

直線型プラズマ装置 TPD-II を用いた黒鉛ターゲットからの炭素不純物流入の分光計測

杉本達律

名古屋工業大学セラミックス基盤工学研究センター
〒 507-0071 岐阜県多治見市旭ヶ丘 10-6-29

Spectroscopic investigation on the carbon impurity influxes from the graphite target with the use of TPD-II linear plasma device

Tatsunori Sugimoto

Ceramics Research Laboratory, Nagoya Institute of Technology
Asahigaoka 10-6-29, Tajimi 507-0071 Japan

A divertor configuration that leads edge plasma into a divertor region plays an important role in plasma particle control and impurity control. The plasma conducted by the divertor magnetic field is neutralized on the divertor plate. Because of the high heat load, it is apprehended that the divertor plate becomes a primary impurity source. So, the study of impurity behavior in divertor region is of great interest. We simulated a divertor region experimentally using a linear plasma device, and studied transport properties of impurities, which produced on a target plate. The experiments were carried out in the TPD-II (Test Plasma produced by Direct current discharge) device at National Institute for Fusion Science (NIFS). To study the behavior of carbon produced from the graphite target, carbon emissions were observed with 0.5 m Czerny-Turner Monochromator. We could observe the carbon emissions from CI to CIII, which wavelengths are 247.9 nm (CI), 283.4 nm (CII) and 229.6 nm (CIII). We analyzed the spatial density distributions of carbon with 1-dimensional transport model, which makes continuity equations equation of impurity. The friction force shifted impurity ions distributions to the target side.

[Received February 5, 2007; Accepted March 9, 2007]

1. はじめに

磁場閉じ込め型核融合実験装置において、プラズマ-壁材料間の領域ではプラズマ中の粒子の衝撃による壁材料のスパッタリングや熱負荷による壁材料の蒸発、昇華といったプラズマと壁材料との相互作用 (Plasma Surface Interaction) による生成物が生じる。それら生成物はプラズマ内に混入すると不純物となる。プラズマ内に混入した不純物は燃料希釈や放射損失によるプラズマ

冷却によって熱的不安定性を発生させ、プラズマの消滅 (ディスラプション) を引き起こす要因となるため、その制御は重要な課題の一つとなっている [1][2]。

壁材料に用いる材料としては、モリブデンやタングステンといった高 Z 材料が、融点が高くスパッタリングも起こりにくいため、これらを核融合実験装置の特に損耗の激しいとされる部分に壁材料として用いることで不純物の混入量が抑制される。しかし、全く混入しないということではなく、高 Z 材料は原子を構成する電子数が多いため、プラズマに少量でも混入した時、放射損失が大きく、結果としてプラズマへの影響も大きくなる。そこで、ベリリウムや炭素といった高温でも安定で原子番号の小さい低 Z 材料が、原子を構成する電子数が少ないため放射損失が小さくプラズマへの影響は小さいことから壁材料として利用される。しかし、これらも損耗率が高いという特性を持つため多くの不純物が生じることとなる。プラズマに与える影響と損耗量の比較により、プラズマの温度が数十 eV の時は高 Z 材料が、数百 eV 以上の時は低 Z 材料が良いという指摘がされている。

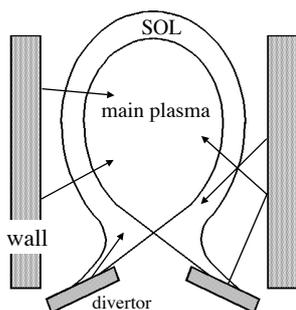


Fig. 1 核融合プラズマへの不純物混入.

不純物の特性を積極的に利用する方法もある。その例のひとつとしてダイバータプラズマの局所的な冷却がある。ダイバータとは、磁場閉じ込め型核融合実験装置において温度の高い主プラズマから流出する粒子を磁力線によって主プラズマから離れた領域へと導きダイバータ板によって中性化する構造を持ち、プラズマの粒子制御、熱制御、不純物制御に大きな役割を果たしている。ダイバータ板は高い熱流束を持つプラズマと接触する唯一の場所であり最も熱負荷を受ける部分であるため、プラズマとの間の相互作用も大きくなり、損耗も激しく、場合によっては主要な不純物発生源となってしまう。不純物をこのダイバータ板近傍に局在化させることができれば、放射損失によってダイバータプラズマを冷却し、ダイバータ板への熱負荷を低減させ、ダイバータ板の損耗抑制にも繋がる可能性が指摘されている [3]。現在開発が進められている ITER のダイバータも、このような不純物の特性を積極的に利用した放射冷却機構を期待して設計されている。

以上のことから、核融合炉における不純物の研究は重要であるが、トカマク型やヘリカル型といった核融合実験装置における研究には、装置の構造が複雑なことによる空間的な制約から対象となる領域の観測が困難であることや、パルス運転が主流であるため長時間の現象や、条件をそろえた実験が容易でないことがある。そこで、直線型プラズマ装置を用いた模擬実験が行われている。代表的な直線型プラズマ装置としては NAGDIS(名古屋大学)[4][5]、MAP(東京大学)[6]、PISCES(UCLA)[7][8] がある。これまでに、ガス接触によるターゲット板への熱流制御、材料へのプラズマ照射によるプラズマ - 固体壁相互作用、プラズマ照射による材料組成変化、損耗と再堆積、材料から発生した不純物の原子・分子過程、不純物の磁力線に沿った方向への輸送等に関して研究が行われてきている。

そこで本稿では、現在、自然科学研究機構核融合科学研究所に設置してある直線型プラズマ実験装置 TPD-II を用いて行った実験を例に、プラズマと材料の境界領域における分光計測について述べる。

2. 実験

2.1 直線型プラズマ装置 TPD-II

TPD-II は、1960 年代初めに名古屋大学プラズマ研究所の高山らによって開発された、直流放電型磁化プラズマ源 TPD (Test Plasma produced by Direct current discharge) を備えた直線型プラズマ実験装置である。TPD は、長時間に渡り定常に高密度・高電離のプラズマを生成できるという特徴を持ち、生成されるプラズマ

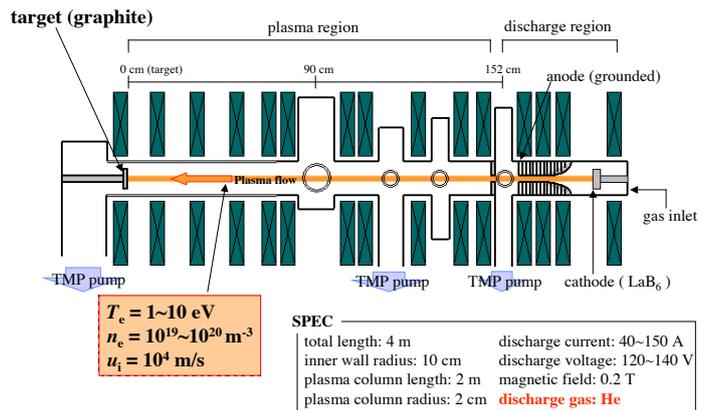


Fig. 2 直線型プラズマ装置 TPD-II.

は基礎実験プラズマとして長い期間幅広い分野で用いられてきた [9-15]。

装置の全長は 4 m 程度であり、直径 2 cm、長さ 2 m 程度の円柱状のプラズマを生成する。装置を大きく分けると、プラズマを生成する「放電部」、実験領域となる「真空容器」、プラズマを支持する磁場を作り出す「磁場コイル」、その他「排気系」、「ターゲット部」によって構成される。

TPD-II 装置はプラズマ源にあたる「放電領域」と実験を行なう「プラズマ領域」に分けられる。さらに放電領域は「熱陰極」、「浮動電極」、「陽極」で構成される「放電部」が備わっている。

熱陰極には LaB_6 を用いている。放電は陰極 - 陽極間でのグロー放電から始まり、グロー放電によって LaB_6 が十分に (1400°C 程度まで) 加熱されると LaB_6 から大量の熱電子を放出しプラズマが生成され、浮動電極と陽極を通過しプラズマ領域内へと流れ込む。浮動電極と陽極は共に一つのホルダーに納めて真空容器に取り付けられている。

浮動電極は 12 枚設けてある。各々の浮動電極間の距離は 1 m 離れており、O-リングとテフロンガスケットによって気密を保ちながら相互に絶縁されている。これら浮動電極は直接プラズマと接触するため熱的損傷が激しく、ステンレス鋼では容易に溶融してしまう。そこで浮動電極内には冷却水を高圧 (10 気圧) で高速に循環させ、冷却水の循環経路も始めにプラズマと接触する中心付近に流れ込み、その後外側へと流れるよう工夫されており、電極を冷却し熱的損傷を抑制している。それでも損傷が激しい部分には高温にも耐えられるモリブデンを埋め込んで著しい損傷を防いでいる。

陽極も浮動電極と同様に熱的損傷が激しいので、浮動電極と同様の水冷機構を備え、中心部は直径 10 mm の穴を持つモリブデンでできている。

プラズマが浮動電極を通過するとき、浮動電極は電子

よりもラーモア半径の大きいイオンによって放電路中のプラズマに比べて正に帯電される。このとき正に帯電した電極によって電子が電極に引き寄せられることが考えられるが、電子は強磁場によって浮動電極へは容易に達することができない。よって浮動電極は放電路中のプラズマに比べて常に正に帯電した状態で保たれ、放電路中の大多数のイオンも浮動電極に到達しないように押し返されるようになり、浮動電極が次第に細くなる経路を通過することによってプラズマは圧縮され高密度・高電離の状態になる。

「放電部」で生成されたプラズマは「プラズマ領域」内に流入し、装置に設けられた磁場コイル（ソレノイドコイル）による磁場により直径 2 cm の円柱状に保たれ、そのまま音速 ($1 \sim 2 \times 10^4$ m/s) 程度の流速でターゲットまで到達し、ターゲットとの接触によって中性化され、排気される。

プラズマ領域となる真空容器はステンレス容器と石英管によって構成されている。主とした構造は内径 20 cm の円筒状の容器であり、排気装置、測定装置を取り付ける部分は、それに応じてポートが設置して用いている。真空容器の接合部分には O-リングを用いており、O-リング周辺に冷却水を低圧 (4 気圧) で循環させ、O-リングの熱的損傷を防いでいる。

プラズマを円柱状に保つ磁場を作り出すソレノイドコイルは、直流電流 500 A 流すことによって 0.2 T 程度の定常磁場を発生する。またコイルの加熱を抑制するために、コイル内には冷却水を低圧 (4 気圧) で循環させている。

ターゲットで中性化された粒子やプラズマ領域の中性粒子は、装置に備わっている 3 台のターボ分子ポンプとメカニカルブースタ、ロータリポンプで構成している排気系によって迅速に排気され、プラズマは高電離状態に保たれる。

装置内ガス圧は、放電領域ではピラニー端子、プラズマ領域では電離真空計とバロトロンを用いて測定しており、装置の到達真空度は 10^{-6} Pa 程度、実験中のプラズマ領域内のガス圧は $10^{-2} \sim 10^{-1}$ Pa 程度となる。

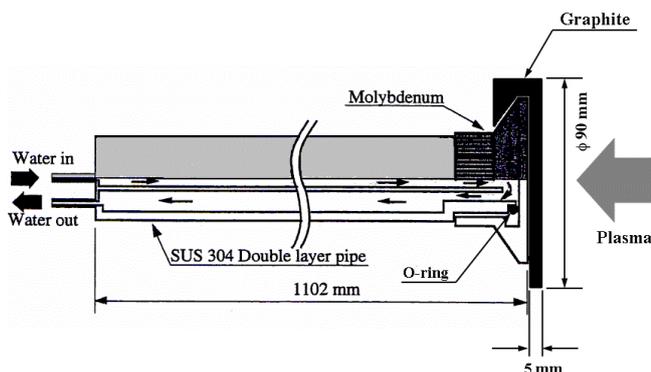


Fig. 3 TPD-II ターゲット部

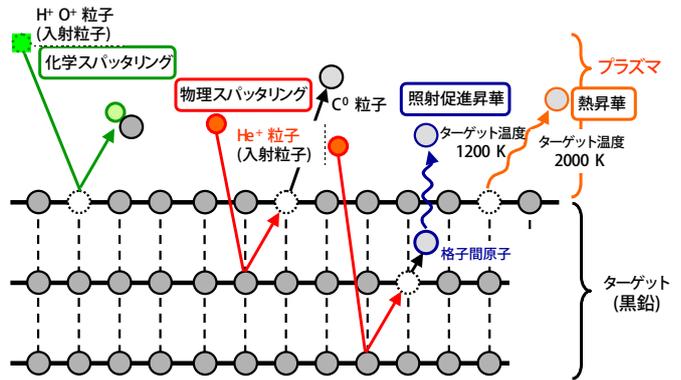


Fig. 4 プラズマと炭素材との相互作用

ターゲットは陽極から 2 m 程度離れた位置に設けてあり、通常、真空容器と電気的に絶縁し浮かせた状態にある。Fig. 3 にターゲット部の概略図を示す。ターゲットは高熱流束にさらされるため、冷却水を高圧 (10 気圧) で循環させている。また、冷却水は内管から外管へと流れ、最もプラズマ接するターゲット中心部から冷却されるよう工夫されている。

ターゲットの材料には直径 80 mm のモリブデンを用いるが、本研究では Fig. 3 に示すように直径 90 mm の黒鉛板をモリブデンターゲットに被せて黒鉛ターゲットとした。

2.2 ターゲットへのバイアス印加

プラズマと黒鉛の相互作用は、Fig. 4 に示すように物理スパッタリングや化学スパッタリング、熱昇華の他、炭素材特有の照射促進昇華というように、実に様々である。核融合実験装置におけるプラズマ - 固体壁間の相互作用では物理スパッタリングと化学スパッタリングによる生成過程が一般的である。しかし本実験では、放電ガスにヘリウムを用いており、装置内の水素及び酸素の量は極僅かであるため化学スパッタリングによる生成物も非常に少なく、不純物生成過程としては物理スパッタリングが主となる。

2.2.1 物理スパッタリング

プラズマ中のイオンがターゲット材料原子を直接叩き出す過程を物理スパッタリングと呼ぶ。物理スパッタリングが起こるにはターゲット材料原子を叩き出すのに必要な入射イオンエネルギーの閾値 E_t が存在する。この物理スパッタリング閾値 E_t は入射するイオン種とターゲットの材料種に依存し、次の式で与えられる [16]。

$$E_t = \begin{cases} \frac{6.7}{\gamma} E_b & m_i \geq m_t \\ \frac{1 + 5.7(m_i/m_t)}{\gamma} E_b & m_i \leq m_t \end{cases} \quad (1)$$

ここで、 m_i と m_t はそれぞれ入射イオン及びターゲット

材料の原子の質量である。 E_b はターゲット表面の結合エネルギーであり材料種によって決まる。 γ は古典力学的に二体弾性衝突を仮定して表される衝突粒子両者の最大エネルギー伝達係数で

$$\gamma = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (2)$$

と表される。

He^+ イオンが黒鉛 (C) のターゲットに入射する場合、最大エネルギー伝達係数 $\gamma = 0.75$ であり、これはターゲットとして静止している炭素原子に He^+ イオンが衝突するとき、 He^+ イオンの持つ運動エネルギーの 75% を炭素原子が最大で受け取ることを意味する。このときのスパッタリング閾値 E_t は $E_t = 29 \text{ eV}$ であり、これは He^+ イオンが黒鉛ターゲットに入射し炭素原子が叩き出されるのに He^+ イオンの入射エネルギーが 29 eV 以上必要であることを意味する。

2.2.2 シース形成と He^+ イオンの入射エネルギー

ターゲットへの He^+ イオン入射エネルギーはプラズマ中における He^+ イオンの温度と、プラズマ - 壁間に生じるシース領域による電氣的な粒子加速で決まる。

プラズマ - 壁間に生じる電氣的に非中性な領域のことをシース (Sheath) と呼ぶ。プラズマ中には電子とイオンが存在するが、今、両者が等温であると仮定する。このとき電子とイオンの運動は質量差から通常電子の方が速い速度で運動している。そのためプラズマと接する壁にはイオンよりも電子が多く入射し、プラズマと壁の間はイオンの量が多い電氣的に非中性な領域が生じる。壁が電氣的に浮いていた場合、電子の入射によって壁は負に帯電し、壁の電位はプラズマの電位より低くなる。すると壁に入射する電子は低いエネルギーを持つ電子は追い返され、高いエネルギーの電子に限られてくる。また、この負のポテンシャル障壁によってイオンの壁への入射が促され、壁への電子とイオンの入射のバランスが保たれるようになる。

今、壁が電氣的に浮動としたのでイオンの過剰な領域が生じると述べたが、それとは反対の放電のための陽極のような、プラズマに対して壁が電氣的に正となるところでは電子が過剰となる領域が生じる。イオン過剰な領域をイオンシース、電子が過剰な領域を電子シースと呼ぶ。

シースの厚さは、プラズマ中で電場の影響が及ぶ範囲であるので、デバイ長 (Debye length) と同程度と考えると良い。

デバイ長 λ_d は T_e と n_e に依存し次のように与えられる。

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e q^2}} = 7.4 \times 10^3 \sqrt{\frac{T_e [\text{eV}]}{n_e [\text{m}^{-3}]}} \quad (3)$$

例えば電子温度 $T_e = 6.0 \text{ eV}$ 、電子密度 $n_e = 3.0 \times 10^{19}$

m^{-3} であるとき、シースの厚さは $\lambda_d = 3.3 \times 10^{-6} \text{ m}$ となる。

プラズマ中のイオンがシースに入射するとき、入射イオン速度はプラズマの音速以上でなければならない。この条件は「Bohm のシース条件」と呼ばれている。プラズマ中の音速は次のように表される。

$$C_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}} \quad (4)$$

電子温度 $T_e = 6.0 \text{ eV}$ のとき、 He^+ イオンの音速の値は $1.2 \times 10^4 \text{ m/s}$ となる。これは運動エネルギーに換算すると 3 eV 程度である。

2.2.3 ターゲットへの負バイアス印加

ターゲットへの He^+ イオン入射エネルギーは、 He^+ イオンがシースに入射する時に Bohm のシース条件を満たすよう音速程度で持つ運動エネルギーと、シース領域中で電氣的な加速で得る運動エネルギーとの和となる。シース領域での電氣的な加速で得るエネルギーは、プラズマ中の空間電位とターゲット電位の差で求まる。そこで実験中のプラズマ中の空間電位はラングミュアプローブを用いて、ターゲット電位は電圧計を用いて測定を行った。

プローブに印加した電圧がプラズマ中の空間電位より低いとイオン電流が増加し、高いと電子電流が増加する。その間、プローブに印加した電圧がプラズマ中の空間電位と等しいとき、プローブに流れ込む電流の増加量が変わるので、プラズマ中の空間電位はラングミュアプローブの電圧 - 電流特性曲線の変曲点として求めることができる。

ターゲット板近傍のプラズマの空間電位はプローブによる測定で -17 V 程度であった。これに対しターゲット電位が -30 V であった。つまり、この時のシースによる電位降下は -13 V となる。ターゲットに入射する He^+ イオンは、この電位差によって加速され、13 eV のエネルギーを得ることになる。ターゲットへの He^+ イオン入射エネルギーは、Bohm のシース条件によってシース領域入射前に持つエネルギー 3 eV と、シース電場での加速によるエネルギー 13 eV の和の 16 eV となる。

今、ターゲットへの He^+ イオン入射エネルギーが 16 eV 程度であることが分かった。このエネルギーでの He^+ イオンの入射によって黒鉛板で物理スパッタリングが起こる可能性について、先に示したように He^+ イオンの入射によって黒鉛が物理スパッタリングされる閾値が 29 eV であり、 He^+ イオン入射エネルギー 16 eV では物理スパッタリングは起こりにくいと考えられる。

ターゲットから生じた生成物の輸送を調べるためには、観測に十分な量の生成物が生成されなければならない。しかし今まで述べたことから、通常の放電では物理スパッタリングは起こりにくいと考えられる。そこで、

物理スパッタリングを促す手段として、ターゲットにバイアス印加を行なうため直流電源を接続し、ターゲット電位を制御した。そして、負バイアス印加を行い、ターゲット電位を下げることによってシースポテンシャルを増大させ、シー領域での He^+ イオンの加速を促し、物理スパッタリングを引き起こさせた。

2.3 分光測定

プラズマ中の原子及びイオンの分布は分光法を用いて観測した。ここでは、その測定方法について述べる。

実験で使用した測定系を Fig. 5 に示す。分光器は焦点距離 500 mm のツェルニ - ターナ型分光器 (Nikon 製 G-500III) で、回折格子には有効面積 $52 \times 52 \text{ mm}^2$ 、刻線数 2400 本/mm のものを用いた。また分光器の入射スリット幅は $20 \mu\text{m}$ とした。検出器には有効チャンネル数 1024、1 チャンネルあたりの高さ 2.5 mm、幅 $25 \mu\text{m}$ であるリニアイメージセンサとイメージインテンシファイアを組み合わせた高感度マルチチャンネル光検出器 (浜松ホトニクス製 IMD C4564) を用いた。

プラズマ中の原子及びイオンからの発光を、直径 100 mm、焦点距離 700 mm の球面平凸レンズ (Fig. 5 中のレンズ A) を用いて平行光とし、直径 100 mm の可視 - 紫外領域用アルミ平面ミラーを経て、直径 100 mm、焦点距離 250 mm の球面平凸レンズ (Fig.5 中のレンズ B) を用いて分光器の入射スリットに焦点を結ぶように導き分光器に取り込んだ。レンズには紫外領域まで透過率の良好な合成石英のものを使用した。また、可視 - 紫外領域用アルミ平面ミラーも MgF_2 コート処理が施された紫外領域まで反射が良好なものを使用した。レンズ A とアルミ平面ミラーで構成されている受光部は、ルール上をプラズマの軸方向に対して平行に移動させることができ、ターゲットからの距離に対するプラズマ中の原子・イオンからの発光強度分布を観測することができる。

観測光の絶対強度を得るためには、分光測定系の絶対感度較正をする必要がある。そこで本実験では予め観測窓の透過率も測定し、標準光源であるタングステンリボ

ランプを用いた絶対感度較正を行った。標準光源は黒体放射を一次標準として分光放射輝度で較正された二次標準光源であるタングステンリボンランプ (GE 製 No.ETP-1297 D.C.38A) を用いた。絶対感度較正は、プラズマと同じ距離にあたる場所にタングステンリボンランプの光源面を配置し、受光レンズから分光器、そして検出器に至る分光測定系全体に渡って行った。

2.4 コロナモデルを用いた原子・イオン密度算出

得られた発光強度の分布の観測結果から、炭素原子及びイオンの分布の様子は推察できる。しかし実際の密度分布は、プラズマ中の電子温度や電子密度にも大きく左右され、発光強度分布と密度分布は異なる。そこで炭素原子及びイオンの発光強度から密度を求めるために、コロナモデルによる換算を行った。

本実験で観測したスペクトル線は CI (247.86 nm, 2p2 1S - 2p 3s 1Po)、CII (283.76 nm, 2s2p2 2S - 2s2 3p 2Po)、CIII (229.69 nm, 2s2p 1Po - 2p2 1D) である。これらはいずれも基底準位に近い励起準位からの発光である。基底準位に近い観測したスペクトル線の遷移元となる励起準位に集まる電子は、基底準位からの電子衝突によって励起されたものが殆どと考えられる。もしもこれが基底準位から離れた励起準位であるならば、その励起準位に集まる電子は基底準位からだけでなく他の準位からの励起もしくは脱励起によるものも無視できなくなり、そのような場合には多くの原子過程を同時に考慮した衝突放射モデルを用いなければならない。今回は基底準位に近い励起準位であるためコロナモデルを用いて基底準位の密度を算出することができる。

具体的にコロナモデルを用いた炭素原子及びイオン密度の算出方法について述べる。基底準位 g から励起準位 i への電子衝突励起による励起速度係数を C_{gi} とし、励起準位 i から準位 j への自然放射遷移による遷移確率を A_{ij} とする。観測光の絶対強度 I_{ob} は、励起準位 i に電子占有密度 n_i と自然放射遷移による遷移確率 A_{ij} で決まり、

$$I_{ob} = \frac{l}{4\pi} n_i A_{ij} \quad (5)$$

となる。l は観測長である。したがって励起準位 i に電子占有密度 n_i は

$$n_i = \frac{4\pi I_{ob}}{l A_{ij}} \quad (6)$$

として、観測光の絶対強度から求めることができる。次にコロナモデルにより、基底準位 g から励起準位 i への励起過程と、励起準位 i から準位 k (準位 j も含む) への自然放射遷移過程が平衡の状態にあるとし、次のような等式が成立しているとする。

$$C_{gi} n_g n_e = \sum A_{ik} n_i \quad (7)$$

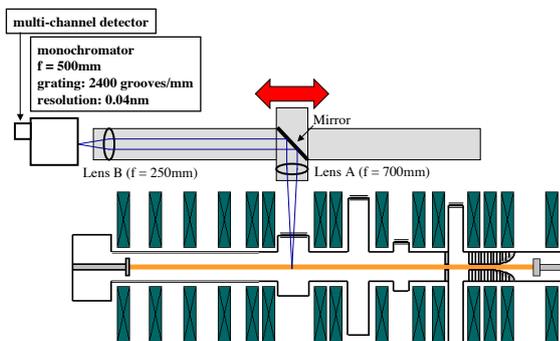


Fig. 5 分光測定系.

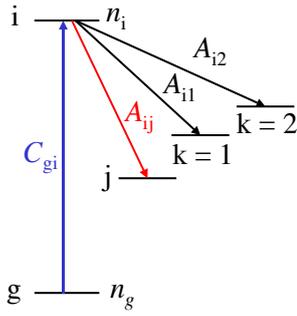


Fig. 6 コロナモデル

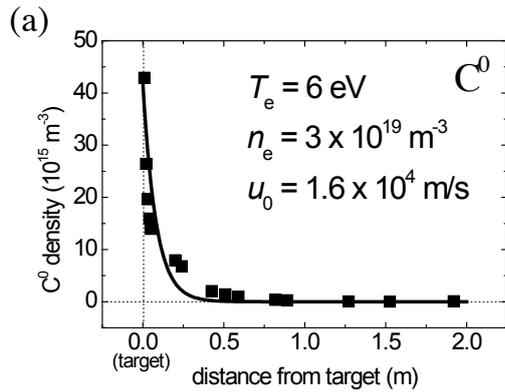


Fig. 7(a) 炭素原子の密度分布.

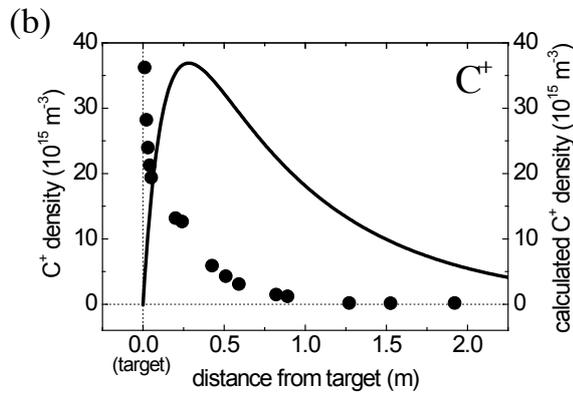


Fig. 7(b) 炭素一価イオンの密度分布.

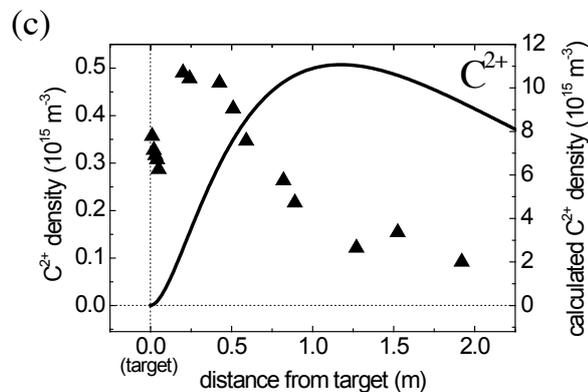


Fig. 7(c) 炭素二価イオンの密度分布.

この等式から、基底準位 g の電子占有密度 n_g は

$$n_g = \frac{\sum A_{ik} n_i}{C_{gi} n_e} \quad (8)$$

と表すことができる。励起している粒子は、そうでない粒子に比べると非常に少ないので、基底準位密度 n_g を原子及びイオンの密度と見なすことができる。したがって励起準位 j の電子占有密度 n_j 、式 (6) を用いて、基底準位 g の電子占有密度 n_g は

$$n_g = \frac{\sum A_{ik} \frac{4\pi I_{ob}}{C_{gi} n_e}}{I A_{ij}} \quad (9)$$

となる。この式 (9) を用いて、発光強度の絶対値から原子及びイオンの密度が算出した。

3. 結果と考察

炭素原子及びイオンの発光強度分布から、式 (9) を用いて、炭素原子及び一価イオン、二価イオンの空間密度分布を求めた。結果を Fig. 7 の散布図として示す。これから、ターゲットから生成された炭素不純物はターゲットから順に原子から一価イオン、二価イオンと電離しながらプラズマ中に広がっているということがわかる。ちなみに Fig. 7 に示した実線は、計算で得られた炭素原子及びイオンの密度分布である。その計算方法も含めて、この分布についての考察を述べる。

3.1 炭素原子の流入速度

ターゲットから炭素原子がどれだけの速度でプラズマ内に流入しているのかについて、物理スパッタリングによるスパッタ粒子の放出エネルギーを求めるのによく用いられる Thompson の式 [17] を用いて、ターゲット板からプラズマ内への流入速度を求めることができる。Thompson によるとスパッタされた粒子の運動エネルギーの分布関数 $f(E)$ に対しては次のような関係を与えられる。

$$f(E) \propto E \frac{1 - \sqrt{(E_b + E)/\gamma E_i}}{(E + E_b)^3} \quad (10)$$

E_b はターゲット材料表面の結合エネルギー、 E_i は物理スパッタリングを引き起こす入射イオンのターゲットへの入射エネルギーである。 γ は物理スパッタリングのターゲットへの入射エネルギーの閾値を算出する際にも用いたエネルギー伝達係数であり、式 (2) で与えられる。分布関数 $f(E)$ が式 (10) として与えられることから、スパッタされた粒子の平均運動エネルギー E_{av} を求めることができる。スパッタされた粒子の平均エネルギー E_{av} は

※いずれも図中の散布図は実験結果、実線は計算結果

$$E_{av} = \frac{\int_0^{\gamma E_i} E f(E) dE}{\int_0^{\gamma E_i} f(E) dE} \quad (11)$$

で与えられる。

物理スパッタリングを引き起こす入射イオンのターゲットへの入射エネルギー E_i 、つまり本研究の場合 He^+ イオンのターゲットへの入射エネルギーを与えることによって、スパッタされた粒子の平均運動エネルギー E_{av} を求めることができる。そして E_{av} を速度に換算することでターゲットからプラズマに流入する炭素原子の平均流入速度 u_{inj} が求まる。

He^+ イオンのターゲットへの入射エネルギーは、先にも述べたように、シース領域に入射する直前における Bohm のシース条件によって 3 eV である。シース領域に入射した He^+ イオンはシース電場により電氣的に加速される。実験では He^+ イオンのターゲットへの入射エネルギーを高めるため、ターゲットの電位をアースに対して -100 V となるようにターゲットに負バイアス印加を行った。このとき、プラズマ中の空間電位はラングミュアプローブ測定の結果から -17 eV 程度であるので、シース領域内に生じる電位差は 83 V である。つまり、シース領域内で He^+ イオンは 83 eV の運動エネルギーを得ることになる。

以上のことから、ターゲットに入射する He^+ イオンの入射エネルギーは、シース入射時の速度 (音速) とシース電場による加速の和となるので 86 eV と考えられる。 He^+ イオンの入射エネルギーが 86 eV ということは、 He^+ イオンと黒鉛のスパッタリング閾値 29 eV を十分に上回っており、不純物の発生過程としては物理スパッタリングが生じる。

He^+ イオンのターゲットへの入射エネルギーが得られたので、式 (10) を用いて、スパッタされる炭素原子の運動エネルギーについて考える。 He^+ イオンが 86 eV のエネルギーで黒鉛ターゲットに入射するとき、式 (2) によるエネルギー伝達係数の値から炭素原子は最大で He^+ イオンの入射エネルギーの 75% を受け取ることになる。これは、仮に 1 回の衝突でスパッタされたとして、炭素原子は最大運動エネルギーとして 64 eV を得ることを意味する。最大運動エネルギーが 64 eV であることから、式 (11) より炭素原子の平均エネルギーは $E_{av} = 11$ eV が得られる。この平均エネルギーの値から炭素原子の平均速度を算出すると、その値として 1.6×10^4 m/s が得られる。

3.2 連続の式による密度分布計算

プラズマ - 材料間の相互作用によって生じたターゲット材料原子は、プラズマ内に流入すると電離し、磁力線に拘束され、磁力線方向に沿って輸送するようになる。このときの磁力線方向への不純物密度分布は以下の式で

求められる。

炭素原子及びイオンの密度を n_z 、流速を u_z で表し、下付添え字で価数を表す。例えば、炭素原子の密度を n_0 、一価の炭素イオンの流速を u_1 と表す。そして粒子の生成・消滅による Z 価粒子の密度の変化量を S_{pz} と表し、磁力線方向を x 軸にとると、x 軸方向一次元の連続の式は次のように記述できる。

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} + \frac{\partial n_z u_z}{\partial x} = S_{pz} \quad (12)$$

ここで、密度の変化量 S_{pz} には、電離・再結合による密度の増減と、磁力線を横切る方向 (径方向) への拡散による粒子の減少が考えられ、これらを考慮すると S_{pz} は次のように表すことができる。

$$S_{pz} = n_e n_{z-1} I_{z-1 \rightarrow z} - n_e n_z (I_{z \rightarrow z+1} + R_{z \rightarrow z-1}) + n_e n_{z+1} R_{z+1 \rightarrow z} - \frac{D_{\perp}}{\lambda_{\perp}^2} n_z \quad (13)$$

右辺第 1 項から第 3 項までが電離と再結合の原子過程による密度の増減を表している。ここでの I は電離速度係数、 R は再結合速度係数である。これらの添え字は価数の変化を示しており、例えば $I_{0 \rightarrow 1}$ は炭素原子から一価の炭素イオンに電離することを表している。右辺第 4 項が磁力線を横切る方向 (径方向) への拡散による粒子の減少を表している。 λ_{\perp} はプラズマが円柱状であるときに用いられる拡散長であり、

$$\lambda_{\perp} = \frac{a}{2.405} \quad (14)$$

という値が用いられる。ここでの a はプラズマの半径である。

密度分布が時間的に定常な場合、 $\partial n_z / \partial t = 0$ となり、式 (12) は

$$\frac{\partial n_z u_z}{\partial x} = n_e n_{z-1} I_{z-1 \rightarrow z} - n_e n_z (I_{z \rightarrow z+1} + R_{z \rightarrow z-1}) + n_e n_{z+1} R_{z+1 \rightarrow z} - \frac{D_{\perp}}{\lambda_{\perp}^2} n_z \quad (15)$$

となる。これは磁力線方向への不純物輸送における連続の式である。この式を解くことによって、プラズマ中の炭素原子及びイオンの密度分布を求めることができる。

3.3 電離・再結合速度係数

炭素原子の電子温度に対する電離及び再結合速度係数を Fig. 8 に示す [18][19]。Fig. 8 に示した電離速度係数は電子衝突電離によるものである。電離過程には他にもイオン衝突電離、中性粒子衝突電離、光子衝突電離 (光電離) があるが、イオン及び中性粒子衝突電離は衝突するイオン及び中性粒子の運動エネルギーが十分大きい (数百 eV 以上の) ときに起こるものであり、本実験で用いた電子温度が数 eV 程度の TPD-II プラズマでは起こりにくく無視できる。

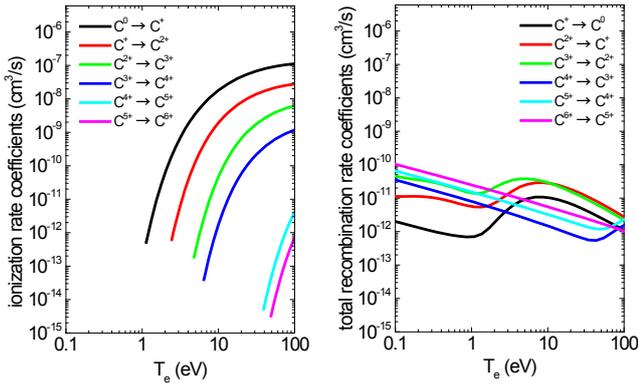


Fig. 8 炭素の電離速度係数 (左) [18] と再結合速度係数 (右) [19].

また、光電離は光子との衝突による電離であるが、電子衝突電離に比べて衝突断面積も小さく起こる頻度も少ない。よって電離過程速度係数は電子衝突電離速度係数のみを用いることとした。Fig. 8 に示した再結合速度係数は、全再結合速度係数であり、放射再結合速度係数と二重電子再結合速度係数の和である。放射再結合は電子温度が低い時起こり易く、たとえば炭素原子の場合、電子温度が $1 \sim 2$ eV 辺りを境に、それよりも電子温度が低い領域においては放射再結合過程が優勢であり、逆に電子温度が高い領域は二重電子再結合過程が優勢である。TPD-II プラズマの電子温度が数 eV 程度という範囲における炭素の三価までの再結合過程は、放射再結合と二重電子再結合の効果が同程度働くところであるため、両者の和である全再結合過程を用いることとした。

電子温度が数 eV 程度での電離速度係数（電子衝突電離速度係数）と再結合速度係数（全再結合速度係数）の値を比較すると、電離速度係数の値の方が再結合速度係数の値に比べて 1 桁程度大きい。これは電子温度が数 eV 程度のプラズマ中において電離過程が優勢であることがわかる。

3.4 計算結果と実験結果の比較

炭素の密度はオーダーとして 10^{16} m^{-3} 程度であり、プラズマの密度に対して 3 桁程度低い量である。この値はコロナモデルによる計算結果であることや、計算に用いた放射遷移確率や励起速度係数の値について考慮すると、一桁程度の誤差を含んでいる。とくに二価のイオンの結果は一桁ほどの量の差が見られるが、励起過程が二電子励起であるため原子及び一価イオンよりも少し複雑であり、その影響が大きく現れているものと考えられる。

分布に関しては、連続の式と Thompson の式を用いて得られる炭素原子の流入速度 $u_{inj} = 1.6 \times 10^4 \text{ m/s}$ を用いて得られた分布と、実験で得られた密度分布を比較すると、Fig. 7 に示すように良く一致している。このことは、炭素原子がターゲットから物理スパッタリングに

よって流入しプラズマ内を進行していることを示す。一価イオンと二価イオンの密度分布の実験値と計算結果では、分布の形状は似ているものの、侵入する距離については大きく差異が見られる。計算では、炭素原子がイオンとなっても、炭素原子が叩き出された時の速度をそのまま引き継いでプラズマ内を進行していく場合、実線で示す計算結果のように実験値よりもプラズマ内に深く進入している結果である。この結果は、ターゲット板から物理スパッタリングによって叩き出された炭素原子は叩き出された速度で電離しながらプラズマ内を進行するが、炭素原子が炭素イオンになった時、その速度を保つことなく、減速していること示し、実験で得られた炭素イオンの分布には、炭素イオンがプラズマの流れによってターゲット側へと押し戻されている、つまり磁力線方向への炭素イオンの輸送に対する摩擦力の影響を示している。

4. おわりに

直線型プラズマ装置 TPD-II を用い、黒鉛ターゲットに対するヘリウムプラズマ照射時の、プラズマ - 材料間の相互作用の結果として生じた炭素原子及びイオンの分布について分光学的に測定した実験について紹介した。実験目的が核融合プラズマを対象としたものではあったが、プラズマや材料の種類が異なるにせよ、プラズマ - 材料間の相互作用はプラズマプロセスといった材料開発、加工等の工業的に広く一般的な分野でも見られるものである。そういった中、プラズマ - 材料間の相互作用あるいはそのプラズマ及び材料への影響を理解することは大変重要であると考えられる。その際、本稿で述べたことが参考あるいはきっかけとなれたら幸いである。

なお、本稿で紹介した実験は、自然科学研究機構核融合科学研究所にて行なわれたものであり、同研究所高温プラズマ物理研究系の佐藤国憲助教授をはじめ、ご協力いただきました所員の皆様に感謝いたします。

[参考文献]

- [1] JET TEAM, *Nucl. Fusion* **32**, 187 (1992).
- [2] R. V. Jensen et al., *Nucl. Fusion* **176-177**, 132 (1990).
- [3] M. Shimada et al., *J. Nucl. Mater.* **220-222**, 104 (1995).
- [4] S. Masuzaki, *J. Nucl. Mater.* **223**, 286 (1995).
- [5] M. Kojima and S. Takamura, *J. Nucl. Mater.* **220-222**, 1107 (1995).
- [6] S. Kado, H. Kobayashi, T. Oishi, S. Tanaka, *J. Nucl. Mater.* **313-316**, 754 (2003).
- [7] D. M. GOEBEL, G. CAMPBELL and R. W. CONN, *J. Nucl. Mater.* **121**, 277 (1984).
- [8] D. G. Whyte, R. P. Seraydarian and R. P. Doerner, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **17**, 2713 (1999).

- [9] M. Otsuka, R. Ikee and K. Ishii, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **15**, 995 (1974).
- [10] K. Sato, M. Shiho, M. Hosokawa, H. Sugawara, T. Oda and T. Sasaki, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1074 (1977).
- [11] K. Sato, M. Otsuka and M. Mimura, *Applied Optics* **23**, 3336 (1984).
- [12] S. Namba, S. Kusakabe, K. Takahara, K. Sato, T. Katsuta, T. Oda, *Fusion Engineering and Design* **34-35**, 777 (1997).
- [13] S. Namba, I. Nomura, K. Iwasaki, K. Takiyama, U. Furukane, T. Oda, K. Sato, *J. Nucl. Mater.* **266-269**, 1157 (1999).
- [14] A. Matsubara, T. Sugimoto, T. Shibuya, K. Kawamura, S. Sudo and K. Sato, *プラズマ・核融合学会誌* **78**, 196 (2002).
- [15] A. Matsubara, T. Sugimoto, T. Shibuya, K. Kawamura, S. Sudo and K. Sato, *J. Nucl. Mater.* **313-316**, 720 (2003).
- [16] Y. Yamamura & H. Tawara, *Atomic Data and Nuclear Data Table* **62**, 149 (1996).
- [17] M. W. Thompson, *Phil. Mag.* **18**, 377 (1968).
- [18] R. A. Phaneuf, R. K. Janev, *et.al*, *Atomic Data for Fusion*. Volume 5 ORNL-6090 (1987).
- [19] Sultana N. Nahar and Anil K. Pradhan, *Astrophys. J. Suppl.* **111** 339 (1997).