プラズマイオン分析器の開発

菅井秀郎, 小島啓明, 森 直生, 豊田浩孝, 奥田孝美

(名古屋大学工学部)

(1984年2月23日受理)

Development of a Plasma Ion Analyzer

Hideo Sugai, Hiroaki Kojima, Tadao Mori,

Hiroataka Toyoda and Takayoshi Okuda

(Received February 23, 1984)

Abstract

A Plasma ion analyzer for measuring mass, density and temperature of ions in a multi-ion species plasma has been developed. The analyzer is a simple and compact mass spectrometer where the magnetic field confining a plasma is used directly for the 180° magnetic deflection of accelerated ions. The numerical simulations of the analyzer characteristics provide the useful guiding principles for the data analysis as well as the optimum analyzer design. The test measurements of a two-ion species plasma has been made, and the results are in good agreement with the theoretical predictions and the spectroscopic measurements.

§1 まえがき

一種類だけのイオンと電子から成るプラズマは、理論上は考えられても現実には、その生成過程において不純物イオンが混入するので存在しえない。現実のプラズマは一般に多種類のイオンから成り立っており、それぞれのイオン種の密度や温度が本質的に重要なパラメータになる場合がしばしばある。たとえ微量であっても核融合反応に決定的な影響をもたらすので、不純物イオンの種類・密度・空間分布などを知ることは必要不可欠になっている。また、イオン・イオン ハイブリット共鳴を利用するRF加熱においては少数イオンの混合比が鍵であり、NBI加熱用のイオン源においてはプロトン

Faculty of Engineering, Nagoya University

の比率を極力高めることが重要な課題になっている。一方、半導体のプラズマプロセスにおいては、各種の分子イオンを定量的に測定することが必要になっている。

このようなプラズマ中の各種イオンの分析法としては、可視光や真空紫外光を利用する分光法やレーザー共鳴散乱法が用いられている。しかし何れの方法も大がかりな装置であり、ラングミュアプローブのように手軽に使用するわけにはいかない。そこで我々は、もっと小型で簡便なプラズマのイオン種の分析器（プラズマイオン分析器）の開発を行った。

プラズマイオン分析器は、質量の違いによるラーモア半径の差を利用し各種イオンを分離して、その質量・密度・温度およびプラズマ電位を測定するもので、原理的には磁場偏向型の質量分析器の範ちゅうに入る。プラズマ中のイオンをこの原理で分析する試みは古くからなされてきた^{1,2)}。しかし、測定されるイオン電流からプラズマのイオン組成を逆算するには幾つかの難問があり成功していない。そこで我々は、まず第一にその逆算の方法を確立するために、分析器の特性を一般化して数値シミュレーションを行った。この結果は一方において、小型・高分解能・高感度分析器の最適設計への指針を与える。第二に空間電荷効果による密度の測定限界を明確にした。第三に、試作した分析器による測定結果を分光法による結果と比較して、その信頼性をチェックした。

これらの結果から、プラズマイオン分析器は小型で使いやすく、時間・空間分解能を備えた実用的計測手段としての展望が開けた。今後、プラズマ物理の基礎実験やプラズマ・壁相互作用における境界プラズマの診断、或は半導体のプラズマプロセスにおける診断など広い分野への応用が期待される。以下の各節において、初めに分析器の理論的検討を述べ、次に実験的検討を述べる。

§2. プラズマイオン分析器の原理と構造

プラズマイオン分析器は、プラズマ閉じ込め用の磁場をそのまま利用する磁場偏向型の質量分析器である（磁場のないプラズマまたは磁場が弱くて質量分解能を上げられない場合は、永久磁石などにより測定用磁場を印加する）。

図1(a)は、磁化プラズマ中に浸された分析器の原理図を示す。構造は簡単であり、スリットの切った

図1. プラズマイオン分析器の原理的な構造 (a) と分析特性 (b).

ある入射電極 G_1 , 加速電極 G_2 及びコレクタ電極 C から成る。 G_1 の電位 (V_1) をプラズマ電位 (V_p) に保ち, G_2 の電位 ($-V_2$) と C の電位 ($-V_c$) をそれより低くバイアスする。電子は, G_2 の負電位のため及びラーモア半径が小さいために G_1 , G_2 を通過できない。熱運動によって G_1 のスリットから入ったイオンは, G_2 の負電位により一様磁場 B に垂直に加速される。 G_2 のスリットを通過したイオンは, 無電界領域をラーモア半径の円軌道を描き, コレクタ位置に合うとき電流として観測される。コレクタ位置を固定して G_2 の加速電位 ($-V_2$) を変化すると, 図1 (b) のように質量で決まるある電圧の時にコレクタ電流のピークが出現する。

G_2 のスリットとコレクタの距離を d とし, イオンの入射速度を無視すれば, コレクタ電流のピークを与える正味の加速電圧 $V_0 (= V_p + V_2)$ は, 簡単なラーモア半径の計算から

$$V_0 = q B^2 d^2 / 8 m_i \quad (1)$$

で与えられる。ただし $q = Ze$, m_i はイオンの電荷と質量であり, B は磁束密度である。実際に分析器を設計する時の便宜のために, 数値式で示すと,

$$V_0 = 1.20 \times 10^{-5} Z d^2 B^2 / \mu \quad (1)'$$

となる。ここに, $\mu = m_i / m_p$ (m_p は陽子質量) は質量数, d は cm , B はガウス, V_0 はボルト単位で与えている。

何種類かの未知のイオンが混在する時, 図1 (b) の分析特性は幾つかのピークを示す。そのピーク電圧と (1) 式から質量が求まり, ピークの高さからプラズマ中のイオン密度を, ピークの広がり具合からイオン温度を推定することが原理的に可能である。また, 入射電極 G_1 のバイアスを変えて特性をとると, プラズマ電位を越える所から急激にイオン電流が減る。このことを逆に利用すれば, プラズマ電位を測定することができる。

なお, 実用的には図1のような二重構造の箱型である必要はない。むしろ, プラズマ電位に近い大きな電極 G_1 をプラズマ中にむき出しにするのは, プラズマを乱すので好ましくない。後に4-1節で述べるように, G_2 のスリット前面に最小限の大きさの G_1 をセットするにとどめ, 残りの G_2 全体を絶縁物でコーティングするか, 浮動電位の導体箱で覆う。一方, 原理図はコレクタを入射スリットから 180° 回転した位置にしているが, 小型にするには 90° ぐらいの方が良いと思われる。しかし §4-1 で述べるように, 90° にすると質量分解能が極端に悪くなる。 180° の時は自己収束効果があり, 図1 (b) の分析特性が最も鋭いピークとなって現われる。

§ 3. 分析器の特性の解析

§ 3-1 数値シミュレーションの方法

磁場 B の方向に無限の長さをもつ理想的なプラズマイオン分析器を考え、 B に垂直な 2 次元の問題に帰着してその特性を調べてみよう。図 2 のように磁場方向を z 軸として、座標 (x, y) の原点を入射電極 G_1 のスリットの中心に選ぶ。加速電極 G_2 のスリットの中心は座標 $(\ell, 0)$ にあり、コレクタ電極は $(\ell, -d)$ にある。 G_1, G_2 のスリット幅とコレクタ幅はいずれも等しく a とする。 G_1 の電位はプラズマ電位に等しく ($V_1 = V_p = 0$)、 G_2 と C の電位は $-V_a$ であるとする。この時間問題を 3 つの領域に分けて考える。すなわちプラズマ領域 ($x < 0$)、一様電場 $E = V_a / \ell$ が存在する加速領域 ($0 \leq x < \ell$)、および電場のないラーモア運動領域 ($x \geq \ell$) に分ける。

図 2. 入射電極 G_1 加速電極 G_2 のスリットと座標系。

プラズマ領域から加速領域へ単一種類の正イオンが、温度 T_i をもつマックスウェル分布のランダムな速度 (v_{x1}, v_{y1}) でランダムな位置から入射する場合を考える。個々の入射イオンについて加速領域、ラーモア運動領域の軌道計算を行い、コレクタに到達するイオン電流 I_c を V_a を変化しながら計算して、図 1 (b) のような分析器の特性を出したい。ここで変数は V_a 、未知数は I_c であり、パラメータは分析器のサイズ (d, a, ℓ)、磁場 B およびイオンの質量 m_i 、電荷 q 、温度 T_i である。このようにパラメータが多いので、それぞれの値が違うたびにその特性を計算するのは余り意味がない。そこでである基本的な物理量で規格化し、一般則またはスケーリング則を導くことにする。たとえば加速電圧 V_a は (1) 式の V_0 で規格化し、分析器のサイズは d で規格化するなどして、次の 5 つの無次元量にまとめる。

$$\begin{aligned}
 \text{加速電圧} \quad \phi &= 8m_i V_a / q B^2 d^2 \\
 \text{コレクタ電流} \quad i &= I_c / I \\
 \text{イオン熱速度} \quad \sigma &= (2m_i k T_i / q^2 B^2 d^2)^{1/2} \\
 \text{加速距離} \quad L &= \ell / d \\
 \text{スリット幅} \quad A &= a / d
 \end{aligned} \tag{2}$$

ここで σ はよく使うので (1)' 式に対応して、 T_i [eV], B [G], d [cm] を用いて数値式で示せば、

$$\sigma = 1.44 \times 10^2 T_i^{1/2} \mu^{1/2} Z^{-1} / Bd \quad (2)'$$

となる。(2)式のIは G_1 のスリットを通過した入射イオン電流密度であり, プラズマ中のイオン密度 n_i , 熱速度 $v_i = (8kT_i / \pi m_i)^{1/2}$ を用いて

$$I = q n_i v_i / 4 \quad (3)$$

と与えられる。(1)'と(2)'式に対応して, n_i [cm^{-3}]を用いて数値式で示せば

$$I = 6.25 \times 10^{-14} Z n_i T_i^{1/2} \mu^{1/2} [\text{A} / \text{cm}^2] \quad (3)'$$

となる。

時刻 $t = 0$ に座標 $(0, y_1)$ から速度 (v_{x1}, v_{y1}) でイオンを入射する。その後のイオンの加速領域における位置は, d で規格化して $\xi = x / d$, $\eta = y / d$ とし, (2)式の無次元量を用いて

$$\xi = \alpha (1 - \cos \tau) + \beta \sin \tau \quad (4)$$

$$\eta = \eta_1 - (\phi / 8L) \tau + \alpha \sin \tau - \beta (1 - \cos \tau) \quad (5)$$

で与えられる。ここに $\alpha = \phi / 8L + r$, x 方向の初速度 $\beta = v_{x1} m_i / qBd$, y 方向の初速度 $r = v_{y1} m_i / qBd$, 走行角 $\tau = t qB / m_i$, 入射位置 $n_1 = y_1 / d$ である。入射イオンが G_2 に達する時の走行角を τ_2 とすれば, (4)式より $\xi = L$ とおいて

$$\tau_2 = \cos^{-1} \frac{\alpha - L}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} - \cos^{-1} \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \quad (6)$$

となる。

イオンが G_2 に達した時の座標を (L, η_2) とする時, $|\eta_2| < A/2$ ならば G_2 のスリットを通過することができて, ラーモア運動領域で円軌道を描く。そして再び $\xi = L$ にもどる時に $\eta = \eta_3$ になるとすれば, G_2 通過後にイオンが進んだ $-y$ 方向の距離は

$$\eta_2 - \eta_3 = 2(\alpha \sin \tau_2 + \beta \cos \tau_2) \quad (7)$$

となる。

以上の準備のもとに, マックスウェル分布に従う約 10^4 個のイオンを入射して, 分析器の特性 ($V_a - I_c$ 特性) の数値シミュレーションを次の手順で行う。入射の初期条件として位置 η_1 を一様乱数で与え, 初速度 β , r を正規乱数で与える。このとき入射イオン電流として β の総和をとる。次に加速領域において (6) 式の走行角 τ_2 を求め, これを (5) 式に代入して G_2 における位置 η_2 を求めて, G_2 のスリットを通過できるかどうかを判定する。通過できるものについてラーモア運動領域にお

る y 方向の飛距離を (7) 式で計算し、コレクタに入るかどうかを判定する。うまくコレクタに到達したイオンについて、電流連続を考慮してそのイオンの入射電流 β をコレクタ電流として加算していく。このようにして、加速電圧 ϕ を変化しながら入射電流の何割がコレクタ電流として観測されるかを調べる。

なお、この計算のモデルは z 方向の長さを無限としているが、実際にはイオンラーモア半径よりずっと長ければよい。また、計算の便宜上スリットとコレクタの幅を同じに仮定しているが、異なる場合への拡張は容易である。一方、現実のプラズマでは、入射イオンの速度分布がマックスウェル分布であるという保証はない。 G_1 のバイアスがプラズマ電位に等しければ、加速されることも減速されることもないから、マックスウェルに近いと思われる。これは § 3-4 でふれるシースの問題に関係してくる。

§ 3-2 数値シミュレーションの結果

シミュレーションによって得られたプラズマイオン分析器の特性の例を図3に示す。

図3 (a) は、イオンの熱速度が $\sigma = 0.02$ と小さい時、スリット幅 (コレクタ幅) A を変化した場合の特性を示したもので、 $\phi \simeq 1$ すなわち (1) 式を満たす加速電圧の所にピークが現われている。コレクタ電流のピーク値を i_p 、その $1/2$ の値を与える加速電圧の幅 (半値幅) を $\Delta\phi$ とする。容易に予想されるように、スリット幅を狭くするほど $\Delta\phi$ が小さく鋭い特性となり質量分解能は上がるが、 i_p が減り感度が落ちてくる。図3 (b) は入射イオンの熱速度をパラメータにした特性を示し、イオン温度が高くなるにつれて i_p が減少し $\Delta\phi$ が大きくなる。これは、温度が低い程 y 方向の初速度が小さいから、 x 方向に強く加速すると速度ベクトルが x 方向にそろう、スリットを通過しやすくなることから理解できる。また、図をみると温度が上

図3. 分析特性の数値シミュレーション。規格化された加速電圧 ϕ 、コレクタ電流 i 、スリット幅 A 、加速距離 L 、熱速度 σ 。

図4. スリット幅 A に対するコレクタピーク電流 i_p と半値幅 $\Delta\phi$ 。

図5. 熱速度に対するピーク電流 i_p と半値幅 $\Delta\phi$ 。

がるにつれてピークを与える電圧が小さくなるのがわかる。これは入射エネルギーが増して、余り加速しなくてもコレクタに入るくらいのラーモア半径になるためである。同様に、初速度分布を考慮すればピークのまわりの左右非対称が説明できる。

種々の条件で多数のシミュレーションを行い、得られた分析特性をピーク電流 i_p と半値幅 $\Delta\phi$ で特徴づけて整理する。図4はスリット幅 A を変化した場合を示し、図5は熱速度 σ を変数として示し、図6は加速距離 L を変えた場合を示している。 G_1 G_2 間の加速距離には余り強く依存しないことが図6から分る。一方、スリット幅を大きくすると半値幅は直線的に増加し、 i_p は熱速度が小さい時は無関係で、大きい時は線形に A と共に増加する。また、 L と A を一定にして熱速度を大きくしていくと i_p は単調に減少し、 $\Delta\phi$ は増加する。

図6. 加速距離 L に対するピーク電流 i_p と半値幅 $\Delta\phi$ 。

§ 3-3 空間電荷効果

前節までの計算は、加速領域において一様な電場 $E = V_a / \ell$ を仮定してきた。しかし、プラズマの密度が非常に高い場合は、この領域内に正の空間電荷がたまり電場が歪んでくる。ついには電場の方向が逆転してイオンの入射を阻止するほどになり、もはやコレクタ電流はプラズマ中のイオン密度に比例しなくなってしまう。この空間電荷効果を調べるため、加速領域における磁場を無視する。この近似は、通常イオンの熱エネルギーよりずっと大きい加速電圧を狭い電極間にかけるので、比較的良く成り立つ。さらにイオンの初速度を無視すれば、チャイルド・ラングミュアの法則(3/2乗則)がそのままイオンに対して適用できる。すなわち、加速距離 ℓ と電圧 V_a に対して空間電荷制限 ($x = 0$ で $E = 0$) の状態におけるイオン電流 I_s は

$$I_s = \frac{4 \epsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{m_i} \right)^{1/2} \frac{V_a^{3/2}}{\ell^2} \quad (8)$$

で与えられる。

今、加速電圧 V_a はコレクタ電流のピークを与えるように(1)式の V_0 にセットして、プラズマ中のイオン密度 n_i を増していく場合を考える。入射点 $x = 0$ で $E > 0$ である限り、すべてのイオン

($v_{x1} > 0$) が G_1 を通過するから, 入射電流は (3) 式に等しくコレクタ電流は n_i に正比例する。しかし, さらに n_i を増やしていくとある臨界密度において $x=0$ で $E=0$ になり, 空間電荷制限を受ける。そのとき (3) 式のランダム熱運動電流を (8) 式の空間電荷電流に等しいとにおいて, (1) 式を用いれば臨界イオン密度 n_{is} は

$$n_s = \frac{\epsilon_0}{9} \left(\frac{\pi m_i}{8 k T_i} \right)^{1/2} \frac{q B^3 d^3}{m_i^2 \ell^2} \quad (9)$$

と与えられる。 ℓ を cm 単位で表わして数値式で示せば

$$n_s = 3.63 \times 10^{-2} Z T_i^{-1/2} \mu^{-3/2} \ell^{-2} d^3 B^3 \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (9)'$$

になる。

このようにイオン密度が n_s より増えると空間電荷で制限されてコレクタ電流は飽和してしまう。実際には初速度をもって入射してくるので完全には飽和せず, (8) 式よりも少し増加する。この初速度の影響は, 電子に対するラングミュア理論³⁾をイオンにやきなおすだけで得られる。すなわち, 正の空間電荷で電極間に生じる電位の山の高さを V_m , 位置を x_m とすれば, 電位 V の分布は方程式

$$\left(\frac{d\phi}{dX} \right)^2 = -e^\phi + 1 \mp \left[e^\phi \operatorname{erf}(\sqrt{\phi}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\phi} \right] \quad (10)$$

図7. 空間電荷効果による入射イオン電流の飽和。

$d = 4 \text{ cm}$, $\ell = 0.1 \text{ cm}$, $T_i = 0.1 \text{ eV}$ 。

によって与えられる。ここに

$$\phi = (V - V_m) / k T_i,$$

$$X = (x - x_m) / \lambda,$$

$$\lambda = (\epsilon_0 k T_i / n_i q^2) \exp(V_m / 2k T_i)$$

であり, 上符号は $X < 0$, 下符号は $X \geq 0$ の領域に対応している。

(10) 式を数値的に解いて境界条件

$x=0$ で $V=0$, $x=\ell$ で

$V=-V_a$ を満足するような解

V_m , x_m を求める。その V_m を用

いて電極 G_1 のスリットを通過す

るイオン電流密度 I を, 入射イオ

ン密度 n_i の関数として計算した

例を図7に示す。この例は,

$\mu/Z=20$ (ネオンイオン) に対して具体的に分析器のサイズを与えて計算したものである。参考のために、 G_1, G_2 間に発生する電位の山の大きさ V_m/kT_i も同図に示している。図において密度が n_s' より低い間は (3) 式に従ってイオン電流 I は増加する。しかし、 n_s' よりふえると空間電荷制限領域に入り I は飽和する。この時、 I の一部がコレクタ電流になるわけであるから、当然コレクタ電流も飽和する。(9) 式の初速度を考えない臨界密度 n_s は、 n_s' より少し小さい。しかし、大体の目安を与えてくれるので、

$$n_i \lesssim n_s \quad (11)$$

の範囲ならばコレクタ電流値はプラズマ中のイオン密度を正しく反映していると言える。 n_s は測定可能な最大密度を示し、これを高くするには (9) 式から明らかなように、 B, d を大きくし、 ℓ を小さくする必要がある。

§ 3-4 シース

プラズマを測定するためその中に分析器を挿入すれば、周辺の密度や電位が変化していわゆるシースができる。厳密に言えば、そのシース内の荷電粒子を測定することになるので、シースの外の主プラズマとの関係を把握しておく必要がある。

プラズマイオン分析器の第1電極 G_1 は、磁場 (z 軸) 方向の長さが b 、 y 方向の長さが a' であり、入射スリットは幅 a で長さ b である時、イオンラーモア半径 ρ_i とデバイ長 λ_D との間に

$$b_1, a' \gg a, \rho_i, \lambda_D \quad (12)$$

の関係が成立つとする。無衝突プラズマを考え、図8のように G_1 のスリットの中心を原点とする座標 (x, y, z) を導入する。 G_1 の前面に ρ_i 程度の厚さのシースが発生する。簡単のため図のような直方体のシース領域を考え、その中の平均イオン密度を n_* 、電位を V_* とし、シースの外の主プラズマ領域の密度と電位を n_p, V_p とする。電極 G_1 を V_p にバイアスする。

電子やイオンが磁力線に沿ってスパイラル運動

図8. 分析器前面のシースのモデル

をしながら $|z| \lesssim \frac{b}{2}$ の領域に入ってくる。この時、旋回中心が G_1 面からラーモア半径程度しか離れていないならば、 z 方向にラーモア半径のオーダーの距離を進む間に G_1 面に衝突し捕集される。

$\rho_i \gg \rho_e$ であるから、 $-\rho_i \lesssim x \lesssim -\rho_e$ の領域を考えると主としてイオンだけが捕集されるための負の空間電荷がシース内に発生し、磁力線方向に電子を追い返すように kT_e 程度の電位降下を生じ、 $V_* \simeq V_p - kT_e / e$ となる。このようにして、 $T_e > T_i$ であればイオンは磁場方向にいわゆるボームのプレシースをへて、面積 $\rho_i a'$ を通って音速程度の速度 $v_s = 0.61 (kT_e / m_i)^{1/2}$ で両側からシース領域に流入する。一方、磁場に直直な方向には $x = -\rho_i$ の面から面積 $a' b$ を通り、ランダム熱速度 v_i で出入りする。同様に y 方向に面積 $\rho_i b$ を通って出入りする。また電極 G_1 に入るイオン電流は $I_1 = (q n_* v_i / 4) a' b$ であり、(2) 式のスリットへ入るイオン電流密度は $I = (a / a' b) I_1$ となる。結局、定常状態においてこのシース領域に対するイオン電流の連続の式は

$$q n_p v_s 2 \rho_i a' + \frac{q}{4} (n_p - n_*) v_i 2 \rho_i b + \frac{q}{4} (n_p - n_*) v_i a' b = (a' b / a) I \quad (13)$$

となる。ここで $\rho_i \ll a'$ なので、左辺第2項は第3項に比べて無視できる。さらに

$(4 \rho_i / b) (T_e / T_i)^{1/2} \gg 1$ であれば、左辺は第1項のみが残り、

$$q n_p v_s 2 \rho_i a / b \simeq I \quad (14)$$

になる。この時、イオンは磁場方向から補給されて、シース内で磁場に垂直な電流として G_1 に流入する形になる。逆に $(4 \rho_i / b) (T_e / T_i)^{1/2} \ll 1$ であれば、イオンは磁場に垂直に x 方向から流入し、シースの負電位で加速を受け、 G_1 直前の $-\rho_e \lesssim x \lesssim 0$ の領域で減速されて、元の主プラズマ領域と同じ分布関数にもどってから G_1 に流入すると考えられる。

§ 4. プラズマイオン分析器の試作と特性テスト

§ 4-1 実験装置

最初に製作した分析器は、図1の原理図と同様に二重構造の直方体の箱形で割に大きい。水素放電プラズマ中の H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ を同時に測定する目的で、 $d = 4.6$ cm, 6.4 cm, 7.8 cm の3カ所にコレクタを内蔵した。加速距離 $\ell = 0.3$ cm でスリット幅 a は 0.1 , 0.2 , 0.3 cm の3種類を試みて比較した。

次に製作した分析器はやや小型で、図9に示すように半径 1.4 cm と 2.6 cm の2つのステンレス製半円筒を組合わせて作った 180° セクターである。これは一つの箱であり、加速電位にバイアスされる。外側が直接プラズマに触れないように絶縁物をコーティングしている。プラズマとじかに接する

のは $0.5\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ の入射電極 G_1 だけである。各サイズは

$$a = 0.03\text{ cm}, \quad \ell = 0.1\text{ cm}, \quad d = 4.2\text{ cm}, \quad a' = 0.5\text{ cm}, \quad b = 3.0\text{ cm}$$

である。代表的な実験条件として $B = 1\text{ kG}$, $T_i = 0.3\text{ eV}$ とすればイオンラーモア半径は H_e^+ で 0.15 cm , N_e^+ に対して 0.34 cm である。またプラズマ密度を 10^9 cm^{-3} , $T_e = 2\text{ eV}$ とすれば、デバイ長は $\lambda_D = 0.03\text{ cm}$ である。なお、加速電場の様性を良くするために、 G_1 と G_2 のスリットに細い銅メッシュ（1インチ当り750本、透過率40%）を張っている。これから述べるデータは、図12を除いてすべてこの分析器で得たものである。

より小型化をはかるために 90° セクターの分析器も試作してみた。図2において、異なる y の位置から x 軸に平行にイオンを入射した場合、その軌道を作図すると丁度 90° 付近で収束することから、 90° セクターでは質量分解能も向上することを期待した。ところが測定してみるとその逆で、 180° セクターに比べて分解能がはるかに低下した。これは次のような理由による。異なる y の位置からイオンが斜めに入射した場合の軌道を重ねて作図すると、 90° の所で最も広がり 180° の所で再び収束する。すなわち、 180° セクターは自己収束性をもっているので分解能の点から最適であると言える。

実験は、図9に示すように大半径55 cm、小半径13 cmの基礎実験用トーラス装置⁴⁾でおこなった。24個のソレノイドコイルで発生した定常トロイダル磁場（ $B \lesssim 1\text{ kG}$ ）中で、一本のタンゲステンフィラメントとリミタ間の直流放電でプラズマ（密度 $10^9 \sim 10^{12}\text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1 \sim 6\text{ eV}$, $T_i \lesssim 0.3\text{ eV}$ ）を生成する。プラズマイオン分析器は大半径方向に可動であり、入射電極 G_1 の面と磁力線とのなす角は $\pm 10^\circ$ の範囲で可変である。なお、放電気体は水素、ヘリウム、ネオン、アルゴンを、単独または混合して使用し、ガス圧は 10^{-4} Torr 以下である。

図9. トーラスプラズマの断面とプラズマイオン分析器。

§ 4-2 質量測定と半値幅

得られたプラズマイオン分析器の特性の例を図10に示す。これは、ヘリウムとネオンの混合気体で放電した場合にプラズマ中のイオンを分析したものである。この放電は陽極を接地しており、それを基準にして電極 G_2 にかけたバイアス ($-V_2$) が図の横軸である。正味のイオンの加速電圧 V_a は、プラズマ電位 V_p を基準にして $V_a = V_p + V_2$ から求めなければならない。この実験では2つのイオンの質量が既知であるから、図10の測定から逆に、(1)式を用いてプラズマ電位と磁場 B を測定できる。すなわち、

$$H_e^+ (\mu = 4) \text{ は } V_2 = 54.0 \text{ V,}$$

$$N_e^+ (\mu = 20) \text{ は } V_2 = 9.0 \text{ V でピークをもち,}$$

$d = 4.2 \text{ cm}$ であるから、(1)'式に代入して連立方程式を立てて解けば、 $V_p = 2.25 \text{ V}$, $B = 1030 \text{ G}$ を得る。磁場の値は3%ずれているがこれは測定誤差に入る。また、得られたプラズマ電位 2.25 V は、 G_1 をラングミュアプローブとして用いて測定した値と合っている。未知のイオンを分析する場合は、§ 4-3 でも述べるように G_1 をプローブとして使ってプラズマ電位を測定する必要がある。

なお、この実験はトーラスプラズマで行われたので、磁場は大半径方向に変化している。そこで図2において、磁束密度を $B(x) = B_0 / (1 + x/R_0)$ とおき、ラーモア運動領域におけるトーラス効果を考える。ただし R_0 は $x = 0$ の位置の大半径で B_0 はその磁場である。 $x/R_0 \ll 1$ としてイオンの軌道計算をすると、 $B \times \nabla B$ の方向 (y の負の方向) にドリフトするのが分る。これを考慮すると、(1)式で与えたコレクタに捕集される加速電圧は、 $d \ll R_0$ において

$$V_0 = (q B^2 d^2 / 8 m_i) (1 - \pi d / 8 R_0) \quad (1)''$$

と修正される。我々の実験では補正項 $(\pi d / 8 R_0)$ は3%程度の小さいもので無視できる。

図10で測定された特性のピークの広がり具合を、§ 3-2の数値シミュレーションの結果と比較してみる。(2)式で定義された無次元パラメータは $L = 0.024$, $A = 0.0071$ であり、ファラディカップ

図10. ヘリウム・イオン混合ガス放電で生成されたプラズマのイオン分析。ラベル I, II, III は表1の実験条件を示す。

測定で得られたイオン温度 $T_i \approx 0.3 \text{ eV}$ を(2)'式へ代入すると、 H_e^+ に対して $\sigma = 0.038$ である。このとき図5の計算結果によれば半値電圧 $\Delta\phi \sim 0.025$ となるが、図10のデータは $\Delta\phi \sim 0.1$ であり約4倍広い特性になっている。 N_e^+ に対しても同様である。このように質量分解能が劣化する原因としては次の点があげられる。まず第一に機械的な工作精度である。幅 0.3 mm のスリット G_1 , G_2 を2つ作って正しく平行に固定し、そこから 4 cm 離れた位置に同じ幅 0.3 mm のコレクタ部を平行に固定するには特別の工夫が必要であろう。第二に電気的原因として、スリット近傍やコレクタ近傍の電場の歪みと空間電荷効果である。前者については、スリットに細いメッシュを張って電子レンズ効果をおさえている。後者については、§3-3のx方向の問題ではなく、y方向に薄い板状のイオン流が自分自身の空間電荷電場で広がる効果である。第三に入射スリットの長さが有限であるため、端効果を生じて広がることも考えられる。最も可能性が高いのは第一にあげた工作精度である。手作業に頼って製作したものであるから、まだまだ改善の余地がある。

図11は水素ガス放電の場合の分析例である。 H^+ , H_2^+ , H_3^+ の各イオンの他に、 $m_i/q = 15 \sim 20$ に相当する所に不純物イオンのピークが見える。これは、四重極型マスフィルターによるガス分析において水蒸気が多量に認められたので H_2O^+ と思われる。放電電流を増すとイオン組成が変化して H^+ の比率が高くなるのが分る。

図11. 水素ガス放電プラズマのイオン分析。
放電電流 I_d をパラメータとし、不純物イオンは10倍に拡大している。

図12. コレクタ電流のピークを与える加速電圧 V_0 の質量による変化。

プラズマイオン分析器の第一の目的は、未知の各種イオンの質量を測定することにある。イオン温度に比べて遥かに大きい加速電圧で分析するならば、第一近似として(1)式を用いて質量測定が行われる。そこで(1)式の実験的確認が重要になる。最初に試作した分析器を用いて、 d や B を変化すると(1)式に従ってコレクタ電流のピークを与える電圧が移動することを確かめた。次に同一の B 、 d において質量依存性を調べるため、水素・ヘリウム・ネオン・アルゴンと放電ガスをかえて実験を行った。プラズマ電位を測定して正味の加速電圧 V_0 を求めて得られた結果を図12に示す。実験は(1)式を示し、質量数に反比例して加速電圧が低下するのが分る。軽いイオンの場合は加速電圧が高くなり、イオンがコレクタに衝突した時に二次電子が出る。しかし磁場が強い時は電子のラーモア半径が小さいのでコレクタに再びもどってくる。特に二次電子が邪魔になるならば、コレクタ材料として二次電子の出にくいグラファイトを用いるとか、コレクタ電位を加速電極より2, 3 V高い電位にして電氣的に抑制するなどの方策をとる必要があろう。

§ 4-3 プラズマ電位・イオン温度測定とバイアス効果

入射電極 G_1 のバイアス電圧 V_1 を変化した時に、分析器の特性がどう変化するかを調べた。図13は、 $B = 930 \text{ G}$ における 10^9 cm^{-3} 程度の薄いネオンプラズマに対して、 V_1 をパラメータにしてとった分析特性の例を示す。プラズマ電位 V_p は+3Vぐらいであるが、入射電極のバイアスをそれより低い値から次第にプラズマ電位に近づけるとピーク電流は大きくなり、 V_p を越えると急激に減少して山の位置が左側へずれてくるのが分る。この山の移動は次のように説明される。 V_1 が V_p を越えると、分析器前面のシース内の電位はイオンのかわりに電子が捕集されるため上昇し、その結果ピークを与える加速電圧 V_2 も上昇する(図13の V_2 は正の値で示しているが、図2に示すように実際はイオン加速になるように負にかけている)。この測定結果を整理して、 V_1 を横軸、ピーク

図13. 入射電極のバイアス V_1 をパラメータとする分析特性。

電流 I_p を縦軸にとって表わしたのが図14である。参考のために H_e^+ の例も示しているが、いずれの場合もプラズマ電位を越えると急激に減少する。この傾向はラーモア半径の小さい H_e^+ の方が顕著であり、プラズマ電位の測定にも利用できる。またプラズマ電位を越えた時の減少割合から T_i を推定できるはずであるが、前述のようにシース電位も上昇するため複雑である。バイアス V_1 がプラズマ電位より低い領域は8 V程度 ($\sim 4 T_e$) にわたって I_p は余り大きい変化がない。この事は G_1 を浮動電位にしておけば大体の測定ができることを意味する。従って、時間・空間的にプラズマ電位が変動する場合は、バイアス V_1 を浮動電位にしておけばよいことになる。

図14. 入射電極のバイアス V_1 に対するピーク電流値 I_p 。

プラズマ電位を簡単に測定するには、入射電極をラングミュアプローブとして用いればよい。一方、イオン温度を測定する方法は幾つか考えられる。分析器の質量分解能が高い場合は、数値シミュレーションの結果(図3～6)と、測定されたコレクタ電流の半値幅を比較してイオン温度を逆算できる。また図3(b)のようにピークを与える電圧が温度と共にずれるのを利用することも考えられる。全く別の方法として、コレクタ電圧のバイアスを変化するやり方がある。すなわち、加速電圧 V_2 はピークを与える所に固定しておいて、コレクタバイアスを高くしていく。そのバイアスがプラズマ電位より低い間はコレクタ電流は一定であるが、 V_p より高くするとイオンは減速されてコレクタ電流が減る。その減少率はイオン温度で決定される。コレクタ近傍の電場分布の二次元的歪みをなくするため、幅広いコレクタを用いてその直前の G_2 の細いスリットにメッシュを張ればうまくいくと思われる。まだこの実験は進めておらず、今後の重要な課題である。現状では T_i を測定するために通常のファラディカップを用いている。これは磁場方向に加速・減速するもので、一種類のイオンの時しか正しくないが、簡単なモニターとして用いて大体の温度を推定した。

最後に、分析器の磁力線に対する角度がずれた時に、特性がどう変化するかを調べた。理想的には入射スリット面は磁力線に平行でなければならない。図2または図8に示すように、入射スリットの中心を原点として磁場方向を z 軸とする固定座標系 (x, y, z) を考える。そして分析器全体を x 軸の

図15. 分析器の磁場に対する角度を変化した時のコレクタ電流値の変化。He⁺, B = 1 kG, (a) $\theta = 0$, (b) $\psi = 0$ 。

図16. 空間電荷効果によるコレクタ電流の飽和。

まわりに回転する時の角度を ψ , y 軸のまわりに回転する時の角度を θ と定義する。角度を 1° ずつ変えながら分析器の特性を取り、コレクタ電流のピーク値 I_p をプロットしたのが図15である。参考のために、 G_1 をプローブとして用いて測定した電子飽和電流 I_e も一緒に図示している。 I_p , I_e が回転軸 ψ に余りよらないのは、入射電極面に立てた法線が常に磁力線と直交しているからと思われる。それに比べて I_p は回転角 θ に割と敏感に変化する。これは、入射面が磁力線を斜めに切るようになり、シースの状態が大きく変化するためと考えられるが、まだ詳細は不明である。トロイダル磁場に沿う電子の運動はシース形成にシャープに効くと考えられ、磁力線の曲率半径とスリットの長さの関係も問題になると思われる。重い Ne⁺ の場合は、He⁺ に比べて θ による変化がゆるやかであった。

§ 4-4 イオン密度測定と空間電荷効果

イオン密度を増していくと、空間電荷効果のために分析器のコレクタ電流が飽和することを確めた。この飽和が起る密度は、(9) 式によれば $n_s \propto \mu^{-3/2} B^3$ と予想されている。この飽和密度の質量数 μ と磁場 B に対する依存性を調べた。図16は、ヘリウム放電またはネオン放電においてプラズマ密度をラングミュアプローブで測定し、分析器のコレクタ電流を測定した例を示す。He⁺ の場合、 $B = 0.5$ kG において $1.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ で飽和するが、 $B = 1$ kG においては 10^{11} cm^{-3} まで飽和が見られない。同じ 1 kG でも、重い Ne⁺ の場合は 10^{10} cm^{-3} で飽和するのが分る。計算では、 $T_i = 0.1$ eV の Ne⁺ の場合 $B = 0.5$ kG においては、図7に示すように

$1.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ で飽和する。これを1 kG にすれば、 2^3 倍して $1.2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ で飽和するはずであり、図16の測定結果と良く合う。また、質量が1/5である H_e^+ の0.5 kG における飽和は、 N_e^+ の1 kG の飽和に比べて、(9)式より $5^{3/2} / 2^3 = 1.4$ 倍の密度において起こるはずであり、図16の測定結果を大体説明できる。

次に、イオン密度に比例して I_p が増大する領域について考察する。同じ磁場と密度であっても、 I_p の値は軽いイオン程大きいことが図から分る。その第1の原因として、軽いと加速電圧が大きくなるので入射イオンの速度ベクトルがx方向にそろい、 G_2 のスリットを通過しやすくなることがあげられる。この効果は無次元量 σ で表現されるが、 $B=1 \text{ kG}$ 、 $T_i=0.3 \text{ eV}$ とすれば H_e^+ に対して $\sigma=0.038$ 、 N_e^+ に対して $\sigma=0.085$ となる。これを図5に適用すると、コレクタへの到達率 $i_p = I_c / I$ は、 H_e^+ の方が N_e^+ よりも5倍大きいことが分る。更に第2の原因として、ランダム熱運動による入射電流 I が質量の平方根に反比例する事があげられる。この2つの原因から H_e^+ の方が N_e^+ より約10倍大きいコレクタ電流が予想されるが、これは図16の測定結果を良く説明している。

§4-5 分光法による密度測定とのクロスチェック

原理的には、分析器のコレクタ電流値から計算だけでイオン密度の絶対値を求める事が可能である。しかし現実には、スリットに張ったメッシュの透過率や電極 G_1 、 G_2 、 C の幾何学的配置のズレなどの問題が絡んでくるので、計算だけに頼るのは危険であろう。そこで例えば図16のように、製作した分析器をヘリウムのような分っているガスで放電させて感度の較正を行うのが良い。すなわち、図16の飽和しない領域のデータを使い、 I_p がわかれば逆にプラズマ中のイオン密度を正しく求めることができる。この感度較正はどれか1つの質量に対して行えば、未知のイオンに対しては数値シミュレーションによるコレクタへの到達率(図5)から計算することができる。

一方、プラズマイオン分析器による密度測定が本当に正しいかどうかを、他の方法による結果と比較検討する必要がある。そこで、分光測定とラングミュアプローブ測定を組み合わせた方法^{4,5)} との比較をおこなった。複雑な分子イオンができないこと及び分光データがそろっていることから、ヘリウムとネオンの混合ガスの放電で生成されたプラズマを測定対象に選ぶ。装置図9に示すように窓から光を分光器に導く。まずヘリウムだけでプラズマを作り、励起状態のヘリウム原子が発する $5015 \text{ \AA}$ の光の強度測定をプローブによる密度測定と同時にを行い、図17に示すデータを得る。同様にしてネオンガス放電で $5852 \text{ \AA}$ の分光測定を行う。次に H_e と N_e の混合ガス放電を行い、それぞれの線スペクトルの強度測定をして、図17の較正直線を利用し各イオンの密度を逆算する。

図17. ヘリウム放電またはネオン放電における分光測定。

表1. 混合イオンプラズマの実験条件と測定結果

	実験条件 (P_{Ne} : P_{He})	測定値 (n_{Ne} / n_{He})	
		分光法	プラスマイオン分析器
I	8.3 : 6.0	10.2	10.1
II	4.3 : 6.5	4.13	4.52
III	3.2 : 8.4	3.67	2.19

表における各分圧 $p_{Ne} \cdot p_{He}$ は 10^{-5} Torr 単位で表わし, 測定値 (n_{Ne} / n_{He}) は Ne^+ と He^+ の密度の比を表わす。

混ぜたヘリウムとネオンのガス分圧 P_{He} と P_{Ne} は, 四重極型マスフィルターで測定する。実験を行った3つの条件(混合比)を表1に示す。図10は, このI, II, IIIの実験条件に対応するプラズマイオン分析器の測定例を示している。ファラディカップで測定したイオン温度 $T_i \sim 0.3$ eVを用いて得られたプラズマイオン分析器による測定結果を, 上述の分光法で得られた値と比較して表1にまとめている。異なる方法で測定されたが, ヘリウムイオン密度 n_{He} に対するネオン密度 n_{Ne} の比は, 両者の間に大体の一致が見られた。この結果は, 多種類のイオンが混在する場合, プラズマイオン分析器による測定において重畳の理が成り立つ事を示している。

§5. むすび

ラングミュアプローブのように手軽に使えるプラズマイオン分析器の開発を行った。これは, 磁場偏向型の質量分析の原理に基づき, プラズマ中に混在する各種イオンを分離してその質量・密度・温度およびプラズマ電位を測定するものである。この分析器の一般的な特性解析を行い, 小型・高分解能・高感度の分析器を設計するための指針を得た。また, 試作した分析器による測定結果を分光法による結果と比較して, その信頼性をチェックした。

我々の手作りによる分析器は質量分解能がまだ低い, 真空工学分野では極めて高い分解能と感度

を実現している^{6, 7)}ので、まだまだ改良の余地が残されている。空間分解能を上げるには磁場を強くして小型化すればよいので、プラズマ中の磁場とは別に分析用として永久磁石 ($B \sim 10 \text{ kG}$) やソレノイド磁石⁸⁾を用いることも考えられる。また、磁場を上げると質量分解能も向上する。一方、時間分解能を上げるには、コレクタの位置を固定して加速電圧を掃引する方式は余り適当でない。むしろ、加速電圧を固定してコレクタを二次元の広い面 (多チャンネル) にして、その面上に各イオン流に応じた電氣的イメージ (画像) にかえて読みとる方式が望ましい。これは、マイクロチャンネルプレートとビジコンまたは Si ダイオードアレイを利用するオプティカル・マルチチャンネル・アナライザー (DMA) と同様なシステムになる。

プラズマイオン分析器の用途としては、広汎なプラズマ物理の基礎実験や、いわゆるスクレィプオフ・プラズマの不純物イオン計測、半導体のプラズマプロセスにおける各種の分子イオンの診断などがある。今後ますます簡素化して使いやすい形に発展させると共に、一方では高分解能・高感度化の要求にこたえて改良を重ねていく必要がある。

最後に、本研究は文部省科学研究費補助金の援助を受けて行われたことを付記します。また、分析器特性の数値シミュレーションは、名古屋大学プラズマ研究所の計算機利用共同研究で行われました。

参 考 文 献

- 1) J. E. Osher, Plasma Diagnostic Techniques edited by R. H. Huddleston and S. L. Leonard (Academic Press, New York, 1965), p. 522.
- 2) H. W. Drawin, Plasma Diagnostics edited by W. Lochte-Holtgreven (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1968), p. 777.
- 3) I. Langmuir, Phys. Rev. **21** (1923) 419.
- 4) H. Sugai, H. Kojima and T. Okuda, Phys. Letters **92 A** (1982) 392.
- 5) M. Ono, M. Porkolab and R. P. H. Chang, Phys. Fluids **23** (1980) 1656.
- 6) J. H. Reynolds, Rev. Sci. Instrum. **27** (1956) 928.
- 7) W. D. Davis and T. A. Vanderslice, 1960 Vac. Symp. Trans. p. 417 (1961).
- 8) K. W. Ehlers, K. N. Leung and M. D. Williams, Rev. Sci. Instrum. **50** (1979) 1031.