

PDF issue: 2025-04-28

金イオンビームとガスターゲットの衝突時の反応断 面積測定システムの作製

谷池, 晃 ; 忍, 友彰 ; 望月, 翔 ; 井戸, 毅 ; 西浦, 正樹 ; 清水, 昭博 ; 古山, 雄一 ; 北村, 晃

(Citation) 神戸大学大学院海事科学研究科紀要,08<商船・理工論篇>:47-58

(Issue Date) 2011-07

(Resource Type) departmental bulletin paper

(Version) Version of Record

(JaLCDOI) https://doi.org/10.24546/81003310

(URL) https://hdl.handle.net/20.500.14094/81003310



金イオンビームとガスターゲットの衝突時の反応断面積測定システムの作製

Fabrication of the measurement system for the cross sections in collisions between Au beams and gas targets

谷池 晃*, 忍 友彰**, 望月 翔**, 井戸 毅***, 西浦 正樹***, 清水 昭博***, 古山 雄一*, 北村 晃*

Akira Taniike^{*}, Tomoaki Shinobu^{**}, Syo Mochizuki^{**}, Takeshi Ido^{***}, Masaki Nishiura^{***}, Akihiro Shimizu^{***}, Yuichi Furuyama^{*}, Akira Kitamura^{*}

(平成23年4月8日受付)

Abstract

We fabricated an experimental system for a study on the collision physics of negative Au ions with atoms or molecules using the tandem accelerator. First of all, the gas pressure in the gas cell was measured by Baratron. Taking account of the pressure gradient in the gas cell, the gas thickness was calibrated by HE IGC for some kinds of gases. A system that can measure the beam current of the ions deflected in a small angle was installed at the 0-degree beam line of the tandem accelerator system. Negative ions through the tandem accelerator were detected with the system, and the current was measured as a function of the gas pressure in the gas cell at some terminal voltages. The total electron-loss cross sections of the negative Au ion ware obtained. The cross sections were consistent with those of other researcher's results, but the cross sections for high energy ions were smaller than the other's results. The gas pressure dependence of the low-energy Au^+ ion beam current measured with the "0-deg. detector" was similar to that measured with the 15-deg. line Faraday cup. The atomic and the molecular collision experiment of MeV ions can be conducted with this system.

(Received 2011.4.8)

1. はじめに

現在核融合エネルギーを利用した核融合炉の 研究開発が進められている^[1].核融合反応を用い て発電を行うためには,高温・高密度のプラズマ を作り,長時間安定に維持させる必要がある.核融 合発電のためにはローソン条件を満たす必要があ る. これはプラズマ密度 n および閉じ込め時間 τ の積の下限値で表される. D-T 反応を用いた核融 合炉の場合,温度が 4 keV 以上, $n\tau$ が 10¹⁴ cm⁻³s 以上のプラズマが必要である^[2].

そのようなプラズマを生成するためには、プラ ズマを閉じ込める必要があり、その方法として磁 場閉じ込め方式と爆縮を利用した慣性核融合方式 がある.磁場閉じ込め方式はトカマクに代表され、 いくつかの装置が世界各国に存在する.それらの

^{*}神戸大学大学院 海事科学研究科 **神戸大学 海事科学部 ***自然科学研究機構 核融合科学研究所

成果を踏まえてさらに発展させた装置が,現在カ ダラッシュに建設中の国際熱核融合実験炉(ITER) である^[1,3].

磁場閉じ込め装置において, プラズマの温度と 密度を高くし、さらに長時間存在させるためには、 プラズマの閉じ込めを適切に制御する必要がある. すなわち、 プラズマの閉じ込め機構を十分に理解 する必要がある.そのうちの一つとして、プラズ マ中の電場の振る舞いを理解することが考えられ る. 重イオンビームプローブ(Heavy Ion Beam Probe: HIBP)法は磁場閉じ込めプラズマ内部の電 位を直接測定できる唯一の計測装置であり、プラ ズマ閉じ込め研究に寄与しうる装置である.本研 究では,核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (LHD)に設置された HIBP(LHD-HIBP)^[4]を対象と している. この LHD-HIBP はヘリカルプラズマの 閉じ込め磁場 1.5 T に対して 1.5 MeV の金イオン (Au⁺)が必要とされる.現状では,電子密度が 1×10¹⁹ m⁻³ 程度以下のプラズマに対して測定を行 っているが、さらに密度の高いプラズマに対して 適応することが望ましい.そのためにはプロービ ングビーム電流を増加させることが重要となる.

LHD-HIBPのAu+ビーム生成には3MVのタン デム加速器を用いている.負イオン源で生成され たAu⁻イオン^[5,6]は加速時にガスセル中のArと衝 突し,Au⁺イオンになり再び加速される,このAu⁺ イオンビーム電流を増加させる方法としては,ガ スセルにおける電荷交換効率を改善すること,負 イオンビーム電流を増加させることなどがあげら れる.これらを改善することで高密度プラズマへ の適用が可能である.

磁場を用いて特定の角度にイオンビームを偏向する場合、イオンの質量が大きいまたはエネル ギーが高くなるほど、大きな磁場が必要となる. 本学 1.7 MV タンデムペレトロン静電加速器

 (PELLETRON 5SDH-2, 米国 NEC 社製,以下, 本タンデム加速器)での,本研究以前の偏向角の最
 も小さいビームラインは正負 15 度のライン (P15,M15 ビームライン)であった. このビームラ インでは, SW Magnet の最大磁場(電流値)によ り偏向できるエネルギーが制限され,最大 270 keV の金イオン(Au⁺)を検出することが可能であ った.しかし,エネルギーが MeV オーダーの金イ オンビームを検出することは不可能であった.

本研究の目的はエネルギーが MeV オーダーの 重金属イオンビームを用いた原子・分子衝突実験 を本学加速器において行うことである.そのため に,SW Magnet によってわずかな角度に偏向した イオンビーム電流を測定できるチェンバーを設置 し(以下,0度ビームライン),これを用いて金イ オンビームの原子・分子衝突実験を行った.またこ の実験より得られる各種断面積を求めるためには 本タンデム加速器運転中のガスセル内部の圧力を 知り,ガス厚を正確に求める必要がある.そこで圧 カトランスデューサを用いてガス厚を校正した後, 金負イオンの電離断面積等を求めた.それらの値 とM15度ビームラインで行った実験結果^[7]との比 較を行った.

2. 実験装置

2.1 タンデム加速器

本学 1.7 MV タンデムペレトロン静電加速器 (PELLETRON, 5SDH-2, 米国 NEC 社製)の体系 を Fig.1 に示す. セシウムスパッタリング型負イ オン源(SNICS-2)と RF 放電-Rb 荷電交換型負イ オン源が常設されている. 前者は希ガス以外,殆 ど全ての核種の負イオンを生成できる.後者は He 負イオンを生成するために用いる^[8,9].

イオン源で生成された負イオンは下流にある Inj. Magnet により質量選別され,タンデム加速器 本体に導かれる.高電圧ターミナルを大地電圧に 対して正電位に保つことで,入射した負イオンは 加速される.その負イオンは高電圧ターミナル部 のガスセルに導入された窒素分子と衝突すること で電荷を剥ぎ取られ,その結果として正イオンが 生成される.正イオンは大地電圧に向かって再加 速される. タンデム加速前の低エネルギー(LE)ビ ームラインには LE ファラデイカップ(LE IGC)と LE 電離真空計,加速後の高エネルギー(HE)ビー ムラインには HE ファラデイカップ(HE IGC)と HE 電離真空計が設置されており,各々でイオン ビーム電流量と真空度を測定できる. タンデム加 速されたイオンは SW Magnet によって任意のビ ームラインへ偏向された後,ターゲットに導かれ る. Inj. Magnet,静電 XY スティアラ,アインツ ェルレンズ,二連磁気四重極レンズ,磁気 Y ステ ィアラ等のビームトランスポートに用いる機器は 制御室コンソールで制御する.



Fig. 1. Schematic view of the tandem accelerator system at Kobe University.

2.2 ガスセル

ガスセルは負イオンを正イオンに変換するた めの装置である.本タンデム加速器ターミナル部 に設置されている.ガスセル内部のストリッパー ガスの圧力やガスの種類を変えることでチャージ フラクションを変化させる.ストリッパーガスの 圧力の調節は制御弁の開度を制御室コンソールの 'Trm Gas Strp'(以下 TGS)を操作することで行う. ストリッパーガスはタンデム加速器外部の N₂ ガ スシリンダーから絶縁チューブを通してガスセル 内に導入される.そのチューブをバイパスして, 他のガスシリンダーを接続できるようになってい るので,ガスの種類を容易に変更することができ る.Fig. 2 はガスセルの概略図である.ストリッ パーガスを効率よく閉じ込めるために,ターボ分 子ポンプが設置されている.ガスセルの長さは 760 mm である.



Fig. 2. Schematic view of the gas cell part.

2.3 真空度測定装置

タンデム加速器のビームラインの真空度を測 定するために,加速器両端の真空ポンプ上部に電 離真空計(Granville Phillips 社製; SERIES340)が設 置されている.加速器上流に設置されているもの を LE IGC,加速後に設置されているものを HE IGC と呼ぶ.電離真空計は気体を電離させて電流 を測定するので,測定空間を満たす気体に対して 異なった感度を持つ.よって絶対圧力を知るため には測定した数値に感度補正を加えなければなら ない.

圧力トランスデューサはガスセル内のストリ ッパーガスの絶対圧力を測定するために用いた真 空計で, MKS 社製 Baratron, タイプ 628B 絶対圧 型圧力トランスデューサ(以下, Baratron)である. 電離真空計と異なり, すべての気体に対する感度 は等しい.

2.40度ビームラインチェンバー

エネルギーが MeV オーダーの重イオンは本タ ンデム加速器の SW Magnet を用いて大きく偏向 することが出来ない. そのためビームの直進方向 (0 度ビームライン)に,高エネルギーの重イオン ビームを検出できるチェンバーを設置した. 0 度 ビームラインでは,イオンビームを小角度に偏向 して,ビーム電流の測定を行うことができる.

タンデム加速器の 0 度ビームラインにゲート

バルブを取り付け,下流に CF114 のクロス管を設 置した.クロス管下部には真空を引くためターボ 分子ポンプ(VARIAN 社製; Turbo V-70),ロータ リーポンプ(ALCATEL 社製)を設置した.またク ロス管の上部には電離真空計(Pfeiffer Vacuum, Typ. PKR251)を設置した.電離真空計で発生した 電子がイオンビーム電流測定に影響しないように, 測定中は電源を OFF とした.また実験に応じて以 下に示すような二種類の体系で実験を行った.

まず, チェンバーエンドに CF70 ビューポート を Fig. 3 のように取り付けた. 真空内に石英(外 径 40 mm, 厚さ 5 mm)を設置し, ビデオカメラ で撮影できるようにした. ビームが石英に衝突し て発光する様子を制御室モニターで観測し, SW Magnet の電流量とイオン偏向角の対応関係を測 定した.



Fig. 3. Set up for the beam spot measurement with quartz and a view port.

次に Fig. 4 に示したように、チェンバーエンド に電流導入端子付きのフランジを設置し、内部に ファラデイカップを取り付けた. 周囲からのター ゲット以外の粒子の流入等の影響を小さくするた めに、コレクタ周りにはシールドを設けた. さらに 入射ビームを制限するために幅 2.00 mm のスリッ トを設けた. シールドの材質は導電性があり、強 磁性体でない厚さ 0.2 mm のステンレス鋼を使用 した.

スリットとファラデイカップはFig.5で示した ように中心から 10.00 mm 偏心させて設置した. ファラデイカップの直径は 20.0 mm である.Fig.5 のようにスリットを通過したビームだけがファラ デイカップに入り,電流として検出される.SW Magnet からスリット枠中心までの距離は 695.55 mm であるので、スリットを通るビームの偏向角 を θ とすると θ の範囲は

 $0.741 [^{\circ}] \le \theta \le 0.906 [^{\circ}]$ (1)であるが、ビームを完全に一点に収束させること はできないので,実際にはこの範囲外の角度でも ビーム電流が計測される. スリット付近のチェン バー外部に希土類磁石を取り付けて水平方向に磁 場を形成し、ビームが管壁等に衝突したときに発 生する二次電子を捕獲し,二次電子がファラデイ カップで検出されることを防げた.希土類磁石の 磁束密度はスリットの位置で約 0.5 T であり、イ オンビームの検出にこの磁場は影響しは無いと考 えられる.ファラデイカップは270 Vの乾電池を 用いて正にバイアスすることで二次電子を抑制し, スリット枠にはメタルミー(東レ社製),あるいは ポリエチレンを貼り、ビームが入射すると発光す るようにした.そして、上部にビデオカメラを取 り付け、制御室のモニターでビームの位置が確認 できるようにした.



Fig. 4. Set up for the beam current measurement. It consists of a Faraday cup, a shield, a slit, and video camera.



Fig. 5. Schematic view of a detection system for the ion beams.

3. ガスセル部のガス厚の決定

3.1 Baratron を用いたガスセル内部圧力の測定

本タンデム加速器運転中のガスセル内部の圧 力を知るために,加速器停止中に Baratron を用い てガスセル内部圧力を直接測定した. Fig. 6 はガ スセル上部に Baratron を設置した様子を示してい る.高圧ターミナルのガスセル上部に Baratron を 設置し,タンデム加速することは容易ではない. そこで,ターミナル電圧が0 Vのときの Baratron と電離真空計(HE IGC)の対応関係を調べた. HE IGC は大地電位にあるため,タンデム加速中でも 圧力を測定することができる. この値からガスセ ル内部の圧力が求められる. ガスセルに導入する ストリッパーガスは N₂, H₂, Ne, He, Ar, およ び Xe を使用した. この結果から使用ガス種に対 応するガス厚を求めた.



Fig. 6. Photograph of the Baratron set on the high voltage terminal.

HE ビームラインの HE IGC で測定された HE 管部分における圧力 P_{HE} と Baratron で測定された ガスセル部における圧力 P_{BA} の関係を Fig. 7 に示 す.この関係は線形でないことが分かる.これは ガスセル部に設置されたターボ分子ポンプなどの 影響と思われる.



Fig. 7. Relationship between the pressure at HE beam line and the pressure in the gas sell, measured by HE IGC and Baratron, respectively.

Fig. 7 の結果を三次曲線でフィッティングし, 種々のガスに対する近似曲線を求めた.これによ って,任意の HE IGC の指示値からガスセル上部 のガス圧力を求めることができるようになった. フィッティングを行う際,切片は0を用いた.た だ,ガスセルに導入するガスが He, Ar, Xe の場 合,ガス圧力が小さい場合の近似式と実測値の差 は大きく,最大数 10%の違いがあった.この式を 用いて, HE IGC の値からガス厚 nl を求めること ができる.

気体の状態方程式

$$PV = nRT = NkT \tag{2}$$

より 20 ℃の時の 1 Pa のガス分子の個数密度は

$$\frac{N}{P \cdot v} = \frac{1}{kT \times 10^6} = 2.47 \times 10^{14} \quad [\text{Pa}^{-1} \text{cm}^{-3}]$$
(3)

である. ここで, *P* は圧力, *V* は体積, *n* は 粒子数, *R* は気体定数, *T* は温度, *N* は分子(原 子)個数, *k* はボルツマン定数である.

ガスセルの長さは 61.0 cm であり, 1.00 Pa の個 数密度は 2.47×10¹⁴ Pa⁻¹cm⁻³ であるので, ガスセル 内部の分子の個数密度は一定と考えて, ガス厚 nl は

 $nl \,[\mathrm{cm}^{-2}] = P_{\mathrm{BA}} \times 2.47 \times 10^{14} \times 61.0$ (4) で表される^[7]. 3.2 *管のコンダクタンスを用いたガスセル内部圧* 力計算

ここでは真空配管の形状から求めたコンダクタ ンスを用いて,ガスセル内のガス厚 nl を求める. Fig. 8 は加速器の真空配管の幾何学的配置の模式 図であり,LE IGC から HE IGC までの考慮する場 所における圧力,コンダクタンスを同時に示した. 計算に用いる各管の長さ,直径,コンダクタンス は Table 1 に示した.



Fig. 8. Geometrical arrangement of vacuum system.

Table 1. Conductance of the vacuum pipes or

chambers.			
	Diameter [mm]	Length [mm]	Conductance [L/s]
C_1	7.9	236.6	0.26
C_2	7.9	41.5	1.4
C_3	25.4	980	1.2
$C_{4\text{LE}}$	84.5	715	85.7
$C_{4\mathrm{HE}}$	84.5	365	168
$C_{\rm sLE}$	89.1	392.6	183
$C_{\rm sHE}$	101	318.5	327

HE, LE などの P は各々の点での圧力, C は示した区間の管のコンダクタンス, Q は流量, S は排気速度である.ここで 10 $^{\circ}$ C の Ar の平均分子速度 \bar{v}_{Ar} は

$$\bar{v}_{\rm Ar} = 146 \times \sqrt{\left(\frac{283.15}{40}\right)} = 388 \,[{\rm m/s}]$$
 (5)

となる. また管の直径を R 長さを L とすると管の コンダクタンス C は

$$\mathcal{C} = \frac{\pi}{12} \times \frac{R^3}{L} \times \bar{\nu} \times 1000 \tag{6}$$

で求めた.

加速器外部、及び加速管での関係式は

$$\frac{1}{S_{\text{eHE}}} = \frac{1}{S_{\text{HE}}} + \frac{1}{C_{\text{SHE}}} \tag{7}$$

$$Q_{\rm HE} = S_{\rm eHE} P_{\rm HE} \tag{8}$$

$$Q_{\rm HE} = C_{\rm 4HE} (P_{\rm 3HE} - P_{\rm HE}) \tag{9}$$

$$Q_{\rm HE} = C_3 (P_{\rm 2HE} - P_{\rm 3HE}) \tag{10}$$

$$Q_{\rm HE} = C_2 (P_{\rm 1HE} - P_{\rm 2HE}) \tag{11}$$

$$Q_{\rm HE} = C_1 (P_0 - P_{\rm 1HE}) \tag{12}$$

ガスセル内部では

$$Q_{\rm G} = Q - Q_{\rm LE} - Q_{\rm HE} \tag{13}$$

$$Q_{\rm G} = S_{\rm G} P_{\rm 1HE} \tag{14}$$

であるので

$$P_0 = \frac{(S_{\rm G} + S_{\rm eLE} + C_1)P_{\rm LE} + (S_{\rm eHE} + C_1)P_{\rm HE}}{2C_1}$$
(15)

これらより、LE IGC、HE IGC の値から圧力分布 の式はガスセル端からの位置をxとして

$$P(\mathbf{x}) = P_{1\text{HE}} + \frac{P_0 - P_{1\text{HE}}}{30.5} x + P_{1\text{LE}} + \frac{P_0 - P_{1\text{LE}}}{30.5} x$$
(16)

となる. したがってガスセル内のガス厚 nl は,

nl = 2.5 × 10¹⁶ × ∫ P_(x) dx (17) で求めることができる. 3.1 で述べたように Baratron で測定した圧力から求めたガス厚(A)と コンダクタンス計算から求めたガス厚(B)の HE IGC の指示値との関係を Fig. 9 に示す.

Baratron の値とコンダクタンス計算から求めた ガスセル中央部の圧力 P₀に差はほとんどないが, Baratron の値から求めたガス厚はガスセル内の圧 力勾配を考慮していないためガス厚の値は約二倍 大きい.またガスセルと加速管の接続部は複雑な 構造をしているため,コンダクタンスは計算値よ り小さいと考えられる.そこでガスセル中央部の 圧力には Baratron の測定値を用い,ガスセル両端 の圧力は LE IGC, HE IGC の値からコンダクタン スによって求めた圧力分布を考慮したガス厚(C) を求め, Fig. 9 に示した. また, Fig. 10 に LE IGC の値が 7.2×10⁻⁸ Torr, HE IGC の値が 3.6×10⁻⁸ Torr の場合の圧力分布を示した.



Fig. 9. Relationship between the gas thickness and pressure of HE IGC, A; gas thickness calculated with P_{BA} , B; gas thickness calculated with the conductance, C:gas thickness calculated with P_{BA} and the conductance.



Fig. 10. An example of pressure gradient in the gas cell.

このようにして, Baratron, LE IGC, HE IGC の値 から求めたガス厚(C)を以下の実験に対して適用 する.

4. イオンビームを小角度偏向した時の様々な価数のイオンの検出

SNICS-2 イオン源に Au カソードを取り付けて 加速器を立ち上げ,Auイオンビームを生成した. その後ガスセルにストリッパーガスを導入し, Au⁺イオンビームを増加させた.ストリッパーガ スは N₂を用い, TGS の値は 69.5%前後で HE IGC の値は 4.0×10⁷ Torr 程度であった. 制御室モニタ ーで見えるスリット枠のビームの発光位置やイオ ンビーム電流の値を参考にしながら Au⁺イオンビ ームをトランスポートし、イオンビーム電流値を 最大にした. この状態で SW Magnet の電流を変化 させて、イオンビーム電流値の変化を測定した. また、この測定結果から Au⁺⁺ビームがファラデイ カップに偏向する SW Magnet の電流値を予測し た. その予測値に SM 電流を設定してトランスポ ートを再調節し、Au⁺⁺を収束させた. 収束後, SW Magnet 電流値を変化させて, Au⁺⁺イオンビーム電 流値の変化を測定した.

タンデム加速電圧が 132 kV と 490 kV の Au⁺, Au⁺⁺に対してこの実験を行った,Au⁺について, SW Magnet 電流値と正イオンビーム電流の関係を 調べた結果,132 kV の場合の Au⁺は SW Magnet の電流値が 3.3 A,490 kV の Au⁺では 4.1 A で Au⁺ イオンビーム電流が最大となった.これらの値と Au イオンビーム電流のエネルギー,価数,質量を 考慮して,ラーモア半径が等しいことから,Au⁺⁺ イオンビームがスリットに入るときの SW Magnet の値を求めると 132 kV の Au⁺は 2.04 A,490 kV の Au⁺では 2.51 A となった.そこで SW Magnet をこ れらの電流値に保ち,Au⁺⁺イオンビームを収束さ せる.その後,SW Magnet の電流値を変えて,Au⁺⁺ イオンビーム電流の変化を調べた.これらの結果 を Fig. 11 に示した.





Au⁺⁺に対しての電流曲線はいびつになっている. これは収束パラメータを Au⁺⁺に適合させることによって, Au⁺ビームが発散し, Au⁺の裾と重なってしまっているためと思われる.

得られた結果のイオンエネルギーが 0.979 MeVのAu⁺の結果を用いてビームの直径を求める. 実験結果の形状は立ち上りおよび立下り部分は直 線的に増減し,中央はプラトーを形成している. 先に 2.4 で得られた式を用いて立ち上りおよび立 下り部分の SW Magnet 電流値からビームがスリ ットを通り検出されていた間の移動距離を求める と,ビームの直径は 2.76 mm であった. スリット 幅は 2 mm であるので,ビーム幅はスリット幅程 度ということが分かる.

5. 金負イオンビーム衝突実験

5.1 金イオンビーム電流のガス厚依存性測定

制御室モニターで見えるスリット枠のビーム の発光位置を参考にしながら、Au⁺イオンビーム を収束させ、Au⁺イオンビーム電流値を最大にし た.TGS の値を調節してストリッパーガスのガス 圧を変化させ、その時の HE IGC と Au⁺イオンビ ーム電流値の対応関係について調べた.また、4章 で得られた Au⁺⁺ビーム収束時のトランスポート の調節値を参考にして Au⁺⁺イオンビーム電流を 収束させた.その後,TGS の値を調節しガスセル 内部圧力を変化させ,その時の HE IGC と Au⁺⁺イ オンビーム電流の値の対応関係について調べた. ガスセルでの衝突時エネルギーが 150 keV と 500 keV の場合の Au⁺および 150 keV と 500 keV の場 合の Au⁺⁺に対する実験を行った.またストリッパ ーガスは He を用いた.結果を Fig. 12 に示す.金 正イオンビーム電流の値は,量子数比較のため, 電荷数と LE ファラデイカップでの金負イオンビ ーム電流量で割り,ガス厚 nl は HE IGC の値から 3 章で求めた Baratron との関係式とコンダクタン スを用いて換算した.



Fig. 12. Dependence of the normalized ion beam current on the gas thickness in the cell.

ガス厚が増加するほど多価イオンの割合が増 えることを考えると,2 価イオンのビーム電流が 最大の時のガス厚が1価のイオンビーム電流が最 大の時のガス厚よりも大きい値となるはずである が,今回得られた値では2価の電流が最大時のガ ス厚のほうが小さい値となっている.

また、ビームの偏向角の違いによるビーム電流 量のガス厚に対する変化を比較するために、今回 取得したターミナル電圧が 129 kV に対する Au⁺ のデータと 15 度偏向ビームラインで取得した 129 kV に対する Au⁺を Fig. 13 に示す^[7].





この結果より、イオンを小角度偏向させて取得 したイオンビーム電流のガス厚依存性と 15 度偏 向させて取得したイオンビーム電流のガス厚依存 性の形状はよく一致していることがわかる.よっ てビーム電流のガス圧依存性実験は0度ビームラ インチェンバーを用いた小角度偏向でも実施可能 であるということがわかった. さらに小角度ビー ムラインにおいて高エネルギービームを用いた実 験に対しても正確な測定が期待できる.しかしFig. 13から分かるように、小角度で得られた電流値は 15度で得られた値の約2倍である.この原因とし ては,15度のラインはファラデイカップまでの距 離が長いためにビームが広がりの影響が大きい, または LE ファラデイカップからタンデム入口等 でのビームトランスポートが不十分であった等が 考えられる.

5.2 金負イオン全電離断面積の測定

ここで述べる実験ではストリッパーガスとし て Ar を用いた. TGS の値は 66.6 % (閉) とし, Au をトランスポートし,収束させる. その後, TGS を調節してガスセル内圧力を変化させ,Au イオンビーム電流を測定した.測定した結果をフ ィッティングすることで全電離断面積を得ること ができる.またいくつかのターミナル電圧につい ての実験を行った.Au⁻とガスの衝突時エネルギー は,150 keV,200 keV,265 keV,363 keV,432 keV,608 keV,803 keV,1000 keV とした.各エネルギーに対 する Au⁻イオンビーム電流の測定結果まとめて以 下の Fig.14 に示した.



Fig. 14. Au attenuation curves for some ion energies.

また Fig. 15 はガス厚が 0 cm⁻²のときの電流値を 1 となるように各データを規格化したグラフであ る.



Fig. 15. Normalizeed Au⁻ attenuation curves for some ion energies.

Au⁻に関するレート方程式は Au⁴⁺イオンまで考 えると,

$$\frac{\mathrm{d}F^{-}}{\mathrm{d}x} = -(\sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,+1} + \sigma_{-1,2} + \sigma_{-1,3} + \sigma_{-1,4})F^{-} + \sigma_{0,-1}F^{0}$$
(18)

であらわせる^[10]. ガス厚 x が小さい部分では $\sigma_{0,-1}F^0$ は微量であるため無視すると Au⁻のフラクションは,

 $F^- = e^{-(\sigma_{-1,0}+\sigma_{-1,1}+\sigma_{-1,2}+\sigma_{-1,3}+\sigma_{-1,4})x}$ (19) と近似できる. Au⁻のフラクションはガス厚の増加 とともに指数関数的に減少するので, Fig. 14 は直 線となるはずである. しかし Au⁻の減少とともに 多価の Au イオンが生成される. そのイオンが計 測される,または管壁に衝突して電子を放出させ, それが計測されるなどが考えられるので, このグ ラフにおけるガス厚の大きい部分は直線から外れ る. よって全エネルギーにおいてグラフが直線的 となっているガス厚 0.01 × 10⁻¹⁶ cm⁻² までを式(19) で近似できる範囲とし,各々の衝突エネルギーで 取得した Au⁻の減少カーブを指数関数の近似曲線

 $I = I_{LE} \exp(-\sigma x)$ (20) を用いてフィッティングした.ここで, *I* は 0 度 ビームラインで測定した電流値, *I*_{LE} は LE FC で測 定した電流値, *G* は全電離断面積, *x* [cm⁻²] = *nl* は ガス厚である.

その結果,各衝突エネルギーにおける Au の全 電離断面積を求めることができた.またガス厚が 0 の時の値(係数)は理論的には1となるはずであ るが,これらのフィッティングによって求めた係 数は1よりも小さい値となった.これはビームが トランスポートされる際に外側部分のビームの多 くが損失したこと,またガスセルでの原子衝突の 際の散乱の影響が原因と思われる.

こうして得られたガスセルでの衝突エネルギー が 1000 keV の全電離断面積を参考文献[11]に記載 されている全電離断面積と比較すると,前者が 14.2×10⁻¹⁶ cm²であるのに対して,後者は 17.3× 10⁻¹⁶ cm²であった.またいくつかの衝突エネルギ ーに対する全電離断面積と係数の値を Fig. 16 に 示す.



Fig. 16. Dependences of total cross sections and the coefficient on the impact energy.

各エネルギーにおいて本実験で得られた全電 離断面積を参考文献[11]の全電離断面積と比べる と、衝突イオンのエネルギーが低い位置ではほぼ 一致しているが、高エネルギーになるほど本実験 で得られた値は小さくなっている.高エネルギー のビームはレンズ効果をより大きく受け、ビーム が収束するため、電離断面積が小さくなったと思 われる.またどちらも衝突エネルギーが増すごと に緩やかに増加しているため、エネルギー依存性 は等しいと言える.また係数は衝突エネルギーの 増加とともに大きくなり、600 keV 付近で最大と なった後、減少することがわかった.

5.3 校正されたガス厚のM15 実験データへの適用 参考文献[7]に記述してある実験結果はガス厚の 校正が十分ではない.そこで,その結果の一部の データに本研究で行ったガス厚校正結果を適用し た.Fig. 17 にその結果を示す.



Fig. 17. Dependence of normalized ion beam current on gas thickness measured at M15 beam line.

この結果より, ピーク電流値はもとより, ピーク 位置がわかる.また, M15度ビームラインでの測 定は 150 keV の低エネルギーイオンに対してであ るが,イオンの価数に対するビームの分離は十分 である.そこで,ストリッパーガスが He の場合 のデータから断面積を導出してみる.Fig.18 にそ のデータを示す.



Fig. 18. Dependence of normalized ion beam current on gas thickness for He target.

Au⁺⁺イオンに対するレート方程式は式(18)と同様 に4価まで考えると、以下のように表される^[10].

$$\frac{\mathrm{d}F^{^{++}}}{\mathrm{d}x} = -(\sigma_{2,3} + \sigma_{2,4} + \sigma_{2,1} + \sigma_{2,0} + \sigma_{2,-1})F^{^{++}} + \sigma_{-1,2}F^{^{-1}} + \sigma_{0,2}F^{^{0}} + \sigma_{1,2}F^{^{+}} + \sigma_{3,2}F^{^{3+}} + \sigma_{4,2}F^{^{4+}}$$
(21)

上式において、ガス厚xが小さい場合を考える. この時、 F^{++}, F^{3+}, F^{4+} は十分に小さいと考えられる. さらに、価数が2以上変化する反応の断面積は小 さいと仮定すると、(21)式は、

$$\frac{dF^{++}}{dx} = \sigma_{1,2}F^{+}$$
(22)

と書ける.これを変形すると,

$$\sigma_{1,2} = \frac{1}{F^+} \frac{\mathrm{d}F^{++}}{\mathrm{d}x}$$
(23)

となり、ガス厚が 0 cm^{-2} 近傍の F^{++} の傾きと、 F^{+} の値を用いて断面積 $\sigma_{1,2}$ が近似的に求められる. Fig. 18 のデータを用いて求めた He に対する断面 積は $\sigma_{1,2} = [1.9 \times 10^{-17} \text{ cm}^{2}]$ となった.

6. まとめ

Baratron と HE IGC の対応関係を調べたことに よって、イオンビームを加速したときのガスセル 内部の絶対圧力を HE IGC の値から知ることがで きるようになった.ただし、ストリッパーガスに He, Ar, Xe を用いた時は、ガス圧力が低い領域 での精度は低い.Baratron で測定した圧力は二つ の電離真空計の値から加速管、ガスセルなどのコ ンダクタンスを用いて求めたガス中心部の圧力の 約 2.5 倍となった.このことから、ガスセル中央 部の圧力は Baratron で測定した圧力を用い、コン ダクタンスによる圧力勾配を考慮に入れてガスセ ル内のガス厚を校正した.

エネルギーが MeV オーダーの重金属イオンビ ームを用いた原子・分子衝突実験ための小角度ビ ームラインを設置した. この装置を用いることに よって,エネルギーが約 0.3 MeV から 1 MeV の Au イオンビームを検出でき,その電流のガス厚依 存性が測定できた.また M15 度ラインで取得した ビームとそのガス厚依存性が一致した. 構築した電流測定システムによって,様々な衝 突エネルギーの Au⁻のガス厚依存性から金負イオ ン全電離断面積を求めた.参考文献[11]の値と比 較すると少し差があり,1 MeV で比較した場合は 本研究で得られた全電離断面積の方が約 3.0 × 10⁻¹⁶ cm²大きい.

原子衝突の際の各種断面積を求めるためには, 本研究で行った測定に加えて,中性粒子及び多価 イオンの測定が必要である.前者は新しい測定法 が必要となるので,すぐには実現できない.後者 については,少し偏向角度を大きくすることで実 現可能と思われる.

謝辞

筆者らは原子衝突実験に関する議論をしてい ただいた俵博之教授,理論に関するアドバイスを いただいた V. P. Shevelko 教授に深く感謝いたし ます.

本研究の一部は文部科学省大学共同利用機関 法人自然科学研究機構核融合科学研究所の一般共 同研究 NIFS08KCHB002 (2008 - 2010)から援助を 受けて実施しました.

参考文献

[1]プラズマ・核融合学会誌,「テキスト 核融合 炉」,プラズマ・核融合学会,第87巻増刊(2011).

[2] Francis F. Chen 著, 内田岱二郎訳,「プラズマ物 理入門」, 丸善(1977).

[3]プラズマ・核融合学会誌 特集,「ITER 工学設計」, プラズマ・核融合学会, 第78 巻増刊(2002).

[4] T. Ido *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Vol.86, No.9 , pp.507-516(2010)

[5] A. Taniike, NIFS Research Report, NIFS Series 352(1995).

[6] A. Taniike *et al.*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 22, No. 4(1994).

[7] A. Taniike *et al.*, Plasma Fusion Res. 5, S2087(2010) [8]北村晃 他, 神戸商船大学紀要 商船・理工学 篇, No.46, pp. 1-10(1998)

[9]谷池晃 他,神戸大学海事科学部紀要, No. 3, pp. 115-122(2006).

[10] M. Nishiura *et al.*, NIFS Research Report, NIFS Series 884(2008).

[11] M M Sant'Anna *et al.*, Plasma Phys Control.Fusion, 51, 045007(2009)