



## 解説

# 核融合プラズマとプラズマプロセッシングの橋渡し

大野 哲 靖, 高村 秀 一<sup>1)</sup>

名古屋大学工学研究科, <sup>1)</sup>愛知工業大学工学部

(原稿受付: 2008年 8月31日)

本解説では、核融合プラズマとプロセッシングプラズマとの融合領域について概説する。特に核融合周辺プラズマ研究の最近の進展をもとに、低温高密度プラズマ生成と非接触再結合現象、炭素・水素プラズマ相互作用による炭素損耗・再堆積過程、高密度ヘリウムプラズマによる高融点金属微細構造形成と応用、微粒子研究、環状プラズマ閉じ込め装置のプラズマプロセスの応用などについて紹介し、核融合研究からプラズマプロセッシングへの学術成果・技術導入の可能性について論じる。

### Keywords:

fusion plasma, processing plasma, plasma detachment, neutral beam, helium bubble, dust, small tokamak

## 1. はじめに

制御熱核融合研究とプラズマプロセッシング研究は、プラズマ応用として最も大きな研究分野を形成している。核融合研究においては、日、欧、米、露、韓、中、印の7極の国際協力事業として、国際熱核融合実験炉 ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) の建設が仏国カダラッシュで始まり、長時間の核燃焼プラズマの実現が可能な段階にきている。一方、プラズマプロセッシングも様々なプラズマ生成方法と制御方法の開発や高度な計測技術の進展に伴うプロセッシングプラズマ中の反応過程の解明により飛躍的な進展を遂げ、半導体製造など工業的に不可欠な基盤技術として広く利用されている。

核融合研究の主たる課題は、一億度という超高温プラズマを有限の大きさの真空容器中に生成・維持することである。真空容器壁付近のプラズマは低温であるので、一億度のプラズマを生成するためには、大きな温度勾配(熱伝導が小さい状態)を実現する必要がある。熱伝導が同じであれば、装置サイズが大きい方が容易に高温プラズマを実現できるため、核融合装置は大型化する傾向にある(ITERでは、大半径 6.2 m, 小半径 2.0 m)。以上が核融合におけるプラズマ閉じ込め研究であるが、ここでは完全電離(もしくは強電離)プラズマが主役である。また原子分子過程では、原子が主役となる。一方、プラズマプロセッシングでは分子性原料ガスの過剰な解離は好ましくないため、むしろより低温(低電子温度)のプラズマが使用され、弱電離プラズマが研究の対象である。また原子分子過程としては分子が主役であり、その反応過程はきわめて複雑である。

以上のように、核融合プラズマとプラズマプロセッシング

では対象とするプラズマパラメータ領域が著しく異なると認識されていたため、残念ながらこれまであまり交流がなかった。主たる活動母体の学会が異なることや財政的な基盤が異なることなども交流阻害の一因と考えられる。

しかし核融合研究の進展に伴い、現象論だけでなく物理的にも核融合研究とプラズマプロセッシング研究との重複領域が指摘できるようになってきた[1]。本解説では、核融合における境界プラズマ研究の進展を中心に紹介しながら、プラズマプロセッシングとの共通点を明確化し、両分野交流の架け橋となるトピックスを紹介する。

## 2. 核融合プラズマパラメータの拡がり

核融合装置に補給された粒子とエネルギー、また核融合反応で発生したエネルギーは炉心プラズマから流出し、最終的には真空容器壁に流入する。このプラズマ熱流・粒子流は極めて大きく、真空容器壁に大きな損傷を与える。また、プラズマ・壁相互作用により発生した不純物が炉心に流入するとプラズマを冷却し、核融合反応を停止させてしまう。これを回避するためには、プラズマが真空容器壁と相互作用する領域をできるだけ炉心から離す必要がある。このために考えられたのが、磁気ダイバータ配位である。トカマク型磁場閉じ込め装置のダイバータ配位の模式図を図1に示す。ダイバータコイルにプラズマ電流と逆向きに電流を流すことにより、セパトトリクスを挟んで閉じた磁気面領域(炉心領域)と開いた磁力線領域を作る。この時炉心領域からセパトトリクスを越えて開いた磁力線領域に流出したプラズマ熱・粒子流は、磁力線に沿って輸送され、ダイバータ板に到達する。プラズマが主に相互作用す

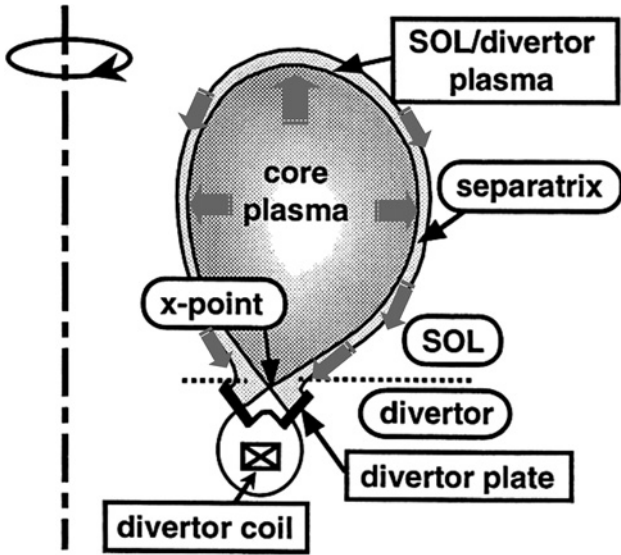


図1 ダイバータ配位のトカマク型核融合装置.

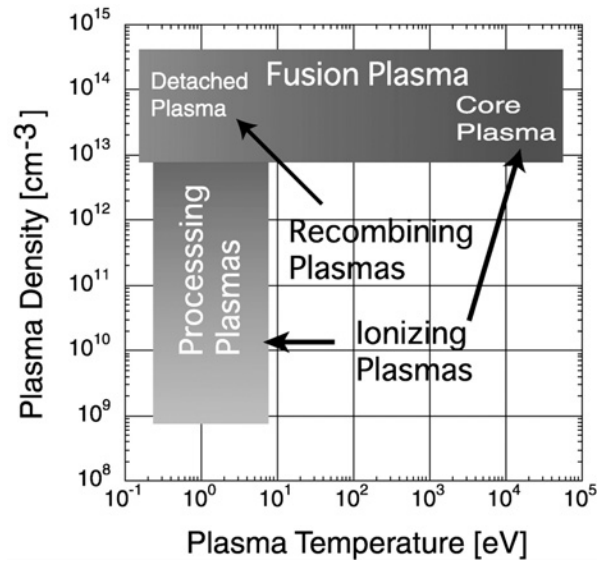


図2 核融合プラズマとプロセッシングプラズマのパラメータ領域.

る領域を炉心プラズマから離し、ダイバータ板に限定することができる。

この時開いた磁力線領域に存在するプラズマをスクレイプ・オフ層プラズマおよびダイバータプラズマという（両者を総称して以下境界プラズマと呼ぶ）。核融合炉の実現のためには、この境界プラズマを制御し、高温の炉心プラズマを維持しつつ、真空容器壁が熱的に十分耐えられ、損耗が少なく、かつ核融合反応で発生するヘリウム灰や燃料などの粒子制御を確保することが重要な課題となっている。境界プラズマ研究の現状については、本学会誌小特集（参考文献[2]）に詳しい解説があるので参照されたい。

境界プラズマは比較的低温で高密度プラズマであるが、プラズマデタッチメント（後述）を用いたプラズマ熱流制御研究の進展にともない図2に示すように、核融合境界プラズマのパラメータは低温プラズマ領域へ広がってきており、現在1 eV以下の電子温度領域の現象も研究対象となっている。このようなプラズマパラメータ領域はプロセッシングプラズマと類似した領域であり、これまで核融合研究では考慮されてこなかった分子の役割も重要となっている。一方、プロセッシングプラズマも低温でより高密度プラズマが研究対象となっており、両者は同じプラズマパラメータ領域を研究対象としている。

### 3. 低電子温度高密度プラズマ生成とプラズマデタッチメント現象

プラズマ対向壁に流入するイオンの入射エネルギーは、主にプラズマ対向壁前面に形成されるシースの電圧（＝プラズマ電位 - 対向壁の電位）で決定される。プラズマ対向壁が電氣的に浮遊状態の場合、シース電圧  $V_s$  は

$$V_s = -\frac{1}{2} T_e \ln \left[ \frac{2\pi m_e}{m_i} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right], \quad (1)$$

で与えられる[3]。ここで  $T_e$ ,  $T_i$  は電子温度、イオン温度（単位は V）であり、 $m_e$  と  $m_i$  はそれぞれ電子およびイオン

の質量である。イオン温度が電子温度より低い場合 ( $T_i \ll T_e$ )、シース電圧は電子温度に比例する。よって電子温度の増加に伴いシース電圧は増加し、プラズマ対向壁に流入するイオンの入射エネルギーが増加する。プラズマプロセッシングによる薄膜形成においては、イオン衝撃による損傷により膜質の低下が起こるために、シース電圧を減少させるために低電子温度プラズマ生成が必要とされている。また、電子温度の増加に伴う分子性原料ガスの解離過程の過剰な進行も望ましくなく、この点からも低電子温度プラズマの生成が望まれている。

先に述べた核融合装置でのダイバータ配位は高温炉心プラズマの定常維持に不可欠なものであるが、その一方で膨大な粒子流と熱流をダイバータ板上の狭い領域で受けることになり、その熱負荷は数十 MW/m<sup>2</sup> に達する。ダイバータ板材料に用いられる耐熱材料（炭素、タングステンなど）でも、その許容熱負荷は 10 MW/m<sup>2</sup> 程度である。そのため炉心から境界領域に流出するプラズマ粒子流および熱流を制御し、プラズマ対向材（ダイバータ板）の損傷を低減することが必要である。

プラズマデタッチメント現象は、プラズマ-ガス相互作用に伴う放射および荷電交換過程でプラズマを冷却し、プラズマを低温高密度状態とし、最終的には電子-イオン再結合過程（放射 + 3体再結合過程）によりプラズマを気相中で消失させるというものであり（図3）、ダイバータ配位での粒子・熱流制御法の切り札と考えられている[4]。この時生成されるプラズマを非接触プラズマという。

電子-イオン再結合過程による非接触プラズマの発生と熱・粒子制御への有効性を明らかにするために、直線型プラズマ発生装置で実験が行われた。高密度ヘリウムプラズマをヘリウムガスを充填したターゲット領域に引き出すことにより、非接触プラズマを発生させた。図4は TPD-I 装置で生成された非接触ヘリウムプラズマを示している。ヘリウムガス圧の上昇に伴い、プラズマがターゲット板から離れ、非接触状態になっていることがわかる[5]。

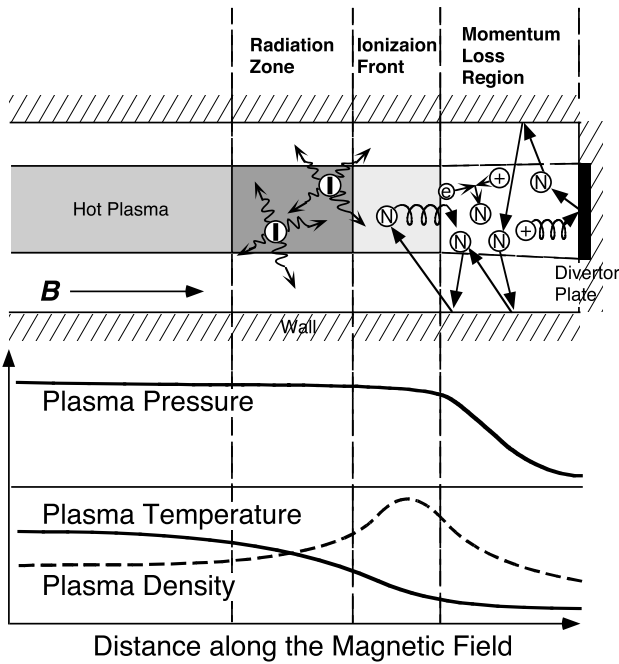


図3 沿磁力線方向の非接触プラズマの構造。

図5に非接触ヘリウムプラズマからの近紫外スペクトルを示す。放射再結合に伴う連続スペクトルおよび三体再結合に関連した線スペクトル群が観測された。連続スペクトルと線スペクトルを連続スペクトル法およびボルツマンプロット法で解析し、それぞれ電子温度、密度を評価した。連続スペクトルの傾きと強度から、電子温度  $T_e = 0.26 \text{ eV}$ 、電子密度  $n_e = 3.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  と評価されている[6-8]。以上の結果より、図6に示すように非接触プラズマは、きわめて電子温度の低い、多数の高励起状態の原子（高リユドベリ原子、ラジカル）を含んだ高密度プラズマであることがわかる。以上の性質より、非接触プラズマはプロセッシング用プラズマ源として有用であると考えられる。

しかし、直線型装置で発生する非接触プラズマの体積は小さく、さらに電子温度を1 eV以下まで低下させるために長いプラズマ長を必要とするため比較的長い装置が必要であるなど、プラズマプロセッシングへの応用に際して課題が存在する。

このためコンパクトで大容量の非接触プラズマが生成可能な装置が必要であるが、直線型装置では困難である。この現状を打破するために、トロイダルダイバータ模擬試験

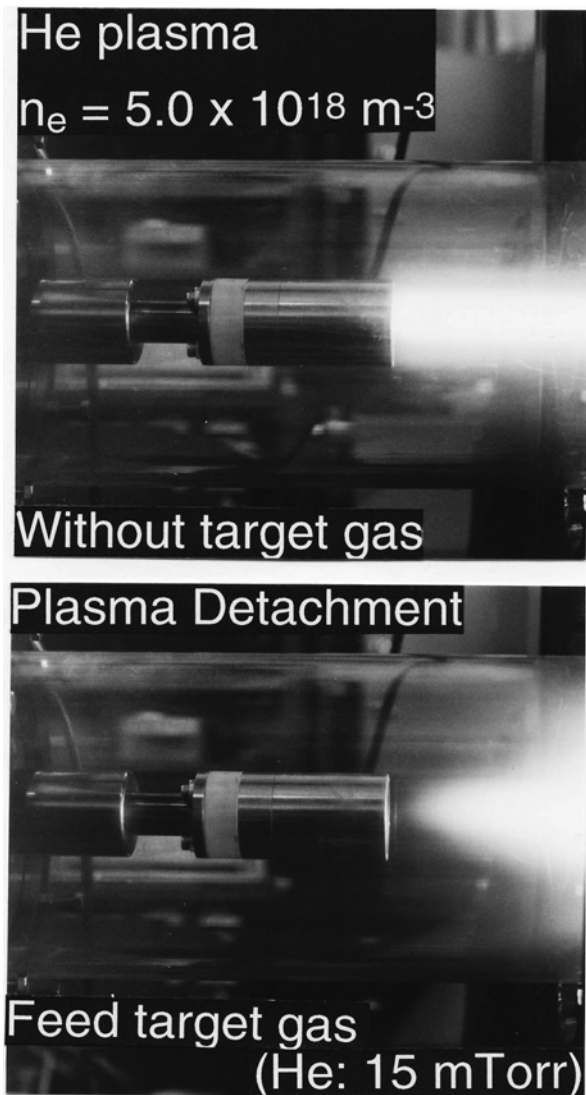


図4 TPD-I装置で生成された非接触ヘリウムプラズマ。

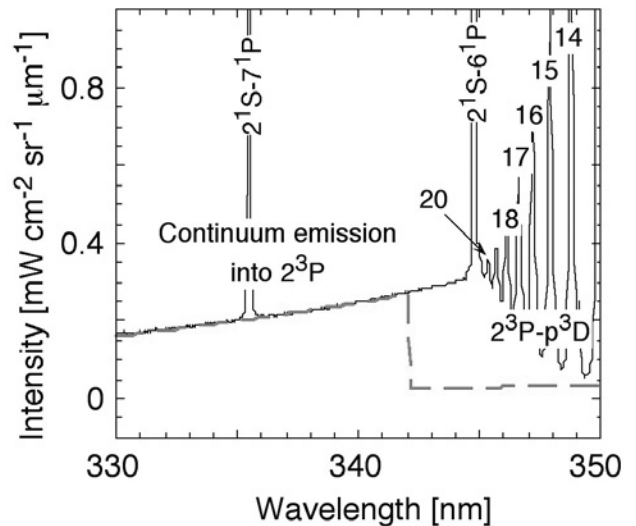


図5 非接触ヘリウムプラズマからの近紫外スペクトル。

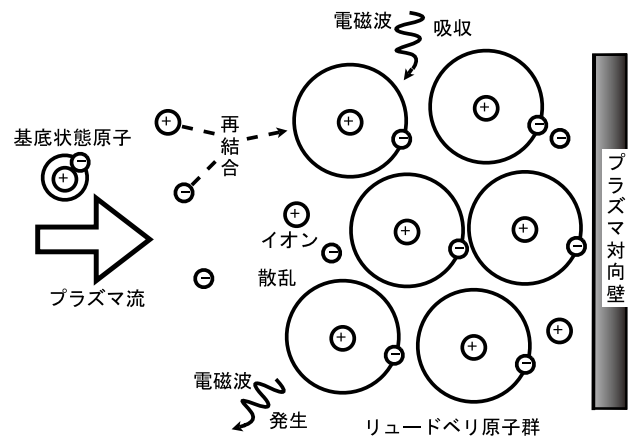


図6 非接触プラズマの特性。

装置の開発を行っている (図7 (a)) [9]. トロイダルダイバータ模擬試験装置はトロイダル磁場と垂直磁場の組み合わせにより曲率を持つ螺旋状の長い磁力線を有し、また改良された直熱型LaB<sub>6</sub>陰極を用いた直流放電により、プラズマ密度10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>を超える重水素プラズマの生成が可能である(図7 (b)). またガス圧を制御することにより、図7 (c)で観測されるように上部で生成された高密度重水素プラズマが、スパイラル状の磁場に沿って輸送されるにつれて低温化(1eV以下)し、真空容器下部全体を非接触状態にすることが可能である[10]. 図7 (d)に示すように電子-重水素イオン再結合に伴うバルマー系列の高準位からの発光が明瞭に観測されている。トロイダルダイバータ模擬試験装置を用いることにより、非接触プラズマの広範な応用が可能であると考えられる。

以上のようにプラズマデタッチメント現象は低温高密度プラズマ生成法の有望な方法の一つである。

#### 4. 中性粒子ビーム応用

中性粒子ビーム(NB)は、イオン源より加速され引き出されたビームを中性化セルで荷電交換反応により中性化することにより生成される。高速中性粒子ビームを用いたプラズマ加熱は磁場閉じ込め核融合装置において最も信頼性の高い加熱方法であり、様々な装置で基幹加熱装置として用

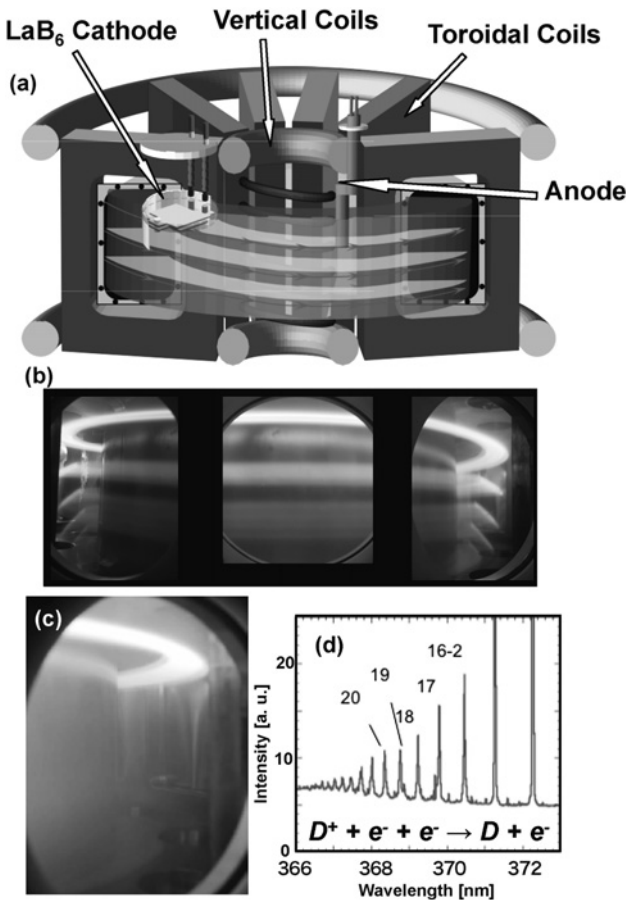


図7 (a)トロイダルダイバータ模擬試験装置NAGDIS-T, (b)接触プラズマ, (c)非接触プラズマ, (d)重水素プラズマの再結合過程に伴う高励起準位からの近紫外線発光。

いられている。これまで正イオン源が用いられてきたが、正イオンビームを中性化する方式ではビームエネルギーが増加するにつれて著しく中性化効率が減少するために、高エネルギーでも高い中性化効率が得られる負イオンビームを用いるために負イオン源の開発が行われている。ITERにおいては、ビーム電流密度200 A/m<sup>2</sup>、ビームエネルギー1 MeVが開発目標として掲げられ、日本原子力研究開発機構を中心に研究開発が行われている。

最近の核融合における中性粒子ビーム装置(NBI)開発の進展については、本学会誌小特集に詳しいので参照されたい[11, 12]. ここでは大面積大電流NBI用正イオン源の産業応用として、イオンビーム加工装置、イオン注入装置が紹介されている。また高エネルギーの水素負イオンビームを単結晶シリコン基板に照射し、厚さ10 μmの単結晶薄膜製造が実現されている[11].

一方プラズマプロセッシングにおいては、プラズマの流入に伴う基板のチャージアップが問題になっている。例えば高アスペクト比のエッチングなどを行う際に、チャージアップによりトレンチ内の電界分布が変わりイオンビームが偏向を受け、高アスペクト比のエッチングを困難にする。また半導体素子の細線化に伴い絶縁膜層も薄くなっているため、チャージアップに伴い絶縁破壊がおこり薄膜の損傷が発生する。この問題を解決するために、電荷を持たない中性粒子ビームを用いたエッチングや成膜プロセスが研究されている。

寒川らは、誘導放電プラズマと炭素電極を組み合わせることによりプラズマプロセッシング用の中性粒子ビーム装置を開発した(図8) [13, 14]. 誘導結合放電によりプラズマを生成し、その下部に設置されたアパーチャーを有する炭素電極にバイアスを印加することにより、イオンを加速するとともにアパーチャー内でイオンビームを中性化し、中性ビームを形成するものである。この装置により50 nm程度のゲート電極加工などが実現されている。

現在の核融合装置用の中性粒子ビーム装置のイオン源の放電形式としては、熱フィラメントを用いた直流放電が用いられているが、ITER用のイオン源においては、メンテナンスの容易さから誘導放電プラズマの採用が予定され

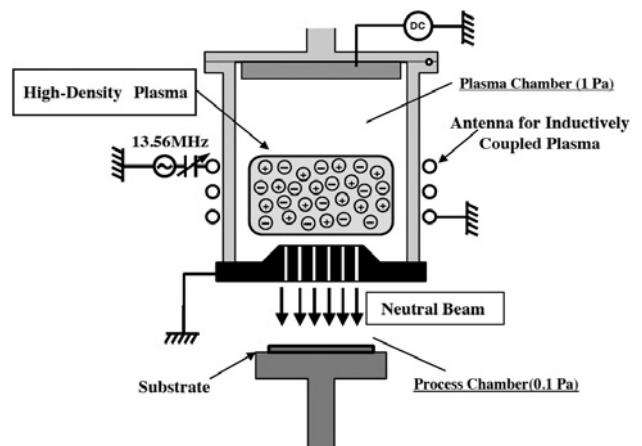


図8 プラズマプロセッシング用の中性粒子ビーム装置[13].

ている。今後中性粒子ビームの指向性などの向上など、核融合、プラズマプロセッシング両分野に共通して、より高精度高効率な中性ビーム装置の開発が必要であり、今後の研究の進展と分野間の交流が期待される。

## 5. 高密度ヘリウムプラズマによる高融点金属微細構造形成と応用

これまで、プラズマ-材料相互作用を利用して種々の新規材料創製が行われてきた。磁場閉じ込め核融合研究においても、プラズマ-材料相互作用は核融合炉の成否にかかわる課題として研究が行われている。

これまで、大型核融合装置では耐熱性が高く、原子価数が低い材料（低Z材料）である炭素材が広く用いられてきた。しかし炭素材は核融合反応の燃料粒子である水素同位体との化学反応（化学スパッタリング）により損耗するため、長時間運転が必要な核融合炉では使用が困難であると考えられている。そのため、水素同位体との化学反応がなく高い熱負荷に耐えられる高融点材料であるタングステンの使用が検討されている。

タングステンは水素原子や核融合反応で生成されるヘリウム原子などの軽元素に対して非常に大きなスパッタリングしきい値エネルギーを持つため、これまで水素やヘリウムプラズマ照射では損傷しないと考えられていた。しかし最近の実験研究により、スパッタリングしきい値エネル

ギー以下のヘリウムプラズマ照射によっても、タングステン材料の表面構造が変化（ホール・バブル）が形成されることが明らかになり（図9）、当該分野において大きな研究課題となっている[15-17]。さらに、材料表面温度とヘリウムイオンの照射量を変化させることにより、様々なナノ微細構造を有する表面変形が観測されている（図10）[18,19]。以上の現象は視点を変えると、難加工性のタングステンなどの高融点材料に対する新規ナノ微細加工法として捉えることができる。タングステンは金属中で最も融点が高いという特徴を有し、電子放出材料や触媒材料として工業的に広く利用されているが、難加工性の金属であり、本手法は炭素材料におけるカーボンナノチューブのような微細構造形成技術として極めて有望であると考えられる。

このようなヘリウムバブルの形成は、タングステンのみならず他金属材料でも観測されており、さまざまな金属材料への応用が可能である。例えば、ナノ微細構造を有するチタン酸化物の製造が可能となれば、比表面積および可視光吸収率の増加により、光触媒性能の著しい増加が期待される。

さらに、ヘリウムバブルが形成されたタングステンにレーザー光を照射すると、レーザーアブレーションのレーザー光強度しきい値が約1桁も低下する（図11）。核融合炉では問題となる現象であるが、材料プロセスでは有用なレーザーアブレーション法となりえる[20]。

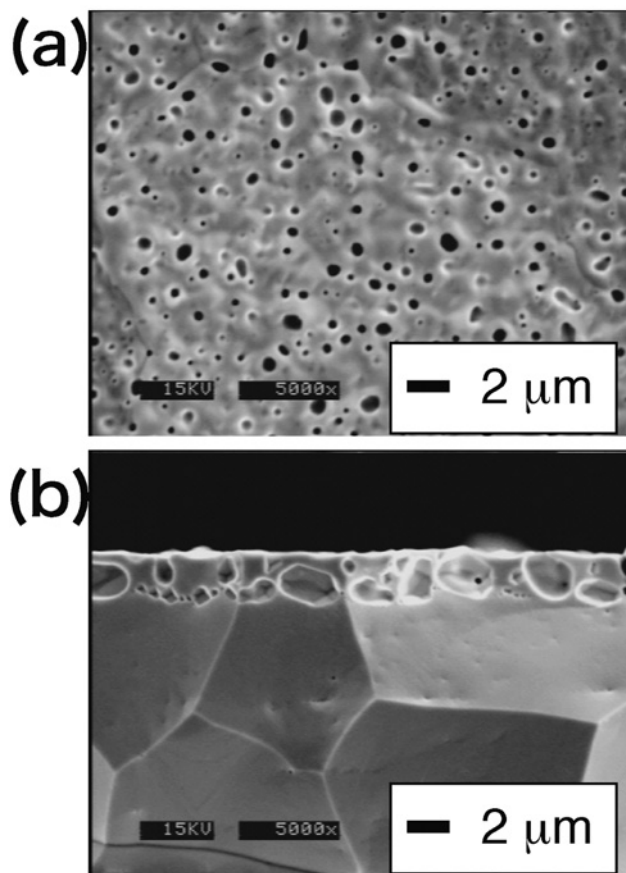


図9 タングステンへの高密度ヘリウムプラズマ照射により形成されたヘリウムバブル。(a)表面(b)断面。

## 6. 炭素-水素プラズマ相互作用による炭素損耗・再堆積過程

炭素系材料は低価数で熱衝撃に強いいため、現在核融合実験炉のプラズマ対向材料として最も広く用いられている。炭素材の損耗・再堆積制御は最も重要な課題であり、(1)炭素材の物理・化学スパッタリング率の評価、(2)炭素材のリテンション評価とプラズマ制御への影響、(3)炭素の輸送・再堆積と運転モードの関連、(4)ベリリウム・炭素の材料混合の影響評価、(5)炭素再堆積層からのダスト形成と輸送等に関する研究が行われている。特に炭素材料の損耗量を予測するために、化学スパッタリング（エッチング）過程の理解は重要な課題となっている。一方、工業応用においてはフラーレン、カーボンナノチューブ、カーボンナノウォールなど炭素系材料は広く研究されており、炭素系プロセスプラズマ研究において多くの知見が得られている。

図12は、水素プラズマ照射による化学スパッタリング

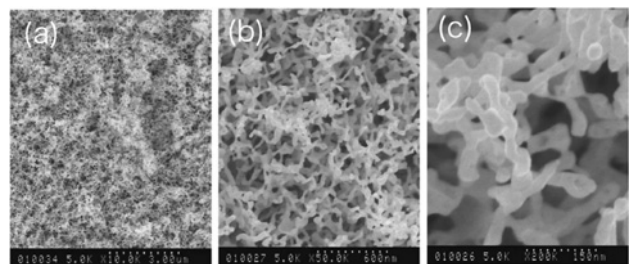


図10 高密度ヘリウムプラズマ照射より形成されたタングステンナノ構造。



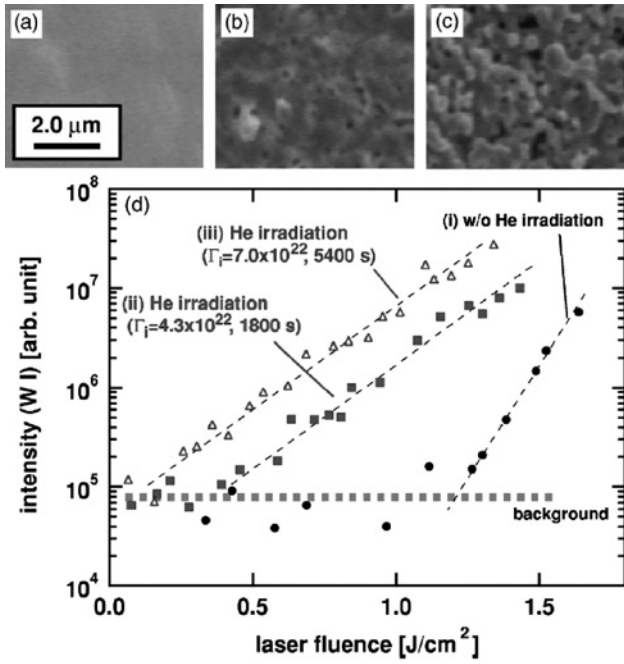


図11 プラズマ照射後の粉末焼結タングステンの表面 SEM 写真 (a)水素プラズマ照射, (b), (c)水素-ヘリウム混合プラズマ照射, (d)レーザーアブレーションのレーザー光強度依存性[20].

(エッチング)率の水素プラズマ粒子束依存性を示している[21]. 現在核融合炉設計において炭素材の損耗量は本データを外挿して推定されているが, その物理機構は理解されていない.

水素プラズマ-炭素材相互作用は重要かつ基礎的な現象であるが, 核融合分野でのこれまでの長年の研究にもかかわらず, 水素プラズマ照射による化学スパッタリング(エッチング)率の水素プラズマ粒子束依存性などの例のように未解決の課題が多く存在する.

このような状況の中, より基礎的な視点より水素プラズマ-炭素材相互作用を理解しようという研究が現在進展している. 核融合科学研究所の中村, 伊藤らは古典的分子動力学計算を行い, グラフェンシートに水素同位体を入射し, その相互作用を調べている. さらに実験に近い状況を模擬するためグラフェンシート間のポテンシャルを擬似的に与えることにより多層グラフェンシート層を構成し[22], 水素同位体によるエッチングプロセスが調べられている(図13).

水素プラズマ-炭素材相互作用の理解は, 核融合, プラズマプロセスのみならず様々な分野との共通の課題であり, 今後の分野間交流が期待される.

### 7. 核融合プラズマとプロセスプラズマ中での微粒子(ダスト)研究

微粒子を含んだプラズマの研究はこれまで, 宇宙プラズマとプロセスプラズマにおいて行われてきた[23]. プロセスプラズマ中で生成された微粒子は薄膜デバイス特性の劣化の原因となる. 例えば, 太陽電池などで用いられる水素化アモルファスシリコン薄膜の形成を行うシランガス

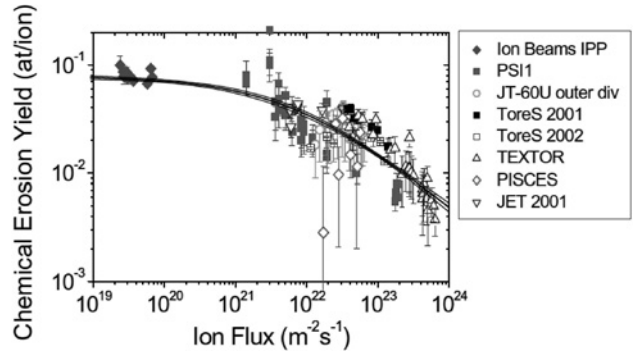


図12 重水素プラズマ照射による化学スパッタリング(エッチング)率の重水素プラズマ粒子束依存性[21].

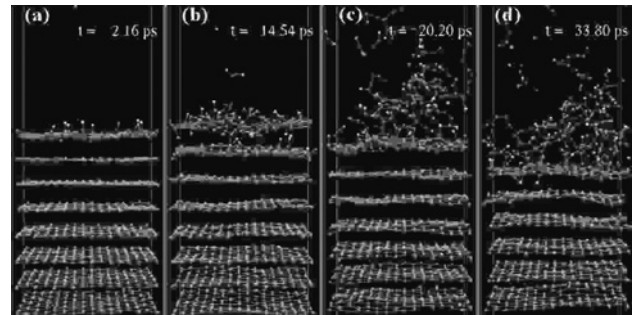


図13 水素照射による炭素材化学損耗の分子動力学のシミュレーション[22].

(SiH<sub>4</sub>)を用いた高周波放電プラズマ中には多数の微粒子が存在することが観測されている. 薄膜の堆積速度を上げるためにガス圧や放電電力を大きくすると微粒子生成量が増加し, 膜質の著しい低下をもたらす. このため高品質の太陽電池を製作するためには, 微粒子生成を抑制もしくは除去することが重要な課題となっており, 渡辺らの研究に端を発し精力的に研究が継続されている[24].

一方近年, 核融合研究においても微粒子の生成・輸送過程の解明, 微粒子発生抑制と除去方法の開発が重要な研究課題となっている[25]. トリチウムを吸蔵した炭素微粒子の飛散, 炭素系微粒子の爆発, 微粒子の装置ギャップ間侵入による絶縁および気密性の劣化, 高温炉心プラズマ中での微粒子の熔融, 蒸発による多量の不純物発生などの問題が指摘されている.

上記のように微粒子の生成機構, 輸送機構の解明, 生成の抑制および除去方法の開発, さらに微粒子の計測方法など核融合プラズマ, プロセスプラズマの両分野に共通の課題が多く存在する. このため両分野の研究者の交流も比較的活発である.

白谷らはプロセスプラズマでの微粒子研究手法をもとに, 大型ヘリカル装置(Large Helical Device)で生成された微粒子の粒径分布を走査型電子顕微鏡(SEM)ならびに透過型電子顕微鏡(TEM)を用いた観測により明らかにした(図14). 10000個以上の微粒子を観測することにより, 1 nm~1 μm という小さな粒径の微粒子が多数存在し, そのサイズ分布は Junge 分布に従うことが初めて示された[26]. この結果は, 小さい粒径の微粒子が集積して大きな

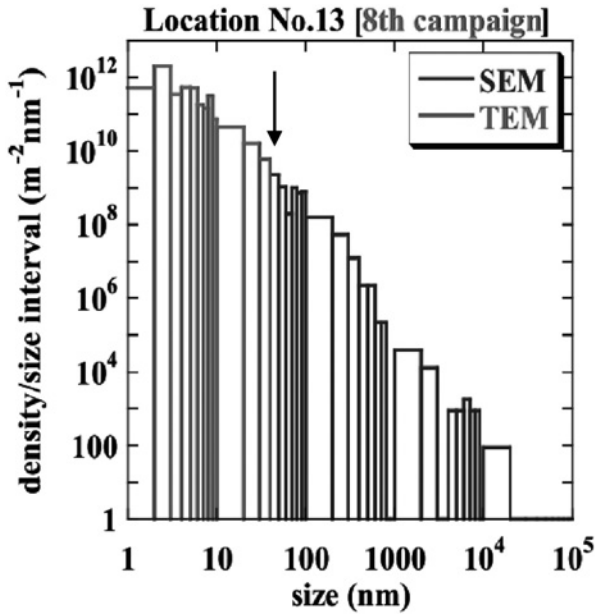


図14 LHD装置において収集された微粒子の粒径分布[26]。図中の矢印より小さい粒径の微粒子はTEMにより観察されている。

微粒子を形成する機構が存在することを示唆している。

一方直線型ダイバータプラズマ模擬試験装置を用いて、核融合境界プラズマに相当する高密度重水素プラズマと炭素材相互作用による炭素ダスト形成機構に関する研究が行われた[27]。炭素材としては、等方性黒鉛（東洋炭素：IG 430U）を用いた。図15(a), (b)は、重水素プラズマ照射後の炭素材表面のSEM写真である。表面温度は約800 K程度である。図より球状の炭素微粒子が多数形成されていることがわかる。この炭素微粒子の内部モルフォロジーが、半導体プロセス観測に用いられるFIB(Focused Ion Beam)装置を用いて観測された[28]。図15(c)-(f)は、ガリウムイオンビームによる炭素微粒子のエッチング過程のSIM画像で

ある。これより、炭素微粒子の内部は稠密ではなく、細かい網目状のセル構造により構成されていることが初めて明らかになった。以上の結果は、観測された炭素微粒子は気相中で生成されているのではなく、表面反応により徐々に成長していることを示している。

プラズマ中での微粒子の輸送過程の理解も重要である。プロセスプラズマでは、中性ガスとの摩擦力や電界による力が主であるのに対して、核融合プラズマでは、プラズマ流との摩擦力が主であると考えられている[29]。また核融合プラズマでは微粒子に大きな熱負荷が加わるため非常に高温になる。そのため微粒子の輸送過程解析において、微粒子の溶融(昇華)過程の理解が重要になる。高温時ではプラズマからの熱負荷と微粒子からの放射エネルギーがバランスし、微粒子の温度が決定される。この素過程は、微粒子を添加する熱プラズマを用いた材料プロセスと類似している。特に微粒子の放射率の評価が重要である。熱プラズマ研究者である田中らは、カルフォルニア州立大学サンディエゴ校(UCSD)の核融合研究グループと共同で高融点金属微粒子の放射率の材質ならびに粒径依存性を明らかにし(図16)、UCSDで開発された微粒子輸送コード(DUSTT)への組み込みを行っている[30]。この知見は材料プロセス分野にも大きなインパクトを与えられ、今後の進展が期待される。

### 8. 環状プラズマ閉じ込め装置のプラズマプロセスへの応用

トカマク装置は核融合炉として最も有力な放電形式である。現在トカマク装置は核燃焼プラズマの定常維持に向けて大型化しており、先に述べたようにITERでは、大半径6.2 m、小半径2.0 mという巨大な装置となっている。一方、小型トカマク装置は大型装置に比べて機動性が高く新しい研究課題に対して柔軟に対応できるという特徴を有してお

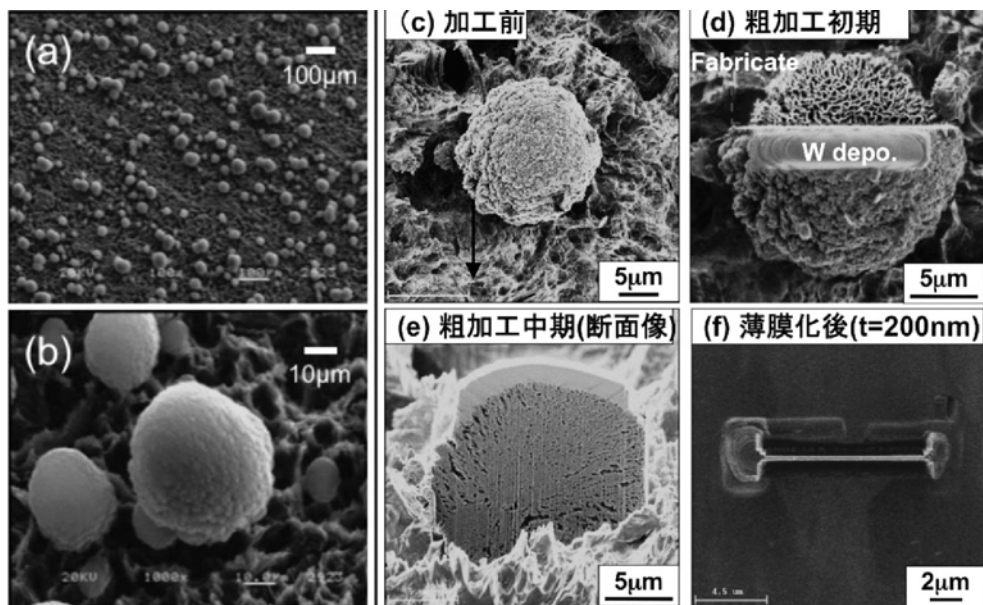


図15 (a), (b)重水素プラズマ照射により炭素材表面に形成され微粒子の電子顕微鏡写真(SEM像)。表面温度  $T_s \sim 600 \sim 700$  K, 入射イオンエネルギー  $E_i \sim 13.4$  eV, イオン照射量  $\sim 3.4 \times 10^{26} \text{ m}^{-2}$ , (c)-(f) FIB装置で観測された微粒子のSIM像。

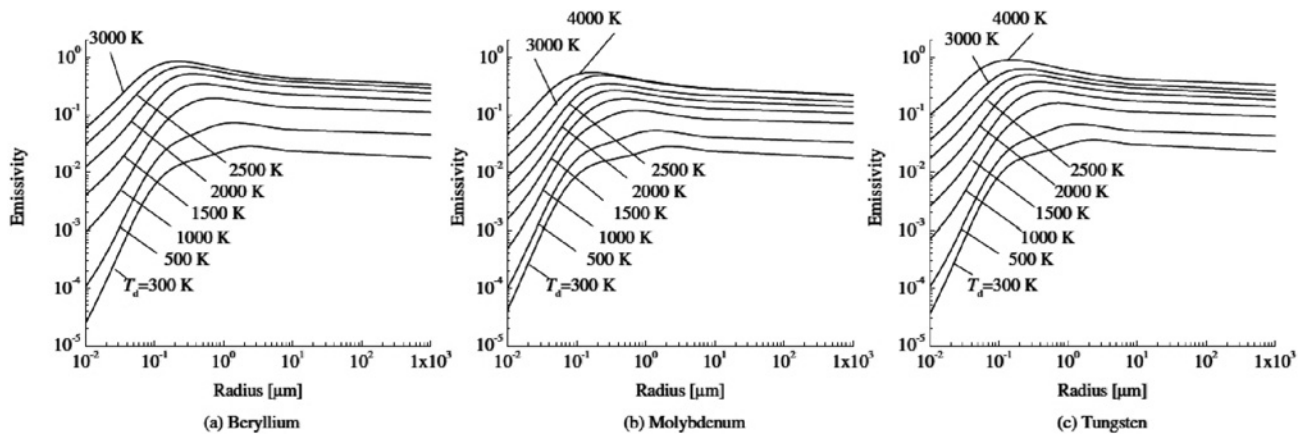


図16 金属微粒子放射率の微粒子半径と表面温度依存性[30].

り、これまで動的エルゴディックダイバータによる周辺プラズマ制御などの先駆的な研究に供され、核融合研究に多大な貢献を果たしてきた。最近でも、プローブなどによる内部パラメータの直接計測が可能であり、またディスラプション時の機器への負荷が小さいことを利用して、小型トカマク装置を用いたディスラプションのダイナミクスに関する研究が行われている[31, 32].

小型トカマク装置をプラズマ発生装置として見た場合、他の装置に比べて低ガス圧 ( $10^{-3} \sim 10^{-5}$  torr) で高密度プラズマが生成可能であるという特徴を有し、プラズマプロセス装置としての応用が期待される。プラズマプロセス装置としての小型トカマク装置の欠点は、トカマク放電は磁束変化により誘起される誘導電流でプラズマ電流を駆動するので、磁束の飽和により放電時間が制限されてしまうことである。しかし、名古屋大学の CSTN-AC 小型トカマク装置 (図17) では、連続運転が可能な瞬時電流制御のインバータ電源をジュールコイルと垂直磁場コイル電源として用いることにより、長時間交流放電と高繰り返し高運転責務連続パルス放電が可能になった[33].

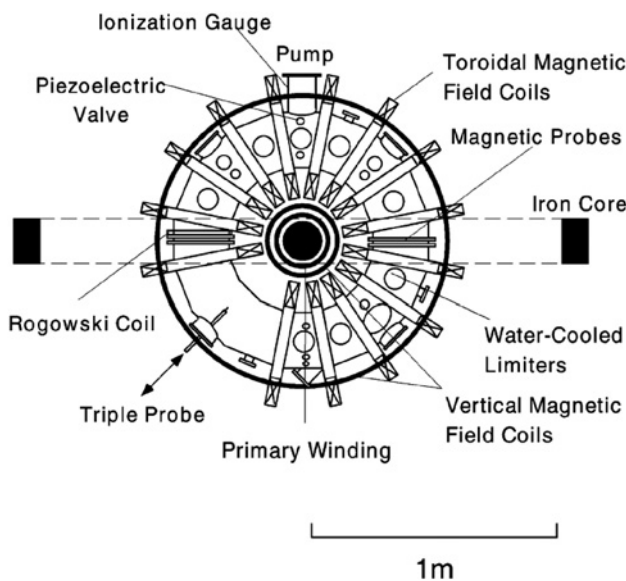


図17 小型交流トカマク装置 CSTN-AC の模式図.

低ガス圧高密度プラズマが生成可能な小型トカマク装置はスパッタリング成膜装置として用いることが期待される。図18に示すように CSTN-IV プラズマ中にチタンターゲットを設置し、窒素プラズマを生成することで、プラズマ外に設置されシリコン基板上に良好な窒化チタン膜が生成された[34]. このときチタン原子はシース電圧で加速された窒素イオンによるスパッタリングにより発生する。またシースで加速された窒素イオンはチタン基板表面でオージェ効果によりほとんど中性化し、窒素原子として反射する。このためチタン原子ビームと窒素原子ビームが同時に生成され、シリコン基板に到達し、成膜に寄与する。

図19は各種基板にイオンを衝突させた時のエネルギー反射係数を示している[35]. 横軸は、換算エネルギー  $\epsilon$  である。 $\epsilon$  は下記のように定義される。

$$\epsilon = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{32.55 E_0}{Z_1 Z_2 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3}}, \quad (2)$$

$m$ ,  $Z$  はそれぞれ質量と、原子番号を表す。添え字 1, 2 はそれぞれ入射イオン、ターゲット原子を表す。 $E_0$  は入射イオンエネルギーで、単位は keV である。換算エネルギー

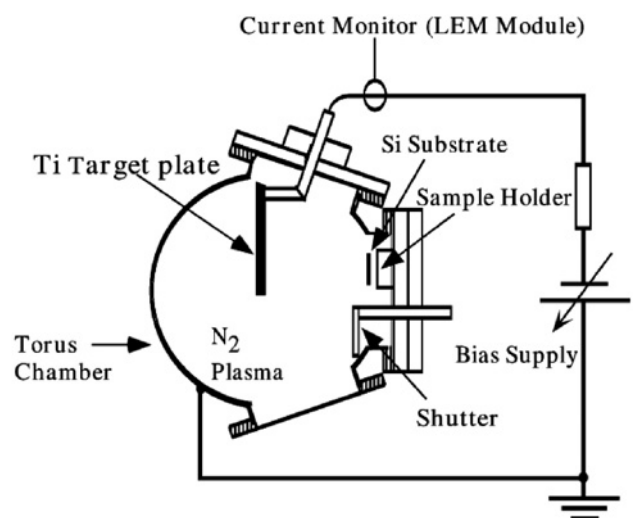


図18 小型交流トカマク装置 CSTN-AC での薄膜形成実験の模式図.



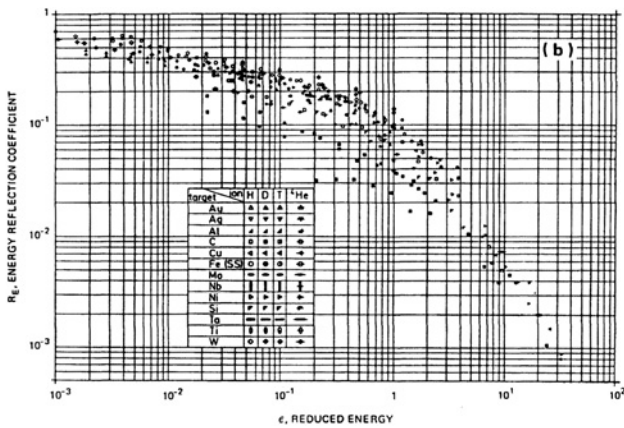


図19 材料表面でのエネルギー反射係数の換算エネルギー (reduced energy) 依存性[35].

$\epsilon$  が比較的小さい場合、反射粒子はほとんど入射時のエネルギーを有することになる。シースは先に述べたように電子温度できまり、シースで加速されるイオンのエネルギーは電子から与えられるため、シースを介して実効的に電子流体が仕事をし、中性粒子ビームが形成されていることになる。イオン入射エネルギーをスパッタリングしきい値以下にすることにより、プラズマイオンのみを中性ビーム化することも可能である。

さらに CSTN-AC 小型トカマクではプラズマ中にシリコン電極を挿入し、プラズマ支援アークを発生させ、原料となるシリコン原子をプラズマ中に供給する手法を用いて、これまでになかったシリコン成膜の実験が行われている[36].

## 9. まとめ

本解説では、核融合プラズマ (特に境界プラズマ) から材料プロセスへの学術成果・技術導入の可能性について述べた。本稿の内容は著者らが関係してきた研究を中心としており、総じて我田引水的記述となっていることはご容赦いただきたい。

これまで述べたように核融合研究とプラズマプロセス研究で共通の課題は数多く存在する。また長期的な核融合研究を継続するためにも、核融合関連の研究成果がプラズマプロセス研究へ貢献することは重要である。

本稿が核融合研究者とプラズマプロセス研究者の交流の契機になれば、著者らの望外の喜びである。

## 謝辞

本解説を執筆する機会を与えていただきました酒井道博士に感謝いたします。

## 参考文献

[1] S. Takamura, N. Ohno, D. Nishijima and Y. Uesugi, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, A4 (2002)2.  
 [2] 朝倉伸幸他: プラズマ・核融合学会誌 **80**, 181 (2004).  
 [3] P.C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (IOP publishing. Ltd, 2000).  
 [4] 高村秀一: プラズマ・核融合学会誌 **72**, 866 (1996).

[5] N. Ohno, S. Masuzaki, M. Takagi, S. Takamura and K. Ishii, J. Nucl. Mater. **220-222**, 279 (1995).  
 [6] N. Ohno, D. Nishijima, S. Takamura, Y. Uesugi, M. Motoyama, N. Hattori, H. Arakawa, N. Ezumi, S.I. Krasheninnikov, A. Yu. Pigarov and U. Wenzel, Nucl. Fusion **41**, 1055 (2001).  
 [7] D. Nishijima, U. Wenzel, M. Motoyama, N. Ohno, S. Takamura and S.I. Krasheninnikov, J. Nucl. Mater. **290-293**, 688 (2001).  
 [8] D. Nishijima, U. Wenzel, K. Ohsumi, N. Ohno, Y. Uesugi and S. Takamura, Plasma Physics Controlled Fusion **44**, 597 (2002).  
 [9] M. Nagase, H. Masuda, S. Takamura *et al.*, J. Nucl. Mater. **363-365**, 611 (2007).  
 [10] K. Yada, N. Matsui, N. Ohno, S. Kajita, S. Takamura and M. Takagi, *to be published in* J. Nucl. Mater.  
 [11] 竹入康彦他: プラズマ・核融合学会誌 **78**, 389, **78**, 521 (2002).  
 [12] 井上多加志他: プラズマ・核融合学会誌 **81**, 764 (2005).  
 [13] S. Samukawa, K. Sakamoto and K. Ichiki, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L779 (2001).  
 [14] S. Samukawa, K. Sakamoto and K. Ichiki, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L997 (2001).  
 [15] D. Nishijima, M.Y. Ye, N. Ohno and S. Takamura, J. Nucl. Mater. **313-316**, 97 (2003).  
 [16] Dai. Nishijima, M. Y. Ye, N. Ohno and S. Takamura, J. Nucl. Mater. **329-333**, 1029 (2005).  
 [17] N. Ohno, S. Kajita, D. Nishijima and S. Takamura, J. Nucl. Mater. **363-365**, 1153 (2007).  
 [18] S. Takamura, N. Ohno, D. Nishijima and S. Kajita, Plasma Fusion Res. **1**, 051 (2006).  
 [19] S. Kajita, N. Ohno, S. Takamura, W. Sakaguchi and D. Nishijima, Nucl. Fusion **47**, 1358 (2007).  
 [20] S. Kajita, S. Takamura, N. Ohno, D. Nishijima, H. Iwakiri and N. Yoshida, Appl. Phys. Lett. **91**, 261501 (2007).  
 [21] J. Roth, A. Kirschner, W. Bohmeyer *et al.*, J. Nucl. Mater. **337-339**, 970 (2005).  
 [22] A. Ito and H. Nakamura, Commun. Comput. Phys. **4**, 592 (2008).  
 [23] 渡辺征夫他: プラズマ・核融合学会誌 **73**, 1220 (1997).  
 [24] Y. Watanabe, M. Shiratani, Y. Kubo, I. Ogawa and S. Ogi, Appl. Phys. Lett. **53**, 1263 (1988); Y. Watanabe, J. Phys. D., Appl. Phys. **39**, R329 (2006).  
 [25] 高村秀一: プラズマ・核融合学会誌 **78**, 295 (2002).  
 [26] M. Shiratani *et al.*, *Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices* (May 22-26, 2006, Hefei, China).  
 [27] N. Ohno, Y. Kobayashi, T. Sugimoto and S. Takamura, J. Nucl. Mater. **337-339**, 35 (2005).  
 [28] N. Ohno, M. Yoshimi, M. Tokitani, S. Takamura, K. Tokunaga and N. Yoshida, *to be published in* J. Nucl. Mater.  
 [29] N. Nunomura, N. Ohno and S. Takamura, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, L949 (1997).  
 [30] Y. Tanaka, R.D. Smirnov, A.Yu. Pigarov and M. Rosenberg, Phys. Plasma **15**, 073704 (2008).  
 [31] M. Okamoto, T. Yamada, T. Hiraishi, Y. Kikuchi, N. Ohno and S. Takamura, J. Nucl. Mater. **363-365**, 1076 (2007).  
 [32] M. Okamoto, S. Takamura, N. Ohno, S. Kajita, Y. Kikuchi, Y. Uesugi, T. Ozeki, Y. Kawano and M. Sugihara, Nucl. Fusion **47**, 1106 (2007).

[33] S. Takamura, K. Hayashi and K. Tashiro, J. Plasma Fusion Res. **74**, 38 (1998).  
 [34] M.Y. Ye, O. Matsuda, N. Ohno, Y. Uesugi, M. Takagi and S. Takamura, Vacuum **59**, 55 (2000).  
 [35] W. Eckstein and H. Verbeek, in : "Data Compendium for

Plasma Surface Interactions", Nucl. Fusion, Special Issue, IAEA, Vienna (1984) 12.  
 [36] K. Hiramatsu, N. Ohno and S. Takamura, J. Plasma Fusion Res. **69**, 121 (1993).



おお のり やす  
 大野 哲 靖

名古屋大学工学研究科教授。佐賀出身。専門は核融合周辺プラズマ物理。所属名が年々変わっていたが、工学研究科に復帰。趣味は、将棋、野球。耐震改修のため研究室が移転。蔵書の整理を行い、50年前のIAEA Proceedingや戦時中の放電の教科書などを見つける。読めなくなったフロッピーを片手に、紙媒体の堅牢さを実感。



たか むら しゅう いち  
 高村 秀 一

愛知工業大学工学部教授，名古屋大学名誉教授。1971年名古屋大学大学院工学研究科電気電子工学専攻博士課程満了。仏国グルノーブル原子核研究所，連合王国カラム研究所客員研究員，名古屋大学教授を経て2007年4月より現職。核融合PWI関連実験と大気圧マイクロ波ジェットを用いた電離ガス静電流体力学に向けた研究に従事。週末に楽しむ野菜栽培は少し腕が上がったかな。