

TRIAM-IM 高イオン温度プラズマ放電下でのプラズマ・壁相互作用

平井, 武志
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻博士課程

藤原, 正
九州大学応用力学研究所

徳永, 和俊
九州大学応用力学研究所

吉田, 直亮
九州大学応用力学研究所

他

<https://doi.org/10.15017/16550>

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 21 (1), pp.15-24, 1999-06. Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University

バージョン：

権利関係：



TRIAM-1M 高イオン温度プラズマ放電下での プラズマ・壁相互作用

平井 武志**・藤原 正*・徳永 和俊*
吉田 直亮*・伊藤 智之*・トリアムグループ*

(平成11年2月26日 受理)

Plasma surface interaction under the high ion temperature discharges in TRIAM-1M

Takeshi HIRAI**, Tadashi FUJIWARA*, Kazutoshi TOKUNAGA*
Naoki YOSHIDA*, Satoshi ITOH* and the TRIAM group*

Material exposure experiments were carried out in the superconducting high field tokamak TRIAM-1M using the surface probe system. TEM observation of the exposed specimens clearly showed the anisotropic radiation damage due to charge exchange (CX) hydrogen neutrals and the analysis of damage structure enabled to estimate the mean flux (from lower side; $4.2 \times 10^{17} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$). This anisotropy could be explained as the effect of grad-B drift.

TEM observation also showed that the surface was covered with deposition consisted of fine crystals ($\sim 1 \text{nm}$). It is considered that the grain-growth was strongly suppressed by co-deposited H and/or O. By EDS analysis, only Mo (limiters and divertor plates material) and no stainless-steel composition; Fe, Cr, Ni (the vessel wall material) were detected in the deposition. This fact indicates that the vessel wall had been covered with Mo deposition in the long history. The amount of deposited Mo was estimated quantitatively and the distribution in the radial direction was discussed. The surface modification will change the initial hydrogen recycling property. It is especially important for long pulse discharges because the plasma density control is greatly influenced by recycled hydrogen.

In addition, damage (melting) due to fast electrons was observed. This evidence indicates that intense heat load is possible in the SOL even during limiter discharges.

1. 緒 言

プラズマ中の蓄積エネルギーが増加するに伴い、プラズマから漏洩する粒子とプラズマに対向する材料(PFM)との相互作用(PSI)が近年極めて深刻な問題になってきた。プラズマからの負荷として、荷電交換した中性粒子(CX粒子)、磁力線に沿った方向および垂直な方向にドリフトし材料に到達する荷電粒子、プラズマから放出される光子による負荷が挙げられる。

CX粒子の発生はプラズマからエネルギーの損失および運動量の損失を引き起こす。一方、磁場の捕捉を逃れ、プラズマ対向壁に到達した高エネルギーのCX粒子はスパッタリングによる損耗、水素同位体のイオン注入および原子弾き出し損傷により材料中に格子欠陥形成を引き起こす。すなわちCX粒子の挙動はプラズマのみならずPFMに対しても重要な問題である。CX粒子に関連してTRIAM-1Mにおいて、これまで

薄膜試料をプラズマに曝しその微細組織を観察する実験が行われてきた^{1)~5)}。その結果、プラズマに直接曝されない位置にあるタングステン(W)試料中にも弾き出し損傷に起因する転位ループが観察されたことから、磁場に捕捉されないCX粒子、特に高エネルギー($> 2 \text{keV}$ 程度)のCX粒子が照射損傷に大きく寄与していることを明らかにした^{3)~5)}。このCX粒子に着目した実験は大型トカマク装置の一つであるJETでも行われ、CX粒子はスパッタリングを引き起こし真空容器壁(プラズマに直接曝されない部分)の主たる材料損耗の要因になると結論づけている⁶⁾。これまで実機におけるCX粒子の寄与について、入射角分布を考慮せずに、材料の照射損傷および材料損耗の議論がなされてきた。しかし、実際には材料損耗(物理スパッタリング)⁷⁾および照射損傷が強い入射角依存性を示すことが知られており、粒子の入射角度も重要なパラメータであるといえる。したがって、不純物原子の放出および材料損傷を評価する上で、CX粒子がどの方向から飛来するか、すなわち、材料への入射角度分布について、検討する必要がある。また詳細を述べる

*九州大学応用力学研究所

**九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻博士課程

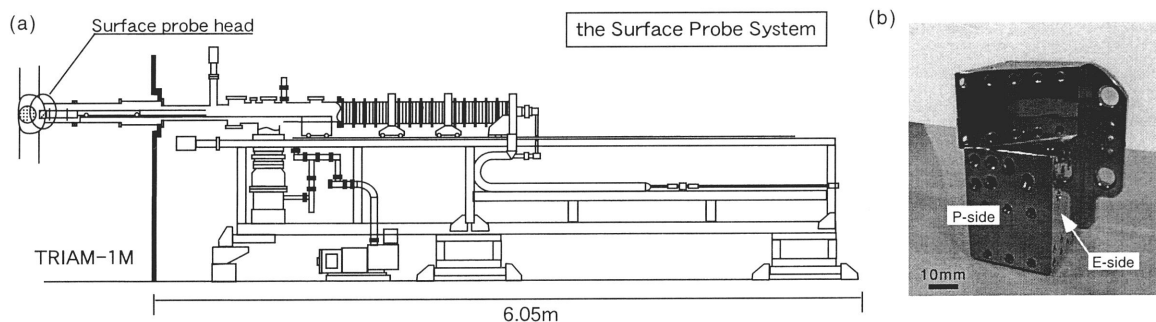


Fig. 1 (a) The schematic view of the surface probe system, (b) The photograph of the surface probe head.

までもなくプラズマに直接曝される位置の PFM では CX 粒子の他、その線束が $10^{21-24}/\text{m}^2\text{s}$ にも達する水素同位体のプラズマ粒子およびそれに含まれる不純物イオンによるスパッタも材料損耗・損傷に多大に貢献することが知られている^{8)–10)}。

一方、熱負荷は主に光子、プラズマ粒子に起因する。特にプラズマ粒子による熱負荷が集中するリミターおよびダイバータといった磁気面を横切る配向で配置されている PFM では、その材料損耗と同様にその熱負荷は深刻な問題である。それらの PFM では定常的に高粒子負荷および熱負荷に曝されており、それに耐えうる材料設計をする必要がある。さらに電流駆動または加熱として高周波を用いる場合、それにより励起されたイオンまたは電子により磁力線で接続（コネクション）された PFM が局所的に熱負荷を受けることが報告されている^{11)–12)}。以上の様な熱負荷は熱昇華による不純物原子の放出の他、PFM の溶融・割れといったマクロな損傷を生じ、材料特性の劣化を導くことが知られている^{13)–16)}。

上述の一連の PSI の材料損耗過程に起因して PFM から不純物原子が放出される。その一部はコアプラズマへ輸送され、残りは PFM 上に再堆積層を形成する。この PFM 上に形成された再堆積層は、PFM を構成している種々の元素により構成されており、再堆積層が形成した表面は設計時の材料と異なる^{17)–19)}。このような表面変質は水素リサイクリングの変化をとおしてプラズマのパフォーマンスおよび制御に影響を与えることから、今後は本来の材料の PSI に加えて、再堆積層との PSI も考えることが重要になる。そのためにも実機トカマクで形成される再堆積層の材料特性およびその分布を調べる必要がある。

本研究では (1) CX 粒子の入射方向およびその線量の定量評価、(2) SOL 内（表面プローブ実験位置）での熱負荷による材料による材料損傷、(3) 実機プラズマ放電中の再堆積層形成による表面変質、の 3 点を目的とし、TRIAM-1M のスクレイプオフ層（SOL）内において材料をプラズマに曝す実験を行った。

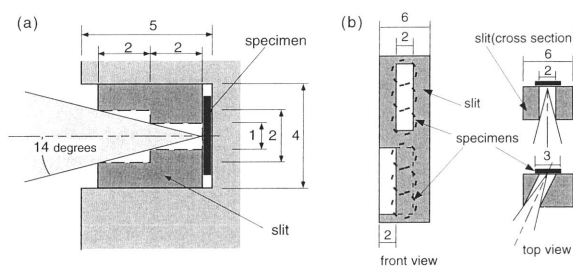


Fig. 2 The cross section of the slit at the P-side (a) and at the E-side (b).

2. 実験方法

TRIAM-1M は九州大学応用力学研究所に設置されている超伝導トロイダル磁場コイルをもつトカマク型強磁場プラズマ発生装置である。これはステンレス（SUS）製の真空容器壁とモリブデン（Mo）製のリミターおよびダイバータ板を持ち、その主半径は $R=0.8\text{m}$ 、小半径は $a \times b = 0.12 \times 0.18\text{m}$ である。この TRIAM-1M に核融合科学研究所「LHD 計画共同研究」として製作された表面プローブシステムを設置し、材料のプラズマ照射実験を行った。Fig. 1(a) に表面プローブシステムの概略図を示す。Fig. 1(a) に示すように表面プローブシステムは水平方向外側から先端に取り付けた表面プローブヘッド（以下、プローブヘッド；実機プラズマに直接曝す部分）を TRIAM-1M の実機プラズマに近づけることができる。この先端部にあるプローブヘッドは最大 1.5kW の熱量が水冷により取り除くことができ、熱電対によりその温度をモニタできる特徴を有しており、この部分を取り替えることで様々な目的のプラズマ照射実験が可能である。本研究では Fig. 1(b) に示す形状のプローブヘッドを用いた。実験では試料を配置したプローブヘッドをリミター表面から 6mm 壁側のスクレイプオフ層内に固定した。試料はプラズマ対向面（P-side）では穴の中（Fig. 2(a)）に固定し、入射粒子を開き角 14° の円錐内に限定した。電子ドリフトサイド（E-side）では SUS 製のスリット（Fig. 2(b)）によって固定した。

P-side の穴は **Fig. 3 (b)** に示すように異なる 5 つの方向 (開き角 14°) に向けた。E-side ではリミター表面から 10.5mm の位置に試料を配置し, **Fig. 3 (a)** に示すように接線方向およびプラズマの中心側に 28° 方向の 2 方向に向けた。ここでの開き角は接線方向およびトラス中心方向でそれぞれ 14° および 11.5° であった。接線方向の試料は磁力線に曝されていたが, プラズマ中心方向の試料はスリットによって磁力線方向からは保護されていた (**Fig. 2 (b)**)。

プローブ試料として薄膜化された SUS, Mo および W の真空焼鈍材を用い, 試料を 2.45GHz の低域混成波 (LHW) を用いて電流駆動された高イオン温度プラズマ⁽²⁰⁾⁻⁽²²⁾ (水素プラズマ, リミター配位) に繰り返

し曝した。典型的なプラズマパラメーターは $T_i = 1.5 \sim 2.5\text{keV}$, $\bar{n}_e = \sim 2 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$, $I_p = 20 \sim 25\text{kA}$ であった。約 1 分の放電を繰り返し, 合計 31.5 分間の放電に曝した。照射中の試料ホルダー温度は約 23°C でほぼ一定であった。

プラズマに曝した後, 透過型電子顕微鏡 (TEM) および走査型電子顕微鏡 (SEM) で試料の微細組織を観察した。さらに形成された再堆積層を分析するためにエネルギー分散法 (EDS) およびラザーフォード後方散乱法 (RBS) による分析を行った。EDS 分析 (SEM に装備) にはバルクの試料を用いた。RBS はタンデム加速器で加速された $1\text{mm}\phi$ の 1.983MeV の He^{2+} をプローブ粒子として行った。

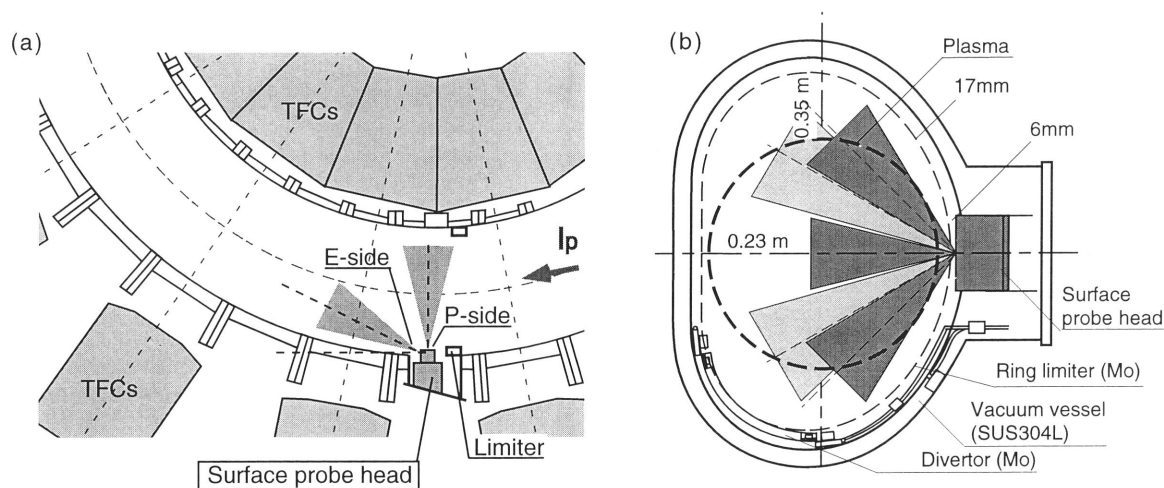


Fig. 3 The schematic views of the experimental set-up in TRIAM-1M. (a) The top view of the torus. The specimens at the P-side direct to the center, while the specimens at the E-side direct to the plasma edge and the tangential direction. (b) The poloidal cross section of the torus. The specimens were irradiated with particles in the cones directing to the five different angles in the poloidal cross section.

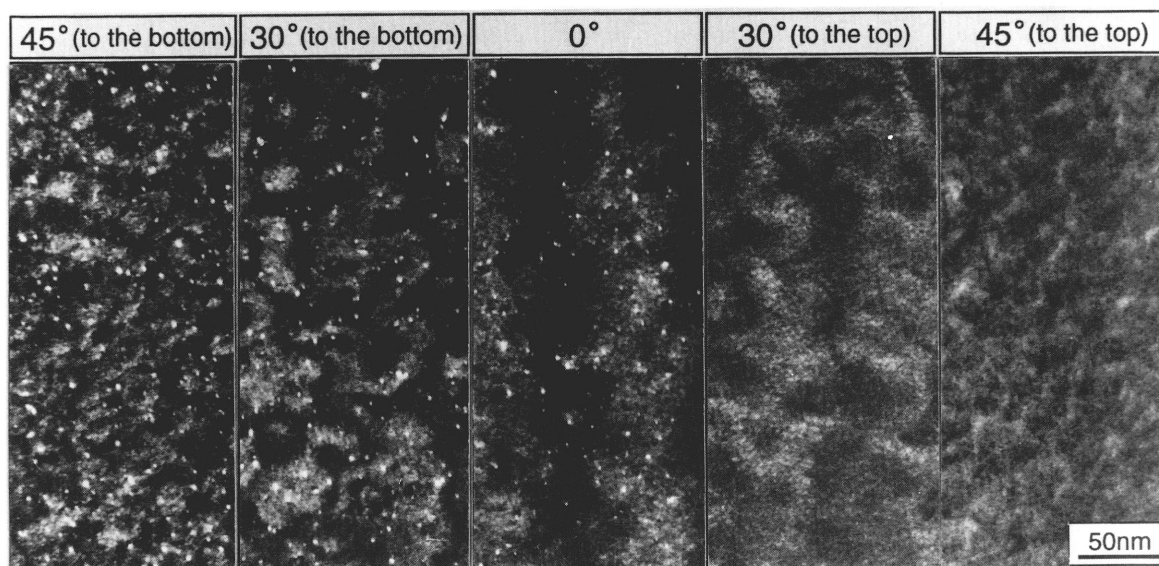


Fig. 4 Microstructural evaluation in the molybdenum specimens at the P-side.

さらに、シミュレーション実験として、同様の Mo 試料を用いて 1.5, 2, 4, 6, 8 keV の水素ビームを用いた照射実験を行い、組織観察により照射によって形成される転位ループ面密度の照射量依存性について知見を得た。

3. 実験結果および考察

3.1 CX 粒子による損傷の異方性

Fig. 4 に P-side に置かれたプローブ試料の TEM 写真（暗視野像）を示す。写真中のシャープな白いドット状のコントラストは原子弾き出し損傷により形成された転位ループである。これらの転位ループは結晶中に高エネルギー粒子が入射し、標的原子への伝達エネルギーが弾き出しのしきい値 (E_d) より大きいとき、格子位置にある原子をはじき出すことで生じた格子間原子が離合集散して形成される。したがって、転位ループの密度は入射線量と密接に関連しており、その組織から線量の評価が可能である。3.2 節においてその定量評価を試みる。**Fig. 4** に示す試料は全て磁場に垂直な深さ 5 mm の穴の底にあったため磁場に捕捉されるイオンは試料に入射できない。したがって、これらの転位ループは磁場に捕捉されない荷電交換した中性粒子 (CX 粒子) に起因したものといえる。酸素等の不純物原子は質量数が大きいので損傷が効率的に導入されるが、典型的なエッジのプラズマパラメータ ($T_e = 15\text{eV}$, $n_e = 10^{17}\text{m}^{-3}$, $B_t = 6\text{T}$) から計算できる 1 価の酸素のラーマー半径 0.11 mm が 5 mm の穴の深さと比較して小さいことからイオンとして試料に到達して損傷を与える可能性は無視できる。さらに酸素等の多価イオンは荷電交換し中性粒子になる確率が極めて小さい²³⁾ことから中性粒子としてもスリットを通過し試料に損傷を与えることは無視できるものと考えられる。したがって、これらの損傷は荷電交換した中性の水素粒子に起因したと結論できる。

Fig. 4 に示すようにこれらの微細組織で著しい異方性が観察された。すなわち、下 45°, 下 30°, 0° に向けた試料において多量の転位ループが発生しているのに対し、上 30°, 上 45° に向けた試料ではほとんど転位ループは観察されなかった。この結果は高エネルギーの粒子がプラズマの下半分の領域に偏在し、この方向からの CX 粒子の入射が多かったことを示している。

Fig. 5 に転位ループの面密度のポロイダル断面上での角度依存性を示す。**Fig. 5** に示すようにその面密度はトラス下部に向けた試料（下 45°）から水平方向の試料（0°）で $4.1 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$ から $3 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$ まで徐々に減少し、トラス上部に向けた試料で検出限界以下となった。このことは上方から入射する粒子線束が低いことを意味している。この原因として、トロイダル

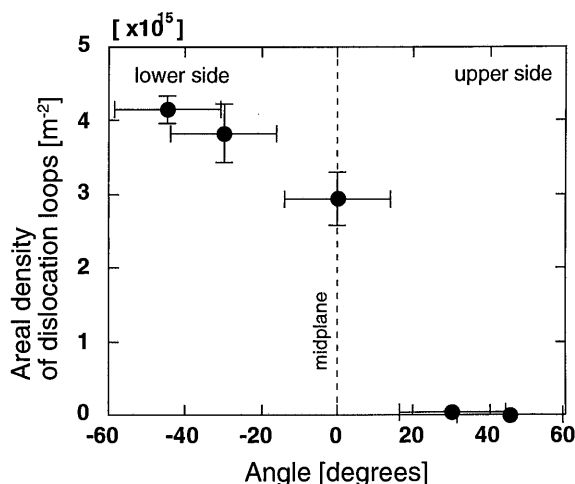


Fig. 5 The angular dependence of the areal density of dislocation loops in the molybdenum specimens at the P-side.

リップルに捕捉された粒子の影響が考えられる。実験に用いた高イオン温度プラズマ状態は $1.2 \sim 1.8 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ の線平均電子密度範囲で、プラズマの水平位置が $-25\text{mm} \sim -15\text{mm}$ の範囲の時に発生し、通常の放電の数倍（従来の放電では $T_i = 0.4 \sim 0.6\text{keV}$, 高イオン温度プラズマ放電では $T_i = 1.5 \sim 2.5\text{keV}$ ）の高いイオン温度を持つことが明らかになっている^{21) 22)}。前述の様にプラズマの電子密度および水平位置に最適値があることから、この高イオン温度プラズマ状態の発生は電流駆動に用いる LHW によってつくられた高速電子に関連していると考えられる。すなわちイオン加熱の可能性の一つとしてこの高速電子により励起されたイオンと結合する波の寄与が考えられている²¹⁾。このような高イオン温度プラズマ中にある高エネルギーのイオンは衝突周波数が減少するため、散乱されるまでの長い時間トロイダルリップルに捕捉される。このトロイダルリップルに捕捉されたイオンは grad-B ドリフト方向、すなわち下方向にドリフトする。その結果、高エネルギーのイオンがトラスの下方に偏在するようになり、イオン温度は上下で非対称性（下側のイオン温度が高い）を示すようになる²²⁾。このため下方に向けた試料に高エネルギーの粒子が多く入射し、顕著に損傷の蓄積が観察されたと考えられる。

3.2 CX 粒子のエネルギーおよび線量の評価

Fig. 6 (a) に水平方向（0°）に向けた試料の転位ループの深さ分布を示し、(b) には TRIM-code²⁴⁾ による損傷の深さ分布の計算結果を示す。**Fig. 6 (a)** に示すように転位ループは表面下約 80 nm の深さまで分布していることが明らかになった。この転位ループの深さ分布は入射粒子のエネルギーを反映している。この場合の入射粒子である CX 粒子のエネルギーはスペクトルを持っている。この CX 粒子のスペクトルはプ

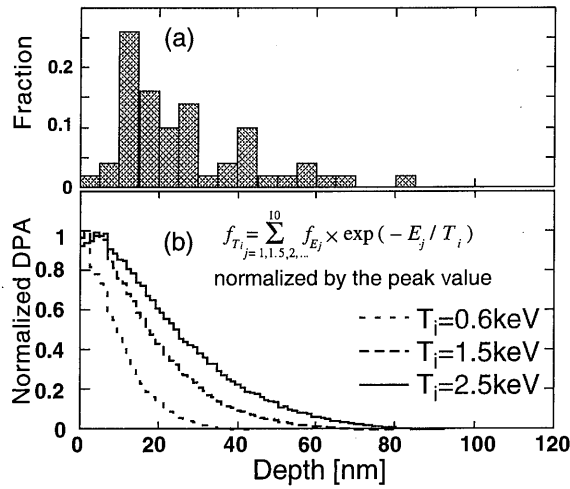


Fig. 6 (a) The depth distribution of dislocation loops, (b) the depth distribution of damage calculated with TRIM-code at the ion temperature $T_i = 0.6\text{keV}$, 1.5keV , 2.5keV .

ラズマ中のイオンのエネルギースペクトルに各エネルギーでの荷電交換確率を乗じたものになるが、ここで問題としているエネルギー範囲 ($1\text{keV} \sim 10\text{keV}$) ではわずかに減少する程度であり²⁵⁾、近似的に定数と用いるとイオンのエネルギースペクトルと相似になる。結局、プラズマ中のイオンのエネルギー分布はマクスウェル分布に従う²⁶⁾からイオン温度 T_i を用いて $\exp(-E/T_i)$ と表せる。そこで高イオン温度プラズマ放電 ($T_i = 1.5, 2.5\text{keV}$) のときと通常の放電 ($T_i = 0.6\text{keV}$) のときの損傷量の深さ分布を TRIM-code により計算した (Fig. 6(b))。具体的には (1) 式に示すように 1keV から 10keV まで各エネルギーにおける損傷の深さ分布 (f_{Ej}) を 0.5keV 毎に計算し、各エネルギーのイオンが $\exp(-E/T_i)$ の存在確率で重みをつけて合成したもの (f_{Ti}) である。Fig. 6(b) には最終的に各損傷ピーク値で規格化した値を示した。

$$f_{Ti} = \sum_{j=1,1.5,2,...}^{10} f_{Ej} \times \exp(-E_j/T_i) \quad (1)$$

Fig. 6(a) に示すような転位ループの深さ方向への広い分布は、Fig. 6(b) に示す様に中性粒子エネルギー分析器のデータを基にした $1.5\text{keV} \sim 2.5\text{keV}$ のイオン温度をもつプラズマによる TRIM-code の計算した損傷の深さ分布によく一致している。したがって、高エネルギー成分の CX 粒子も損傷形成に大きく寄与していることが明らかになった。実際に E-side でプラズマに曝した W 試料の組織の中にも原子弾き出し損傷に起因した転位ループが観察された。W 試料では 2keV 以上の入射エネルギーを持った水素粒子によってのみ損傷が導入される²⁷⁾ことから、この転位ループの存在は CX 粒子の一部が 2keV 以上のエネルギーを有していた

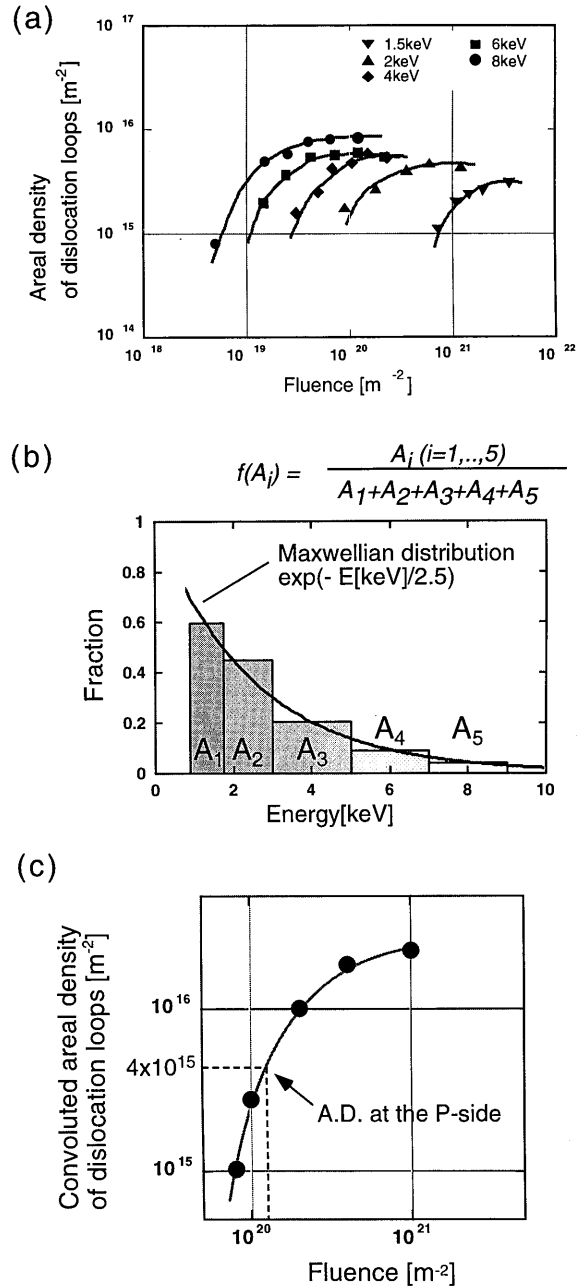


Fig. 7 (a) The fluence dependence of the areal densities of the dislocation loops in the specimens irradiated with several keV ($1.5, 2, 4, 6, 8\text{keV}$) hydrogen beam. (b) A weighting function based on Maxwellian distribution for the ion energy spectrum. (c) The fluence dependence of the convoluted areal density of the dislocation loops.

ことを直接示しており、高エネルギー成分の損傷への寄与を実証している。

Fig. 5 に示した P-side における各方向の転位ループの面密度と水素ビーム照射実験で得られた面密度を比較することで、損傷に寄与した CX 粒子線量の評価を試みた。Fig. 7(a) に Mo に対する水素ビーム照射時の面密度の照射量依存性を示す。Fig. 7(a) 中の各

記号はそれぞれ入射粒子のエネルギー1.5keV から8keV の H^+ 照射に対応する. **Fig. 7(a)** から明かなように, 高エネルギーの水素ビームでは約 $5 \times 10^{18} m^{-2}$ の低線量で転位ループが発生し, 低エネルギーの場合はある潜伏期間を経て約 $8 \times 10^{20} m^{-2}$ の線量で転位ループが発生する. これらの面密度を各エネルギーの寄与をイオン温度2.5keV の時のイオンのエネルギースペクトルを基にした重み関数 (**Fig. 6(b)**) を考慮して(2)式に示す方法で合成した.

$$(Convolved A.D.)_{Ti} = \sum_{j=1.5, 2.4, 6, 8} (A.D.)_{Ej} \times f(A_j) \quad (2)$$

ここで A.D. は各エネルギーの照射実験から得られた面密度を, A_i は **Fig. 7(b)** 中の各面積 $A_1 \sim A_5$ を示している. こうして合成した面密度を **Fig. 7(c)** に示す. これはスペクトルを考慮した, いわば擬プラズマ照射時の転位ループ面密度の照射量依存性といえる. この面密度を実際の TRIAM-1M のプラズマ照射実験と比較することで, トーラス底部より入射し Mo 試料中の損傷に寄与した CX 粒子の線量は約 $1 \times 10^{20} m^{-2}$ 程度と評価できた. また上部から入射した CX 粒子の線量は高くとも転位ループが観察されない $5 \times 10^{19} m^{-2}$ 以下であると評価できた. したがって, この値を放電時間と立体角で割ることでトーラス底部より入射した CX 粒子の平均線束は約 $3 \times 10^{17} m^{-2} s^{-1} sr^{-1}$, トーラス上部から入射した CX 粒子の平均線束はその半分の $1.5 \times 10^{17} m^{-2} s^{-1} sr^{-1}$ 以下であると評価できた. 注意すべき点はここで求めた CX 粒子線束は Mo の弾き出し損傷を導入するエネルギーよりも高いエネルギーをもつ粒子群に対応することである. Mo に弾き出しを与えるには, 弾き出しのしきい値 (E_d) が 35eV²⁸⁾, $M_1=1(H)$, $M_2=96(Mo)$ のとき, 最大伝達エネルギー T_{max} を(3)式²⁹⁾から計算できる.

$$T_{max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_{in} > E_d \quad (3)$$

その結果, 入射エネルギー E_{in} として850eV のエネルギーが必要になる. したがって, 上述の線量は850eV 以上の CX 粒子線量になる. 全 CX 粒子の線束は850eV 以下の低エネルギーまでイオンのエネルギースペクトルがマクスウェル分布で外挿できると仮定すると, $4.2 \times 10^{17} m^{-2} s^{-1} sr^{-1}$ 程度と評価できる. 一方, スリットのない全立体角からの CX 粒子線量はトロイダル方向での線量分布が明らかでないため不確定であるが, 下方に向けた円錐内から入射した線量より一桁以上大きいものになると考えられる.

3.3 局所的な熱流束による材料損傷

Fig. 8 に E-side の10.5mmの位置で接線方向に向けたスリットを付けプラズマに曝した Mo および W 試料の SEM 写真を示す. 同じ位置で接線方向を向き, 磁力線に沿って運動する電子に露出していた試料は溶融し, 28° 傾けたスリットによって, 保護されていた (**Fig. 2(b)** 参照) 試料は溶融しなかった. **Fig. 8** の両試料はエッジ部が独特な形状をしており, 加えて Mo 試料では試料のエッジ部の狭い領域のみがなめらかに隆起している. これらの組織から試料は一度溶融した後, 瞬時に凝固したことがわかる. 上述のように磁気面に沿った方向に露出した試料のみが溶融したことから, これらの試料の溶融は磁気面に沿って運動する電子による熱負荷に起因すると結論することができる. 試料は水冷式のプローブヘッドに密着し冷却されていたにもかかわらず, その温度が W の融点 (3680K) 以上まで上昇していたことから, 局所的に非常に大きな入熱があったこと推測できる. LHW を用いた電流駆動を行っている TRIAM-1M の場合, この様な局所的な熱負荷の一つとして高速電子による熱負荷が考えられる. LHW により励起された高速電子による局所的な熱負荷はカナダにあるトカマク型プラズマ発生装置 TdV¹⁰⁾でも報告されている. さらに, 高速電子は LHW によりエネルギーを受け磁気面からの外側にずれた軌道を運動すること²¹⁾が知られており, 本実験でリミターの表面から9mm外側に位置したスクレイプオフ層にあった薄膜試料においても高速電子の接触による非定常な入熱の可能性は十分考えられる. LHW を用いた電流駆動 (LHCD) 時の高速電子の励起は必然的なものであり, リミター放電の最外殻磁気面 (LCFS) の外側の PFM でもその熱負荷を考慮した設計が必要であるといえる.

3.4 再堆積層の分布およびその微細組織

Fig. 9 に W 試料上の再堆積層の EDS 分析結果を示す. **Fig. 9** より再堆積層は金属元素として Mo (リミ

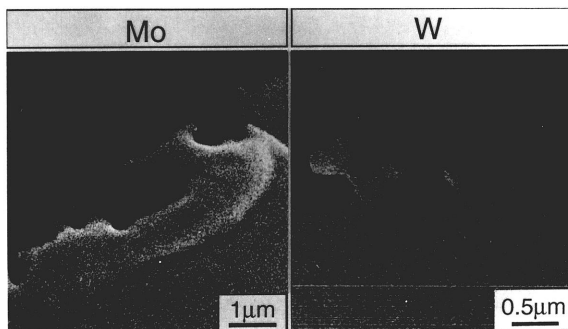


Fig. 8 The SEM images of the Mo and W specimens mounted at the E-side. The specimens were covered with slits directing to the tangential direction.

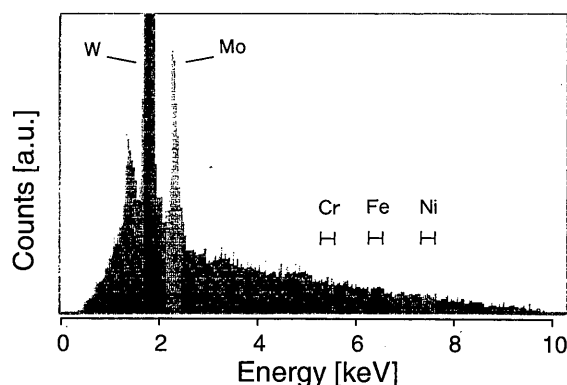


Fig. 9 The EDS spectrum of the deposition on the W specimen at the E-side (7.5mm outside the limiter surface).

ターおよびダイバータ材)の単元素の層であることが明らかになった。これはMoのダイバータ板を導入し、X-ポイントの涙滴型のプラズマ放電の長時間維持を目指した放電を盛んに行った1996年以降の材料プローブ実験と同様の結果であった³⁾⁴⁾。一方、1995年以前のプローブ実験¹⁾³⁾⁴⁾で検出されていた真空容器の材料(SUS304)に起因するFe, Cr, Niは検出限界以下であった。この傾向はプラズマの真空紫外域分光で、近年、Feのライン強度が弱くなった³⁰⁾こと、すなわち、プラズマ中に不純物として存在するFeの量が減少した事実と一致している。以上のことから近年の再堆積層の組成の変化はSUS製の真空容器内面にMoの再堆積層が形成しSUSの表面積が減少したことに起因していると考えられる。

RBSによりE-sideにおけるSOL内の再堆積層(Mo膜)の厚さを定量評価した。その結果、リミター表面(プラズマ)から7mm外側の地点で(最もプラズマに近い場所)での厚さは30nm程度であると評価できた。Fig. 10にリミター表面からの距離に依存したMoの分布を示す。Moの分布は10mmまではほぼ一定で 8×10^{21} atoms/m²に達した。10mm以上外側では減衰長0.31mmで指数関数的に減少しプラズマの陰では検出限界以下になった。この再堆積層のSOL中での径方向の指数関数的な減少はトカマク放電に特徴的な分布である³¹⁾。Fig. 10の分布がスパッタによって形成されたとすると、金属原子の付着確率は1に近いことから、堆積量を放電時間で割ったものを不純物の平均線束とみなしてよく³²⁾、入射フラックスは減衰長0.31mmで外挿して、プラズマから7mmの位置で約 10^{23} atoms/m²(A点)になる。この量を測定値と比較すると92%がスパッタ(セルフスパッタを含む)の結果損耗したことになる。Moのセルフスパッタを考えた場合、エッジの温度20eV程度でマクスウェル分布を持ったMoのイオン、例えば3価のMoの場合、Mo³⁺によるシースの存在下におけるセルフスパッタ

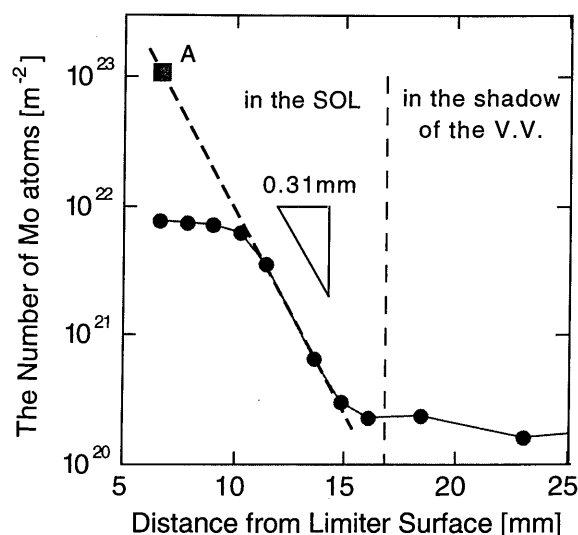


Fig. 10 The Mo distribution in the radial direction from the limiter surface. The point A indicates the extrapolated amount of Mo by the decay length (0.31mm).

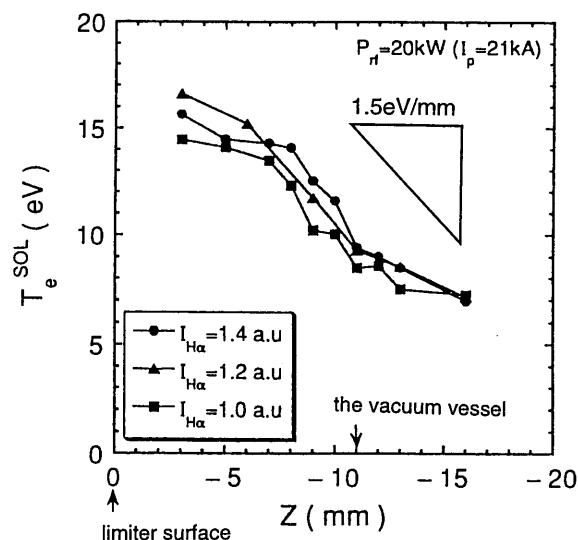


Fig. 11 The electron temperature in the SOL during 2.45GHz LHCD³⁴⁾.

収量は $Y_{\text{self}} \approx 0.92$ 程度³³⁾になる。しかしながらFig. 10のMoの分布をセルフスパッタリングのみで再現する温度分布はFig. 11に示す電子温度分布³⁴⁾と比較して極端に温度勾配の急な分布(4eV/mm)になり測定値(1.5eV/mm)と一致しない。さらに高次のイオン(Moⁿ⁺, $n > 3$)を仮定した場合、測定値を再現するエッジの温度勾配はさらに急勾配になり、測定値から大きく異なる。以上の考察から、Fig. 10に示すMo分布はスパッタ(セルフスパッタ)のみの寄与では説明できないと結論できる。スパッタリング以外の寄与として、熱負荷による昇華(蒸発)の寄与が考えられる。

SOL内のMoの線束はプラズマから7mm外側の地点で 4.2×10^{18} Mo/m²sと評価できる。一方Moの堆

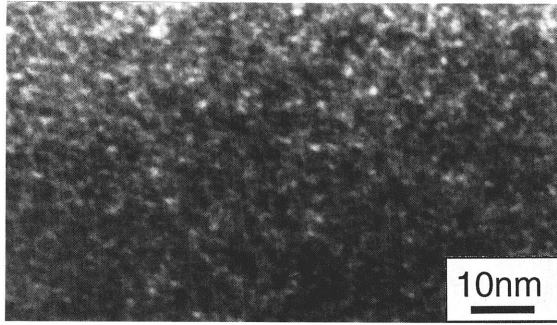


Fig. 12 Microstructure of the deposition on the W specimen at the E-side, TEM dark field image obtained by a part of rings in electron diffraction.

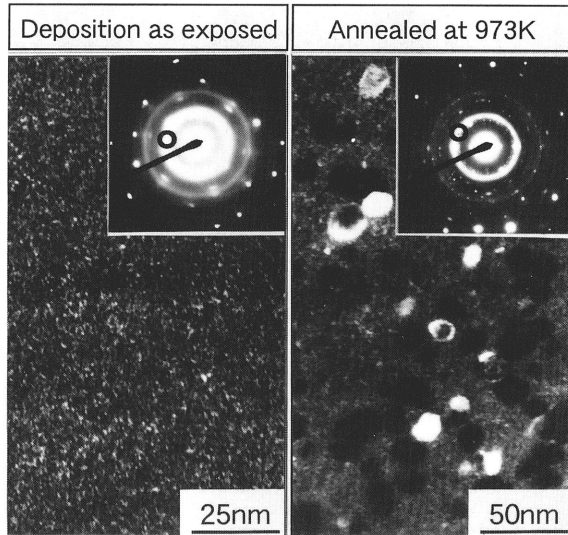


Fig. 13 Microstructure of the deposition on the SUS specimen at the E-side, as exposure (left) and annealed at 973K (right). TEM dark field image obtained by a part of the rings in electron diffraction.

積と同時に E-side 表面に入射する水素イオンの磁場に平行方向の線束は(4)式³⁵⁾より $2.7 \times 10^{21} \text{H-ions/m}^2$ と計算できる。

$$\Gamma_{ion} = 0.5n_i c_s = 0.5n_i \left[k(T_i + T_e) / m_i \right]^{1/2} \quad (4)$$

ここで n_i ; イオン密度 ($\div n_e = 10^{17} \text{m}^{-3}$), c_s ; イオン音波速度, m_i ; イオンの質量, T_i ($\div T_e$) ; イオン温度, T_e ; 電子温度 (15eV)³⁴⁾である。ここで Mo の堆積速度と水素イオンの入射イオン束を比較すると3桁ほど Mo の堆積速度が小さい。その様な再堆積層形成の環境下では水素といったガス原子とコデポジション (co-deposition) が起き、水素を多量に含んだ再堆積層を形成することが多数報告されている^{36) - 38)}。

Fig. 12 に TEM 観察した再堆積層の微細組織を示す。**Fig. 12** は回折図形中に現れるリングの一部より結像

した暗視野像を示し、写真中の白いコントラストは個々の結晶粒を示している。**Fig. 12** で明らかなように再堆積層は 1 nm 程度の微細な結晶粒で構成されていた。また、Mo 本来の bcc (body centered cubic) ではなく fcc (face centered cubic) に近い結晶構造をもつことが明らかになった。さらに再堆積層を等時焼鈍し、熱的安定性を調べたところ、**Fig. 13** に示すように 973K で焼鈍した時、粒成長と結晶構造の変化を示す回折図形の変化および結晶粒の成長が観察された。**Fig. 13** は回折図形とそのリングの一部より結像した暗視野像を示す。以前としてマトリクスには微細な結晶粒が残っているものの粒成長が起きている。それと同時に回折図形は劇的に変化し、成長した結晶粒が BBC の構造に変化していることを示している。Mo 真空蒸着膜の粒成長は 1200K 以上で起こる現象であり、**Fig. 13** に示すような挙動はバルクとは大きく異なる。この要因として先に述べたガス原子とのコデポジションが考えられる。すなわち、同時に表面に入射する水素といったガス原子が、堆積した金属原子の粒成長を効果的に抑制した結果、非常に微細な結晶粒を形成し³⁹⁾、その後の 973K での焼鈍によりコデポジションしたガス原子を放出し、粒成長が起これり Mo の本来の結晶構造である bcc に戻ったものと考えられる。上述の様なコデポジションした再堆積層はその水素吸蔵放出特性が母材とは異なる⁴⁰⁾と予想される。この特性変化は水素リサイクリングをとおしてプラズマの維持制御に大きく影響を及ぼす。さらに先に考察したように TRIAM-1M の真空容器内壁はこの様な Mo の再堆積層に覆われている可能性があることから、今後、この種の再堆積層の水素リサイクリング特性も検討する必要がある。

4. ま と め

表面プローブシステム用いて試料を TRIAM-1M の高イオン温度プラズマ放電に曝し以下の知見を得た。

(1) トーラス下半分に向けた試料において顕著に転位ループが発生しているのに対し、上に向けた試料ではほとんど転位ループは観察されなかった。この強い異方性はポロイダル断面内での局所的な CX 粒子の発生を意味する。この原因として、トロイダルリップルに捕捉された粒子の grad-B ドリフトが考えられる。

(2) 真空容器壁面には keV 領域の比較的高いエネルギーも入射しており、損傷の形成に大きく貢献していることが明らかになった。この損傷に寄与した CX 粒子の線束はトーラス下部からは $3 \times 10^{17} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ 程度で、上部からは $1.5 \times 10^{17} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ 以下であることが評価できた。また低エネルギーまでイオンのエネルギー分布がマクスウェル分布にしたがっていると仮定

すると、下部から入射した CX 粒子の線束は $4.2 \times 10^{17} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ 程度と評価できた。

(3) E-side において、磁力線に沿って運動する電子に起因する熱負荷が観察された。この局所的な熱負荷は低域混成波で励起された高速電子に起因していると考えられる。低域混成波を用いた電流駆動 (LHCD) 時の高速電子の励起は必然的なものであり、最外殻磁気面 (LCFS) の外側の PFM でもその熱負荷を考慮した設計が必要である。

(4) 再堆積層は金属元素として Mo (リミターおよびダイバータ材) の単元素の層であり、SUS 製の真空容器内面に Mo の再堆積層が形成し SUS の表面積が減少したことに起因していると考えられる。

(5) E-side における SOL 内の再堆積層 (Mo 膜) の厚さはリミター表面 (プラズマ) から 7mm 外側の地点で (最もプラズマに近い場所) で 30nm 程度で、Mo の分布は 10mm まではほぼ一定で $8 \times 10^{21} \text{atoms/m}^2$ に達した。10mm 以上外側では減衰長 0.31mm で指数関数的に減少しプラズマの陰では検出限界以下になった。このような分布は堆積した Mo のスパッタリングのみならず SOL 内に堆積した Mo の熱負荷による蒸発にも起因していると考えられる。

(6) 再堆積層は微結晶で構成されていた。これは同時に表面に入射する水素といったガス原子が堆積した金属原子の粒成長を効果的に抑制したためと考えられる。このようなコデポジションはその水素吸蔵放特性が母材とは異なると予想され、今後再堆積層の水素リサイクリング特性を検討する必要がある。

謝 辞

本研究において、ラザフォード後方散乱法 (RBS) による表面分析の利用にあたり大窪秀明博士から貴重な助言をいただきました。ここに心より感謝いたします。また、本研究の全般にわたり助言をいただきました核融合科学研究所の本島修教授ならびに小森彰夫教授に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) N. Yoshida, A. Nagao, K. Tokunaga, K. Tawara, T. Muroga, T. Fujiwara, S. Itoh, and the TRIAM Group, *Radiation Effects and Defects in Solids*, Vol.124, (1992) 99.2)
- 2) K. Tokunaga, T. Muroga, T. Fujiwara, K. Tawara, N. Yoshida, S. Itoh, and the TRIAM Group, *J. Nucl. Mater.* 191-194 (1992) 449.
- 3) 平井武志, 徳永和俊, 藤原 正, 吉田直亮, 伊藤智之, トライウムグループ, 九州大学応用力学研究所所報 第82号 (1997) 179.
- 4) T. Hirai, K. Tokunaga, T. Fujiwara, N. Yoshida, S. Itoh and the TRIAM group, *J. Nucl. Mater.* 258-263 (1998) 1060.
- 5) T. Hirai, T. Fujiwara, K. Tokunaga, N. Yoshida, S. Itoh and the TRIAM group, in *Fusion Energy 1998* (Proc. 17th, Int. Conf., Yokohama, 1998), IAEA-CN-69/FT2/3.
- 6) M. Mayer, R. Behrisch, P. Andrew, A. T. Peacock, *J. Nucl. Mater.* 241-243 (1997) 469.
- 7) W. Echstein, J., *J. Nucl. Mater.* 248 (1997) 1.
- 8) H.G. Esser, J. Winter, V. Philipps, A. Pospieszczyk, J. von Seggern, F. Weschenfelder, P. Wienhold, B. Emmoth, M. Rubel, *J. Nucl. Mater.* 220-222 (1995) 457.
- 9) N. Noda, V. Philipps, R. Neu, *J. Nucl. Mater.* 241-243 (1997) 227.
- 10) C.P.C. Wong, D.G. Whyte, R.J. Bastasz, J. Brooks, W.P. West, W.R. Wampler, *J. Nucl. Mater.* 258-263 (1998) 433.
- 11) J. Mailloux, Y. Demers, V. Fuchs, M. Goniche, P. Jacquet, C. Boucher, A. Cote, C. Cote, J. Gunn, B. Terreault, P. Bibet, P. Froissard, D. Guilhem, J.H. Harris, G. Rey, M. Tareb, *J. Nucl. Mater.*, 241-243 (1997) 745.
- 12) J.H. Harris, T. Hutter, J.T. Hogan, V. Basiuk, B. Beaumont, A. Becoulet, S. Bremond, M. D. Carter, M. Goniche, R.H. Goulding, D. Guilhem, G.R. Haste, D.J. Hoffmen, X. Litaudon, F. Nguyen, *J. Nucl. Mater.*, 241-243 (1997) 511.
- 13) K. Tokunaga, T. Fujiwara, N. Yoshida, T. Muroga, S. Itoh and the TRIAM group, *J. Nucl. Mater.* 179-181 (1991) 353.
- 14) N. Yoshida, K. Tokunaga, T. Fujiwara, K. Tawara, T. Muroga, S. Itoh, and the TRIAM Group, *J. Nucl. Mater.* 196-198 (1992) 415.
- 15) T. Tanabe, V. Philipps, Y. Ueda, B. Unterberg, A. Pospieszczyk, B. Schweer, P. Wienhold, M. Rubel, B. Emmoth, *J. Nucl. Mater.* 212-215 (1994) 1370.
- 16) W. Hohenauer, H. Bolt, J. Linke, *Fusion Technology*, Vol.34 (1998) 18.
- 17) A.P. Martinelli, R. Behrisch, A.T. Peacock, *J. Nucl. Mater.* 212-215 (1994) 1245.
- 18) E. Gauthier, A. Grosman, J. Valter, *J. Nucl. Mater.* 220-222 (1995) 506.
- 19) R. Behrisch, M. Mayer, C. Garcia-Rosales, *J. Nucl. Mater.* 233-237 (1996) 673.
- 20) S. Itoh, K.N. Sato, K. Nakamura, H. Zushi, M. Sakamoto, K. Hanada, E. Jotaki, K. Makino, S. Kawasaki, H. Nakashima, N. Yoshida, in *Fusion Energy 1998* (Proc. 17th, Int. Conf., Yokohama, 1998), IAEA-CN-69/OV2/3.
- 21) 図子秀樹, 伊藤智之, 佐藤浩之助, 中村一男, 坂本瑞樹, 花田和明, 上瀧恵里子, 牧野賢一, 川崎昌二, 中島寿年, 九州大学応用力学研究所炉心理工学研究センター核融合研究報告 No.7 (1998) 7.
- 22) 富岡修一, 図子秀樹, 中村一男, 牧野賢一, 中島寿年, 川崎昌二, 上瀧恵里子, 花田和明, 坂本瑞樹, 佐藤浩之助, 伊藤智之, 応用力学研究所所報 第84号 (1998) 53.
- 23) R.E. Olson, K.H. Berkner, W.G. Graham, R.V. Pyle, A.S. Schlachter and J.W. Stearns, *Physical Review Letters* 41 (1978) 363
- 24) J.P. Biersack and L.G. Hagmark, *Nucl. Instr. And Meth.* 174 (1980) 257.
- 25) R.J. Goldston and P.H. Rutherford, "Introduction to Plasma Physics", Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, (1996) P.156.
- 26) 永尾明博, 川崎昌二, 上瀧恵里子, 森山伸一, 中村一男, 平城直治, 中村幸男, 伊藤智之, 応用力学研究所所報 第66号 (1988) 401.

-
- 27) R. Sakamoto, T. Muroga and N. Yoshida, J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 819.
- 28) P. Lucasson, Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals, vol.1, CONF-751006-P1, eds. M. T. Robinson and F. W. Young Jr., (USERDA 1975) 42.
- 29) R.S. Averbach, J. Nucl. Mater. 216 (1994) 49.
- 30) 坂本瑞樹. 私信.
- 31) H. Bergsaker, J.P. Coad, R. Behrisch, S. Clement, F. Lama, A.P. Martinelli, V.M. Prozesky, G. Roever and J.C.B. Simpson, 176&177 (1990) 941.
- 32) M. Rubel, V. Philipps, U. Kögler, T. Tanabe, D. Larsson, B. Unterberg, A. Pospiesznyk, Y. Ueda, P. Wienhold, J. Nucl. Mater. 249 (1997) 116-120.
- 33) W. Echstein and J. Laszlo, J. Nucl. Mater. 183 (1991) 19.
- 34) 高取 望, 平成9年度九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻修士論文 (1998).
- 35) D. Reiter, Transactions of Fusion Technology, Vol. 29 (1996) 267.
- 36) H. Bergsaker, R. Behrisch, J.P. Coad, J. Ehrenberg, B. Emmoth, S.K. Erents, G.M. MacCracken, A.P. Martinelli, J.W. Partridge, J. Nucl. Mater. 145-147 (1987) 727.
- 37) R. Behrisch, A.P. Martinelli, S. Grigull, R. Groetzschel, U. Kreissig, D. Hildebrandt and W. Schneider, J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 590.
- 38) K. Krieger, H. Maier, D. Grambole, D. Schleussner and the ASDEX UPGRADE TEAM, in Fusion Energy 1998 (Proc. 17th, Int. Conf., Yokohama, 1998), IAEA-CN-69/FTP/34.
- 39) N. Yoshida, F.E. Fujita, J. Phys. F: Metal Phys., Vol.2 (1972) 1009.
- 40) 平井武志, 徳永和俊, 藤原正, 吉田直亮, 九州大学応用力学研究所強磁場プラズマ・材料実験施設核融合研究報告 No.5 (1996) 101.