イオン後方散乱法による重水素 ヘリウム分圧計測法

瓜谷 章, 赤石憲也, 久保田雄輔

堀 洋一郎, 宮原 昭

(名古屋大学プラズマ研究所)

(1986年1月18日受理)

Vacuum Diagnostic Method of Deuterium and Helium Partial Pressures Using Ion Backscattering Technique

Akira Uritani, Kenya Akaishi, Yuusuke Kubota

Yoichiro Hori and Akira Miyahara

(Received January 18, 1986)

Abstract

We have developed a new diagnostic method to measure a partial pressure of helium (He) in the presence of deuterium (D_2). The principle of this diagnostic method is based on the difference between monatomic and molecular ions in a backscattering process on a solid surface. The mass separation of both gases which have the same mass of 4 is easily done by energy analysis and intensity measurement of the scattered ions. The pressure of 0.1 % He in the D_2 gas can be measured with 8.8 % statistic error. It is concluded that this diagnostics can be applied to He ash removal experiments of ALT-II project.

1. はじめに

準定常運転を指向する核融合プラズマ実験装置において当面する重要な問題は、プラズマと壁との間の相互作用の結果発生しプラズマ中に混入する不純物イオンの処理と、壁に入射する燃料粒子のリサイクリングにともなうプラズマ密度変化の制御である。これに加えてD-T核燃焼を目指す装置では、核反応の結果生成する H_e 灰の除去も問題となる。これらを総合して粒子制御を行う方法としてはポンプリミター¹⁾やダイ

パーター²⁾などが考えられていて、準定常運転には必須の部品と考えられている。

本研究はTEXTOR³⁾における第2期ポンプリミター実験プロジェクトALT-II⁴⁾の推進に関連して開始された。ALT-IIのポンプリミターは図1に示すように、トロイダルベルトリミターと呼ばれ、トーラス真空容器内のライナー壁に沿って360°帯状構造のリミタースクープからなっている。プラズマコアからリミター周辺に拡散するプラズマ粒子はこのスクープにより集められ、中性ガス化されたのちポンプダクトに導かれ、真空ポンプにより排気される。図2はスクープの下に装備されるポンプダクトおよび真空排気系を示している。燃料粒子は中性化後主としてZr-Alゲッターにより排気されるが、 H_e , H_2O , CH_4 等のより重い不純物ガスはダクトの後段のターボ分子ポンプにより排気除去される。本研究の関連するところは主として H_e 灰除去の模擬実験である。ALT-IIの実験計画には D_2 と H_e の混合プラズマの生成加熱実験が設定されていて、ポンプリミターがどれ位有効に H_e 粒子を除去するかが研究課題の一つとなっている。水

図1. ALT-II リミターの TEXTOR ライナー壁への装着図。

図2. ALT-II の真空排気系。ダクト中の D_2 , H_e 分圧の測定が要請されている。

素プラズマのみの粒子除去効果の評価実験では、真空計による全圧測定のみで十分であったが、 D_2 ガス中に H_e を混入するため両者の分圧測定が粒子除去効果の評価上重要となる。

ここで注意すべきことは通常のマスフィルターのようなガス分析計を使用することでは D_2 と H_e とを分離し、その分圧を精度よく測定し得ないということである。 D_2^+ と H_e^+ はいずれも質量電荷比 m/e が4であり、質量分解能 $m/\Delta m \gtrsim 650$ 以上のマスフィルターにしてようやく分離が可能となる⁵⁾からである。このように極めて近い質量の D_2 と H_e のガス分析と分圧定量が、ポンプリミターにおける H_e 灰除去模擬実験のために重要であることが、ポンプリミターに関する日米ワークショップ (UCLA, June 1985) において指摘された⁶⁾。ワークショップにおいては、考えられる計測法として、マスフィルターの他に H_e 励起分光計測と本研究のイオン後方散乱法が議論された。イオン散乱法は著者らが提案し、この手法の有効性を実証することが責任分担課題となった。

イオン散乱分光法は従来表面分析器として応用研究が行われてきている。この分析法の特長は表面最上層原子に対して高い選択的感度を有しており、固体表面上の吸着不純物のイオン衝撃脱離断面積の測定⁷⁾、薄膜成長過程の観察⁸⁾および特殊な素材の構造解析⁹⁾等に用いられている。またブロービオンも試料との反応を避けるために H_e^+ , N_e^+ , A_r^+ 等と希ガスイオンが主として使われる。また表面分析器としての利用から離れた各種低エネルギーイオンの固体表面との衝突過程の研究は極めて多い。 H_2^+ , D_2^+ の分子状水素イオンを用いた実験については数多くの報告があり、著者らはこの結果に注目し本計測法を提案した。

本論文においてはこのイオン散乱分光法を用いた D_2 , H_e 分圧の測定原理、原理の有効性についての実証実験、さらに本計測法を ALT-II の真空仕様に準拠した計測器とするためのシステムの総合化について述べる。

2. 測定原理

質量対電荷比 $m/e = 4$ である D_2^+ と H_e^+ イオンを分離するのに、いくつかの方法が可能であることは前章において述べた。著者らが提案するイオン後方散乱法の応用は、加速イオンを固体標的に衝突させ、一定の散乱角に散乱されるイオンのエネルギーとイオン強度の測定から D_2^+ と H_e^+ イオンを弁別検出し、その圧力の定量を行うものである。これが成立するであろうと考えたのは、Smith が H_e^+ イオンと H_2^+ イオンの固体表面からのそれぞれの散乱エネルギースペクトルが異なることを示した¹⁰⁾ ことにある。

イオンと固体表面との衝突における弾性散乱過程においては、入射イオンおよび固体表面原子の質量をそれぞれ m , M , 衝突により散乱角 θ に散乱されるイオンのエネルギーを E とするとき、運動量保存則およびエネルギー保存則から E は

$$E = f(\theta, m, M) E_0 \quad (1)$$

$$f(\theta, m, M) = \left\{ \frac{m \cos \theta + \sqrt{M^2 - m^2 \sin^2 \theta}}{M + m} \right\}^2 \quad (2)$$

と書き表わされる。 H_2^+ イオンの散乱が H_e^+ イオンの散乱と異なるというのは、 H_2^+ イオンは固体表面原子との衝突において原子イオンと中性原子とに解離することである。すなわち

$$H_2^+(E_0) + M' \rightarrow H^+\left(\frac{E_0}{2} - \Delta E_1\right) + H^0\left(\frac{E_0}{2} - \Delta E_2\right) + M' \quad (3)$$

の衝突解離が起きる。ここで H^0 は中性水素原子、 M' は固体表面原子、 $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2$ は解離に要するエネルギーである。これに対して H_e^+ イオンは単原子イオンのためこのような衝突解離は起こらない。

本研究の目的は、ポンプリミターにより排出されてくる D_2 と H_e の混合気体中の両者の分圧計測であるが、 H_2^+ イオンの場合と同様に D_2^+ イオンも 2 原子分子イオンであるため

$$D_2^+(E_0) + M' \rightarrow D^+\left(\frac{E_0}{2} - \Delta E_1\right) + D^0\left(\frac{E_0}{2} - \Delta E_2\right) + M' \quad (4)$$

の衝突解離が起こることが予想される。Eckstein によれば $\Delta E_{D_2^+}$ は 2.9 eV の値であり¹¹⁾、イオンの初期加速エネルギー E_0 に比べて十分小さいならば ($\Delta E_{D_2^+} \ll E_0$)、(1) 式から D^+ と H_e^+ の固体表面からの弾性散乱イオンのエネルギーはそれぞれ次式で表わされる

$$E_{D^+} = \left\{ \frac{m_D \cos \theta + \sqrt{M^2 - m_D^2 \sin^2 \theta}}{M + m_D} \right\}^2 \cdot \frac{1}{2} E_0 \quad (5)$$

$$E_{H_e^+} = \left\{ \frac{m_{H_e} \cos \theta + \sqrt{M^2 - m_{H_e}^2 \sin^2 \theta}}{M + m_{H_e}} \right\}^2 \cdot E_0 \quad (6)$$

散乱因子関数 $f(\theta, m, M)$ は $\theta = 90^\circ$ のときに簡単な形になり、

$$f(90^\circ, m, M) = \frac{M - m}{M + m} \quad (7)$$

とかける。標的表面原子が銀 ($M \simeq 108$) の場合、初期加速エネルギー E_0 に対する散乱イオンのエネルギー E_{D^+} 、 $E_{H_e^+}$ は $E_{D^+} = 0.48 E_0$ 、 $E_{H_e^+} = 0.93 E_0$ と計算される。したがって散乱イオンのエネルギー分析により、 H_e^+ と D^+ イオンとを原理上分解検出し得る。

一方分圧測定のためには、 D^+ と H_e^+ イオンの散乱強度が雰囲気ガス中のそれぞれの分圧に比例することが必要条件となる。イオン銃のイオン源において生成される H_e^+ あるいは D_2^+ のイオン量 $I_{H_e^+}$ 、 $I_{D_2^+}$ (A) は、電離電子電流を I_e (mA)、それぞれのガスに対するイオン生成感度を K_{H_e} 、 K_{D_2} (A / Pa · mA)、分圧を P_{H_e} 、 P_{D_2} とするとき電離真空計の感度式と同様にして

$$\left. \begin{aligned} I_{H_e^+} &= K_{H_e} \cdot I_e \cdot P_{H_e} \\ I_{D_2^+} &= K_{D_2} \cdot I_e \cdot P_{D_2} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

と書くことができる。イオン源から引き出され加速されて標的に入射するイオン電流 I_0 は当然 $I_{H_e^+}$ 、 $I_{D_2^+}$ に比例する。散乱イオン強度 I_s は次式で表わされる。

$$I_s = k \cdot p^+ \cdot N \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot I_0 \quad (9)$$

ここで k はエネルギー分析器のイオン透過率と検出器の感度とで決まる装置固有の定数, P^+ はイオンが中性化を受けずに散乱されるいわゆる非中性化確率, N は固体表面原子密度, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は微分散乱断面積, $\Delta\Omega$ はエネルギー分析器のみこむ立体角である。入射角 ψ , 散乱角 θ , 入射イオンエネルギー等の散乱パラメータを固定することにより $k \cdot p^+ \cdot N \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega$ は定数となるから, 散乱イオン強度 I_s は入射イオン強度 I_0 に比例する。結局(8)(9)式から $I_s \propto P_{He}, P_{D_2}$ であることがわかる。

3. 実験

3.1 実験装置

実験装置の模式図を図3に示す。装置はガス導入系, ターボ分子ポンプとイオンポンプを用いた超高真空槽, イオン散乱システム, 散乱イオン検出システムより成っている。装置の到達真空度は約 150°C , 10時間のベーキング後, $1.3 \times 10^{-7} \text{Pa}$ であった。 D_2 , H_e はじゅう分加熱脱ガスしたモレキュラーシーブストラップにより H_2O 等の凝縮性不純物ガスを除去した後, 真空槽に導入した。 $10^{-6} \text{Pa} \sim 10^{-2} \text{Pa}$ の導入圧力範囲においてガス分析計で検査する限り, D_2 中に1%の H_2 が存在する以外は, H_e あるいは D_2 のイオン強度に対する CH_4^+ , H_2O^+ , $CO^+ + N_2^+$, CO_2^+ 等の残留イオンの強度比は 10^{-4} 以下に抑制されていることを確認した。

図3. イオン散乱実験装置

イオン銃はタングステン熱陰極をもつ電子衝撃型で

あり, 電離電子電流 $I_e = 2 \text{ mA}$ で動作させた。標的イオン電流のガス圧力に対する直線応答領域は D_2 , H_e の両方に対して $1 \times 10^{-6} \text{Pa} \sim 1.3 \times 10^{-2} \text{Pa}$ (本論文における圧力表示はすべて窒素換算値である) であった。標的試料には残留ガスの化学吸着が少ないことを考慮して銀 (Ag , $M=108$) を選定した。試料表面清浄化のための加熱用フィラメントを試料裏面に装備した。散乱イオンのエネルギー分析には中心軌道半径 $r_0 = 5 \text{ cm}$, エネルギー分解能2%の 180° 偏向型静電エネルギー分析器を用いた。エネルギー分析されたイオンをセラトロン[®] (村田製作所) により検出し, その出力をパルス計測法により計数し, レコーダー上に記録した。

3.2 実験方法

実験では提案した計測原理の実用性を実証することに主眼をおいた。従ってイオン散乱装置においては, 初めに一定の導入ガス圧力のもとでの D_2^+ イオンと H_e^+ イオンのそれぞれの散乱エネルギースペクトルを得

ることから始めた。次に H_e^+ イオンの弾性散乱ピーク強度 $I_S^{H_e^+}$ が最大になる¹²⁾ ように加速イオンの最適化を行った。その結果 $E_0 = 1$ keV に設定し以後のイオン散乱実験はすべてこの加速エネルギーで行った。第3に導入ガス圧力に対する散乱イオン強度 $I_S^{H_e^+}$, $I_S^{D_2^+}$ の比例性を調べた。導入ガス圧力は裸型 Bayard-Alpert 型電離真空計により測定した。さらに D_2 と H_e の混合ガスを用いて、散乱エネルギースペクトル上における D^+ と H_e^+ の分離と、分圧測定の可能性について確認した。混合ガスを使う実験においては、最初に H_e ガスを導入し、その一定分圧のもとで、さらに D_2 ガスを導入し D_2 分圧を変化させた。最後に不純物ガスが与える影響を評価するためにメタンガスを導入したときの散乱エネルギースペクトルを観察した。この実験の目的は次の理由により行った。ALT-II においてはグラファイトからなるリミターブレード⁶⁾ が使用されるので、このグラファイトが重水素プラズマによる化学スパッタリングの結果メタンガスを放出すると考えられる。つまり CH_4 はポンプリミター真空排気ダクトにおける D_2 と H_e 以外の不純物ガスの大きな割合を占めると考えられるからである。さらに TEXTOR においてライナー板に施しているカーボンコーティング¹³⁾ も CH_4 の大きな放出源になると考えられる。

3. 3 実験結果

図4(a)(b)に H_e と D_2 の導入ガス圧力を一定に保持したときに得られた散乱エネルギースペクトルを示す。イオン銃の動作条件は加速エネルギー $E_0 = 1$ keV, $I_e = 2$ mA である。2次電子放射を補正した入射イオン電流 $I_0^{H_e^+} = 2.2 \times 10^{-9}$ A, $I_0^{D_2^+} = 6.0 \times 10^{-7}$ A である。図4(a) からわかるように H_e^+ イオンが鋭い弾性散乱を示すエネルギーは $0.93 E_0$ となっており(6)式から理論的に予想されるエネルギー値に合致している。 $E/E_0 = 0$ から 0.1 に見られる低エネルギースペクトルは、表面吸着ガスのスパッタイオンピークであろう。 D_2^+ イオンの散乱では2章で示したように、固体表面原子との衝突において完全解離が起きているならば D^+ イオンのみが検出され、そのエネルギーは $E/E_0 = 0.48$ 以下のはずである。図4(b)において

図4. 散乱イオンエネルギースペクトル。 $E_0 = 1$ keV (a) H_e (b) D_2

散乱 D^+ イオンに相当するエネルギースペクトルは $E/E_0 = 0.6$ 以下に確かに観測されている。またピークの得られるエネルギーは $E/E_0 = 0.44$ であり、(5)式から予想される $E/E_0 = 0.48$ に比べて低エネルギー側にずれている。このピークの低エネルギー側へのシフトとスペクトルの幅の広がり、は、表面最上層以下で多重散乱を受け、(5)式から計算される1回の弾性散乱とは異なったエネルギーをもつ D^+ イオンの寄与によるためと考えられる。 $E/E_0 = 0.6$ 以上の高エネルギー側にも散乱イオンが検出されている。この散乱イオンは強度比で、表面解離 D^+ イオンのそれに比べて2.5%と小さく、 $E/E_0 \sim 0.94$ で最大ピーク値を示し、低エネルギー側に強度がゆるやかに減少するスペクトルとなっている。Ecksteinらは本実験と比べて高い $E_0 = 4.92$ keVの D_3^+ イオンを用いて、金試料における散乱現象を調べている¹⁰⁾。それによれば斜入射(入射角 Ψ)で小角散乱($\theta = 2\Psi$)するときは解離確率は小さくなり、分子イオンの散乱が増える。またその散乱分子イオンは H_e^+ イオンと同様、幅広く広がらない弾性散乱ピークとなる。本実験が $\Psi = 45^\circ$ 、 $\theta = 90^\circ$ の散乱であるため散乱する原子イオンに対する分子イオンの比 D_2^+/D^+ 比は 10^{-4} 以下になると考えられる。また得られたスペクトルの形状から図4(b)に見られる高エネルギー側の散乱イオンは D_2^+ によるものではない。

考えられるイオン種は D^+ イオンである。すなわちイオン源の熱フィラメント表面で熱解離して生成される重水素原子 D^0 がイオン化され、加速エネルギー E_0 の D^+ イオンとして銀試料に入射、散乱されるためである。

図5(a)(b)にそれぞれ H_e と D_2 ガスの圧力変化に対する散乱エネルギースペクトルのピーク値(D^+ に対しては $E/E_0 = 0.44$ 、 H_e^+ に対しては $E/E_0 = 0.93$ における散乱イオン強度)の変化を示す。 H_e に対しては 1×10^{-6} Paから 5×10^{-3} Pa、 D_2 に対しては 6×10^{-5} Paから 1×10^{-2} Paの圧力範囲において直線応答性を示している。この結果から直線の勾配を H_e および D_2 に対する検出感度 r_{H_e} 、 r_{D_2} として定義する

図5. ガス圧力と散乱イオン強度の関係 (a) H_e (b) D_2

ならば, $\tau_{H_e} = 2 \times 10^7$ cps/Pa, $\tau_{D_2} = 3 \times 10^5$ cps/Pa である。本実験においては $I_S^{H^+}$ が最大となるようにイオン加速エネルギーを設定したために, 結果的には τ_{D_2} が τ_{H_e} に比べて小さいため衝突解離 D^+ イオンの低圧力領域における計数率が小さくなっている。したがって H_e に比べ直線応答の圧力領域が狭くなっている。分圧測定領域の下限は統計誤差あるいは入射イオン電流 I_0 の圧力に対する直線応答領域の下限圧力により決まる。一方上限はセラトロン の正常動作圧力または正常動作計数率, または出力パルスのパイルアップにより決まる。

図6に H_e 分圧を一定 (9.0×10^{-6} Pa) に保ち, 一方で D_2 分圧を変化させたときの散乱エネルギースペクトルを示す。いずれの場合も H_e^+ のピークと衝突解離 D^+ のピークが明確に分離されている。しかし $P_{D_2} = 8.8 \times 10^{-3}$ Pa のときにはイオン源で生成, 加速された D^+ イオンの影響が H_e^+ イオンのスペクトルに現われている。 H_e ガスの D_2 ガスに対する分圧比 P_{H_e}/P_{D_2} が 0.1 %, 1.2 %, 12 % の時の, H_e^+ の散乱イオン強度の統計誤差はそれぞれ 8.8 %, 6.3 %, 5.6 % であった。

図6. D_2 と H_e の混合ガスにおける散乱エネルギースペクトル。 P_{D_2} の変化にともない D^+ の強度は変化するが, H_e^+ の正味の強度は変化しない。

3. 2 に述べた理由から D_2 と H_e の他に CH_4 の存在が予想される。そこで CH_4 の存在が H_e^+ や D^+ イオンの散乱エネルギースペクトルに与える影響を調べた。 D_2^+ , H_e^+ の場合と等しい散乱パラメーターにおいて得られた CH_4^+ イオンの散乱エネルギースペクトルを図7に示す。図3 (b) と比べると, CH_4^+ と衝突解離 D^+ の散乱エネルギースペクトルはほぼ同一エネルギー域に得られるので互いに重なり合い, CH_4 が存在しているときは本計測法の D_2 分圧測定に重大な影響が現われることになる。

図7. CH_4^+ の散乱エネルギースペクトル。

4. 考 察

4.1 本計測法の有効性

イオン後方散乱法が H_e と D_2 の分圧計測に有効であるかどうかを調べた。 D_2^+ の加速イオンが銀原子に衝突した結果、図6が示すように解離して散乱される重水素原子イオン D^+ は $E/E_0 = 0.6$ 以下に検出されている。これに対し同一エネルギーで加速された H_e^+ イオンの散乱ではその弾性散乱ピークが $E/E_0 = 0.93$ に得られる。したがって D_2^+ と H_e^+ は散乱イオンのエネルギー分析を行うことにより完全に分離でき、同時的な分圧計測が可能であることが示された。イオン後方散乱法の有効性を実証する実験過程においては、注意すべき問題点がいくつか指摘された。第一はイオン源から引き出され標的試料に加速されるイオンの質量分析が行われていないため、イオン源内で生成する D^+ イオンが D_2^+ イオンや H_e^+ イオンとともに衝突し散乱される。この D^+ イオンの散乱は標的表面における衝突解離 D^+ イオンの散乱とは異なり、散乱エネルギースペクトル上で H_e^+ イオンのピークに重畳する。したがって H_e と D_2 の混合気体に対して行う H_e 分圧の測定に対してはイオン源からの D^+ イオンの散乱が誤差要因となる。第二は D_2 分圧の測定に関する不純物ガスの影響である。実験においては CH_4 を対象とした。明らかに CH_4 の散乱エネルギースペクトルは、衝突解離 D^+ イオンのそれに重なり合うし、両者の散乱イオン強度もほぼ同程度となる。 CH_4 ばかりでなく H_2O , CO のような真空装置の一般的な残留ガスは分子イオンになることから D^+ 検出の大きな障害となりうる。図7の CH_4^+ の散乱スペクトルを見るとピーク値で $E/E_0 \simeq 0.56$ が与えられている。

の衝突解離を想定すると、解離エネルギーを無視した理論値は $E/E_0 = 0.6$ と計算されるのでこの解離が支配的に起きていると考えられる。 CH_4 やその他のバックグラウンドガスの存在が無視できる真空条件下では、図6に示したように $P_{H_e}/P_{D_2} = 0.1\%$ のときでさえ H_e 分圧が8.8%の統計誤差内で分離計測が行えることが指摘される。

4.2 システムの総合化における課題

以上の考察からわかるように、イオン後方散乱法をALT-IIのための H_e 分圧計測機器にまでもっていくうえでは、計測システムの総合化が次の段階の課題となる。最も重要な対処はイオン源からの加速イオンに対する質量分析の機能を付け加え、 $m/e = 4$ の D_2^+ イオンと H_e^+ イオンのみを散乱させることである。

ALT-II では捕集プラズマ粒子数として $3 \times 10^{20} D^+/s$ 、 H_e に対しては $1.5 \times 10^{19} H_e^+/s$ を目標としている。排気速度 $1 \text{ m}^3/s$ のターボ分子ポンプのみで排気を行うとき、8個あるリミターダクト中の D_2 と H_e 分圧は、それぞれ $\sim 0.2 \text{ Pa}$ 、 $\sim 1 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 程度に上昇すると予想される。この圧力はイオン散乱装置の直線応答領域を越えているので、差動排気が必要となる。図8はこの点を考慮した計測システムの概念設計を示している。イオン化室と散乱室とはスリットにより隔離され、それぞれ独立に小型のターボ分子ポンプにより排気する。ゲートバルブの下に置くオリフィスを適当に選ぶことによりリミターダクトとイオン化室との間に希望する差圧がつけられる。

図8. ALT-II への適用を考えた計測装置の模式図。差動排気を行うことによりイオン化室はダクトに比べて $1/10 \sim 1/100$ の圧力にする。

TEXTORのトカマク放電は3秒間である。ポンプリミターによる粒子除去がこの放電時間内におこなわれるとするならば、 D_2 および H_e の時々刻々の分圧計測はこれよりも短い時間内で行うことになる。現在ポンプリミターにおける全圧計の応答時定数が20 msecに設定されており、この計測器の場合についても同程度の応答を考える必要がある。この計測器の応答時定数はイオン化室の真空排気の時定数で決まるので、イオン化室の体積を極力小さくすることが必要である。また分析エネルギー E を $E = 0.44 E_0$ または $E = 0.93 E_0$ に固定し散乱 D^+ イオンまたは H_e^+ イオンの強度変化だけを検出する。さらに十分速い時間応答性を得ることが難しい計数率計に替えてMCS(マルチチャンネルスケーラー)の採用を考慮している。例えばイオン化室における H_e 分圧が 1×10^{-4} Pa のとき、MCSのサンプリング時間を100 msec に設定すれば統計誤差は7.1%, 20 msec ならば16%となる。統計誤差を小さくするためには、 r_{H_e} を大きくし、計数を大きくすることである。しかしながら現行のシステムにおいてセラトロンを用いる限り 10^5 cps を大きく上回る計数率の処理は困難であるので、現在これに替わる検出器を検討中である。

5. 結 論

低速イオン散乱法を用いた D_2 と H_e の混合ガス中の両者の分圧の新しい計測法を提案し、実用性について検討を加えた。 D_2 と H_e の混合ガスを用いた実験の結果から、 D_2 と H_e は散乱エネルギースペクトル上で明確に分離できた。圧力に対する散乱イオン強度の直線性は D_2 に対して 6×10^{-5} Pa より 1×10^{-2} Pa, H_e に対して 1×10^{-6} Pa から 5×10^{-3} Pa の圧力範囲において成立することを確認した。 D_2^+ , H_e^+ 以外

のイオン D^+ , CH_4^+ 等の除去, MCSのサンプリングタイムを短かくした場合の統計精度の向上等さらに検討が必要であるが, 本計測法のALT-II実験への適用は十分可能であり, 他の質量分析器に替わる安価で簡便な計測器としての発展が期待できる。

参 考 文 献

- 1) R. W. Conn : J. Nucl. Mater. 128/129 (1984) 407.
- 2) K. Lackner and M. Keilhacker : J. Nucl. Mater. 128/129 (1984) 368.
- 3) H. Conrads and the TEXTOR Group : *Proc. of 10th Symp. on Fusion Technology* (Pergamon Press, New York, 1979) 25.
- 4) R. W. Conn, D. M. Goebel, S. P. Grotz, A. K. Prinja, R. F. Schafer, D. B. Heifetz, W. B. Gauster and J. A. Koski : J. Nucl. Mater. 121 (1984) 350.
- 5) R. E. Ellefson, W. E. Moddeman and H. F. Dylla : J. Vac. Sci. Technol. 18 (3) (1981) 1062.
- 6) Quarterly Report ALT-II July (1985).
- 7) A. Sagara and K. Kamada : J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 812.
- 8) A. Sagara, K. Akaishi, K. Kamada and A. Miyahara : J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 847.
- 9) M. Aono, C. Oshima, S. Zaima, S. Otani and Y. Ishizawa : Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) L829.
- 10) D. P. Smith : Surf. Sci. 25 (1971) 171.
- 11) W. Eckstein, H. Verbeek and S. Datz : Appl. Phys. Lett. 27 (1975) 527.
- 12) W. L. Baum : Applications of surf. sci. 1 (1977) 81.
- 13) Y. Hori, N. Noda, K. Akaishi and A. Miyahara : Shinku 28 (1985) 904. [in Japanese]