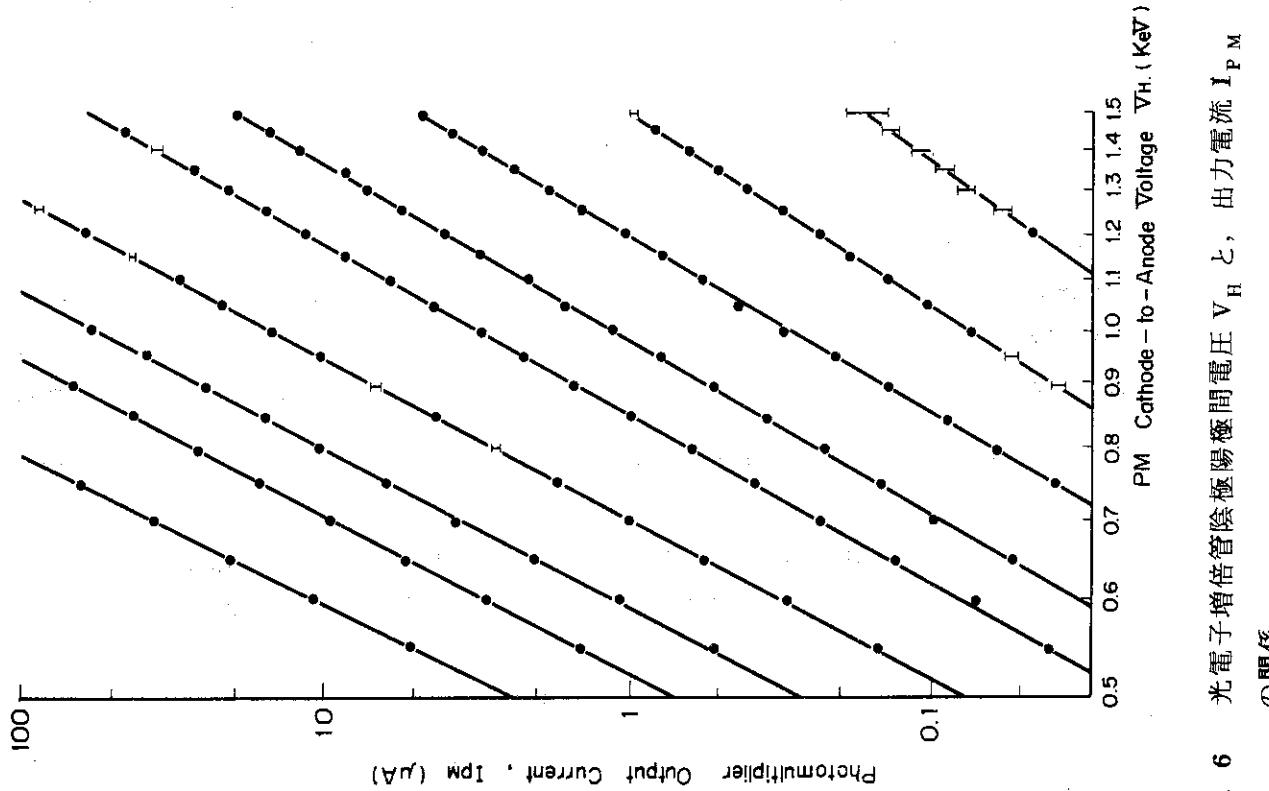
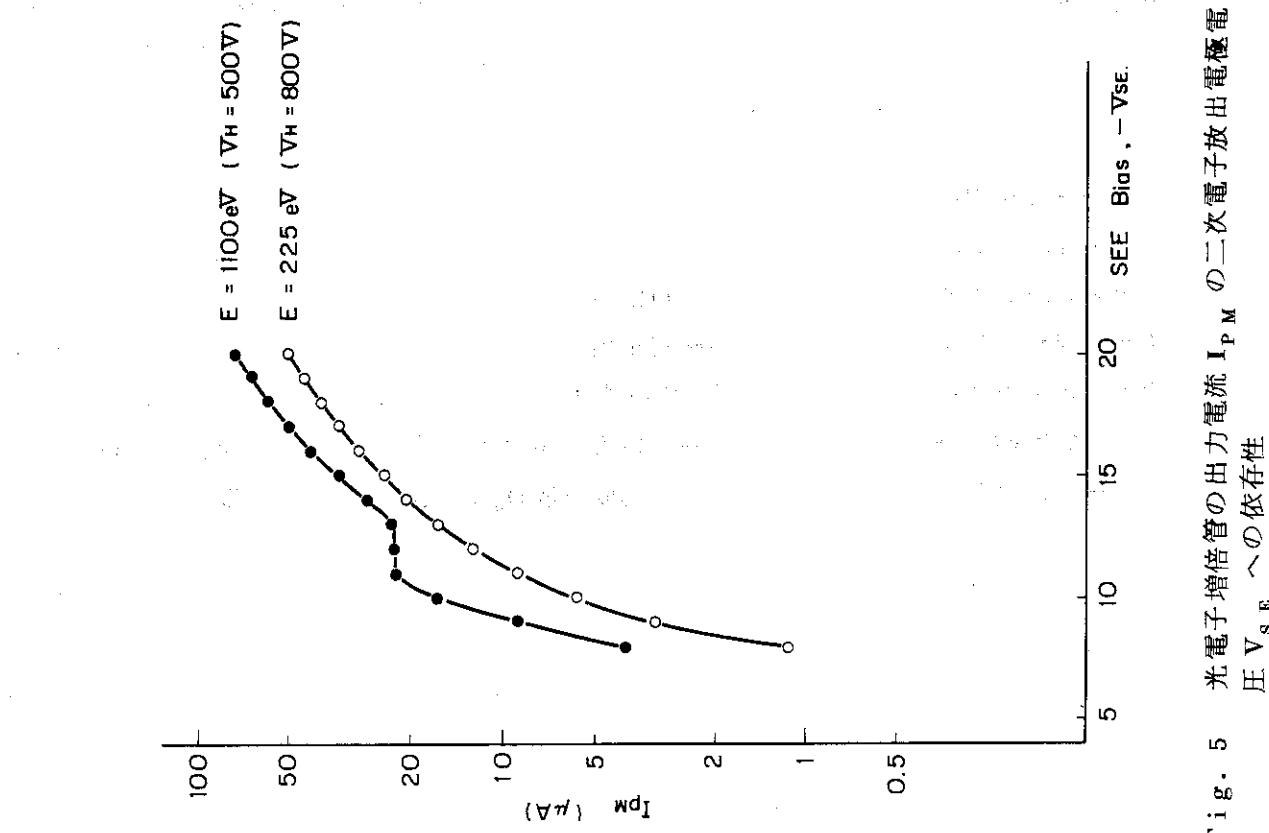
イオン源およびアインツェルレンズは ORTEC のものである。²⁾

イオン源からの粒子の選別には、電磁石を用いる 60° 偏向型質量分析器を用いた。Fig. 7 の様に、ポールピースの端面の延長線が交わる点を O 、そのなす角を ϑ 、 O と粒子源の位置を結ぶ線が、ポールピースの入射側端面となす角を λ 、収束位置と O を結ぶ線がもう一方の端面となす角を γ とすると、速度分散 D_v は次の様に表される。

$$D_v = R \left(1 + \frac{\cos \lambda}{\cos \gamma} \right) \quad (2.23)$$

これよりエネルギー分解能 $\Delta E / E$ は、出口スリット幅を S とすると、

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{S}{R} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\cos \lambda}{\cos \gamma}} \quad (2.24)$$



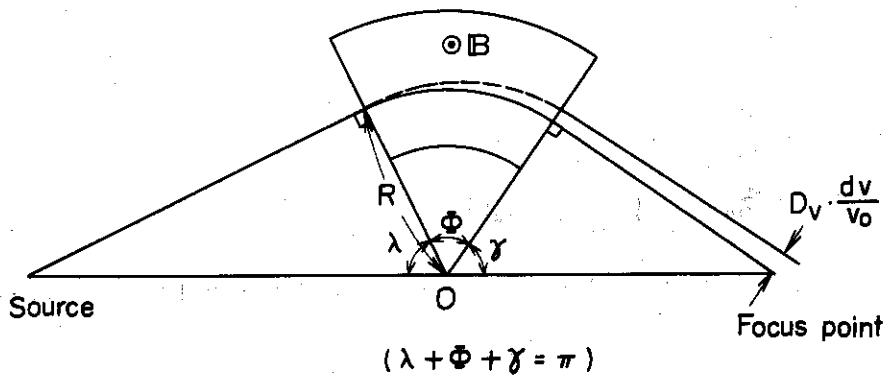


Fig. 7 質量分析器

となり、 λ 、 γ は $\pi/2$ 以上にならないから

$$\frac{\Delta E}{E} < \frac{S}{R} \quad (2.25)$$

が得られる。我々の場合、出口スリットに相当しているのは S_6 ($2 \text{ mm } \phi$) であり、 $R \sim 100 \text{ mm}$ であるから、 $\Delta E/E < 2\%$ 従って、静電エネルギーanalizerのエネルギー分解能 10% より小さく、単一エネルギーbeamとして校正実験に用いることができる。

得られた H^+ beamは、 H_2 ガスを満たした電荷交換セル中で中性化される。この場合もやはり (2.1) 式、(2.2) 式で記述され、境界条件は、 $\pi = 0$ で $F_0(0) = 0$ 、 $F_1(0) = I$ であり、解は次の様になる。

$$F_0(\pi) = \frac{I \sigma_{10}}{m-n} [e^{m\pi} - e^{n\pi}] \quad (2.26)$$

$$F_1(\pi) = \frac{I}{m-n} [(m+\alpha) e^{m\pi} - (n+\alpha) e^{n\pi}] \quad (2.27)$$

散乱を無視すれば ($\sigma_{0s} = \sigma_{1s} = 0$)

$$F_0(\pi) = \frac{I \sigma_{10}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [1 - e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})}] \quad (2.28)$$

$$F_1(\pi) = \frac{I}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [\sigma_{01} + \sigma_{10} e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})}] \quad (2.29)$$

また、 $\sigma_{0S} = \sigma_{1S} \equiv \sigma_S$ とすると、次の様になる。

$$F_0(\pi) = \frac{I \sigma_{10}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [1 - e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})}] e^{-\pi \sigma_S} \quad (2.30)$$

$$F_1(\pi) = \frac{I}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [\sigma_{01} + \sigma_{10} e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})}] e^{-\pi \sigma_S} \quad (2.31)$$

実際に用いたのは、 H_2 ガスの圧力 $P \sim 10^{-3}$ Torr で、 $P\ell \sim 2.10^{-2}$ Torr·cm である。

3. 較正実験

3.1 較正方法

中性粒子エネルギー分析装置を、プラズマの中性粒子線診断に用いるためには、あらかじめ装置の較正を行なっておく必要がある。すなわち、電荷ストリッピングセルに入射する中性粒子数 J に対し、検出器出力 I_{PM} を、エネルギーの関数として求め、 I_{PM}/J という量を 2 つの因子、すなわち電荷ストリッピングセルのイオン化効率 η およびイオン検出部の増倍率 M_D に分け、それぞれを予測される量と比較、検討する。

M_D は、ファラデーカップに入射するイオン電流に対する光電子増倍管出力 I_{PM} の比として求める。つまり、電荷交換セル、電荷ストリッピングセルともガスを入れないで、イオン源から直接のイオンを用いて求めるわけで、電荷交換反応により中性化されさらに電荷ストリッピング反応によりイオン化されたイオンと、エネルギーおよび方向性がわずかに異なることが、この増倍率 M_D に影響を与えないといふことが仮定されている。

一方 η の求め方には次の二方法が考えられる。

$$a) \quad \eta = \frac{I_{PM}(H_2, \text{on}, N_2)}{I_{PM}(0, \text{off}, 0) - I_{PM}(H_2, \text{off}, 0)}$$

ここに $I_{PM}(H_2, \text{on}, N_2)$ は、 H_2 ガスを適当な圧力に満たし、中性化されなかつた H^+ は、偏向電極で取り除き、中性化された H を N_2 ガスによりイオン化した時の光電子増倍管出力を表わす。 $I_{PM}(0, \text{off}, 0)$ は、イオン源から直接の H^+ に対する光電子増倍管出力。 $I_{PM}(H_2, \text{off}, 0)$ は、 H_2 ガスを導入したとき透過してきたイオンの量に対応する光電子増倍管出力を表わす。従って、 $I_{PM}(0, \text{off}, 0) - I_{PM}(H_2, \text{off}, 0)$ という量は、 H_2 ガスを導入したことにより、イオンビームから取り除かれた量（中性化されたもの、弾性散乱をうけたもの

$$F_1(\pi) = \frac{I}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [\sigma_{01} + \sigma_{10} e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})}] \quad (2.29)$$

また、 $\sigma_{0s} = \sigma_{1s} \equiv \sigma_s$ とすると、次の様になる。

$$F_0(\pi) = \frac{I \sigma_{10}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [1 - e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})}] e^{-\pi \sigma_s} \quad (2.30)$$

$$F_1(\pi) = \frac{I}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [\sigma_{01} + \sigma_{10} e^{-\pi(\sigma_{01} + \sigma_{10})}] e^{-\pi \sigma_s} \quad (2.31)$$

実際に用いたのは、 H_2 ガスの圧力 $P \sim 10^{-3}$ Torr で、 $P\ell \sim 2.10^{-2}$ Torr·cm である。

3. 較正実験

3.1 較正方法

中性粒子エネルギー分析装置を、プラズマの中性粒子線診断に用いるためには、あらかじめ装置の較正を行なっておく必要がある。すなわち、電荷ストリッピングセルに入射する中性粒子数 J に対し、検出器出力 I_{PM} を、エネルギーの関数として求め、 I_{PM}/J という量を 2 つの因子、すなわち電荷ストリッピングセルのイオン化効率 η およびイオン検出部の増倍率 M_D に分け、それぞれを予測される量と比較、検討する。

M_D は、ファラデーカップに入射するイオン電流に対する光電子増倍管出力 I_{PM} の比として求める。つまり、電荷交換セル、電荷ストリッピングセルともガスを入れないで、イオン源から直接のイオンを用いて求めるわけで、電荷交換反応により中性化されさらに電荷ストリッピング反応によりイオン化されたイオンと、エネルギーおよび方向性がわざかに異なることが、この増倍率 M_D に影響を与えないといふことが仮定されている。

一方 η の求め方には次の二方法が考えられる。

$$a) \quad \eta = \frac{I_{PM}(H_2, \text{on}, N_2)}{I_{PM}(0, \text{off}, 0) - I_{PM}(H_2, \text{off}, 0)}$$

ここで $I_{PM}(H_2, \text{on}, N_2)$ は、 H_2 ガスを適当な圧力に満たし、中性化されなかつた H^+ は、偏向電極で取り除き、中性化された H を N_2 ガスによりイオン化した時の光電子増倍管出力を表わす。 $I_{PM}(0, \text{off}, 0)$ は、イオン源から直接の H^+ に対する光電子増倍管出力。 $I_{PM}(H_2, \text{off}, 0)$ は、 H_2 ガスを導入したとき透過してきたイオンの量に対応する光電子増倍管出力を表わす。従って、 $I_{PM}(0, \text{off}, 0) - I_{PM}(H_2, \text{off}, 0)$ という量は、 H_2 ガスを導入したことにより、イオンビームから取り除かれた量（中性化されたもの、弾性散乱をうけたもの

など)を表わしている。この方法では、分母に M_D が含まれている。

$$b) \quad \eta = \frac{I_{PM}(H_2, on, N_2)}{I_F(H_2, on, 0) \cdot M_D}$$

ここに $I_F(H_2, on, 0)$ は、ファラデーカップで測定した H の量を表わす。

方法 a) の利点は、測定量は I_{PM} だけであるから b) の場合の様な、別の検出器を設けることからくるトラブルがないこと、欠点はガス充填の操作が繁雑であること、中性化の効率が小さい低エネルギーでは、分母の 2 項の差が少くなり、誤差が大きくなる。例えば、中性化の効率を 5 % とすると、 $I_{PM}(H_2, off, 0) = 0.95 \times I_{PM}(0, off, 0)$ だから分母は $0.05 \times I_{PM}(0, off, 0)$ となり、 $I_{PM}(H_2, off, 0)$ の 2 術目、あるいは 3 術目の精度が必要になる。また、弾性散乱を受けたもの、あるいは中性化の際に方向を変え、実際には電荷ストリッピングセルにはいらないものまで、電荷ストリッピングセルに入射すると計算され、これはとくに低エネルギー ($\leq 500 \text{ eV}$) では誤差をもたらす。

一方、方法 b) では、電荷ストリッピングセルに入射する H を直接求めるため、a) の様な誤差がなく、 η のより正確な算出が期待される。欠点としては、1) ビーム自身のエネルギーのひろがりを考慮に入れなければならないこと、即ち、ビームのエネルギーのひろがりが、静電エネルギーアナライザの分解能より決まるエネルギー幅より大きければ、ファラデーカップは、静電エネルギーアナライザを通過する量より大きい値を読むことになり、補正が必要である。2) 電荷ストリッピングセルに入射する量を正確に読むために、ファラデーカップの軸合わせを行なわなければならないこと。3) η と M_D は独立でなく、 M_D を用いて η が算出されるため、得られた結果の解釈に、あいまいさが残る可能性がある。4) 我々の測定時の配位では、 $I_F(H_2, on, 0)$ という値は、低エネルギーでは $\sim 10^{-12} \text{ A}$ となり、イオンポンプからのバックグラウンド電流、あるいは静電誘導による電流、イオン源 RF 発振器からの RF 波による検出器の搅乱などの除去に相当の注意が必要であることがあげられる。

低エネルギーでは a) の欠点は致命的であるので、較正には方法 b) を選んだ。b) の欠点 1) については質量分析器を設けたことにより、ビームのエネルギー幅を、静電エネルギーアナライザの分解能から決まるエネルギー幅より小さくすることができた。2) についてはファラデーカップを電荷ストリッピングセルの後方に置くことにより、4) の静電誘導に関しては、セラミックシール電極を鉄のケースで覆い、ファラデーカップの電源に用いた乾電池も鉄のケース中に納めることにより、また高周波誘導は、イオン源全体を銅板で囲み、発振器やプローブと電源類は、フィルターで中継することにより、それほどんど解決することができた。測定に用いた H の量 J および H^+ の量 I をそれぞれ Table 2, Table 3 に示しておく。

3.2 ファラデーカップによる中性粒子束測定

直接法では、入射水素原子束は、水素原子の金属表面への入射時における二次電子電流を読むことにより、測定した。水素原子による二次電子放出係数 r_n は、水素イオンによる二次電子放出係数 r_i に等しいと仮定し、 r_i は実測した。この仮定については後述する。

製作したファラデーカップを Fig. 8 に示す。ターゲットおよび二次電子捕集電極(コレク

Table 2 η の測定に用いた水素原子束強度 J

E(KeV)	γ_i	J(A)
0.29	0.23	$6.0 \times 10^{-12} \sim 8.4 \times 10^{-12}$
0.42	0.32	$3.5 \times 10^{-12} \sim 3.0 \times 10^{-11}$
0.48	0.35	$5.7 \times 10^{-12} \sim 7.3 \times 10^{-11}$
0.58	0.40	$9.8 \times 10^{-12} \sim 1.3 \times 10^{-10}$
0.69	0.44	$1.2 \times 10^{-11} \sim 2.5 \times 10^{-10}$
0.83	0.50	$1.5 \times 10^{-11} \sim 3.1 \times 10^{-10}$
1.05	0.58	$2.5 \times 10^{-11} \sim 1.2 \times 10^{-9}$
1.25	0.66	$3.8 \times 10^{-11} \sim 2.0 \times 10^{-9}$
4.1	1.2	5.8×10^{-7}

Table 3 M_D の測定に用いた水素イオン束強度 I

E(KeV)	I(A)	E(KeV)	I(A)
0.32	4.6×10^{-11}	1.33	6.6×10^{-10}
0.42	1.8×10^{-10}	1.47	6.9×10^{-10}
0.53	2.4×10^{-10}	1.94	2.2×10^{-9}
0.62	4.0×10^{-10}	3.13	1.1×10^{-9}
0.71	5.3×10^{-10}	4.13	7.7×10^{-10}
0.84	6.4×10^{-10}		
0.93	7.0×10^{-10}		
1.05	6.5×10^{-10}		
1.14	6.2×10^{-10}		
1.22	6.3×10^{-10}		

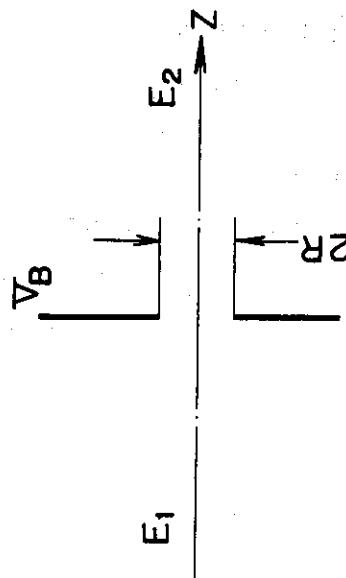


Fig. 9 二つの一様電界 E_1 , E_2 の中間に置かれ, 電位 V_B をもつ電極
保たれた, 半径 R の円孔をもつ電極

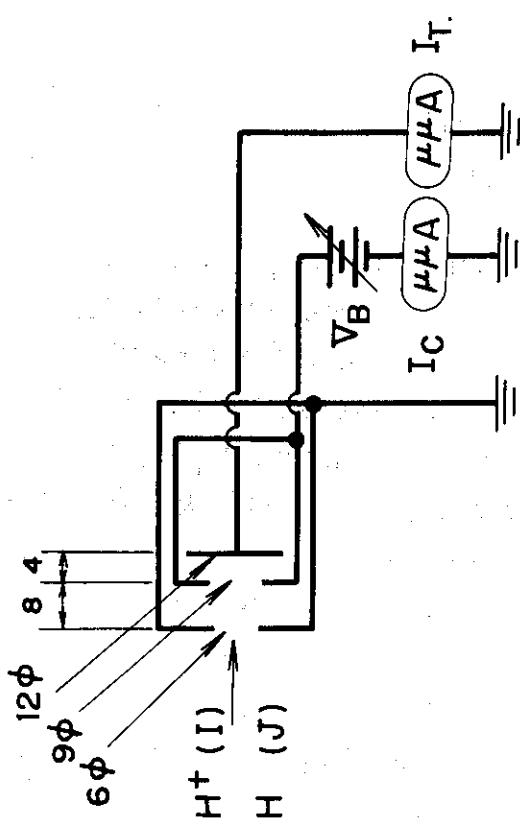


Fig. 8 ファラデーカップ

タ) の支持, 絶縁には BNC コネクタを利用し, さらにこれらをテフロンで絶縁, 支持しながら全体のシールドケースに納めてある。材質は, ターゲットは銅, コレクタ, シールドケースは黄銅を用いている。各電極間の絶縁抵抗は 2000MΩ 以上である。

当初は, 二次現象として電子放出のみを考え, ターゲットから放出される二次電子による電流 $r_n J$ を読むことにより J を算出することが考えられたが, V_B を負にすると, 0 であるはずのターゲット電流 I_T が負の値を示す現象が観測され, 二次現象としてイオン放出を考慮に入れる必要が生じてきた。これは入射水素原子が表面で電離されて反射するものと考えられる。従って水素イオンがそのまま反射する過程も考慮に入れなければならず, r_i 算出にはコレクタに流れる電流 I_C を読むことも必要になった。これらの現象を考慮に入れたとき, ターゲット電流 I_T , コレクタ電流 I_C は次の様に表せる。

1. 水素原子入射 $V_B > 0$ のとき

$$I_T(H, +) = r_n J \quad (3.1)$$

$$I_C(H, +) = -r_n J + Q_+ \quad (3.2)$$

2. 水素原子入射 $V_B < 0$ のとき

$$I_T(H, -) = -K_n J - r_i^- K_n J \quad (3.3)$$

$$I_C(H, -) = K_n J + r_i^- K_n J + Q_- \quad (3.4)$$

3. 水素イオン入射 $V_B > 0$ のとき

$$I_T(H^+, +) = I + r_i I \quad (3.5)$$

$$I_C(H^+, +) = -r_i I + Q_+ \quad (3.6)$$

4. 水素イオン入射 $V_B < 0$ のとき

$$I_T(H^+, -) = I - K_i I - r_i^- K_i I \quad (3.7)$$

$$I_C(H^+, -) = K_i I + r_i^- K_i I + Q_- \quad (3.8)$$

ここに I , J はそれぞれ, 入射する H^+ , H の量, r_p , r_n は, H^+ , H による二次電子放出係数 K_i は H^+ の反射係数, K_n は H が H^+ となって反射される確率, Q_+ , Q_- は V_B による漏洩電流であり, (3.3), (3.4)における右辺第2項は, 二次イオン H^+ が, コレクタに入射し, コレクタが三次電子を放出することを表し, その確率としては, H^+ が一次粒子 H とはエネルギーが異なっているという意味で r_i^- とした。また 1, 3 では V_B は, 二次イオンをターゲットにはね返し, すべての二次電子をコレクタに集めるのに十分の大きさであると仮定した。2, 4 では, その逆を仮定した。また, スパッタリングによる正負イオンの放出は, 小さいとして無視したが, 上述の式中では, 負イオンは r_i に, 正イオンは K に含まれていると考えてさしつかえない。

(3.7) と (3.8) あるいは (3.5) と (3.6) より I を求めることができ, (3.5) あるいは (3.6) より r_i を求めることができる。従って $r_i = r_n$ を仮定すれば, (3.1) あるいは (3.2) より J の値が求まる。

V_B の値は, ほぼ飽和値に達する -25V および +150V を用いた。

ここで, 我々のファラデーカップのコレクタの中心における電位がどの位の値になっているかを考察してみる。

Fig. 9 の様な配位で、電極が電位 V_B に保たれているとき、中心線上における電位 $\phi(z)$ は次の様に表される。⁶⁾

$$\begin{aligned} \phi(z) = V_B - \frac{E_1 + E_2}{2} \cdot z + \\ + \frac{E_1 - E_2}{\pi} \cdot \left(z \cdot \tan^{-1} \frac{z}{R} + R \right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$E_1 = - \left. \frac{\partial \phi(z)}{\partial z} \right|_{Z=-\infty} \quad (3.10)$$

$$E_2 = - \left. \frac{\partial \phi(z)}{\partial z} \right|_{Z=+\infty} \quad (3.11)$$

R は電極の円孔の半径であり、 Z 方向の原点を円孔の中心にとっている。

$Z = 0$ では (3.9) は次の様になる。

$$\phi(0) = V_B + \frac{R}{\pi} (E_1 - E_2) \quad (3.12)$$

ここで、 $R = 4.5 \text{ mm}$, $E_1 = -\phi(0)/8 \text{ mm}$, $E_2 = -\phi(0)/4 \text{ mm}$ とすると、

$$\phi(0) = \frac{V_B}{1.54} \quad (3.13)$$

となり、コレクタの円孔の中心における電位は、コレクタ電位のほぼ $2/3$ 倍となる。

$V_B = -25 \text{ V}$ では、この値は -16 V となり、二次電子は大部分 10 eV 以下であるからこの電位障壁をのりこえられず、フェラデーカップ外に逃げ出す二次電子はほとんどないと考えてよい。

リード線の取り出しあは、セラミックシールをした電極を用い、静電誘導を避けるためこれを鉄のケースで覆った。 V_B の電源は乾電池を用い、これもまた鉄のケースに納められている。電流の検出には JAERI-Model 162 $\mu\mu$ アンメータを用いた。

3.3 調正実験の経過

7月上旬調正実験を開始した。以下その経過の要點をまとめておく。

3.3.1 イオンビーム強度変動の原因の追求

較正に用いる ORTEC 320 RF イオン源の過去における質量分析試験では H^+ が大半であったので、質量分析を行なわずに用いることにした。しかし、ビーム強度の変動が激しく、

特にプローブ電圧 $V_p = 300 \sim 600$ V の領域においては、100~200% の変動が見られた。特徴として、電荷交換セルにガスを満たすと透過してくるイオンビームが、かなり安定化されるという事実があったので、変動の原因は a) イオン源あるいは b) イオン源から検出器までの、ビーム通路付近の導電性不良にあると考えられた。

そこで電荷交換セルを取り外し、偏向電極の後方にファラデーカップを置き変動を調べたところ、かなり安定化され、また電荷交換セルの入口スリット S_3 に、ビームによって焼けた跡が見い出されたので、原因は b) であると思われたが、スリットを洗浄した後、再び電荷交換セルを導入してみるとやはり変動が現われた。電荷交換セルを取り外した測定では、直径 8 mm の断面にわたる平均値を測定したことになっていたので、ビームの断面内で強度の強い部分が時間的に変動し、ビームの中心と、スリット系の中心軸との関連で変動が起こるのではないかと考え、次にビームの断面内の分布をファラデーカップおよび螢光スクリーン（硫化亜鉛）を用いて測定した。結果はやはり、断面内に変動の大きい所が存在し、それがエネルギーにより変化していることがわかった。また、螢光スクリーンでの観測では、AINツェルレンズの収束電圧 V_F の増加（-10~-20 kV）とともに、極端に明るくなることから、電子ビームの存在が明らかになり、 V_F はあまり大きくできないことがわかった。この電子は、AINツェルレンズの中央電極からの二次電子であると考えられる。電子ビームの発生に伴ない、保健物理安全管理部により X 線のモニターが行なわれたが、プラスチックの窓を除いて、線量は十分に安全であった。

次に、1 keV 以上のエネルギーのビームでは、変動が少ないと注目して、 $V_p > 1$ kV で引き出し、その後減速して目的のエネルギーを得る方法を実施した。試みた結線は Fig. 10 の様なものである。a) ではカナールとAINツェルレンズ第一電極の間で減速が実現され、b) では第一電極と中央電極の間で減速される。しかし、変動は止まらなかった。

またファラデーカップに流れる電流の値は V_B の増加とともに単調な飽和特性を示さず、エネルギーの異なる粒子の入射が暗示された。さらに電荷交換セル内の水素ガスの増加により中性粒子が増加せず、むしろ減少するという現象が観測され、イオン源から直接中性粒子が出ていることが暗示された。

そこで、新しいイオン源ボトル（320）が納入されたので、8月下旬これを交換することに決定し、9月上旬取り付けと特性試験が行なわれ、変動に関しては良好な結果が得られた。新 320 ボトルのビームの断面内の分布を Fig. 11 に示した。ここで V_F は、中央で最大のビーム量を与える様な収束電圧であり、測定位置は、イオン源より約 70 cm である。エネルギーの減少とともに、ビーム量の減少、分布の広がりが見られる。

3.3.2 質量分析

新 320 ボトルでもやはり、直接放出される中性粒子がイオンとほぼ同量存在した。このエネルギー分析を静電エネルギーアナライザで行なったところ、ピークのエネルギーは、イオンより 10% 程度低く、半値幅は 5% 程度、イオンビームの半値幅より大きいことがわかった。これは、イオンが引き出される途中、シースの中で残留ガスと電荷交換を行ない、そのエネルギーは電荷交換を行なう位置によって決定されるため、イオンより半値幅が大きく、ピークのエネル

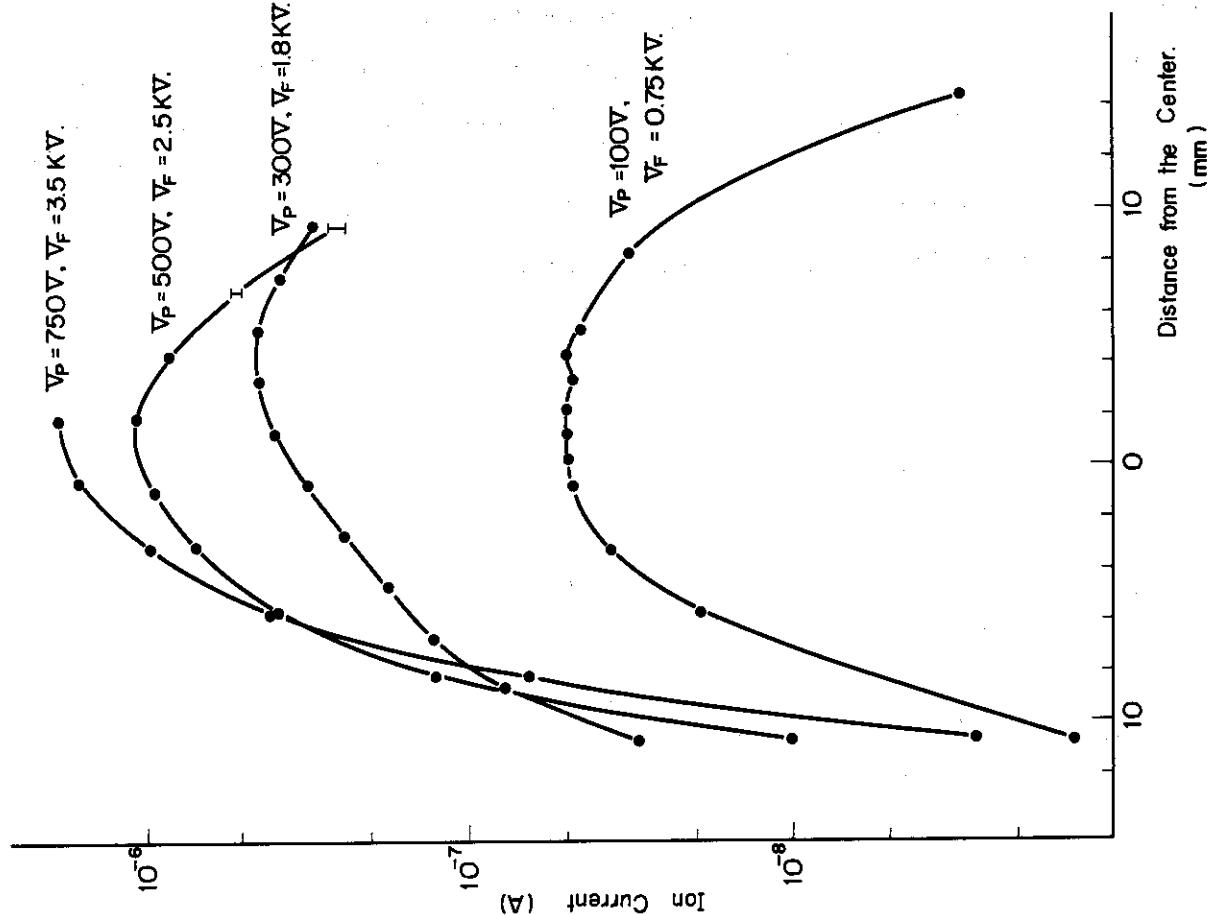


Fig. 11 イオンビームの電流密度分布

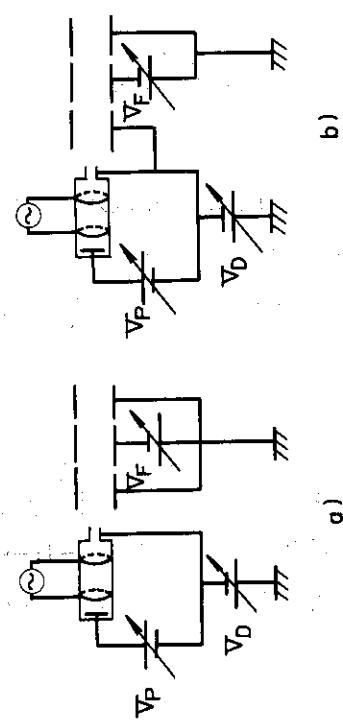


Fig. 10 減速のための結線

ギが低くすれているものと考えられる。

イオン源のガス圧を減少してもこの中性粒子は完全には消滅しなかった。水素ガスの電荷交換断面積が H^+ に対するより、 H_2^+ に対するものの方が大きく特に200 eV では約1桁も違うことから、この中性粒子は H_2 もかなり含んでいることが考えられ、これを較正実験に用いることはできない。そこでイオンの質量分析と同時に中性粒子をも除去できる60°偏向型質量分析器を設置することになった。

これを用いて質量分析を行なった結果を Fig. 12 に示す。

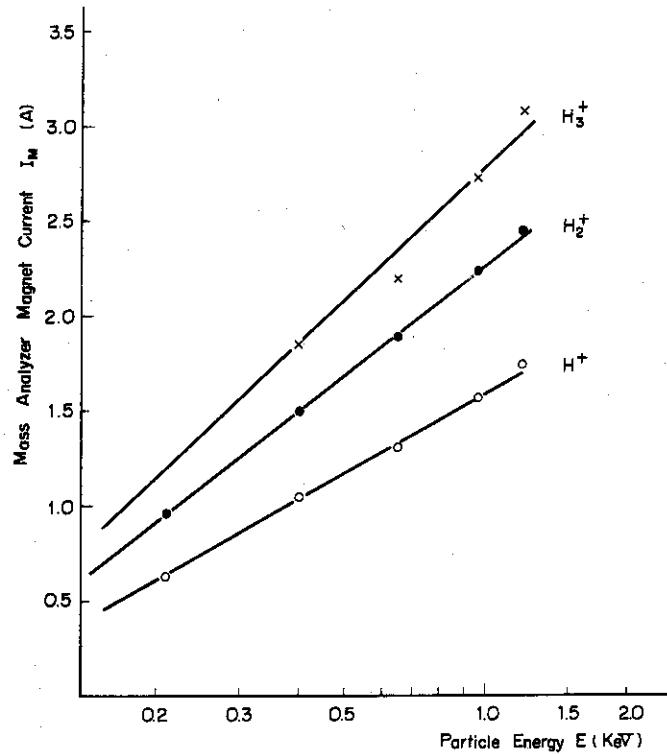


Fig. 12 イオンビームの質量分析

縦軸は電磁石に流す電流で、作られる磁場に比例し、156 Gauss/A である。それぞれのビーム量は、1 keV では H^+ : 1, H_2^+ : 1, H_3^+ : 0.1 の割合で、エネルギーの減少に伴ない、 H_3^+ , H_2^+ の割合が増加した。この外にも H_2^+ が途中で分解してできたと見られる。エネルギーが約半分の H^+ に相当するピークなども観測された。

得られた H^+ ビームのエネルギー幅 ΔE_B を静電エネルギーアナライザにより測定したところ、静電エネルギーアナライザの分解能より定まるエネルギー幅 ΔE_{ESA} より大きくならず、これは $\Delta E_B \leq \Delta E_{ESA}$ を意味し、較正に用いる单一エネルギーのビームと見なすことができる。また同様のことが、電荷交換セル、電荷ストリッピングセルを通って $H^+ \rightarrow H \rightarrow H^+$ の変換をうけてきた粒子に対しても行なわれ、同じ結果を得た。また上の反応の際、エネルギーの変化もうけていないことが確かめられた。

3.3.3 イオン検出部における変動

イオンビームを、静電エネルギーアナライザ、二次電子放出電極、シンチレーションカウンタよりなるイオン検出系により測定はじめたところ、再び出力電流の変動がみられた。しかし中性粒子を電荷ストリッピングセルに通し、イオン化したものについては変動はみられなかつた。また今度は、ファラデーカップでは変動がないことから原因は二次電子放出電極、シンチレーションカウンタ系にあると考え、二次電子放出電極を取りはずしたところ、イオンの衝撃による変色および電気伝導不良の膜が部分的に生じていることがわかつた。

これを新しいものに取り替えた後、数時間使用すると変動はみられなくなつた。従つて、中性粒子をイオン化したものについては変動がみられなかつたといひ上述の事実は、中性化あるいはイオン化の際に、方向がわずかに変わることによつて、二次電子放出電極上へのイオンの収束性が鈍くなり、局所的な電気伝導不良の影響を受けにくいくらいと考えねばならない。

3.3.4 M_D の V_F に対する依存性

以上の様に、安定性のよい、單一種のほぼ単一エネルギーとみなせるビームが得られたので、 M_D の測定を始めた。このときファラデーカップの位置は、電荷ストリッピングセルの直前であり、Fig. 1 に描いた位置は、その後、真空容器の上ぶたを改造して設置しなおした位置である。また S_6 は $4 \text{ mm } \phi \times 2 \text{ mm}$ 、 S_8 は $6 \text{ mm } \times 16 \text{ mm } \times 2 \text{ mm}$ であった。

得られた M_D の値は、アインツェルレンズ収束電圧 V_F に大きく依存した。(Fig. 13 b)

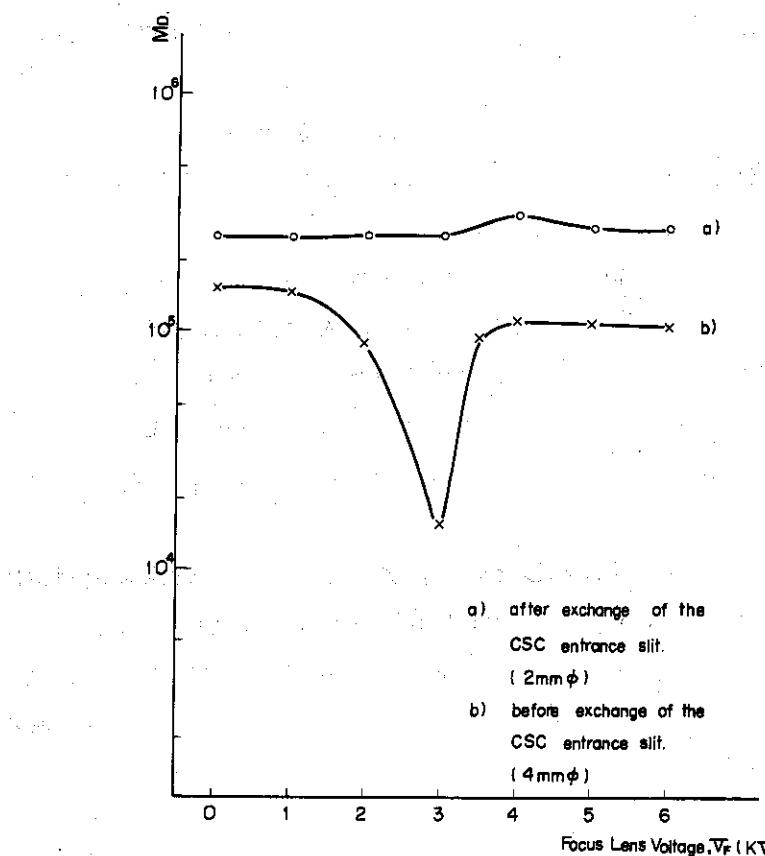


Fig. 13 M_D の V_F への依存性

またこの位置で、ファラデーカップを上下に移動、あるいは磁石を外部から近づけることによりビームの最大値を与える位置を求めたところ、 V_F の値により $\pm 5 \text{ mm}$ 程度移動することがわかった。そこで、ビームがいかなる角度で電荷ストリッピングセルに入射しようとも、途中のスリットでさえきられることなく必ず二次電子放出電極に到達する様、スリット系の改造を行ない、同時に電荷ストリッピングセルを出たビーム量を正確に測定できる様、ファラデーカップを電荷ストリッピングセルと静電エネルギー analyzer の間に設置し、入口面積は S_7 より大きい様 $6 \text{ mm} \phi$ とした。改造したスリットは S_6 と S_8 で、それぞれ $2 \text{ mm} \phi \times 2 \text{ mm}$, $4 \text{ mm} \times 16 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ とした。この状態では、 S_3 と S_6 がビームの入射角度を制限するスリットになり、最大入射角度は 2.2° である。この改造後の M_D を Fig. 13-a に示した。 V_F に対する依存性はほぼなくなっている。

3.4 較正結果およびその考察

以上の様な結果をたどり、較正実験が行なわれた。その結果を Fig. 14 (r_i), Fig. 15 (M_D), Fig. 16 (η) に示す。 r_i は C. F. Barnett, J. A. Ray⁷⁾ のものと同傾向を示し、値は約 40 % 低い。こういう二次現象はターゲットの表面の状態、温度、周囲のガスの組成、ガス圧などにかなり敏感に影響を受ける。我々の場合、ターゲットの銅は、アルコール洗浄を行なったのみで、温度は常温、ガス圧は $\sim 10^{-5} \text{ Torr}$ であった。またガスの組成として考えられるのは、テフロン蒸気 ($-CF_2=CF_2-$)_n、ネオブレン蒸気 ($-CH_2-C(CH_3)=CH-CH_2-$)_n、 H_2 、 N_2 、 O_2 、 CO_2 、 H_2O などで、これらおよびこれらの化合物がターゲット表面に吸着していると思われる。

ここで $r_i = r_n$ という仮定について考察してみる。二次電子放出の機構としては、大別してポテンシャル放出と力学的放出に分けられる。前者では、二次電子放出のエネルギー源は、金属中の電子の入射イオンのクーロン場中でのポテンシャルエネルギーであり、放出率は、エネルギーの減少に従い、増加の傾向を示すと予想される。また入射粒子が中性の場合は、この過程はおこらない。⁸⁾ 一方後者では、二次電子放出のエネルギー源は、入射粒子の運動エネルギーであり、放出率は入射粒子の電荷に依存しない。⁹⁾ そこで我々の得た r_i を検討してみる。(100 eV で 0.08, 200 eV で 0.16) 低エネルギーに外挿すると、ほぼ数 10 eV で r_i が 0 になる。これは力学的放出の特徴で、ポテンシャル放出は無視し得る。従って $r_i = r_n$ の仮定が正当化される。

M_D はエネルギーに比較的依存する。図に示したのは、光電子増倍管の陰極陽極間電圧 $V_H = 800 \text{ V}$ であるから Fig. 6 を用いて $V_H = 1500 \text{ V}$ に変換すると、値としてはほぼ $1 \times 10^7 \sim 3 \times 10^7$ である。入射粒子エネルギー $E = 4.1 \text{ keV}$ で急速に落ちているのは、このエネルギーでイオンビームの収束位置、二次電子の収束位置が中心より大きくなれるためであろう。また、 $E = 0.7 \text{ keV}$ から 2 keV の間で下がっているのは、この付近での二次電子放出電極の表面状態、あるいはシンチレータの感度、光の捕集効率、シンチレータ表面に蒸着した Al の厚さなどが変わっているためと思われる。エネルギー一定で、二次電子放出電極に加える電圧 V_{SE} を変えた Fig. 5 でもこれは現れており、 $E = 1100 \text{ eV}$ のとき、 $V_{SE} = 11 \text{ kV}$ 以上で

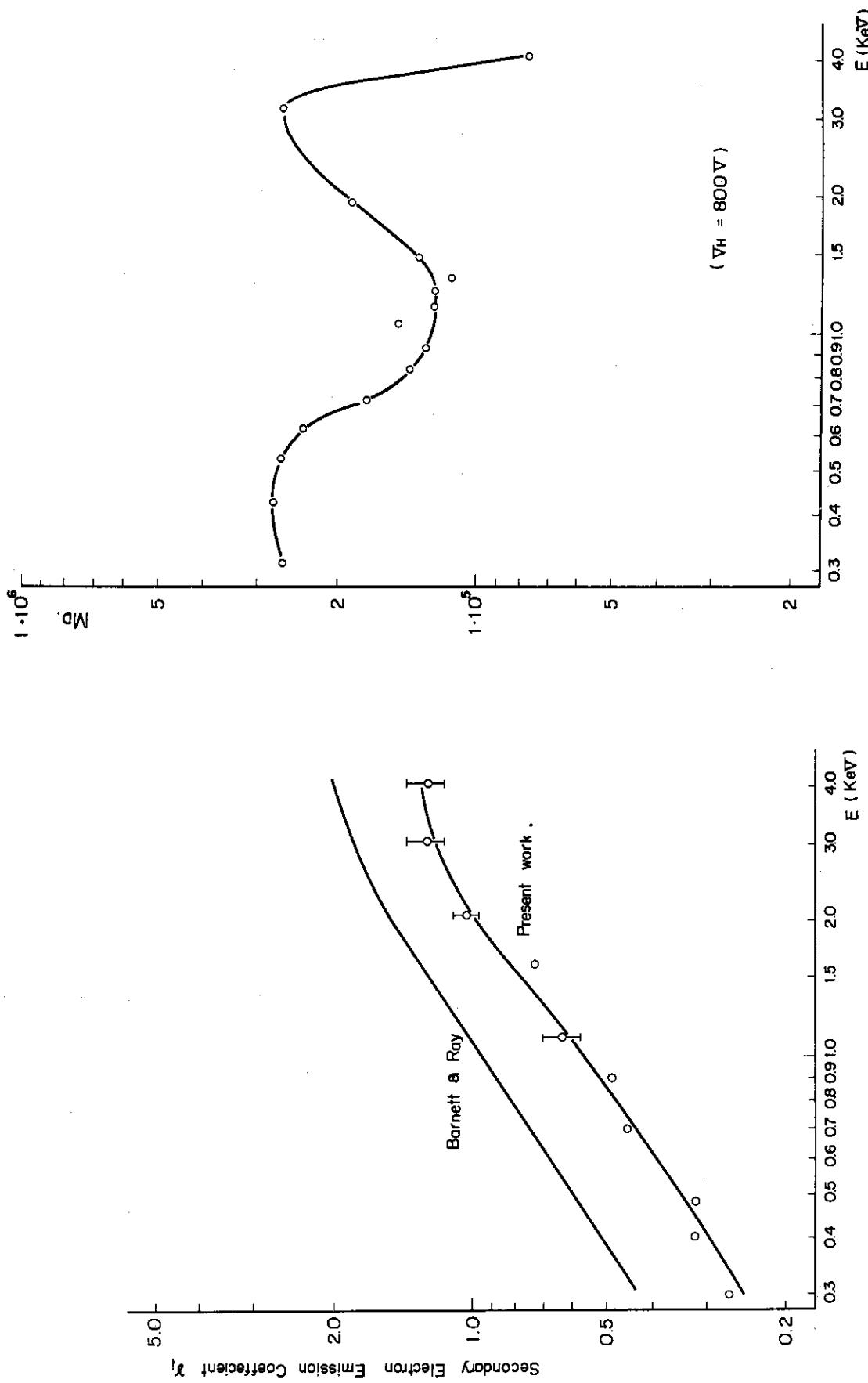
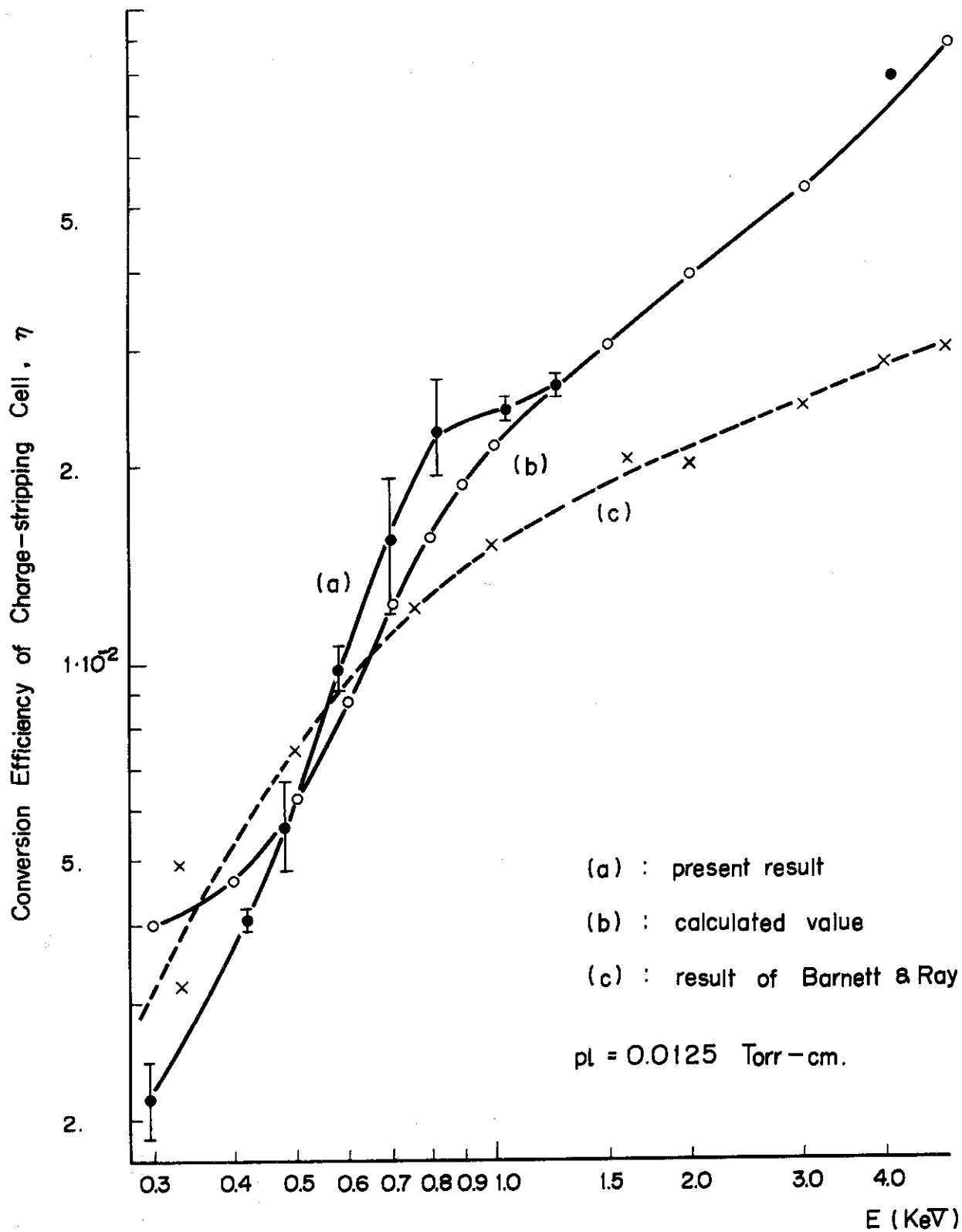


Fig. 14 プロトンの銅表面への 90° 入射における二次電子放出係数 r_i

Fig. 15 イオン検出部の電流増倍係数 M_D

Fig. 16 電荷ストリッピングセルのイオン化効率 η

異常がみられる。これらから推定すると、二次電子放出電極の中心から、静電エネルギーアナライザ側へ、数mmの付近に、 M_D が下がる部分があると思われる。

η は、断面積の値を用いて散乱を無視した(2.10)式より計算した値に、低エネルギー($E < 400 \text{ eV}$)を除いてほぼ一致している。300eVでは、計算値の約1/2となっているが、この付近では、電荷交換の際の方向変化、弾性散乱などが大きくなってくるためであろう。また、電荷ストリッピング断面積の値も、グラフから読みとったもので、あまり信用できるものではない。なお、C. F. Barnett, J. A. Ray⁷⁾ の測定結果も同図に示したが、1keV以上でかなり低い値になっている。

4. おわりに

中性粒子による二次電子放出を利用した較正方法で、満足すべき較正結果を得、プラズマのイオン温度測定用の中性粒子分析装置として完成した。

電荷ストリッピングセルのイオン化効率 η の値は、低エネルギー($\sim 300 \text{ eV}$)を除いて、断面積の値を用いた計算値とよく一致し、断面積の値を用いての電荷ストリッピングセルの設計、使用が可能であることが示された。

謝 詞

粒子線診断についての御経験をお教えいただくとともに、今回の較正実験の結果について有意義な御意見をお聞かせ下さった東京大学工学部井上信幸博士、プラズマ研究所野田信明氏に感謝します。また研究の遂行に対し、御協力を頂いた、京都大学工学部西原宏教授に感謝します。

文 献

- 1) 高橋興起、矢野淑郎：JAERI-memo 4222(1970)（未公開）
- 2) 矢野淑郎、平本立躬、高橋興起：JAERI-M 4734(1972)
- 3) N. R. Daly: Rev. Scient. Instrum. 31. 264. (1960)
- 4) S. K. Allison: Rev. Mod. Phys. 30. 1137. (1958)
- 5) K. Morita, H. Akimune, T. Saita: Japanese J. Appl. Phys. 5. 511. (1966)
- 6) A. B. El-Kareh, J. C. J. El-Kareh: "Electron Beams, Lenses and Optics. Vol. 1" Academic Press. (1970)
- 7) C. F. Barnett, J. A. Ray: Nuclear Fusion. 12. 65. (1972)
- 8) P. F. Little: in "Handbuch der Physik. XXI" Springer-Verlag. (1956)
- 9) U. A. Arifov: "Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface." Consultants Bureau. (1969)

異常がみられる。これらから推定すると、二次電子放出電極の中心から、静電エネルギーアナライザ側へ、数mmの付近に、 M_D が下がる部分があると思われる。

これは、断面積の値を用いて散乱を無視した(2.10)式より計算した値に、低エネルギー($E < 400 \text{ eV}$)を除いてほぼ一致している。300eVでは、計算値の約1/2となっているが、この付近では、電荷交換の際の方向変化、弾性散乱などが大きくなってくるためであろう。また、電荷ストリッピング断面積の値も、グラフから読みとったもので、あまり信用できるものではない。なお、C. F. Barnett, J. A. Ray⁷⁾の測定結果も同図に示したが、1keV以上でかなり低い値になっている。

4. おわりに

中性粒子による二次電子放出を利用した較正方法で、満足すべき較正結果を得、プラズマのイオン温度測定用の中性粒子分析装置として完成した。

電荷ストリッピングセルのイオン化効率 η の値は、低エネルギー($\sim 300 \text{ eV}$)を除いて、断面積の値を用いた計算値とよく一致し、断面積の値を用いての電荷ストリッピングセルの設計、使用が可能であることが示された。

謝 辞

粒子線診断についての御経験をお教えいただくとともに、今回の較正実験の結果について有意義な御意見をお聞かせ下さった東京大学工学部井上信幸博士、プラズマ研究所野田信明氏に感謝します。また研究の遂行に対し、御協力を頂いた、京都大学工学部西原宏教授に感謝します。

文 献

- 1) 高橋興起、矢野淑郎：JAERI-memo 4222(1970)（未公開）
- 2) 矢野淑郎、平本立躬、高橋興起：JAERI-M 4734(1972)
- 3) N. R. Daly: Rev. Scient. Instrum. 31. 264. (1960)
- 4) S. K. Allison: Rev. Mod. Phys. 30. 1137. (1958)
- 5) K. Morita, H. Akimune, T. Saita: Japanese J. Appl. Phys. 5. 511. (1966)
- 6) A. B. El-Kareh, J. C. J. El-Kareh: "Electron Beams, Lenses and Optics. Vol. 1" Academic Press. (1970)
- 7) C. F. Barnett, J. A. Ray: Nuclear Fusion. 12. 65. (1972)
- 8) P. F. Little: in "Handbuch der Physik. XXI" Springer-Verlag. (1956)
- 9) U. A. Arifov: "Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface." Consultants Bureau. (1969)

異常がみられる。これらから推定すると、二次電子放出電極の中心から、静電エネルギー analyzer 側へ、数 mm の付近に、 M_D が下がる部分があると思われる。

η は、断面積の値を用いて散乱を無視した(2.10)式より計算した値に、低エネルギー($E < 400 \text{ eV}$)を除いてほぼ一致している。300 eVでは、計算値の約 $1/2$ となっているが、この付近では、電荷交換の際の方向変化、弹性散乱などが大きくなってくるためであろう。また、電荷ストリッピング断面積の値も、グラフから読みとったもので、あまり信用できるものではない。なお、C. F. Barnett, J. A. Ray⁷⁾ の測定結果も同図に示したが、1 keV以上でかなり低い値になっている。

4. おわりに

中性粒子による二次電子放出を利用した較正方法で、満足すべき較正結果を得、プラズマのイオン温度測定用の中性粒子分析装置として完成した。

電荷ストリッピングセルのイオン化効率 η の値は、低エネルギー($\sim 300 \text{ eV}$)を除いて、断面積の値を用いた計算値とよく一致し、断面積の値を用いての電荷ストリッピングセルの設計、使用が可能であることが示された。

謝 詞

粒子線診断についての御経験をお教いいただくとともに、今回の較正実験の結果について有意義な御意見をお聞かせ下さった東京大学工学部井上信幸博士、プラズマ研究所野田信明氏に感謝します。また研究の遂行に対し、御協力を頂いた、京都大学工学部西原宏教授に感謝します。

文 献

- 1) 高橋興起、矢野淑郎：JAERI-memo 4222(1970)（未公開）
- 2) 矢野淑郎、平本立躬、高橋興起：JAERI-M 4734(1972)
- 3) N. R. Daly: Rev. Scient. Instrum. 31. 264. (1960)
- 4) S. K. Allison: Rev. Mod. Phys. 30. 1137. (1958)
- 5) K. Morita, H. Akimune, T. Saita: Japanese J. Appl. Phys. 5. 511. (1966)
- 6) A. B. El-Kareh, J. C. J. El-Kareh: "Electron Beams, Lenses and Optics. Vol. 1" Academic Press. (1970)
- 7) C. F. Barnett, J. A. Ray: Nuclear Fusion. 12. 65. (1972)
- 8) P. F. Little: in "Handbuch der Physik. XXI" Springer-Verlag. (1956)
- 9) U. A. Arifov: "Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface." Consultants Bureau. (1969)

異常がみられる。これらから推定すると、二次電子放出電極の中心から、静電エネルギー analyzer 側へ、数 mm の付近に、 M_D が下がる部分があると思われる。

η は、断面積の値を用いて散乱を無視した(2.10)式より計算した値に、低エネルギー($E < 400 \text{ eV}$)を除いてほぼ一致している。300 eVでは、計算値の約 $1/2$ となっているが、この付近では、電荷交換の際の方向変化、弾性散乱などが大きくなってくるためであろう。また、電荷ストリッピング断面積の値も、グラフから読みとったもので、あまり信用できるものではない。なお、C. F. Barnett, J. A. Ray⁷⁾ の測定結果も同図に示したが、1 keV以上でかなり低い値になっている。

4. おわりに

中性粒子による二次電子放出を利用した較正方法で、満足すべき較正結果を得、プラズマのイオン温度測定用の中性粒子分析装置として完成した。

電荷ストリッピングセルのイオン化効率 η の値は、低エネルギー($\sim 300 \text{ eV}$)を除いて、断面積の値を用いた計算値とよく一致し、断面積の値を用いての電荷ストリッピングセルの設計、使用が可能であることが示された。

謝 詞

粒子線診断についての御経験をお教いいただくとともに、今回の較正実験の結果について有意義な御意見をお聞かせ下さった東京大学工学部井上信幸博士、プラズマ研究所野田信明氏に感謝します。また研究の遂行に対し、御協力を頂いた、京都大学工学部西原宏教授に感謝します。

文 献

- 1) 高橋興起、矢野淑郎：JAERI-memo 4222(1970)（未公開）
- 2) 矢野淑郎、平本立躬、高橋興起：JAERI-M 4734(1972)
- 3) N. R. Daly: Rev. Scient. Instrum. 31. 264. (1960)
- 4) S. K. Allison: Rev. Mod. Phys. 30. 1137. (1958)
- 5) K. Morita, H. Akimune, T. Suita: Japanese J. Appl. Phys. 5. 511. (1966)
- 6) A. B. El-Kareh, J. C. J. El-Kareh: "Electron Beams, Lenses and Optics. Vol. 1" Academic Press. (1970)
- 7) C. F. Barnett, J. A. Ray: Nuclear Fusion. 12. 65. (1972)
- 8) P. F. Little: in "Handbuch der Physik. XXI" Springer-Verlag. (1956)
- 9) U. A. Arifov: "Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface." Consultants Bureau. (1969)

- 10) 高橋興起, 平本立躬, 矢野淑郎: “JFT-2におけるイオン温度測定Ⅱ, keV領域での粒子エネルギー分析装置の較正” JAERI-M 投稿中。