平成２１年度

核融合プラズマ分野
共同研究成果報告

タングステン被覆壁材料中の水素同位体挙動

大阪大学　大学院工学研究科　上田良夫

1．目的

タングステンは低損耗、高融点という特性からプラズマ対向材料・ブランケット第一壁材料の第一候補となっている。しかしながら、堅くもろい材料であり、構造材料としての使用が難しいため、プラズマ対向面のみにコーティングして使用することが予定されている。このようなタングステン被覆材料にプラズマを照射した場合の、被覆層や被覆－母材界面層での水素同位体挙動、それに伴う材料中のミクロスケールの構造変化や、その材料機械特性への影響等を詳細に調べた研究はほとんどない。

そこで、ブランケット候補材料の一つである、フェライト鋼 F82H にタングステンをプラズマスプレー法によりコーティングした材料について、大阪大学で所有する定常イオンビーム照射装置（HiFIT）や九大応力研所有の APSEDAS を用いて、低エネルギーの重水素イオンビームを照射し、応用力学研究所が所有する TDS、SEM、FIB 等による分析により材料中の重水素保持量、接合部の健全性などを調べる。この結果より、本被覆材の第一壁材料としての適用性について、ミクロスケールでの水素同位体挙動とマクロスケールの材料機械的特性の両面から評価を行う。本研究では、応用力学研究所の装置を使用することが不可欠であるため、共同研究として申請するものである。

2．実験方法・結果

タングステン中の水素吸蔵量測定は多く行なわれており、それらの結果はタングステン中の欠陥密度、微細構造（結晶粒サイズ、結晶粒形状）、あるいはそれと深く関係する熱処理条件に依存することが知られている。最も顕著な例は、微結晶粒タングステン（UFG-W、東北大学、栗下先生）である。この材料については、高密度プラズマ装置（PISCES）にて、300℃で重水素プラズマを照射したところ、ほとんど重水素の吸蔵はなく、また、同条件で照射した場合の他のタングステン材に、通常観察されるブリスタは見られない。

従って、被覆材を研究するに当たり、単に被覆試料のみを実験対象とするのではなく、バルクタングステン材料であっても、微細構造が異なる材料を用いて実験を行ない、基礎的な知見をたくわえておくことが必要と思われる。最近、阪大グループや IPP Garching のグループでタングステンの透過実験が行なわれているが、阪大グループは 1300℃で再結晶化させたタングステン材料を用いて 600K～800K の温度範囲で実験したところ、拡散の活性化エネルギーが約 1.1 eV という結果を得た。この材料は、ほぼ等方的な結晶粒構造を持つ。この我々の結果は従来、1000 K 以上の温度領域で行なわれた実験結果と良く一致する。一方で、IPP Garching では、823K～923K の温度範囲で、応力除去処理材を用いて実験したところ約 2eV の活性化エネルギーの値が得られた。この材料は、表面に平行な結晶組織を持っており、FIB の測定では、結晶粒界にいくつか亀裂が見られた。

これらの結果から分かるように、タングステンの結晶組織は重水素の内部拡散に大きな影響を与えており、タングステン被覆材料の実験と並行して、バルクタングステンの実験も進めなければならない。そこで、本年度は九州大学に新たに設置された昇温脱離装置を利用して、結晶組織の異なるタングステンの重水素吸蔵特性を調べる実験を行なった。使用した材料は、焼結圧延材料で表面に平行な方向に層状の結晶粒界が形成されている材料と、引抜き加工で製作した円柱材料を横方向にスライスした材料（結晶粒界が試料表面に対して垂直に形成されている）について、APSEDAS 装置で低エネルギー

（10~20 eV 程度）の重水素プラズマを照射して、昇温脱離測定を行なった。タングステンの熱処理温度はどちらも 1173 K で 0.5 時間（応力除去処理材）である。その結果を図 1 に示す。低温において、昇温脱離装置の温度制御の問題があり、特に W_Pala の方の試料では、低温に見られる放出はこの温度制御の問題があると見られる。しかしながら、600K 以上の高温では、昇温脱離スペクトルは安定しており、材料の違いが明確に現れている。どちらの材料も 650 K 近傍に大きなピークを持っているが、W_Perp の材料はさらに高い温度にピークを持つ（750 K 近傍と 900 K 近傍）。650 K 付近のピークは、空孔などの欠陥に重水素が捕獲されている可能性がある。また、さらに高温のピークは、高エネルギーイオンで照射損傷を与えたタングステン試料に見られるピークであり、より複雑な構造を持つ欠陥である可能性がある。今後、微細組織の観察なども織り交ぜながら、重水素の吸蔵に関してより詳細に検討を進める必要がある。

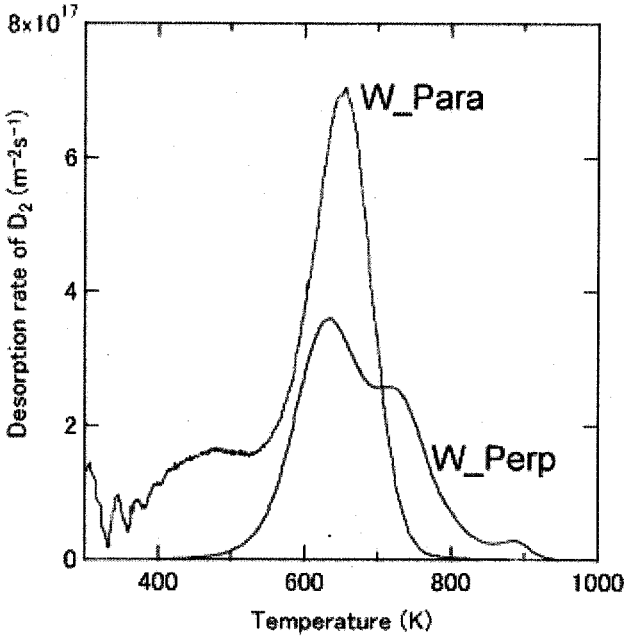


図 1　表面に平行な粒界を持つ W（W_Pala）と、表面に垂直な粒界を持つ W の D_2 昇温脱離スペクトル。

3．まとめと今後の課題

タングステンの結晶組織の違いが、昇温脱離スペクトルの違いに影響するという予備的な結果を得た。表面に垂直な結晶粒界を持つ試料では、高エネルギーイオン照射により発生する高温側の放出ピーク（~750 K と~900 K）が見られた。今後は、被覆材料の実験も進めながら、タングステンの結晶性、表面状態、及び接合部の影響を詳しく調べる必要がある。また、接合材の透過測定なども視野に入れ、総合的にタングステン被覆材料の水素同位体挙動の研究を進める予定である。

4．研究成果発表

1. Y. Ueda et al.," Effect of Radiation Damage on Deuterium Retention in Tungsten", presented at ICFRM14, Sapporo 2009.
2. K. Tanimoto et al., Effect of Radiation Damage on Deuterium Behavior in Tungsten", presented at APFA2009, Aomori 2009.

プラズマ対向壁面上に形成される不純物再堆積層の剥離に関するナノスケール解析

核融合科学研究所大型ヘリカル研究部　時谷　政行

【目的】

プラズマ閉じ込め装置の対向材料表面では，スパッタリング作用によってはじき出された不純物元素がある領域に蓄積することで，堆積層が形成される．それらは物理的に不安定であるものが多く，熱・粒子負荷を受けることで剥離に至る恐れがある．剥離した層が，ダストとしてプラズマに混入すれば，定常的な放電は困難となる．実際に，実験後のプラズマ閉じ込め装置内部の壁面には，剥がれかけた堆積層が数多く見られるのが現状であり，定常プラズマ実現のために，堆積層の形成から剥離に至るメカニズムを早急に明らかにする必要がある．堆積層が形成され剥離に至る過程は，「①スパッタリング損耗」，「②損耗された原子の輸送と堆積」，「③堆積層の成長」，「④堆積層の剥離」，「⑤プラズマへの混入」という段階(ステージ)に区分されるが，①から⑤に向かうに従ってミクロスケールからメソスケールの現象に移り変わっている様子がわかる．すなわち，巨視的な現象の理解には微視的な視点が不可欠となってくることを意味しており，マルチスケールのプラズマ壁相互作用に関して，各スケールで行われている研究の連携を図りながら総合的にプラズマ・壁相互作用を理解することが必要である．本研究は現象の出発点である上記①～③のステージに着目し，電子顕微鏡を用いた堆積層のナノスケール構造解析から，その成長過程を原子レベルで明らかにすることを目的とした．分析には，核融合科学研究所の大型ヘリカル装置(LHD)の第一壁において採取された堆積層を対象とした．LHD の第一壁では Fe，C，O などを含む共堆積層が形成され，これらは剥離し易い状態であることが確認されている．

【実験方法】

2007 年度のプラズマ実験において，真空容器内壁に 4 枚の Si 試料(No.1~4)を設置しておき，堆積層を採取した．設置場所は図 1 に示す．No.1，No.2，No.4 はダイバータアレイから約 20cm の場所であり，No.3 の試料は直線距離で 80cm ほど離れた場所となる．Si 試料のサイズは 10x20x1mm^3 であり，スローカッターで適切なサイズに切断後，プラズマ・材料力学部門設置の走査型電子顕微鏡(SEM)による表面観察，集束イオンビーム加工観察装置(FIB)によるナノ加工，透過型電子顕微鏡(TEM)による断面構造解析を実施した．

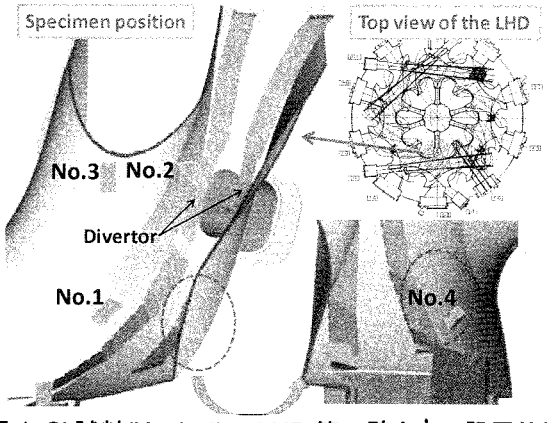


図 1. Si 試料(No.1~4)の LHD 第一壁上での設置位置

【実験結果および考察】

図 2 に表面観察結果を示す．上段の写真を見ると，No.3 の試料のみ，Si 本来の色を保っているが，他のものは灰色あるいは焦げ茶色に変化していることがわかる．この結果より，No.3 は損耗が主の領域，No1，No.2，No.4 は堆積が主の領域であると考えられる．図 2 の中段は SEM 高倍率像，下段は低倍率像である．No.1 と No.4 の試料においては，複雑な隆起を伴う表面変形が確認され，No.2 では 500-1000 nm の均一な凹凸が確認された．一方，No.3 では，数十ナノメートルの微細なホー

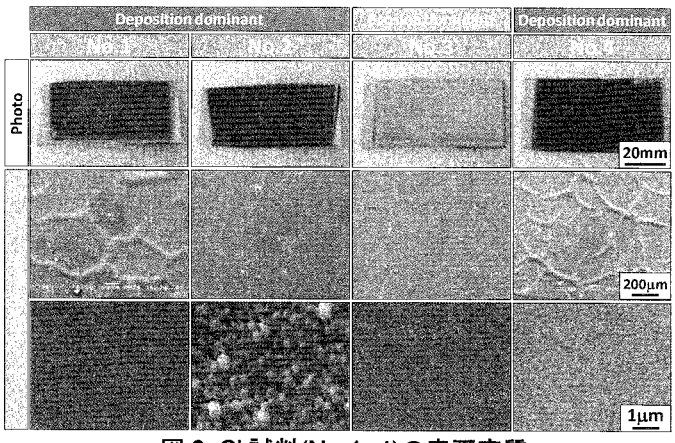


図 2. Si 試料(No.1~4)の表面変質
上段：写真，中段：SEM 高倍率像，下段：SEM 低倍率像

ルが点在しているだけであり，目立った表面変質は見られなかった．

図2に，No.1とNo.2の試料の断面TEM像を示す．それぞれ，Si基盤とその上に堆積した堆積層の範囲を矢印で図示している．No.1の試料では，いくつかの層に分かれて堆積していることがわかる．例えば，(1)，(2)に示す層はFeなどの金属元素を多く含む層であり，初期のグロー放電洗浄時に泰一壁がスパッタリング損耗を受け，堆積したものであると考えられる．一方で，(3)の層は炭素が主であり，主放電中に等方性黒鉛性ダイバータタイルが損耗を受け，堆積したものであると考えられる．この層には矢印で示した方向に，細かい縞模様が一様に見られ，炭素不純物の堆積に方向性があることが示唆される．例えば，図に向かって右側はダイバータタイルの方向，左側はプラズマ中心方向であるため，主にダイバータタイル側から炭素の堆積物が侵入しているということになる．No.2の試料では，Siと堆積層の境界にFe系の金属堆積層が見られるが，その量はわずかであるが， Siの再表面に激しい凹凸が形成されていた．その後は，No.1の試料と同様にCが主の堆積層が確認されたが，No.1と比較して矢印で示した縞模様がより鮮明に表れていることあわかる．堆積層中で暗く見える部分はカーボン原子が密であるが，明るく見える部分は逆に祖であることを意味しており，密度が不均一であることを意味している．おそらく，Siの最表面に初期に形成された凹凸が要因となり，縞模様にも影響が表れたのではないかと考えている．以上の結果より，No.1とNo.2の試料では構造自体に差異が見られることから，第一壁上の位置の違いによって，形成される堆積層の微細構造が異なることが明らかとなった．

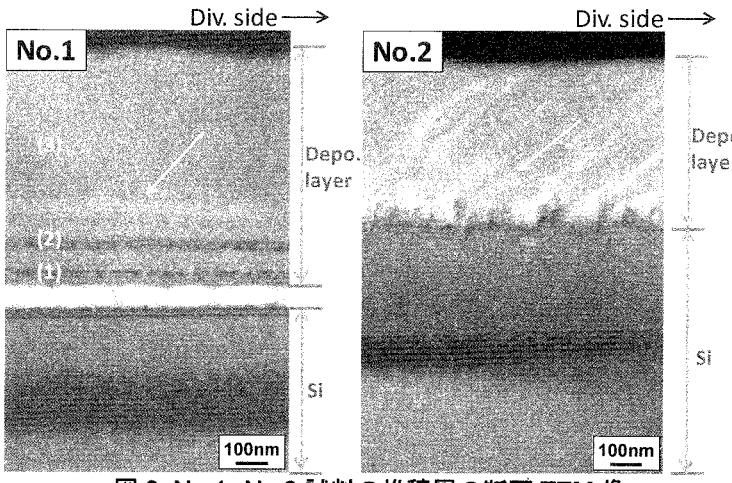


図 3. No.1, No.2 試料の堆積層の断面 TEM 像

さらに，図 4 に，No.3 試料の断面 TEM 像を示す．この試料は，損耗が主の領域に設置されていたものであるため，No.1, No.2, No.4 試料で見られる堆積層は全く確認されなかった．一方で，高エネルギーイオンの入射によって形成されたと思われる直径 1-20nm の大小さまざまな転位ループが深さ 1.5μm の深さまで確認された．損傷のピークは深さ 600-800nm であり，この領域に欠陥を形成するために必要な入射エネルギーは水素の場合約 50-100keV に相当する．このような高エネルギーイオン入射の原因として，イオンサイクロトロン加熱(ICRF)時に形成される高エネルギーイオンが考えられる．

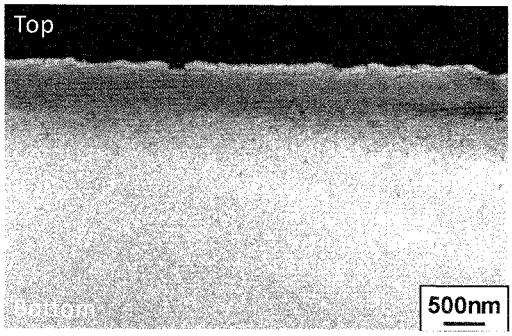


図 4. No.3 試料内部の微細欠陥

本研究結果は，堆積層の材料物性とその形成過程解明のみならず，高エネルギー粒子の振る舞いを知る上でも重要であり，特に，不純物の飛来方向についての情報は，ダストの発生や輸送研究にとって有用である．また，構造解析手法そのものが，各種実機装置で応用できる新しい分析手法として期待され，当該分野の研究の進展に貢献できる可能性がある．

【成果報告】

Micro/nano structural analysis of mixed-material deposition layer formed on the first walls of Large Helical Device and its impact on dust generation, M. Tokitani et al., 14th International Conference on Fusion Reactor Materials, 6-11, September, 2009, Sapporo Convention Center, Sapporo, Japan

プラズマ照射による炭素タイル表面の損耗・再堆積と水素同位体蓄積

徳島大学大学院ソシオテクノサイエンス研究部　大宅　薫

（1）研究目的

低温高密度プラズマに晒された炭素系材料の化学スパッタリング、放出された炭化水素分子のプラズマ中での輸送や再堆積現象は、ITER の初期フェーズで使用される CFC ダイバータ・ターゲットの寿命と炉内に蓄積されるトリチウムの安全許容量の観点から重要な問題である。特に、炭素再堆積層やそのタングステンあるいはベリリウムとの混合層のプラズマ・壁相互作用について、最近、実機のほか、プラズマやイオンビーム装置等でも精力的に研究され、その詳細な理解が求められている。本研究では、分子動力学シミュレーションコードを用いて炭素堆積層での粒子反射／注入やその損耗過程を調べている。特に、実機における炭化水素不純物の大域的な輸送モデルの構築に必要となる、炉壁でのその反射率（注入率）や再損耗率等の基礎データを収集することを目的とした。

（2）研究方法

本研究では、最近の実機実験や実験室実験において明らかになり始めた、プラズマ照射中の再堆積層の微細構造変化に伴う損耗特性や水素吸蔵特性を理解するため、W-C-H 系ポテンシャルを用いた分子動力学(MD)シミュレーションコードを開発した。これを用いて、まず、図１のような炭素堆積層セルを作製する。タングステン（W）セルに 10eV の炭素原子を連続入射することで W 上にアモルファスカーボン（a-C）層を作り、さらに炭素原子（0.025eV）と水素原子（1-30eV）を同時入射しながら水素化アモルファスカーボン（a-C:H）層を得る。入射する水素原子のエネルギーを変えることによって a-C:H 層中の水素濃度を制御することができる。

次に、作製した炭素堆積層の温度を制御しながら、水素あるいは不純物粒子の単発的な入射を繰り返す。この際、粒子入射によって材料が変化するため、入射ごとに材料を元の状態に戻す。これによって、連続的なプラズマ照射とともに変化するプラズマ・壁相互作用を、照射初期から照射時間ごとのスナップショットとして解析する。ここでは、1eV～100eV の水素原子や炭化水素分子を入射して、その反射率や材料のスパッタ率、さらに放出された粒子種の分布を計算した。

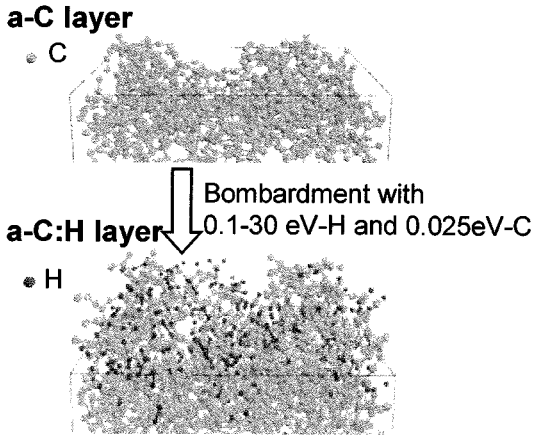


図１．作製した炭素堆積層

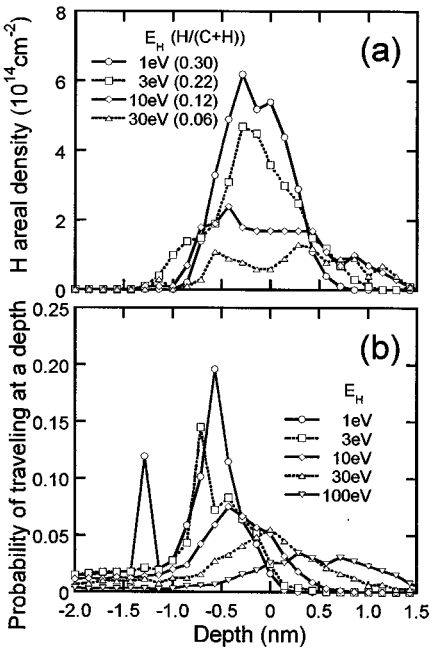


図２．水素濃度分布と水素注入分布

（3）研究成果

図３に、メタン（CH_4）が炭素堆積層に入射したとき、注入される(a)炭素 C と(b)水素 H の個数の入射エネルギーによる変化を示す。5eV 程度まではすべて反射されるが、50e 以上では逆にほとんどの C は注入され、CH_4の水素（4 個）も半分程度は注入される。そ

の変化は炭素堆積層の水素濃度に依存する。

また、水素原子を入射してスパッタされる粒子種を調べた結果（図４）、（１）水素を注入しない炭素堆積層では、炭素原子のスパッタリングは物理スパッタリング機構に因り、そのエネルギー閾値が二体衝突近似モンテカルロコード（TRIM, ACAT, EDDY 等）と一致すること、（２）炭素堆積層中の水素濃度の増加とともに炭化水素の放出（化学スパッタリング）が顕著になり、物理スパッタリングのエネルギー閾値以下でも炭素原子が放出されること、（３）低エネルギー水素入射によって水素数の多い炭化水素ラジカルが放出されるなど、これまで実験で観測されている特性を再現した。

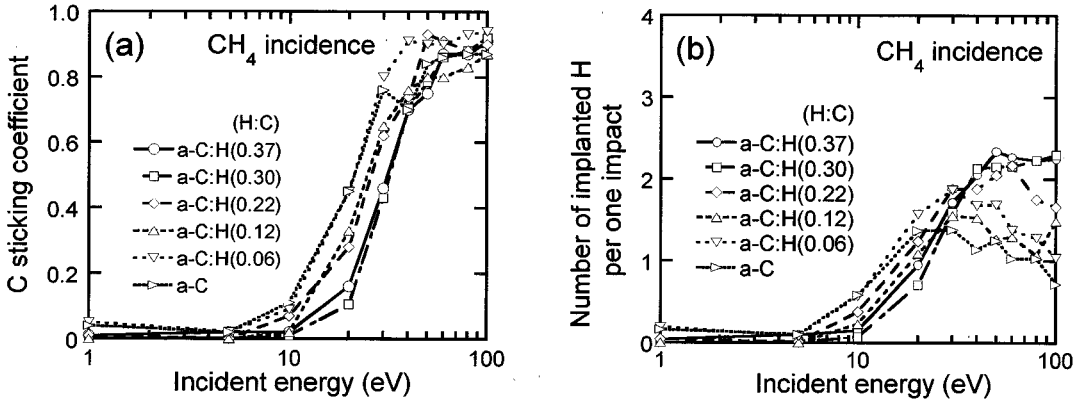


図３．メタン入射により炭素堆積層に注入される炭素原子(a)と水素原子(b)の個数

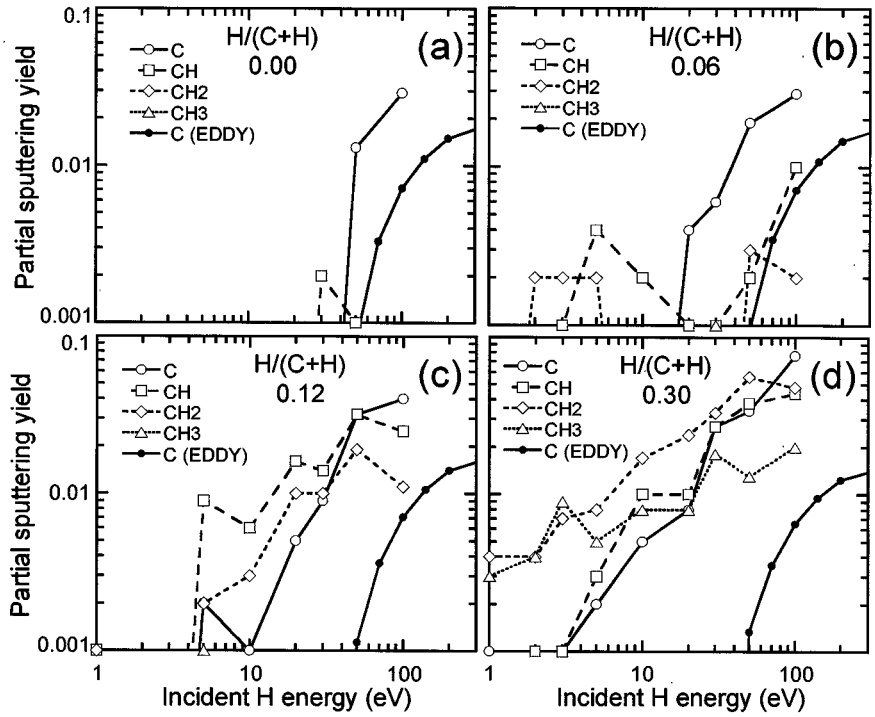


図４．水素原子入射により炭素堆積層からスパッタされる粒子種ごとのスパッタ率

研究協力者　徳島大院：井内健介、三宅洋平、九大応力研：坂本瑞樹、東園雄太

成果発表

[1] K. Ohya et al., Molecular dynamics study on hydrocarbon interactions with plasma facing walls, 14th Intern. Conf. on Fusion Reactor Materials, O-2, Sept. 6-11, 2009, Sapporo.

[2] K. Ohya et al., Molecular dynamics and dynamic Monte Carlo study of mixed material and its impact on plasma wall interactions, 9th Intern. Symp. on Fusion Nuclear Technology, PO3-040, Oct. 11-16, 2009, Dalian.

[3] K. Ohya et al., Molecular dynamics study of plasma surface interactions for mixed materials, D30a2-2, Oct. 27-30, 2009, Aomori.

プラズマ・壁相互作用における巨視的中性粒子挙動に関する研究

筑波大学プラズマ研究センター　中嶋洋輔

1．目　的

磁場閉じ込めプラズマにおける粒子およびエネルギー閉じ込めの評価には、プラズマ中の中性粒子の挙動に関する情報は重要である。特にプラズマ壁相互作用は、その時間・空間スケールが幅広いレンジにわたっているため、非常に多岐にわたる興味深い研究対象が存在する。研究代表者らは、これまで定常トカマク実験装置 TRIAM-1M 及び小型プラズマ壁相互作用実験装置 CPD における$H\alpha$線計測、２次元イメージ計測並びに中性粒子輸送モンテカルロシミュレーション解析に基づいて、長時間定常プラズマにおける中性粒子の挙動解析を進めてきた。

本研究の目的は、上記成果を踏まえて、タンデムミラー装置及び、球状トカマク装置における中性粒子輸送モンテカルロシミュレーション解析に基づき、プラズマ壁相互作用環境下における中性粒子挙動について調べ、特にプラズマ壁相互作用のマクロスケールな局面に関する知見を得ることである。

2．中性粒子輸送モンテカルロコード「DEGAS」

DEGAS コードとは、任意の体系のプラズマをメッシュモデルで近似することにより、プラズマ中の中性粒子の密度・温度分布等をモンテカルロ法に基づいて求めるシミュレーションコードである。[1] 本コードを用いた中性粒子輸送シミュレーションは、これまでガンマ 10 のセントラル部のような軸対称な体系でメッシュを作成し、解析・研究が行われてきた。[2-4] DEGAS を用いた３次元体系での中性粒子輸送シミュレーション計算が近年開始され、現実のモデルに則した３次元シミュレーションが出来るようになった。[5, 6] トカマクプラズマにおいても、数年前からモデリングが行われており、JT-60U における H-mode プラズマにおける中性粒子挙動の研究が進められている。[7]

3．球状トカマクにおける DEGAS を用いた中性粒子輸送シミュレーション

球状トカマクプラズマにおける中性粒子輸送研究は、まだ緒に就いたばかりで、詳細な手法や問題点などについての報告はほとんどなされていない。中性粒子輸送の観点からの、通常のトカマクプラズマと球状トカマクとの相違は、アスペクト比（主半径／小半径）が小さくなるため、中性粒子のトロイダル方向への回り込みが容易になると予想される。図１に示すように、QUEST の最外殻磁気面と真空容器の断面には、かなり大きな空間が存在するために、SOL 領域における中性粒子のトロイダル方向への輸送が無視できないと予想される。現状では、まだ標準的な磁場配位が確立されていないが、昨年度に行われたジュール加熱実験において得られた、プラズマからの可視光の２次元イ

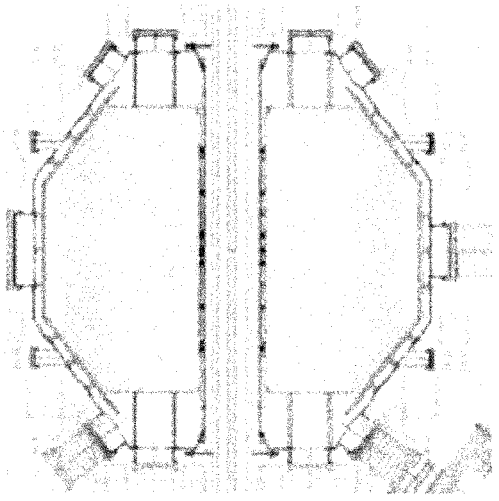


図 1 球状トカマク実験装置「QUEST」の真空容器と磁気面断面図

メージ計測結果に基づいて、メッシュ構築の元となるジオメトリデータの算出を行った。

図２は、３次元 DEGAS シミュレーション解析のメッシュモデルの元となるジオメトリデータの一例である。図から判るように QUEST の真空容器壁並びに、上下のダイバータ板がほぼ現実の寸法通りにモデル化されている。プラズマの形状は、真空容器の内部に可視光の２次元イメージ計測データに基づいて、概略形状で与えている。

今後は、プラズマ生成の最適化を進めて標準的なプラズマ形状を確定した後、真空容器内内蔵物を含めたシミュレーションの為の本格的なメッシュ構築を開始し、実機条件に即した中性粒子輸送シミュレーションを遂行する予定である。

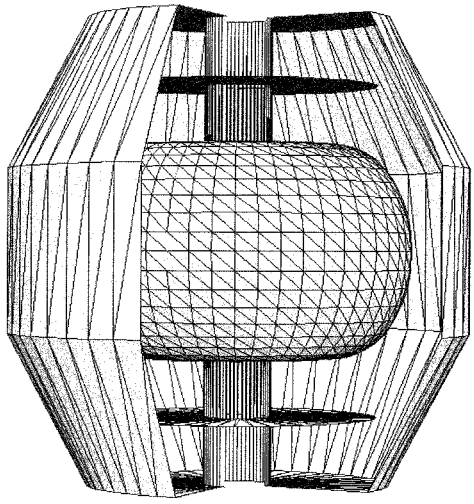


図２３次元 DEGAS シミュレーションのメッシュ構築の元となるジオメトリデータの一例。真空容器壁とプラズマ及び、ダイバータ板がモデル化されている。

４．参考文献

[1] D. Heifetz, D. Post, M. Petravic *et al.*, J. Comput. Phys. **46** (1982) 309.
[2] Y. Nakashima, K. Yatsu, K. Tsuchiya, *et al.*, J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 493.
[3] Y. Nakashima, N. Yamaguchi, K. Yatsu, *et al.*, J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 580.
[4] Y. Nakashima, *et al.*, J. Nucl. Mater. **241-243** (1997) 1011.
[5] D. P. Stotler, *et al.*, Phys. Plasmas **3** (1996) 4084.
[6] Y. Nakashima, Y. Higashizono, *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **6** (2004) 546.
[7] Y. Nakashima, Y. Higashizono, *et al.*, J. Phys.: Conference Ser. **123** (2008) 012029.

５．研究成果

１．中嶋、他「ガンマ 10 セントラルリミターを用いたプラズマ制御」第４回 QUEST 研究会、平成２１年８月３１日－９月１日、九州大学筑紫キャンパス、応用力学研究所
２．東園、他「QUESTおける中速カメラ計測」同上
３．Y. Higashizono, *et al.*, "Observation of separated plasma structure in non-inductive discharge in QUEST" The 7th General Scientific Assembly of the Asia Plasma and Fusion Association (APFA) (October 27-30, 2009, Aomori, Japan) A28a-3.

６．研究組織

研究代表者	中嶋洋輔	筑波大学プラズマ研究センター	准教授
研究協力者	吉川正志	筑波大学大学院数理物質科学研究科	准教授
研究協力者	米永理央	筑波大学大学院数理物質科学研究科	院生
研究協力者	細井克洋	筑波大学大学院数理物質科学研究科	院生
研究協力者	小澤博樹	筑波大学大学院数理物質科学研究科	院生
研究協力者	東園雄太	九州大学応用力学研究所	ＰＤ研究生
研究協力者	坂本瑞樹	九州大学応用力学研究所	准教授
研究協力者	図子秀樹	九州大学応用力学研究所	教授

プラズマ・壁相互作用による材料損傷プロセスのマルチスケールモデリング

森下和功[1]，坂本瑞樹[2]，吉松潤一[1]，山本泰功[1]，渡辺淑之[1]，大貫惣明[3]，
橋本直幸[3]，佐藤　学[4]，金田保則[5]，小田卓司[5]，加藤太治[6]，宮本光貴[7]，
岩切宏友[8]，浜口　大[9]，吉田直亮[2]，渡辺英雄[2]，徳永和俊[2]，矢木雅敏[2]，大沢一人[2]
1) 京大エネ理工研，2) 九大応力研，3)北大工，4)東北大工，5)東大工，
2) 6)核融合研，7) 島根大総理工，8) 琉球大教育，9) 原子力機構

1. はじめに

現存しない核融合炉の材料劣化を評価するには，核分裂炉やイオン加速器などの代替照射場を用いざるを得ない．しかし，それらの代替照射場は，入射粒子フラックス・入射エネルギー・入射粒子数などが実際の照射場とは異なるため，材料劣化を予測するには材料劣化の損傷速度依存性を明らかにする必要がある．また，材料劣化はプラズマの照射による材料のミクロ構造組織変化に起因することが知られており，欠陥の生成，拡散過程のような極めて短い時間，微小な空間スケールの領域も含めた現象の理解が必要である．本研究では，プラズマ対向候補材料であるタングステン中のボイド（空孔集合体）核生成における損傷速度依存性の評価を行った．臨界サイズに満たないボイド（エンブリオ）は，ボイドサイズが大きくなるほど核生成エネルギーが増大する状態であるため，ボイドは平均的に収縮に向かう．そのため，反応速度論で核生成過程を解析することは不可能である．本研究では，モンテカルロ法を用いて空孔・格子間原子のフラックスを確率論的に扱うことで，従来考慮されていなかったボイド核生成の解析を行うことを可能にした．

2. 方法

サイズが R のボイドに点欠陥 i（i は格子間原子および空孔）が流入する確率，およびボイドから点欠陥 i が放出される確率をそれぞれ $J_i^{IN}=4\pi RD_iC_i/\Omega$, $J_i^{OUT}=4\pi RD_iC_i^{eq}/\Omega$ に比例すると考え，乱数を使って実際に起こる事象を決定した（R：ボイド半径、C_i：マトリクス中の点欠陥濃度，C_i^{eq}：欠陥集合体周辺の点欠陥濃度，D_i：点欠陥の拡散係数，Ω：原子体積）．ボイドへの正味の欠陥流入量は $J=J_i^{IN}-J_i^{OUT}$ で決まる．この解析の特徴は，欠陥フラックスの確率論的ゆらぎ効果も考慮している点である．図 1 はボイドサイズの時間変化を表しており，欠陥が過飽和に達してからボイドの臨界核が生成するまでの時間を潜伏期間と定義している．また，ボイドサイズ 1 のときに格子間原子が流入する事象も考慮しているため，エンブリオが消滅する場合も有り得る．核生成率は $I=1/\tau$ で定義され，ボイドが消滅した際の潜伏期間は無限大と考え，その時の核生成率は 0 となる（τ：潜伏期間）．各照射条件での潜伏期間を求める際，どの条件においても 100 回核生成するまで試行を行い，最後に試行回数分の潜伏期間，核生成率の平均をとって評価を行った．

3. 結果・考察

まず，モンテカルロ法を用いて損傷速度，温度ごとの核生成潜伏期間を算出した．図 2 は潜伏期間における損傷速度依存性と温度依存性を表している．同一温度では，損傷速度が速くなるほど潜伏期間は短くなっている．これは，損傷速度が速いほど空孔過飽和度が上昇するためである．また，同一の損傷速度では，温度が高いほど潜伏期間が短くなっている．これは温度が高いほど空孔拡散が活発になるためである．さらに，潜伏期間における損傷速度依存性と温度依存性は非線形の関係にあることが明らかになった．

次に，求めた潜伏期間からボイド核生成の温度領域を算出した．損傷速度 10^{-3}dpa/s におけるタングステンの核生成温度領域は 600K から 1200K だった．照射プロセスにおけるボイド核生成温度領域は，図 3 のように上限と下限がありピーク温度をもつ．このような特徴を示すのは，下限は温度が低いことで空孔が拡散し

にくい状態であり，上限は温度が高いことでボイドが熱的に不安定になるためである．

図 4 は核生成率におけるピーク温度の損傷速度依存性を示す．縦軸は規格化するために核生成率を損傷速度で割った指標である．ボイド核生成においても，損傷速度が遅くなると，核生成のピーク温度が低温側にシフトしていることがわかる．温度が上昇すると，空孔過飽和度は低下し，損傷速度が速くなると，空孔過飽和度が上昇する．そのため，損傷速度が速いほど，より高温側でもボイドが核生成できると考えられる．

今後は，入射粒子スペクトルの違いによる欠陥集合体の非熱形成プロセスの違い，および損傷速度の違いに起因する欠陥集合体の核生成プロセスの違いを考察することで，照射場の違いに起因して発生する材料挙動の違いを計算に反映させる検討を行う．また，現在一般的に核生成の潜伏期間と言われている材料中の欠陥が過飽和に達するまでの時間と，今回扱った欠陥が過飽和に達してから臨界核が生成するまでの時間を比較・検討することで従来指標の妥当性の検証および新たな評価指標の提案につながることが期待される．さらには，プラズマ・壁相互作用による特徴的な微細構造形成のメカニズム究明を行う．

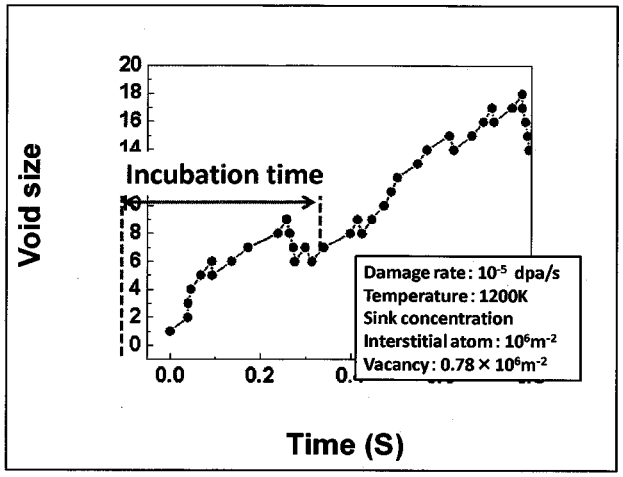


図 1. ボイド核生成の潜伏期間

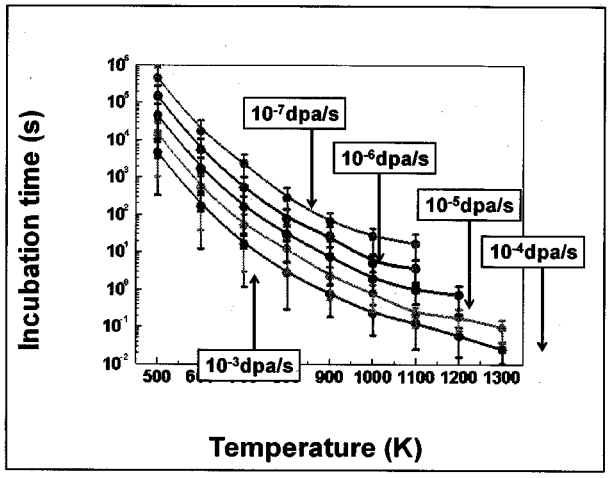


図 2. 潜伏期間における損傷速度依存性と温度依存性

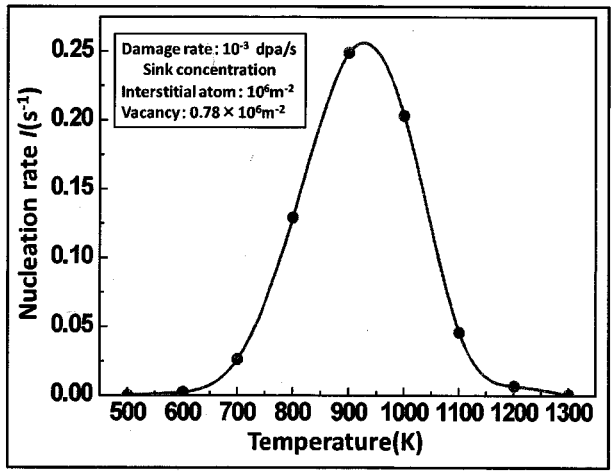


図 3. ボイド核生成温度領域

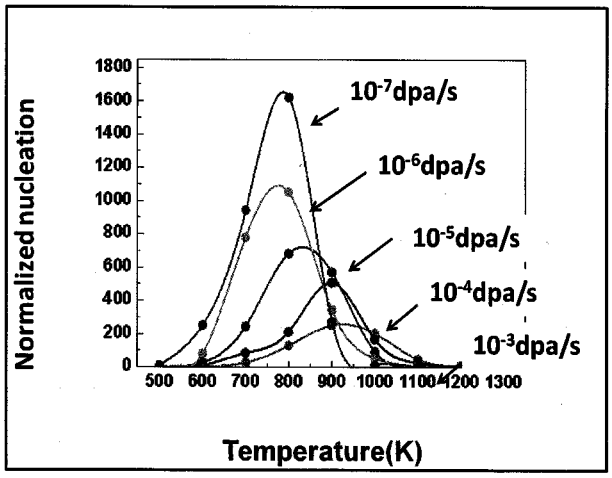


図 4. 核生成率におけるピーク温度の損傷速度依存性 ＊縦軸は核生成率/損傷速度で規格化.

研究会「マルチスケールでのプラズマ・壁相互作用の理解」

京大エネ理工研　森下和功
（所内世話人）九大応力研　坂本瑞樹

●研究会の目的

核融合炉材料の開発研究においては、プラズマ・壁相互作用（PWI）によってもたらされる材料損傷を考慮しなければならない。この材料損傷は、材料構成要素（不純物）のプラズマへの混入（スパッタリングやブリスター形成・剥離）をもたらすものであるから、すなわち、材料そのものの機能喪失や寿命だけでなく、プラズマの安定性にも影響を及ぼすことを意味する。

本研究会の目的は、PWIによる材料損傷プロセスを理解すると同時に、材料要素のプラズマ混入やプラズマへの影響、および、そうした材料ミクロ構造変化の中で時々刻々と変化する水素リサイクリング特性などを扱う。また、こうした現象をモデル化し、それをもとにこのPWI現象を予測・制御するための方法論について議論するとともに、PWIを考慮した材料設計やプラズマ運転シナリオなどの検討を行うことである。

●日時／場所／参加者

・日　時：平成21年度3月18（木）−19日（金）
・場　所：九州大学応用力学研究所西棟W601号室
・参加者：中嶋洋輔（筑波大），星野一生（原子力機構），小田卓司，石野　栞（東大），加藤太治，芦川直子，時谷政行（核融合研），大野哲靖（名古屋大），剣持貴弘（同志社大），森下和功，渡辺淑之，吉松潤一，山本泰功（京大），宮本光貴（島根大），大宅　薫（徳島大），坂本瑞樹，東園雄太，大澤一人，吉田直亮，A. Rusinov，若林竜介，江頭康平，原田裕孝，古本健一郎，川波貴之，片山一成，吉田雅史（九大）

●研究会の概要・成果

本研究会は、以下の５つのセッションにて実施された。まず、第１部「プラズマ・壁相互作用の理解に向けたモデリング研究１」では、主に実機（LHD、JT-60U、TRIAM-1M等）を用いての、プラズマ周辺壁材料における不純物再堆積層の形成・剥離現象をはじめ、ダストの発生メカニズムや移動現象の理解に関する実験的アプローチの現状および課題についての報告があった。続いて、第２部「プラズマ・壁相互作用の理解に向けたモデリング研究２」では、主に研究室実験（NAGDIS-II、APSEDAS、イオン加速器、TDS等）や理論解析による、プラズマ粒子による壁材料の表面構造変化の理解に関する研究の現状および課題についての報告があった。さらに、第３部「プラズマ・壁相互作用の理解に向けたモデリング研究３」では、プラズマ内の中性粒子の輸送現象をはじめ、プラズマ・壁材料間での水素リサイクリングや材料中のガス原子（水素・ヘリウム）挙動の理解に関する計算的アプローチの現状および課題についての報告があった。また、第４部「材料照射損傷の理解に向けたモデリング研究」では、照射下材料ミクロ構造変化に着目し、そのメカニズムの解明や現象の予測に向けた方法論の構築に関する研究の現状および課題についての報告があった。最後に、第５部「総合討論」では、まず、大別した３つの領域（「実機閉じ込め装置」、「モデリング／シミュレーション」、「実験室実験」）それぞれにおける課題が整理された。続いてそれらを基に、領域間の共通課題が設定された。さらに、今後の連携活動の計画についても議論が行われた。

本研究会を通して、様々な手法でPWIを評価する研究者たちの意見交換・情報交換を行い、それぞれの専門分野に捉われない包括的な議論を行うことができた。今後は、各自が自分の専門以外の評価手法とのつながりを意識して研究を行うことで、時間的にも空間的にもマルチスケールな現象であるPWIの解明につながることが期待される。今回の会合を踏まえ、次年度も継続を予定している。

「マルチスケールでのプラズマ・壁相互作用の理解」研究会

－「核融合炉材料中の照射損傷過程のマルチスケールモデリング」第９回検討作業会－

2010 年 3 月 18 日（木）－19 日（金）
九州大学応用力学研究所西棟 W601 号室

プログラム

3 月 18 日（木）

13:00-13:05	開会挨拶	森下和功	京大エネ研
第１部　プラズマ・壁相互作用の理解に向けたモデリング研究 1 進行　森下和功			
13:05-14:30	マルチスケールのプラズマ・壁相互作用研究	坂本瑞樹	九大応力研
	プラズマ対向壁面上に形成される不純物再堆積層の形成と剥離に関するナノスケール解析	時谷政行	核融合研
	メソスケールのプラズマ・壁相互作用ダスト発生とその移動現象	芦川直子	核融合研
	実機 PWI 研究の勧め	吉田直亮	九大応力研 特任教授
14:30-14:45	コーヒーブレイク		
※15:00-16:15	見学会　・QUEST（球状トカマク実験装置） ・APSEDAS （PWI 模擬実験装置）		
第２部　プラズマ・壁相互作用の理解に向けたモデリング研究 2 進行　吉田直亮			
16:30-17:45	単結晶及び粉末焼結タングステンへのヘリウム照射によるバブル・ナノ構造形成	大野哲靖	名古屋大工
	可視分光計測及び中性粒子輸送シミュレーションに基づくタングステン近傍の中性粒子輸送解析	東園雄太	九大応力研
	炭素再堆積層におけるプラズマ・壁相互作用のシミュレーション	大宅　薫	徳島大工
	タングステン中の重水素蓄積に関する TDS シミュレーション	剣持貴弘	同志社大生命医
18:30-20:30	懇親会		

3月19日（金）

第３部　　プラズマ・壁相互作用の理解に向けたモデリング研究３ 進行　大宅　薫			
9:15-10:45	D+He+Be混合プラズマ照射したタングステンの微細組織と重水素保持特性	宮本光貴	島根大総理工
	高Z不純物の大域的輸送過程の解析	星野一生	原子力機構
	モンテカルロシミュレーションによる中性粒子挙動と水素リサイクリングの研究	中嶋洋輔	筑波大プラズマセンター
	タングステン結晶中の原子空孔形成における水素捕獲の効果	加藤太治	核融合研
	理論計算による材料中水素の取り扱い	小田卓司	東大原子力国際
10:45-11:00	コーヒーブレイク		
第４部　　材料照射損傷の理解に向けたモデリング研究 進行　石野　栞			
11:00-12:10	タングステン粒界への水素吸蔵と機械的強度の第一原理計算	大澤一人	九大応力研
	炭化珪素（SiC）における自己格子間原子集合体の核生成・成長のモデル化	渡辺淑之	京大エネ科
	照射場の定量化	山本泰功	京大エネ科
	照射下材料中のミクロ組織発達における照射場依存性	吉松潤一	京大エネ科
12:10-13:30	昼食		
第５部　　総合討論 進行　坂本瑞樹			
13:30-15:30	PWI研究活動の課題と今後の方針	全員	
15:30-15:40	閉会挨拶	石野　栞	東大名誉教授

D-He 混合プラズマ照射したプラズマ対向材料の微視的損傷とその重水素吸蔵特性への影響

島根大学総合理工学部　宮本光貴

1. はじめに

プラズマ対向材料中の水素同位体吸蔵特性は，ヘリウム関連欠陥の影響を強く受けることが指摘されている．しかしこれまで報告されている実験条件はごく限られたもので，実機環境下で問題となる複合的なプラズマ照射環境における系統的な研究は少ない．そこで，本研究では，応用力学研究所設置の D-He 混合プラズマ照射が可能な高密度プラズマ発生装置 APSEDAS により，低エネルギー混合プラズマ照射した試料の微視的損傷組織とその重水素保持特性に及ぼす影響を明らかにすることを目的とした．

2. 実験方法

本実験では，ITER におけるダイバータの有力候補材料であるタングステンを試料として用いた．㈱ニラコ社製の粉末焼結タングステンを 1173K, 30min 真空焼鈍したのち，PWI 模擬実験装置 APSEDAS を用いてプラズマ曝露実験を行った．今年度の実験では，高分解能質量分析装置の不具合のため，僅かな質量差を有するヘリウム，重水素の分離測定ができなかった．その為，ヘリウムプラズマ曝露後の試料を脱ガス熱処理（>1300K）した後に，重水素プラズマに曝す逐次照射を行った．また，重水素吸蔵特性に与える微視的損傷組織の影響を評価するために，UCSD 設置の PISCES で重水素・ヘリウム混合照射した試料の断面組織観察なども行った．

3. 結果および考察

図 1 は，ヘリウム予照射後脱ガス熱処理したタングステン試料における重水素プラズマ照射後の昇温脱離スペクトル(実線)である．He 予照射を行っていない試料からの脱離スペクトル(破線)と比較して，高温側での脱離はほとんど見られず，脱離ステージは低温側に大きくシフトしている．これは，ヘリウム予照射した試料における重水素の強いトラッピングサイトの実効的な消失を示していると思われる．この理由として，本実験結果のみからでは，ヘリウム照射後に行った脱ガス熱処理によるアニールの効果も無視できない．ただし，ヘリウムプラズマ照射による重水素保持量の減少は，他の実験においても報告されており[1,2]，ヘリウム照射に起因した損傷組織が重水素吸蔵に少なからず影響することは確かだと考えられる．図 2 には，PISCES で重水素，ヘリウム混合プラズマ照射したタングステン試料の微細組織観察結果を示す．図は，照射後の試料を照射表面

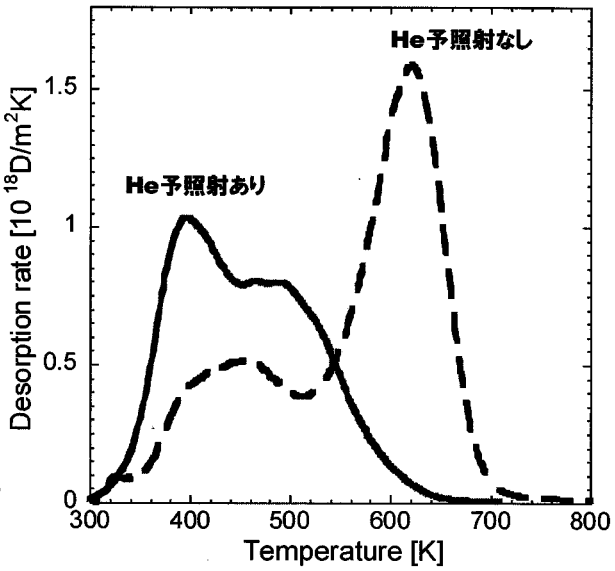


図 1　ヘリウム予照射後脱ガス熱処理(>1300K)したタングステン試料における重水素プラズマ照射後の昇温脱離スペクトル(実線)．比較のため He 予照射なしの試料からの脱離スペクトル(破線)も示している．

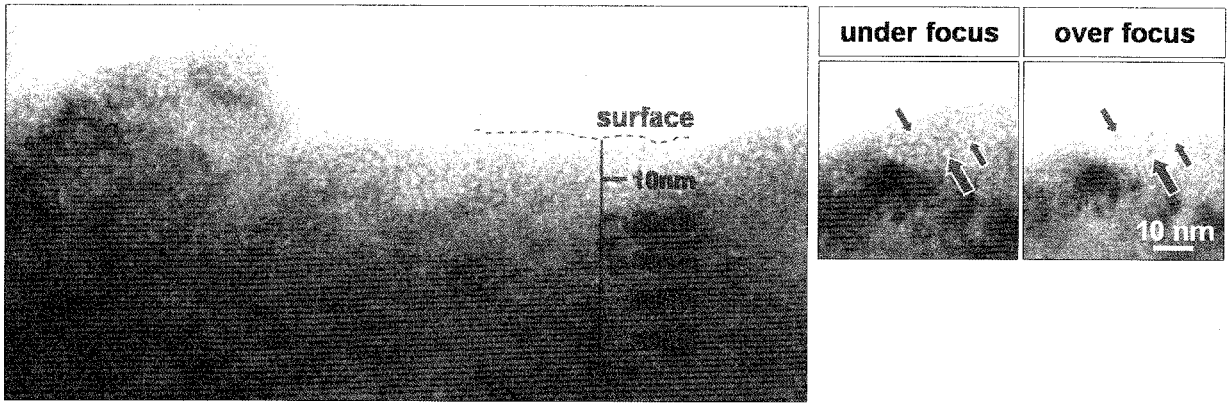


図 2　重水素，ヘリウム混合プラズマ照射したタングステン試料の断面微細組織.

に垂直に切り出し，機械研磨した後に，イオンスライサーにより薄膜化し，断面を TEM 観察したものである．図中に見られる白い円形のコントラストは，不足焦点，過焦点により白黒に反転(位相コントラストによる)することからキャビティの存在を示している．重水素単独プラズマに曝した試料においては，同様のコントラストが観察されないことから，これらはヘリウムバブルだと考えられる．図から，ヘリウムバブルが飛程(~数 nm)を遥かに超えた深部にまで極めて高密度に形成していることが分かる．ヘリウム予照射あるいは混合照射した試料において，重水素の強い捕獲が観察されないのは，こうした損傷組織の影響だと考えられた．一部のヘリウムバブル間では，互いに結合している様子も観られることから，これらが重水素の拡散パスとして機能し，重水素は照射中に容易に再放出され，実質的な重水素保持が減少した可能性が考えられる．

今年度は，APSEDAS による重水素およびヘリウムの単独プラズマを用いた逐次照射を行ったが，今後は，実験条件を拡張し，混合プラズマ照射も予定している．イオン照射装置による実験も合わせて行い，重水素吸蔵特性に与える微細組織の影響を定量的に評価する予定である．

[1] Y. Ueda et al., J. Nucl. Matter., 386-388 (2009) 725
[2] W.R. Wampler and R.P. Doerner, Nucl. Fusion, 49 (2009) 115023

● 学術論文

- M. Miyamoto, D. Nishijima, Y. Ueda, R.P. Doerner, H. Kurishita, M.J. Baldwin, S. Morito, K. Ono and J. Hanna, Kotaro Ono, "Observations of suppressed retention and blistering for tungsten exposed to deuterium-helium mixture", Nuclear Fusion, 49 (2009) 065035 (7pp)

● 学会発表等

- 宮本光貴，西島大輔，上田良夫，R.P. Doerner，M.J. Baldwin，小野興太郎，「D-He-Be 混合プラズマ照射したタングステンの損傷形成と重水素吸蔵特性」，プラズマ核融合学会第 26 回年会，京都，2009 年 12 月

● 研究組織

研究代表者：宮本光貴（島根大学総合理工学部助教)
所内世話人：坂本瑞樹（九州大学応用力学研究所准教授)
研究協力者：迫井佑己[a]，尾崎和基[b]，小野興太郎[a]，吉田直亮[b]（[a]島大総理工，[b]九大応力研)

21 特 3－8

ヘリコン波プラズマ(APSEDAS) を用いたミクロンオーダー・ダスト発生および移動現象に関する研究

核融合科学研究所　大型ヘリカル研究部　芦川　直子

目　的

第一壁の損耗および再堆積に関する問題は，損耗による材料損傷と堆積層による壁リテンション核融合分野でのダスト研究は，将来の ITER 等におけるトリチウム蓄積の問題から大型装置で主体的に行なわれ，採取されたダストの粒子径分布，位置分布およびそれらの組成，形状に関する解析結果が得られている．またカメラ計測による移動現象についても解析が行なわれている．これら大型装置での結果を踏まえ，物理現象として理解するためには小型装置を用いた制御された放電環境下でのデータ補間が必要不可欠である．九州大学・応用力学研究所ではヘリコン波による水素プラズマ生成およびターゲット材の表面変質に関する研究が進められており，プローブ測定などによって電子密度，電子温度，空間電位などが計測されている．このようなパラメータが明確である制御されたプラズマ中において加速されたダストの生成から移動および堆積過程に関する研究を行なうことを希望しており，ヘリコン波プラズマ(APSEDAS)装置を用いた実験を行うために本共同研究に申請した．特に今年度はダストの堆積および水素同位体蓄積に関するデータを得ることを目的として APSEDAS で実施経験のある重水素によるタングステン試料への照射を行うこととした．

実験方法

今年度はマシンタイムの関係上 3 月に実際の照射実験を行うため，実験の準備状況について本報告書では述べる．

制御されたプラズマ照射下においてタングステンダスト粒子およびバルク材への重水素照射実験を行う．これまでに実機におけるダスト粒子のダストを測定するために，基板上に堆積させたダストと同基板のみ，それぞれの水素蓄積量を昇温脱離法(TDS)により測定し，それらの差分からダスト中の水素蓄積量を明らかにするという手法を試みた（図 1 参照）．

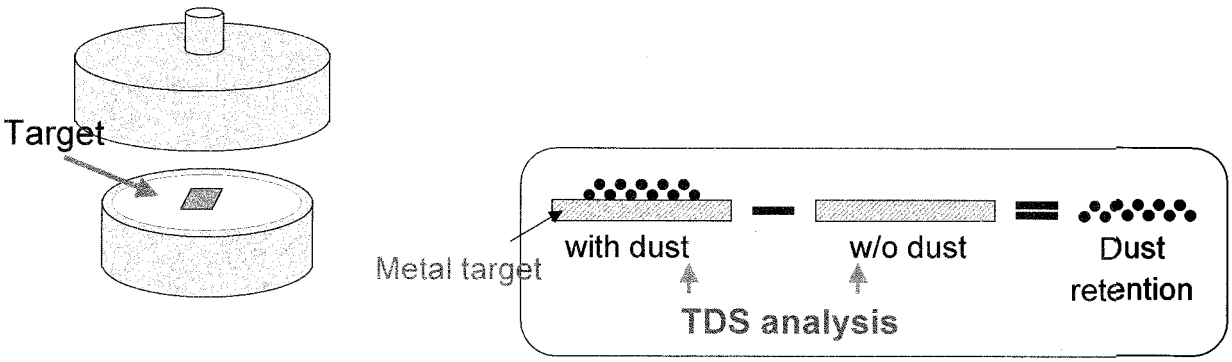


図 1．差分法によるダストの水素蓄積量測定法

これまでにダストの水素同位体蓄積量について報告した文献はあるが，目視でダストを採取しているため，主に 100 ミクロン程度までの粒子に関するデータである．しかし，例えば LHD で真空容器・大気開放後に真空排気法でメンブレンフィルタ上に採取されるダストの粒子径は 8nm～数百ミクロ

ンが主な値であり，粒径の小さなダストほど採取個数は多い．図１に示す差分法を用いるとダスト採取時に粒子径による選択をする可能性が低いため，様々な粒子径に対する蓄積量を評価することが出来る．ただし，これは採取ダストから放出された水素同位体ガスの積算値であり，単体ダストに関する評価ではない．

この方法によりＬＨＤ・ダイバータ板周辺から採取された炭素ダストへの水素リテンションを測定した結果，ダストを含む基板と含まない基板では放出量およびピーク位置ともに優位な違いが観測され，同方法の有効性を示した．

しかしながら，今後より詳細な解析および較正を行うためには実験室実験による制御環境下での分析結果が必要であり，APSEDAS 実験で調整可能なパラメータを議論し，下記のような比較実験を計画した．

１）ダスト粒子とバルク板との比較（ターゲット形状の依存性および総表面積の影響）

２）プラズマ・パラメータ依存性（プラズマ照射下・非照射下の比較）

３）料依存性（タングステンと SS316 の比較）

ダスト粒子はニラコ社で市販されているタングステン粒子（径１ミクロン）を使用することとした．実験に対しては電子天秤にて使用する粒子の重量を測定し，その後重水素プラズマ照射実験を行う．実験終了後は TDS による重水素脱離量を測定すると共に，走査型電子顕微鏡（SEM）もしくは透過型電子顕微鏡（TEM）による表面形状の変化について分析を行う．さらに可能であれば EDX もしくはＸ線光電子分光法（XPS）による組成分析もしくは化学結合状態の分析を行う．

まとめ

今年度は APSEDAS で実験するための議論，準備を主に行い，その結果 3 月に照射実験を行う予定である．ターゲット材料はダングステンとし，ヘリコン波プラズマ・パラメータを規格化し，バルクおよびダスト粒子に対して重水素プラズマを曝露させることとした．その後，事後解析として TDS による重水素保持量に関する分析を行う予定である．

研究組織

代表者　芦川直子　　核融合科学研究所　助教

協力者　相良明男　　核融合科学研究所　教授

　　庄司多津男　　名古屋大学　准教授

　　坂本瑞樹　　九州大学応用力学研究所　准教授（所内世話人）

　　東園雄太　　九州大学応用力学研究所　研究員

大域的な不純物輸送過程のモデリング

日本原子力研究開発機構　核融合研究開発部門　星野一生

目的

スパッタリング等により発生した壁材料不純物は、周辺・炉心領域の大域的な輸送を経て、炉心に蓄積もしくは固体壁に再堆積する。不純物は、大域的な輸送において炉心・周辺プラズマから様々な影響を受けるため、それらを適切にモデル化し解析コードに取り入れる必要がある。

本研究では、炉心・周辺領域における不純物の大域的な輸送過程の解明を目的とする。そのため、慶応大・畑山グループと申請者が開発した IMPGYRO（対象：高 Z 不純物）や、原子力機構・清水、滝塚らが開発した IMPMC コード（対象：低 Z 不純物）等の大域的不純物輸送コードを用いて、実験データ（QUEST、JT-60U 等）の解析を進めると共に、複数コードによる解析結果の比較を行う。これらの結果に基づき、不純物の大域的な輸送過程に対して支配的となる物理機構の解明を行う。また、得られた知見を元に、不純物輸送モデルの精度向上を目指すとともに、炉心・周辺プラズマコード、損耗・再堆積コード等とを結合し、プラズマ-不純物-壁相互作用の総合的な解析を目指す。

研究の経過報告

本年度は、不純物の大域的輸送過程として、トロイダル回転トカマクプラズマにおける高 Z 不純物の炉心輸送を中心に解析を進めた。解析の結果、トロイダル回転しているトカマクプラズマ中では、高 Z 不純物に対して電離・再結合過程に起因する内向きピンチ（PHZ: inward Pinch of High-Z impurity due to the ionization/recombination processes）が起こることがわかった[成果発表 5, 8, 11]。PHZ の発生機構は以下の通りである。

1）トロイダル回転プラズマでは、摩擦力により背景プラズマの回転速度程度まで加速されるため、質量の大きい高 Z 不純物は高エネルギーとなる。

2）エネルギーが高いため、磁気面からの粒子軌道のずれが大きくなる。この結果、不純物の軌道上で電子温度の変化が生じる。

3）電子温度の変化に伴い、不純物の価数 Z が変化する。このとき、電離・再結合過程の時間遅れのため、温度がもっとも高い（低い）位置で、最大（最小）の価数をとらない。(Fig. 1 参照)

4）価数変化に伴う磁気ドリフト速度 v_d（$\propto Z^{-1}$）の、ポロイダル面上部と下部における非対称性から、内向きピンチが発生する。

PHZ は、高温炉心領域においても容易に電離・再結合反応が起こる高 Z 不純物に特有の現象であり、Fig. 2 に示すように回転方向によらず回転速度のみに依存して起こる。PHZ 速度を見積もるために解析モデルを開発と共に、PHZ が実際に起こりうることを IMPGYRO シミュレーションにより検証した。今後、新古典理論でよく知られている径電場によるピンチの効果と合わせ、トロイダル回転速度に依存する高 Z 不純物の炉心蓄積過程の解析を総合的に進めていく予定である。

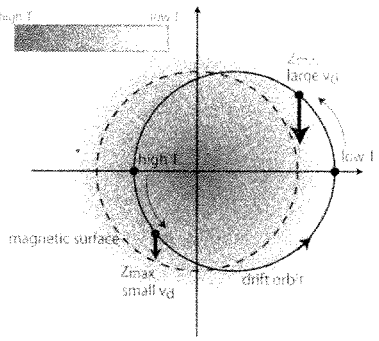


Fig. 1 トロイダル回転プラズマにおける電離・再結合過程に伴う高 Z 不純物の内向きピンチの概念図

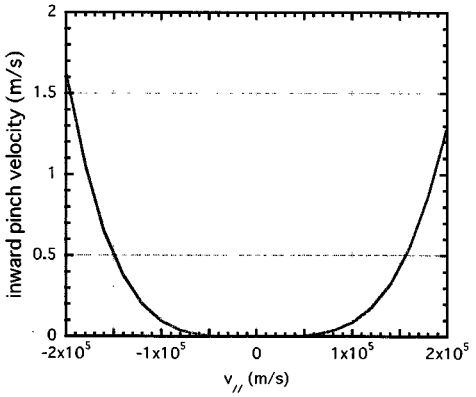


Fig. 2 解析モデルにより見積もった磁力性に平行な速度 $v_{//}$（〜トロイダル速度）に対する PHZ 速度

研究成果報告

1. K. Hoshino, et al., "Numerical Analysis of Incident Angle of Heavy Metal Impurity to Plasma Facing Components by IMPGYRO", Journal of Nuclear Materials, 390-391 (2009) 168-171.
2. M. Toma, et al., "Coupled IMPGYRO-EDDY simulation of tungsten impurity transport in a realistic tokamak geometry", Journal of Nuclear Materials, 390-391(2009)295-298.
3. K. Shimizu, et al., "Kinetic Modelling of Impurity Transport in Detached Plasma for Integrated Divertor simulation with SONIC (SOLDOR/NEUT2D/IMPMC/EDDY)" Nuclear Fusion, 49(2009)065028.
4. M. Toma, et al., "Analysis of the high-Z impurity transport in a tokamak by the IMPGYRO code", Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, 8 (2009) 1116.
5. K. Hoshino, et al., "Accumulation process of high-Z impurity in toroidal rotating tokamak plasma", in Proc. 12th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Rostov Veliky, Russia, September 2009, to be published in Contrib. Plasma Phys.
6. K. Shimizu, et al., "Self-consistent integration of core and SOL/Divertor transports (TASK/SONIC) and its application to JT-60SA operational simulation", in Proc. 12th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Rostov Veliky, Russia, September 2009.
7. M. Toma, et al., "Coupling the IMPGYRO and SOLPS codes to analyze tokamak plasmas with tungsten impurities", in Proc. 12th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Rostov Veliky, Russia, September 2009.
8. 星野一生、他、「トロイダル回転に伴う高Z不純物の炉心蓄積過程」、プラズマ・核融合学会　第２６回年会、4pE18P、京都、２００９年１２月.
9. 清水勝宏、他、「主プラズマと周辺プラズマ輸送の統合モデリング」、プラズマ・核融合学会　第２６回年会、4pD42P、京都、２００９年１２月.
10. 藤間光徳、他、「IMPGYRO-SOLPS結合コードによるトカマクプ周辺ラズマの解析」、プラズマ・核融合学会　第２６回年会、4pD35P、京都、２００９年１２月.
11. 星野一生、他、「高Z不純物の原子過程に起因する内向きピンチ」、第８回核燃焼プラズマ統合コード研究会、九大応力研、２００９年１２月.
12. 清水勝宏、他、「主プラズマと周辺プラズマ輸送の統合化　-MPMDシステムとデータ交換について-」、第８回核燃焼プラズマ統合コード研究会、九大応力研、２００９年１２月.

研究組織

氏名	所属	職名	役割、担当分野
星野　一生	原子力機構	博士研究員	サブテーマ代表者
坂本　瑞樹	九州大学応用力学研究所	准教授	所内世話人
清水　勝宏	原子力機構	研究主幹	低Z不純物のモデリング
滝塚　知典	原子力機構	嘱託	低Z不純物のモデリング
畑山　明聖	慶應義塾大学	教授	高Z不純物のモデリング
藤間　光徳	慶應義塾大学	修士２年	高Z不純物のモデリング
大宅　薫	徳島大学大学院	教授	固体表面のモデリング
井内　健介	徳島大学大学院		固体表面のモデリング
仲野　友英	原子力機構	研究員	実験データ解析
図子　秀樹	九州大学応用力学研究所	教授	不純物計測

ヘリウムプラズマ照射によるタングステン繊維状ナノ構造形成に関する研究

研究代表者 名古屋大学大学院工学研究 大野哲靖

1．はじめに

次世代核融合実験炉ITERにおいて、タングステン(W)は高融点、低スパッタリング率、低水素吸蔵などの特性によりダイバータ板や炉内計測用ミラーの候補材料となっている。ヘリウムは核融合反応生成物であるため、タングステンへのヘリウム照射の影響を調べることは重要である。

これまで，低エネルギーイオン照射ではタングステン対向材料には損傷は起こらないと考えられてきた。しかし、最近の実験において、物理スパッタリング閾値以下の入射エネルギーのヘリウムイオン照射によって表面にバブル・ホールや繊維状ナノ構造の形成が観測されている。

これまでバブルについては形成条件が調べられてきたが、繊維状ナノ構造については不明な点が多い。本共同研究では繊維状ナノ構造の形成条件と照射損傷材料の構造を詳細に調べることにより形成機構の解明を目的とする。

2．実験装置

実験には直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置NAGDISを使用した。本装置は傍熱型LaB_6陰極を用い、定常的に高密度ヘリウムプラズマ(>$10^{19}/m^3$)を生成することができる。図1に実験装置の概略図を示す。

ヘリウムプラズマ照射中のタングステンの光学反射率をHe-Neレーザーとフォトダイオードを用いて計測した。バックグラウンドの光を取り除くために632.8 nmのフィルタ及び光学チョッパーと参考用フォトダイオードを用いた。入射イオンエネルギーは試料に印加する電圧で調整し、試料温度は入射イオンエネルギーとイオン粒子束によって調整した。試料温度は放射温度計(放射率:0.42)で計測した。粒子束は試料に流入するイオン電流から計測した。プラズマ照射後の試料をSEMで観測した。

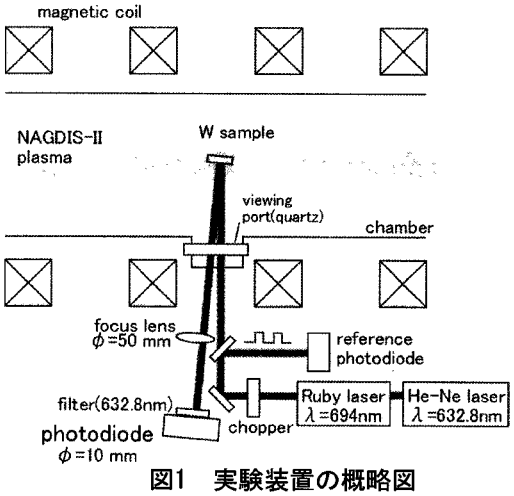


図1 実験装置の概略図

3．実験結果

入射イオンエネルギーE_iを変化させてプラズマ照射中の反射率計測を行った。E_iの上昇とともに試料表面温度は1780 Kから2100 Kまで上昇した。実験結果を図2に示す。E_iを上昇させることで反射率の低下が速く進行した。ヘリウムプラズマ照射後の試料をSEMで観測すると、E_i = 15eVの時にはバブルが形成されており、30 eV以上の時には繊維状ナノ構造の形成が確認された。

E_iを50eV一定とし，試料温度を変化させる実験を行った。図３(b)は，異なる表面温度，入射ヘリウムイオンエネルギーでの，ヘリウムプラズマ照射によるタングステン表面構造変化のSEM写真を示している（パラメータは図３ (a)に対応）。 試

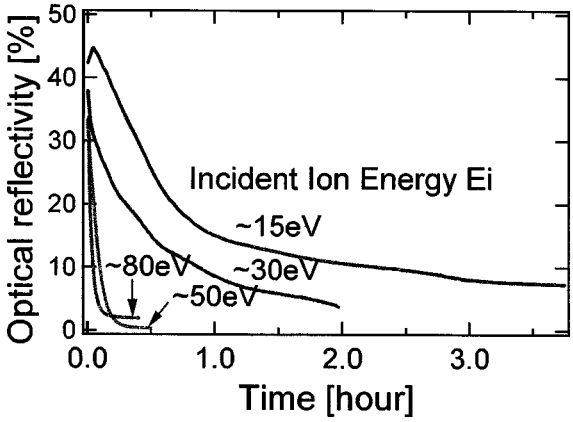


図２ヘリウムプラズマ照射中のタングステン反射率の時間変化

料温度が900 Kのときには表面構造に変化は見られない(i)。一方，1130 K～1750 Kの表面温度では繊維状ナノ構造が形成された（ii)。さらに表面温度を上昇させると試料温度が2000Kの時は，繊維状ナノ構造は形成されず，ヘリウムバブルのみが形成された(iii)。

今回の実験結果とこれまでにNAGDIS-IIを用いて行われた実験結果[1, 3-5]，さらにUCSDの実験結果[6]に基づき，ヘリウムバブルと繊維状ナノ構造形成の入射イオンエネルギーと表面温度依存性をまとめた（図３(a)）。各黒塗り点が繊維状ナノ構造が形成された条件で、白塗り点が形成されていない条件である。

図３(a)の灰色でハッチングされた領域である，試料温度が1000-2000K，入射イオンエネルギーが約20eV以上の領域で，繊維状ナノ構造が形成されることが分かった。

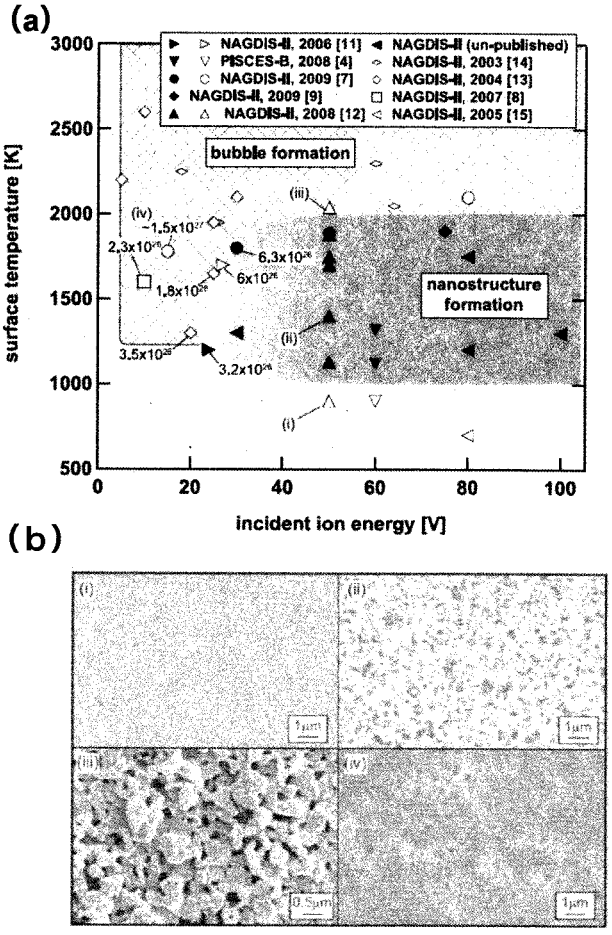


図３　ヘリウムプラズマ照射によるバブル･ホールと繊維状ナノ構造形成：(a)バブル･ホールと繊維状ナノ構造形成のイオンエネルギーと表面温度依存性，(b)各パラメータ領域でのタングステン表面SEM写真

４．まとめと今後の課題

ヘリウムプラズマ照射によるタングステン繊維状ナノ構造形成に関して，表面温度依存性，入射イオンエネルギー依存性を粉末焼結タングステンについて詳細に調べ，タングステン繊維状ナノ構造形成条件を実験的に明らかにした。

さらに，結晶粒毎にヘリウムバブル及び繊維状ナノ構造形成が異なる現象が観測された。以上の成果に基づき今後，（１）ヘリウムバブル及び繊維状ナノ構造形成の結晶方位依存性及び（２）タングステン以外の金属材料での維状ナノ構造形成条件の解明を目的に研究を遂行する。

参考文献

[1] D. Nishijima, *et al.*, J. Nucl. Mater. **329**, 1029(2004).
[2] S. Takamura, *et al.*, PRF **1**, 051 (2006).
[3] D. Nishijima, *et al.*, J. Nucl. Mater. **313**, 97 (2003).
[4] S. Kajita, *et al.*, J. Appl. Phys. **100**, 103304 (2006).
[5] S. Kajita, *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1358 (2007).
[6] M. J. Baldwin, *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 035001 (2008).

成果報告（論文、学会発表等）

(1) S. Kajita, W. Sakaguchi, N.Ohno, N.Yoshida and T. Saeki, “Formation process of tungsten nanostructure by the exposure to helium plasma under fusion relevant plasma conditions”, *Nucl. Fusion* **49** No 9, 2009, 095005 (6pages).

(2) W. Sakaguchi, S. Kajita, N. Ohno, M. Takagi, “In situ reflectivity of tungsten mirrors under helium plasma exposure”, *Journal of Nuclear Materials*, *Volumes 390-391*, *2009*, *Pages 1149-1152.*

タングステン中の水素同位体挙動に及ぼすヘリウム同時照射影響

大阪大学　大学院工学研究科　上田良夫

１．目的

タングステン中の水素の拡散・捕獲挙動は、タングステンプラズマ対向材料の水素吸蔵、水素透過、水素脆化（ブリスタリングなども含む）と密接な関係を持ち、そのメカニズムや、タングステン材料組織の影響を明らかにしておくことは大変に重要である。この目的のため、従来タングステンに水素ビームや水素プラズマを単独で照射する実験や、不純物（ヘリウム、壁材料イオン）を予照射し、その後水素ビームを照射する実験は多く行われている。しかしながら、水素イオンとヘリウムイオンの同時照射実験はほとんどなく、これらのイオンが同時に照射されることによって生じる相乗効果は全く分かっていない。さらに、表面の損耗を伴う条件では、予照射により形成された混合層は、本照射を行う際に損耗により失われてしまう。

そこで、本研究では、大阪大学の水素イオンとヘリウムイオンのエネルギーを独立に制御して照射できる定常高粒子束複合イオン照射装置（HiFIT）を利用して、重水素イオン、及びヘリウムイオン、を同時照射し、タングステン材料中の重水素吸蔵量や、水素透過挙動に影響を及ぼすヘリウムバブルの形成過程を調べる。材料の分析を行うにあたり、応用力学研究所の複合表面分析装置や水素動態観測装置を活用して、水素・ヘリウムの深さ分布やヘリウムバブルの大きさや密度などを測定し、水素・ヘリウム同時照射の影響を詳しく調べる。

２．実験方法・結果

本年度は、重水素とヘリウムを同時照射したタングステン材料の重水素透過挙動を調べた。実験は、大阪大学が所有する高粒子束定常イオンビーム照射装置 HiFIT を利用し、今年度新たに設置した透過実験装置（POD-HD）を用いた。タングステンの試料は、厚み 30 μm と 75 μm を使用し、両面をラップ研磨（鏡面研磨）し、1300℃、1 時間、水素雰囲気中で再結晶化処理を行なった。試料は背面より赤外線ヒーターにて、約 800℃まで加熱することができる。この温度はブランケットの第一壁に相当する温度であり、ブランケット内のトリチウムの拡散挙動を理解するための基礎データを得ることができる。

重水素イオンはエネルギー1keV、フラックス～$1x10^{20}$ $m^{-2}s^{-1}$で照射した。ヘリウムイオン割合については、水素・ヘリウム混合イオンビームの質量分析結果から、イオン源内のヘリウムガスの分圧とヘリウムイオンの割合を求め、その結果が重水素とヘリウムの混合イオンビームでも適用できると仮定した。また、イオンビーム中には、0.1~0.2%の不純物（酸素、炭素）が含まれるが、透過挙動にほとんど影響はない。

実験では、まず重水素のみを照射し、試料温度、フラックス、試料厚を変化させて、透過フラックスの変化を調べた。その結果、遅延時間法（Lag Time Method）から算出したタングステン内の重水素の拡散係数は、従来 1000 K 程度以上で求められていた Zakharov[1]の値と同じアレニウスの関係で表されることが分かった。この時の活性化エネルギーは、1.13 eV であった。また、透過現象の律速仮定をフラックス依存性、試料厚依存性より見積もったところ、表面・透過面とも拡散律速であった。表面を鏡面研磨したことで、問題となる酸化層が大幅に少なくなったため、表面再結合への影響が少なかったと考えられる。

次に、図１に重水素とヘリウムを同時照射した場合の透過フラックスの時間変化を示す。透過フラッ

クスの変化の様子は温度によって大きく異なり、1000 K の場合は、2%のヘリウムイオンを加えると約半分に減少しその後一定値となった。一方、600 K の場合は、ヘリウムイオンが加わると、透過フラックスがほとんど観測されなかった。また、600K の場合に、透過フラックス Γ_p の入射フラックス ϕ 依存性を調べた。重水素のみの場合は、$\sim\phi^{1.2}$ であったが、重水素ヘリウム同時照射では、$\sim\phi^{0.7}$ に変化した。入射重水素イオンの表面からの放出が拡散律速の場合は、$\sim\phi^{1.0}$ で再結合律速の場合は、$\sim\phi^{0.5}$ となることが簡易モデルから知られている（透過面へは拡散律速と仮定)。したがって、ヘリウムを添加したことで、表面からの放出が拡散律速から、再結合律速に変化した可能性がある。考えられる理由として、表面近傍にヘリウムバブル層が形成され、さらにそれが合体して表面への細孔が形成されそこを通って重水素分子が急速に表面に到達するようになり、実効的な拡散係数が減少したため、結果として再結合律速となったことが理由として考えられる。今後は、ヘリウムバブル層の詳細な分析などを通じて、研究を進める必要がある。

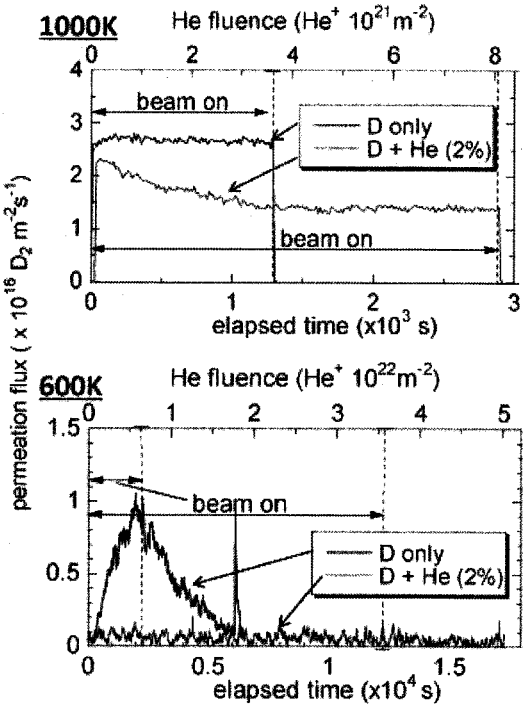


図1　重水素・ヘリウムイオン同時照射時の透過フラックスの時間変化。イオンエネルギー1keV、フラックス 1.4x10^{20} m^{-2}s^{-1}.

3．まとめと今後の課題

重水素とヘリウムを混合照射した場合に、透過フラックスが抑制されることを初めて実験的に明らかにした。また、温度、入射フラックス、試料厚依存性などから、本実験で使用したタングステン中の重水素の拡散係数を導出し、また、透過律速仮定が、表面拡散・背面拡散律速（通称：DD）であることを明らかにした。さらに、ヘリウムを入射した場合は、表面への実行的な拡散が早くなり、その結果透過フラックスが減少したと考えられる。今後はさらにヘリウムの割合やエネルギーを変化させて実験データを取得すると共に、ヘリウムが注入された表面層の微細構造の測定を行ない、タングステン表面近傍での重水素挙動を明らかにする。

4．研究成果発表

1. Y. Ueda, H. Kashiwagi, M. Fukumoto, Y. Ohtsuka, N. Yoshida: EFFECTS OF HELIUM IONS ON HYDROGEN ISOTOPE BEHAVIOR IN TUNGSTEN, FUSION SCI. TECH. 56 (2009)85-90.
2. Y. Ueda, M. Fukumoto, J. Yoshida, Y. Ohtsuka, R. Akiyoshi, H. Iwakiri, N. Yoshida: Simultaneous irradiation effects of hydrogen and helium ions on tungsten, J. Nucl. Mater., 386–388 (2009) 725–728.

参考文献

[1] A.P. Zakharov, V.M. Sharapov, E.I. Evko, Fiz. Khim. Mekh. Mater. 9 (2) (1973) 29.

ニューラルネットワークのQUESTプラズマ計測への応用

電気通信大学　竹田辰興

目的　われわれは、各種の計測データからプラズマ諸量の空間分布を精度良く再構成したり、時系列データから有用な情報を抽出することを目的として、ニューラルネットワーク選点法（NNCM: Neural Network Collocation Method）及びKohonenの自己組織化マップ（SOM: Self-Organizing Maps）に着目して研究している。今年度の共同研究では、時系列データから得られる情報にSOMを適用し異常現象の発生を予測する可能性について検討する。

研究概要　時系列データを解析しシステムの挙動を予測する方法として、測定された時系列データの複数時点のデータを入力して未来の時点の値を予測するニューラルネット時系列予測法がある。これは、システムを支配する（隠れた）力学系の相空間軌道情報の一部が時系列データとして観測されていることを暗黙の内に仮定する非線形予測で、Hernandez 等[1] によってTEXTトカマクのディスラプション予測のために研究され、後に多くの研究者によって研究が進められた。例えば、芳野[2]によるJT60プラズマのディスラプション予測の研究がなされた。

この方法は、ある時間領域における時系列データから未来の時点における値を予測することを目的としているが、それらのデータを用いて、その時間領域におけるシステムの状態を分類することが出来れば、未来の状態の予測だけでなくシステム挙動について更に多くの情報を得られるものと期待できる。各時間領域におけるｎ個の測定値で作られるｎ次元ベクトルを低次元（通常２次元）空間に写像すれば、少ないパラメータ空間内でシステムを分類しシステムが（ディスラプションのような）顕著な現象が起こる状態に近いかどうかを判定できる。この目的のためにKohonenの自己組織化マップ(SOM: Self-Organizing Map) [3] は有効であると考えられる。

具体的には、時刻ｔ（ある幅を持った時間領域をｔで代表する）におけるｎ個のデータを成分とするｎ次元ベクトル$\mathbf{x}(t)$を２次元空間（平面）上の有限個の領域（ユニット）のいずれかに写像する。SOMのアルゴリズムを使うことで、ベクトル$\mathbf{x}(t)$は、何らかの意味で似ているベクトル同士が２次元空間内の同じユニットか近傍のユニット内に写像される。ベクトル$\mathbf{x}(t)$の成分が色々な計測データである場合、一般に、二つのベクトルの表す状態が似ているか否かを判定するのは容易ではないが、SOMはこのような判定を行なう上で有用な技術である。このような解析の可能性を検討するために、楊によるディスラプション予測の研究 [4] で用いられた磁気プローブ信号の時系列データの表す状態の分類を試みた。楊は、この研究で、ディスラプションのニューラルネット時系列予測法の改良案を提案しその有効性を明らかにしているが、誤予測が多いショットと少ないショットがあることも報告している。同じようにディスラプションを予測して

いる時系列データでも、実は異なる状態を表している可能性がある。我々は、この違いをSOMを用いて分類することによって、SOMの可能性を示す。

使用した時系列データは楊の用いた 10 ショット(ショット番号の下2桁で区別して、B13, B15, B20, B21, B23, B24, B25, B26, B27, B28)で、このうち(B13, B20, B21, B23, B27)を学習用(LRN)とし、残りを予測用(PRD)とする。楊の数値実験では、B25 の予測誤差が大きく、B28 の予測は最良であった。測定データは 1.385 ms 毎の磁気プローブ出力で、プラズマ崩壊が発生するまでの測定点数は 490 – 590 である。各ショットから 16 測定点づつずらしながら、幅 48 測定点の窓を作成し、各窓のデータから得た 64 個のフーリエ係数を入力ベクトル x として、SOM によって、ベクトルの分類を行なう。入力ベクトルの数(窓の数)は、学習用が 153 予測用が 184 である。

解析結果の例を図1−4に示す。シンボルの色によって崩壊直前の1, 2, 3窓とそれより前の窓を区別してある。見やすいように、崩壊直前の1, 2, 3窓が含まれるユニットは太枠で表示してある。崩壊直前の1, 2, 3窓が適切に分類されていれば崩壊予測が適切になされると考えてよいであろう。B25 も B28 も学習データで崩壊直前になるユニットに1, 2, 3窓ベクトルが写像されているが、B25 では崩壊前4窓以上前のベクトルもこれらのユニットに多数写像されているので予測誤差が大きくなっていることが理解できる。なお、この数値実験では、多数ある制御パラメータについて最適化はほとんど行なっていない。最適化を行なうことで分類精度を高める余地が十分に残っている。

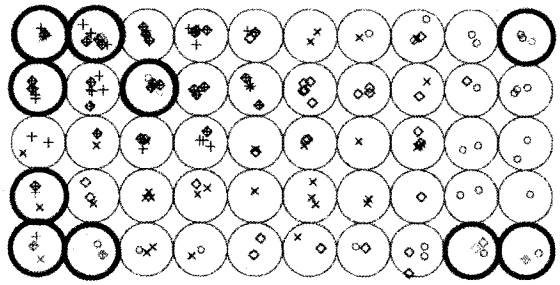


図1 学習データ(LRN)の写像

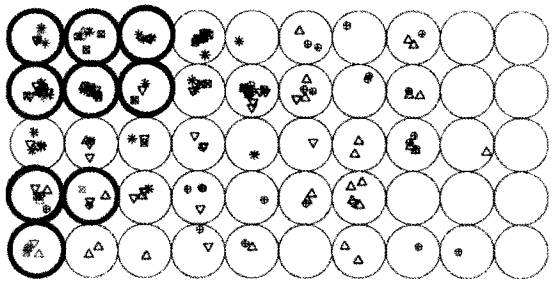


図2 全予測データ(PRD)の写像

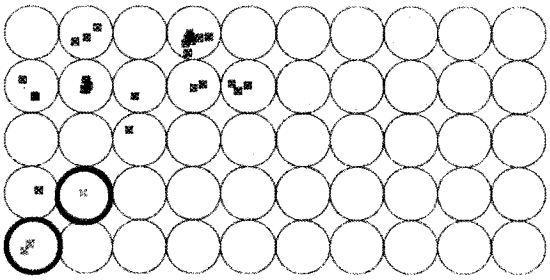


図3 予測データ B25 の写像

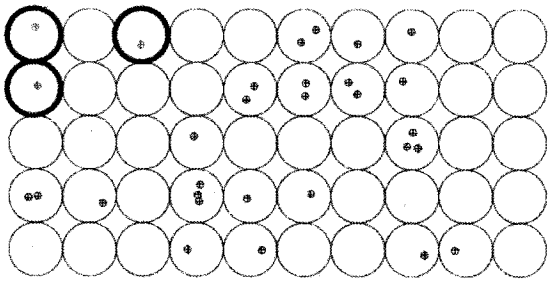


図4 予測データ B28 の写像

参考文献 [1] J.V. Hernandez, et al., Nucl. Fusion **36**, 1009 (1996). [2] R. Yoshino, J. Plasma Fusion Res. **82**, 294 (2006) in Japanese. [3] T. コホネン、自己組織化マップ(シュプリンガー、2005). [4] 楊志紅、ニューラルネットワークを用いた磁場時系列データによるプラズマ崩壊予測(修士論文)(2003, 電気通信大学)

核燃焼プラズマ周辺における沿磁力線輸送の運動論シミュレーション

日本原子力研究開発機構 核融合研究開発部門　滝塚知典

・目的

全日本的な核燃焼プラズマ統合コード計画（BPSI）が九大応力研の矢木教授等を中心に推進されている。その一環として、平成18-20年度に九大応力研特定研究「核燃焼プラズマ統合コード計画」を行った。滝塚はサブテーマの「周辺プラズマモデリング」の研究代表者を務め、統合コード開発に一定の進展を得ることが出来た。その特定研究を終えて、周辺プラズマモデリングにおいては現状よりも精密な物理モデルが必要であることを再認識した。したがって平成21年度は一般研究として、周辺プラズマにおける沿磁力線輸送の運動論シミュレーション研究を行い、流体モデルのための精密物理モデル構築に寄与する。運動論シミュレーションコードとしては、滝塚が開発してきた先進的粒子コードPARASOLを矢木研究室に既に導入し、D2 の A. Froese がシミュレーション研究を始めている。核燃焼プラズマ統合コード開発において、このように整備してきた周辺プラズマ研究環境を活用できるので、応力研の共同研究を実施する価値は非常に高い。

・研究方法

1）粒子コード PARASOL を用いた周辺プラズマの沿磁力線輸送のシミュレーション実行
　電子熱輸送、イオン温度非等方性、イオン粘性、イオン熱輸送
2）沿磁力線輸送シミュレーションのための、PARASOL コードの新物理モデル開発（中心ソースの多様化、リサイクリング領域現象の多様化）とその組み込み、および測定機能とデータ可視出力の充実化
3）多種イオン系の粒子シミュレーションのための二体衝突モデルの開発
4) PARASOL シミュレーションと通常流体シミュレーションの比較
5) PARASOL シミュレーションデータベースに基づく周辺プラズマ流体モデリングの改良
6）統合コードのための周辺プラズマモデリングの検討
7）核燃焼シミュレーションのための周辺プラズマコードとコアプラズマコードとの統合化

・研究結果

1）先進的粒子コード PARASOL 1 次元バージョンを九大矢木研計算機システム上で用いて、遠隔放射冷却がある SOL-ダイバータプラズマ中の磁力線平行方向電子熱輸送のシミュレーションを行なった。衝突が多い場合は、伝導熱流束は Spitzer-Harm 形式に一致することを確かめた。また長平均自由行程のときは限界係数 α_e に制限される自由熱流束になる。このとき限界係数 α_e は低放射損失条件ではシース制限値 0.1 程度に小さくなるが、高放射損失条件では自由流の 1 程度まで大きくなる[3]。さらに 1 次元 PARASOL の粒子源・熱源および放射冷却モデルを発展させて、電子熱輸送に対する分布関数効果を詳しく調べた。遠隔放射冷却ダイバータプラズマ中に残存する高温テールにより限界係数α_e が 1 より大きくなることを定性的に評価した[5,12]。イオンの磁力線平行方向熱輸送についても 1 次元 PARASOL シミュレーション研究を行なった。ダイバータ領域でのイオン冷却が 少ないときは、イオン限界係数 α_i は電子 α_e と同様に 0.1 程度の値になっている。高リサイクリングでダイバータ領域イオン温度が低下すると、残存する高温テールイオンにより α_i は容易に 1 より大きくなる[7,12]。

2）2 次元トロイダル PARASOL コードにより、トカマクの SOL 流構造についてシミュレ

ーションを行なった。セパラトリクスのヌル点の上下の違いで大きく異なる SOL 流構造のシミュレーション結果とトカマク実験測定結果が定性的・定量的に非常によく一致していることを示した。パラメータを変えた一連のシミュレーション結果を基にして、複雑な SOL 流構造形成の機構には、自己無撞着電場効果に加えイオンの軌道効果が大きく寄与していることを明らかにした[1]。上記 PARASOL シミュレーション結果に基づいて、トカマク中の周辺プラズマ流の形成に関する「イオン軌道誘起流モデル」を提起した。このモデルを総合的ダイバータシミュレーションの流体モデルに適用することにより、これまでの流体モデルで再現できなかったダイバータ実験結果を正確に模擬できるようになる [4,10]。

3) 不純物を含む多種イオン系の SOL ダイバータプラズマを粒子シミュレーションするとき、これまでの二体衝突モデルは不十分であった。Takizuka-Abe 二体衝突モデルを発展させ、新たに多種イオン系の粒子シミュレーションに適用できる二体衝突モデル (Kawamura-Takizuka model) を提案した[9]。

4) ダイバータコード SONIC：ダイバータプラズマ流体コード SOLDOR／中性粒子輸送モンテカルロコード NEUT2D／不純物輸送モンテカルロコード IMPMC：(原子力機構)の高精度・高速化を中心に開発を進展させた。特に不純物コード IMPMC の熱力モデル改良と粒子-壁相互作用モデルの改良を行い、放射冷却ダイバータおよびヘリウム排気のシミュレーション研究を行なった[2,8]。

5) 3 次元構造を持つ周辺プラズマに適応し粒子-壁相互作用まで精度よく模擬できる不純物の 3 次元モンテカルロ輸送コードを開発し、LHD における炭素の再堆積についてシミュレーション研究を行った[11]。

6) コアプラズマ輸送コード TASK と周辺プラズマ輸送コード SONIC の統合化作業を進めた。核燃焼プラズマ統合シミュレーション計画のコード間連結データ BPSD の概念を大規模並列計算手法に矛盾無く取り入れることに成功した[6,13]。

7) 大上記の共同研究に関し、BPSI 研究会および実質的な作業会を開催した。
(1) 平成 21 年　5 月 14-15 日；九大応力研（応力研共同研究作業会／3 名）
(2) 平成 21 年　5 月 21 日　　；京大　　（BPSI 作業会／6 名）
(3) 平成 21 年　7 月　9-10 日；原子力機構（共同研究作業会／2 名）
(4) 平成 21 年　9 月 14-30 日；原子力機構（共同研究作業会／2 名）
(5) 平成 21 年 12 月　3 日　　；京都　　（BPSI 作業会／6 名）
(6) 平成 21 年 12 月 17-18 日；九大応力研（BPSI 研究会）
(7) 平成 22 年　1 月 28-29 日；九大応力研（応力研共同研究作業会／3 名）
(8) 平成 22 年　3 月 25 日　　；京大　　（BPSI 作業会／3 名）

・研究成果報告

[1] T. Takizuka, K. Shimizu, N. Hayashi, M. Hosokawa, M. Yagi, "Two-dimensional Full Particle Simulation of the Flow Patterns in the Scrape-off-layer Plasma for Upper- and Lower-Null Point Divertor Configurations in Tokamaks", Nucl. Fusion **49** (2009) 075038 (9pp).

[2] K. Shimizu, T. Takizuka, et al., "Kinetic Modelling of Impurity Transport in Detached Plasma for Integrated Divertor Simulation with SONIC (SORDOR/NEUT2D/IMPMC/EDDY)", Nucl. Fusion **49** (2009) 065028 (9pp).

[3] A. Froese, T. Takizuka, M. Yagi, "Electron Parallel Heat Transport in the Scrape-off Layer Using a Particle-in-Cell Code", Plasma Fusion Res. **5** (2010) S1017.

[4] T. Takizuka, K. Hoshino, K. Shimizu, M. Yagi, "Modelling of Ion Kinetic Effects for SOL Flow Formation", 12th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices (PET-12),

2-4 September 2009, Rostov Veliky, Russia; to be published in Contrib. Plasma Phys.
[5] A. Froese, T. Takizuka, M. Yagi, "Effect of Source and Sink on Heat Transport in the SOL", PET-12; to be published in Contrib. Plasma Phys.
[6] K. Shimizu, T. Takizuka, K. Hoshino, M. Honda, N. Hayashi, A. Takayama, A. Fukuyama, M. Yagi, "Self-consistent Integration of Core and SOL/Divertor Transports", PET-12.
[7] A. Froese, T. Takizuka, M. Yagi, "Particle Simulation Study of SOL Heat Transport to the Divertor Plate", APFA2009/APPTC2009, 27-30 October 2009, Aomori, Japan.
[8] 大宅薫，井内健介，清水勝宏，滝塚知典，他，"プロジェクトレビュー 核融合炉実現を目指したトリチウム研究の新展開 3. 核融合炉のトリチウム蓄積・排出評価のための理論およびシミュレーションコードの開発"、プラズマ・核融合学会誌 **85** (2009) 695-703.
[9] 滝塚知典，河村学思，"不純物を含む多種イオン系の重み付き粒子シミュレーションのための拡張二体衝突モデル"，第 26 回プラズマ・核融合学会年会，2009 年 12 月 1～4 日，京都市国際交流会館(京都).
[10]滝塚知典，" PARASOL シミュレーションに基づく周辺プラズマ流形成のモデリング"，第 8 回核燃焼プラズマ統合コード研究会 (BPSI-8)，2009 年 12 月 17～18 日，九州大学応用力学研究所.
[11] 河村学思，冨田幸博，"LHD における不純物の再堆積モンテカルロシミュレーション"， BPSI-8.
[12] A. Froese, T. Takizuka, M. Yagi, " Ion and Electron Parallel Heat Transport through the Scrape-off Layer Using PARASOL ", BPSI-8.
[13] 清水勝宏，滝塚知典，星野一生，本多充，林伸彦，高山有道，福山淳，矢木雅敏，"Self-consistent Integration of Core and SOL/Divertor Transports - New MPMD Parallel Computing System and Data Exchange -", BPSI-8.

・研究組織

氏　名	所　属	職　名	役割／担当分野
滝塚　知典	原子力機構	嘱託	代表者／モデリング・粒子シミュレーション
矢木　雅敏	九大	教授	所内世話人
冨田　幸博	核融合研	准教授	境界層プラズマ理論・モデリング
清水　勝宏	原子力機構	研究主幹	ダイバータシミュレーション
河村　学思	核融合研	COE 研究員	3 次元ダイバータモデリング
FROESE Aaron	九大	D2	粒子シミュレーション

金属の損傷組織に及ぼすヘリウムと水素の影響

京都大学原子炉実験所　徐　虬　　義家敏正
九州大学応用力学研究所　渡辺英雄

1. 目的

核融合炉材料の開発と共に、金属中のヘリウムと欠陥との相互作用の研究がますます重要となってきている。高濃度のヘリウムが存在すると、金属の熱伝導性だけではなく、力学特性も低下する。損傷組織の発達を理解するためには、ヘリウムと各種の欠陥との相互作用の知見が重要である。本研究では、FCC 金属におけるヘリウムと転位、原子空孔の相互作用を調べることを目的とする。

2．実験方法

典型的な FCC 金属として Ni を実験に用いた。10%の圧延により転位を導入した。圧延した時に導入された原子空孔は高温での焼鈍により、陽電子寿命が検出できない程度まで消滅させた。焼鈍温度は 673K で、焼鈍時間は 1 時間であった。原子空孔は 100K で電子線照射により導入した。電子照射エネルギーと照射量はそれぞれ 30MeV と $4\times10^{22}e^{-}/m^{2}$ である。その後、マグネットセパレータ付 He イオン銃（オメガトロン社製）を用いてヘリウム注入をした。イオン注入装置においては、バリアブルリークバルブで He ガスの流量を調整し、イオンガンコントローラーでフィラメントの電流や加速電圧等を調整した。He イオンカレントは、ファラデーカップによりを測定した。He イオンビームを均一にするために、ファラデーカップは Φ3 mm と Φ6 mm の 2 つを用いた。その後、試料に He イオンを注入した。なお、He 注入前の真空度は 10^{-5} Pa オーダーで He 注入中はおよそ 2×10^{-4} Pa である。ヘリウム注入は室温で、弾き出し損傷ができない加速電圧 100eV または 150eV で行った。ヘリウム照射量は 5.0×10^{19} He^{+}/m^{2} であった。注入後、1523K まで昇温脱離ガス分析法（TDS）によりヘリウムの放出を調べた。昇温速度は 1K/s であった。

3．実験結果と考察

表 1 にヘリウム注入前後の転位または原子空孔導入した試料の陽電子寿命を示している。良く焼鈍された試料では、一成分の解析しかできない。その寿命は 106.5ps、欠陥が入っていない試料の寿命である。これに対して、10%変形した試料に 164ps の長寿命成分が存在する。その寿命の Intensity は 82.5%である。673K で 1 時間焼鈍後に、長寿命は 164ps から 128.8ps まで減少した。これは転位の寿命と思われる。また、図 1 に示しているように転位網の存在が確認された。一方、低温で電子線照射した試料においては、単原子空孔と思われる 174.1ps の一成分しか存在しなかった。転位または単原子空孔を入れた試料に 5.0×10^{19} He^{+}/m^{2} までヘリウムイオン注入しても、陽電子の寿命はほとんど変わらなかった。

表 1　転位と原子空孔を導入した試料の陽電子寿命測定結果

Procedure		One component	Two components		
		τ_m (ps)	τ_1(ps)	τ_2(ps)	I_2(%)
Well-annealed at 1223 K, 1 hour		106.5±0.2	—	—	
Cold rolled	*Cold rolled to 10% with size*	147.5±0.3	70.2±8.9	164.0±5.6	82.5±2.8
	Annealed at 673 K, 1 hour	116.3±0.2	44.2±4.9	128.8±1.0	85.2±1.3
	Implanted by 0.1 keV He^{+}	120.1±0.3	55.8±7.9	129.4±1.3	87.4±2.4
Electron irradiated	*Irradiated by electron at 100 K*	174.1±1.4	—	—	
	Irradiated by 0.15 keV He^{+}	178.8±0.7	—	—	
Thermal desorption to 1523 K		107.4±0.2	—	—	

図 2 (a) と 2 (b) は、5.0×10^{19} He^{+}/m^{2} までヘリウムイオン注入した転位、単原子空孔を導入した試料のヘリウム放出と昇温温度の関係を示している。図 2 (a)に示している TDS の結果からは 940±10K にヘリ

ワムの放出ピーク A が得られた。これは転位網によるトラップされたヘリウムである。図２(b)に示すように単原子空孔のヘリウム放出ピークは 900 から 1080K である。実はこのピークは 950K の付近に小さなピーク B_1 と 1015K の付近にシャープのピーク B_2 に分かれている。低温で電子線照射によって形成される原子空孔以外に格子間原子も形成される。図２(a)のピーク A の位置と比べ、ピーク B_1 は格子間原子集合体にトラップされたヘリウムである。ピーク B_2 は単原子空孔に放出ヘリウムである。

４．まとめ

本研究では、陽電子消滅寿命測定法と電子顕微鏡の組織観察を用いて、試料の組織を制御しながら、ヘリウムと転位、原子空孔の相互作用を調べた。TDS の結果から転位と単原子空孔から放出されたヘリウムのピークはそれぞれ 940 と 1015K であった。

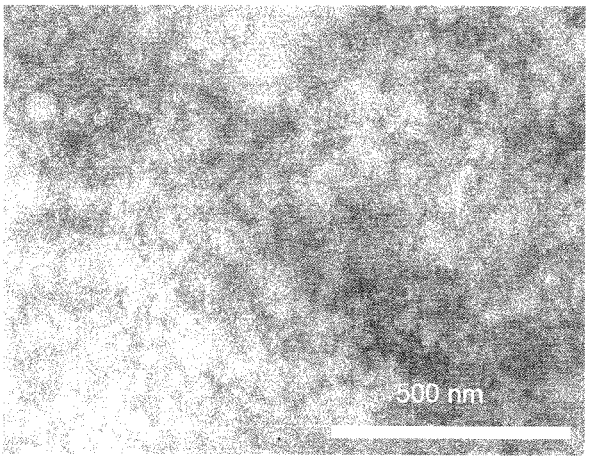


図１　673K で１時間焼鈍した 10%変形の Ni の組織

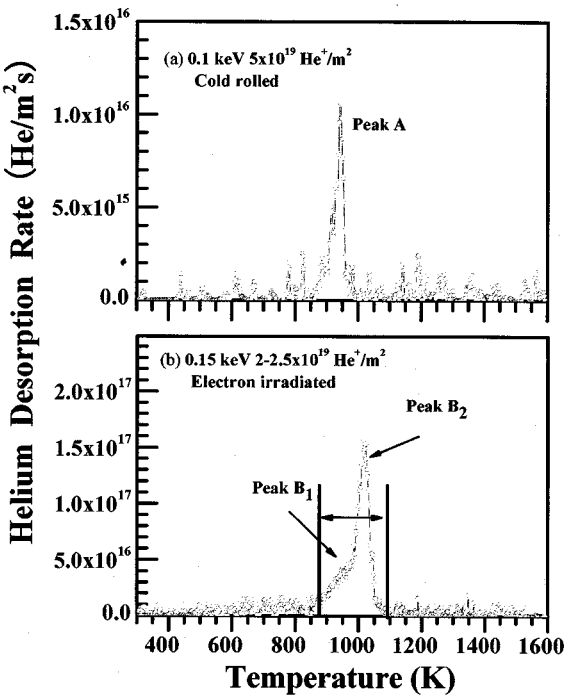


図２　転位(a)と原子空孔(b)導入された Ni のヘリウムの放出

核融合炉材料の高温変形下の内部組織発達過程

核融合科学研究所　室賀健夫

１．目的

核融合炉ブランケット構造材として期待されるバナジウム合金や低放射化フェライト鋼の高温使用限界温度を決めるのは熱クリープ特性と考えられている。熱クリープ変形は、転位のすべり運動、粒界拡散と粒界すべりにより引き起こされ、これを抑えるための組織制御として、転位の固着や粒界の強化などが考えられる。

核融合科学研究所では、「微小試験片高温クリープ試験装置」を製作し、高温クリープ変形実験を進めている。この装置は従来原子炉照射等で用いられていた小型引張試験片（SS-J）を用いた高温一軸引張による熱クリープ試験を可能にするもので、小型で製作の容易な試験片を用いることにより、クリープに及ぼす各材料パラメータの効果の研究を容易に進めることが出来るようになった。

これまでの共同研究で、変形試験を行った V-4Cr-4Ti 合金（NIFS-HEAT-2）及び低放射化フェライト鋼（JLF-1）の組織を応用力学研究所の透過電子顕微鏡で観察することにより、クリープ変形特性と組織変化の関係を明らかにした。 今年度は、新しい視点の研究として、クリープ変形領域以下の低荷重を加えながら長時間時効処理を行い、その後の組織観察、強度特性変化を求めた。本研究は、時効に与える比較的低レベルの荷重効果を明らかにすることを目的とするもので、設計応力以下の荷重を長時間受ける部材の経年変化を明らかにする上で重要なテーマである。

２．方法

核融合科学研究所において、日本と中国の低放射化フェライト鋼候補材（JLF-1, CLAM）の応力下時効を「微小試験片高温クリープ試験装置」を用いて行った。973K で 100h の時効を、荷重を 9, 30, 50MPa 加えながら行なったもので、試験後試料の硬度、引張り強度、高温クリープ特性を求めるとともに、応用力学研究所において、電子顕微鏡観察用試料に切り出し研磨後、微細組織観察を行った。

３．結果と考察

図１は、応力下時効ののち、試料のビッカース硬さの変化を示したものである。時効なしに比べて、荷重が増えるほど硬度が低下していることが分かる。これらは、応力負荷による時効軟化の促進効果を明確に示している。なお、荷重をまったくかけない時効試験はこの装置では不可能であり、最小限の安定荷重を掛けられる条件として、9MPa を採用している。

図２は、応力下事項の後、823K, 250MPa 出クリープ試験を行ったものである。時効時の荷重を上げることによりクリープ寿命が小さくなることが分かる。これは、硬度の低下と対応し、軟化によりクリープ寿命の低下を招いたと解釈される。

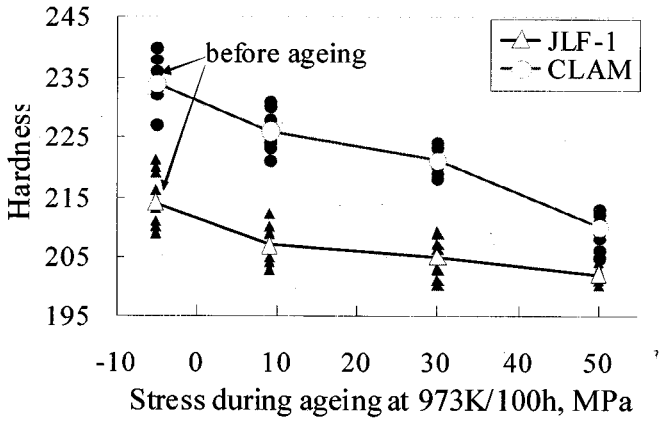


図１、応力下時効による硬度変化

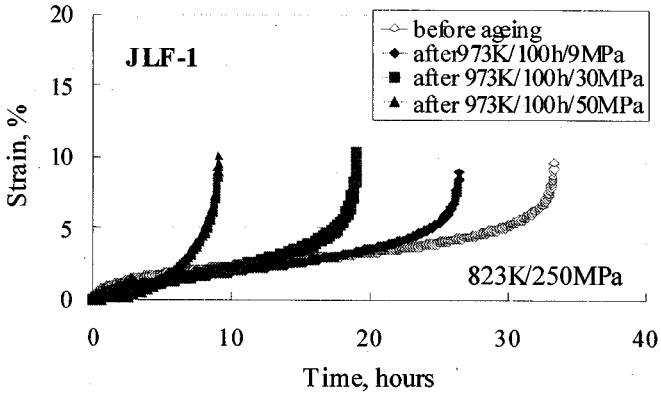
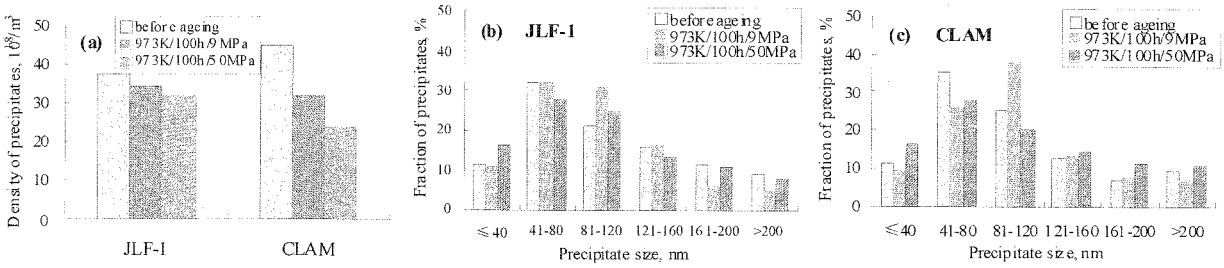


図２、JLF-1 における応力下時効によるクリープ変形の変化



（1）　　（2）　　（3）

図３、応力下時効による、（１）総析出密度の変化、（２）（３）析出サイズ分布の変化

表１　応力下時効による平均ラス幅の変化

lath width, nm	conditions of specimens		
	before ageing	973K/100h/9MPa	973K/100h/50MPa
JLF-1	500	650	700
CLAM	440	550	590

図３は、9MPa と 50MPa 荷重の場合の析出物の総密度と密度分布を示す。荷重の増加により、析出密度が低下することが分かる。サイズ分布からは、時効荷重を上げると、<40nm の析出密度が増加している。これまでの研究により、これらの析出の殆どが TaC であり、TaC は短時間の時効により密度が増加し、更なる時効により低下することが示されている。本研究では、このような時効による TaC 生成効果が、応力負荷により促進されることを示唆している。表１は、平均ラス幅の変化で、時効、及び応力下時効により、ラス幅の成長が促進されることを示している。

以上より、時効中に変形応力以下の荷重をかけることにより、軟化、ラス幅の増加、TaC の形成などの時効変化が促進されることがわかった。今後これらの設計応力への影響などを定量的に評価していく予定である。

４．研究組織

室賀健夫、長坂琢也（核融合科学研究所）　　李艶芬（総合研究大学院大学、現核融合科学研究所）
渡辺英雄、荒木邦明（九州大学応用力学研究所）

５．国際会議での発表

(1) T. Muroga, T. Nagasaka, H. Watanabe and M. Yamazaki, The Effect of Final Heat Treatment Temperature on Radiation Response of V-4Cr-4Ti, presented at 14th International Conference on Fusion Reactor Materials, Sept. 6-10, 2009, Sapporo
(2) Yanfen Li, Takuya Nagasaka, Takeo Muroga, Influence of Stress during Thermal Ageing on Microstructure and Mechanical Properties of JLF-1 and CLAM Steels, presented at 14th International Conference on Fusion Reactor Materials, Sept. 6-10, 2009, Sapporo
(3) H. Watanabe, N. Yoshida, T. Nagasaka, T. Muroga, The microstructure and hardness change of neutron irradiated weld joint of vanadium alloys, presented at 14th International Conference on Fusion Reactor Materials, Sept. 6-10, 2009, Sapporo

透過型電子顕微鏡を用いたLHDダイバータタイル表面層の微細構造解析

核融合科学研究所大型ヘリカル研究部　時谷　政行

【目的】

核融合科学研究所の大型ヘリカル装置(LHD)では，等方性黒鉛性(IG-430U)のダイバータタイルが使用されている．使用後のタイル表面には，金属(Fe, Ti など)や炭素不純物で構成される厚い堆積層が形成されることがわかっている．堆積層が剥離するとプラズマへの不純物，いわゆるダストとして振る舞うことが懸念されるだけでなく，堆積層には多量の水素同位体が捕捉されている可能性が高く，燃料粒子リサイクリングへの影響も考えておかなければならない．昨年度までの共同研究では，現状のダイバータタイルにおけるプラズマ粒子捕捉と表面剥離機構のモデル化を行うことを目的として，集束イオンビーム加工観察装置(FIB)と透過型電子顕微鏡(TEM)を使用した堆積層の断面構造解析を進めた．その結果，特定のタイルについて堆積層の微細構造の理解が大きく進展した．本年度はその知見を更に深めるために，複数のタイルにおける損耗領域，堆積領域の微細構造の違いを整理し，ヘリカルダイバータ全域においてダイバータタイルからの不純物発生機構のモデル化を当初の目的とした．しかしながら，実験を進めていくうちに，昨年度実施した第８セクション内側の黒鉛タイルに対し，2008 年度の実験サイクルで新たに設置したタングステン(W)被覆黒鉛ダイバータの損耗領域・堆積領域の分析を急ぐ必要があり，急遽 W ダイバータの微細構造解析を実施することとなった．本ダイバータの設置場所は第 1 セクションであり，第 8 セクションとはおよそトーラス反対側に位置するため，当初の目的であったトーラス全体の不純物発生機構の知見を得る上でも有用な分析対象である．

ITER を含めた将来の核融合炉では，炉内のトリチウムインベントリーを最小限に抑える必要があり，水素同位体保持率の低いＷがプラズマ対向壁材料として有望視されている．Ｗは加工の自由度が低いため，バルク材を直接用いるのではなく，炭素材等に被覆層を形成しての使用も検討されている．LHD では，第一壁にステンレス鋼(SUS316L)，ダイバータ板に等方性黒鉛(IG: isotropic graphite)が使用されており，プラズマの特性として，イオン温度勾配を駆動力とする径方向外側への強力なプラズマ対流により，中心部での不純物の濃度が減少する“不純物ホール”が現れる運転領域があり，この場合，周辺部で W 不純物が存在する場合でも，プラズマ中心部へのＷ蓄積が小さい可能性がある．さらに，閉じ込め磁場配位形成にプラズマ電流を要しないことからディスラプションがなく，これによる対向材料への大きな過渡的熱・粒子負荷が発生しないため，W ダイバータ板の予期しない損傷や破壊を引き起こし難いと考えられ，実機における定常長時間の材料照射効果の観測に適している．このように，LHD には，W ダイバータ板の本格的な照射試験を行うにおいて有利な特徴がある．本課題では，LHD の等方性黒鉛製ダイバータ板の内数枚をＷ被覆黒鉛製ダイバータ板に置き換え，１サイクル実験期間の使用において，コーティング層/基盤黒鉛材の健全性が維持されているかについて，評価実験を実施した．

【実験方法】

LHD において 2008 年度のプラズマ実験で使用された，等方性黒鉛(東洋炭素 IG430-U)製のダイバータ板表面に真空プラズマ溶射法(VPS: vacuum plasma spray)で製造されたＷ被覆等方性黒鉛材(VPS-W/IG)を微細構造分析の対象とした．15mm 厚の IG 基板に，100μm 厚のＷ被覆層を形成している．設置場所はトーラス内側(inner)部のヘリカルダイバータであった．分析には，プラズマ・材料力学部門設置の走査型電子顕微鏡(SEM)，エネルギー分散型 X 線分析装置(EDS)，集束イオンビーム加工観察装置(FIB)，透過型電子顕微鏡(TEM)を用いた．はじめに，SEM と EDS を用いて表面の形状と組成分布を導出後，スローカッターを用いてタイルを切断し，FIB 装置においてナノ加工を行った．ナノ加工後の試料サイズは表面から深さ方向にかけて厚さ約 100nm の均一薄膜とした．加工後の試料において，TEM を用いた詳細な微細構造解析を実施した．

【実験結果および考察】

取り出したVPS-W/IGタイルは，巨視的に見てクラックや剥離などの損傷は確認されず，LHDでの使用に十分に耐え得ることが示された．一方で，プラズマに暴露されたことによって微視的な変化が発生している可能性があるため，W 表面の各種分析を実施した．図 1-(a)に，内側(inner)部で使用された VPS-W/IG タイルの写真を示す．向かって右側がダイバータの Private side，左側が SOL side に対応する．ダイバータプラズマのストライクポイントが集中するタイル中央部はＷの光沢が保たれているが，両サイドは黒色に変化している様子がわ

かる．このことから，中央部は損耗が主な領域，両サイドは堆積が主な領域であることが推察できる．図 1-(b)に， reference position に沿った EDS (energy dispersive X-ray spectroscopy)による表面組成分布を示す．損耗が主であると考えられる領域では W のみが検出されたが，堆積が主と考えられる両サイドでは，多量の C に僅かの Fe を含む不純物堆積層の形成が確認された．C は主にプラズマ放電中に輸送され，堆積したものであり，Fe はグロー放電洗浄中に第一壁材料が損耗を受け，堆積したものであると考えられる．また，図 1-(c)は，25mm，75mm，115mm の位置の表面 SEM 像である．損耗領域に対応する 75mm では，W の溶融塊による凹凸がスパッタリング損耗を受けて形を変えている．また，堆積領域に対応する 25mm，115mm の位置では，照射前の凹凸が残ってはいるが，C の堆積効果により表面形状が変化している．ストライクポイント部が損耗領域，Private side や SOL side が堆積領域という結果は，同じ場所で使用された等方性黒鉛(IG)製のダイバータ板の分析結果と一致する．

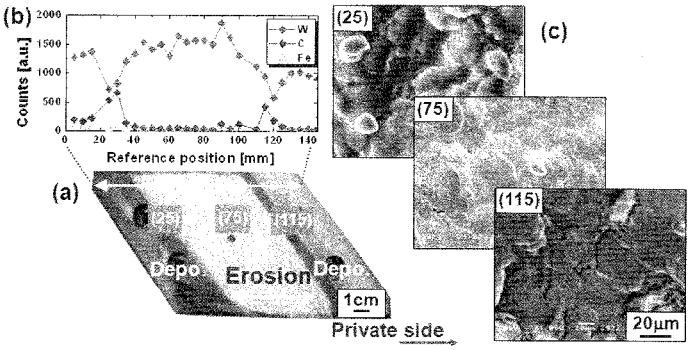


図 1. (a) 内側(inner)部で使用された VPS-W/IG タイル，(b) EDS により導出したタイル表面の不純物分布，(c) 25，75，115mm 位置の SEM 像

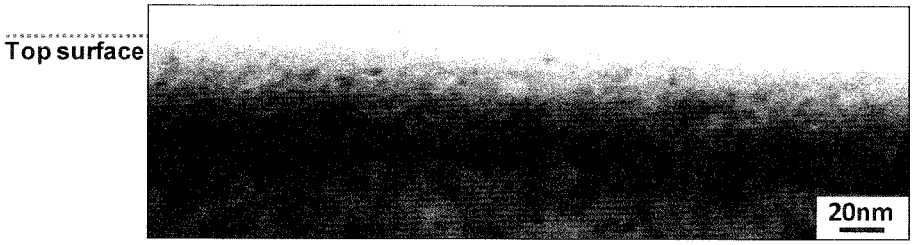


図 2. 内側(inner)部で使用された VPS-W/IG タイル損耗領域の断面 TEM 像

次に，図 1 のタイルの損耗領域において，FIB を用いて断面ナノ薄膜試料を製作し，TEM による構造観察を実施した．図 2 に，その断面 TEM 像を示す．表面から深さ約 40nm に亘って明るく楕円上に見えるものが，注入されたプラズマ粒子によって形成された高密度のガスバブルである．サイズは大小様々であるが，大きいものは直径 20nm まで成長していることがわかる．このような欠陥は，主にヘリウムイオンの照射により形成されたと考えられる．ダイバータプラズマの電子温度はせいぜい 20-30 eV 程度であり，W に対してはじき出し損傷を形成するために必要なエネルギー(E_D~500eV)を超えるようなイオン束の入射はそれほど多くはない．ヘリウムの場合，材料中に存在する格子欠陥との相互作用が極めて強く，はじき出し損傷を形成しない低エネルギー入射であってもヘリウムバブルや転位ループなどの照射欠陥を引き起こすことが知られている．バブルサイズや密度から判断して，W 表面の温度は 1000℃以上まで上昇したと推察できる．また，バブルの存在深さは 100eV 前後のヘリウム入射の飛程(2~3nm)を大きく越えており，入射されたヘリウムが材料深部まで拡散して捕捉されたことを示唆している．このような高密度なバブル層の形成は，表面積の増加による不純物元素の付着だけでなく，マトリクスの密度が減少することによって表面熱伝導率が減少するなど，予期せぬ弊害に繋がることが懸念される．

一方，堆積領域においては厚さ約 1μm のアモルファス C 堆積層が形成されており，黒鉛タイルの分析結果と良く一致するものであった．ダスト発生の抑制のなどの観点において，W ダイバータ化によるメリットは大きいと考えられるが，ヘリウムによる高密度欠陥層の形成に関して，欠陥を形成しないコーティング層の開発，あるいは形成された欠陥層を効率的に除去する壁コンディショニング法の開発などの検討が今後必要となる．

【成果報告】

「タングステン被覆黒鉛ダイバータタイルの LHD での照射試験結果」，プラズマ・核融合学会第 26 回年会 2009.12/1~4，京都市国際交流会館

NDB法によるタングステンと銅との接合界面特性に及ぼすイオン照射効果の研究

茨城大学工学部　車田　亮

1. 目的

タングステン材料は、耐熱性・耐熱衝撃性に優れ、高い高温強度や熱伝導性を有するため、現在、研究開発が進められているプラズマ境界力学実験装置（QUEST）や国際熱核融合実験炉（ITER）などの核融合実験装置のプラズマ対向材料として期待されている。今後、実用化を目指すために、それら材料のプラズマとの相互作用の究明や冷却構造材料との接合技術の確立が必要である。一方、最近、無欠陥接合法（NDB；Non Defective Bonding）が開発され、タングステンと銅との接合強度や熱伝達特性の著しい改善がなされている。そこで、本研究は、今までの耐照射損傷性を有するプラズマ対向材料のイオン照射効果の研究実績を踏まえて、特に、NDB 法によるタングステンと銅との接合界面に注目して、その微細組織と機械的特性に及ぼすイオン照射の影響、および照射後アニーリングによる微細組織と機械的特性の回復現象を究明する。得られた結果と他の接合材などとの比較検討を行い、高性能プラズマ対向機器の開発および実用寿命の延長に役立つ知見を得ることを目的とする。

2. 実験方法

供試材料は、日本タングステン（株）製の純タングステン（JT-01W, JT-02W）であり、耐熱性や機械的性質に富み、化学的にも安定な高融点金属材料である。タングステンと銅との接合材は、ろう材や中間材なしの NDB 法により直接接合して作製した。その後、この接合材の機械的特性に及ぼすイオン照射の影響を究明するために、接合界面を含んだ試験片（縦 15mm、横 5mm、厚さ 1mm）と、接合界面の微細組織に及ぼすイオン照射の影響を究明するために、接合界面層の TEM 試験片（直径 ϕ3mm、厚さ 0.2mm）を切り出した。

イオン照射試験は、九州大学応用力学研究所の高エネルギーイオン発生装置を用いて、接合界面を含んだ試験片中央の約 ϕ4mm の範囲に、銅イオン（Cu^{2+}）を、タングステン部分に 3.6dpa, 36dpa、銅部分に 5.5dpa, 55dpa まで、軽照射と重照射を実施した。それらの飛程はそれぞれ 350nm, 550nm である。

機械的特性の変化は、超微小押し込み硬さ試験機（DUH-201）により、対稜角 115 度の Berkovich ダイヤモンド圧子を用いて、ダイナミック硬さを測定した。ダイナミック硬さ D_h は、ビッカース硬さに対応しており、試験荷重 L(mN)と圧子の試料への押し込み深さ h(μm)から、次式で定義される。

$$D_h \equiv \alpha L/h^2$$

ここで、αは圧子形状による定数で、対稜角 115 度の Berkovich 圧子の場合 α=3.8584 である。このダイナミック硬さは、圧子を押し込んで行く過程の荷重と押し込み深さから得られる硬さで、試料の塑性変形だけでなく、弾性変形をも含んだ状態での材料強度特性である。その試験条件は、銅イオンの飛程と圧子の押込み深さがほぼ等しくなるように、負荷荷重を 19.6mN、荷重負荷速度を約 8%full scale/sec、荷重保持時間を 1.0sec とした。また、ダイナミック硬さは、測定位置の両側で 4-5 回測定し平均値を求めた。

また、SEM を用いて、試験片の表面損傷および接合界面の組織分析を行い、機械的性質の変化と微細組織との関係を考察した。

さらに、プラズマ対向機器の実用寿命の延長を目指して、真空熱処理炉を用いて、イオン照射材について、673K, 100min の高温熱処理を行い、照射後アニーリングによる微細組織と機械的特性の回復現象を究明した。

3. 実験結果及び考察

Fig.1 は、一例として、JT-01W タングステン接合材のイオン照射前後におけるダイナミック硬さ試験の結果を示す。データのばらつきや照射ビームの強度分布を考慮して、ダイナミック硬さの結果を各 1mm ごとの領域で平均して比較検討した。Table 1 は、そのダイナミック硬さの平均値とそ

の変化率を示す。まず、室温の軽照射（Cu:5.5dpa, W:3.6dpa）と重照射（Cu:55dpa, W:36dpa）を比較すると、W部とCu部の外側および内側ともに、照射量の増大に伴い照射硬化率が増大した。これは、照射欠陥の増大、転位移動の阻害などによる影響であった。

次に、室温照射と高温照射（573K）を比較すると、W部はほぼ同等の照射硬化を示し、Cu部の573K照射では、母材とほぼ同等まで硬さの低下が見られた。これは、高温で照射欠陥や転位が移動しやすくなり消滅したことや、ボイドによる残留圧縮応力の緩和および銅粒子の再結晶などによる影響であった。

また、室温での軽照射（Cu:5.5dpa, W:3.6dpa）におけるJT-01Wタングステンと JT-02Wタングステンを比較すると、中心部での照射硬化率は、それぞれ1.05および1.18であった。JT-01Wタングステンは、照射硬化の増加率が小さく、耐照射損傷性に優れていることが分かった。また、W部の照射硬化率は、Cu部の照射硬化率1.26より小さく、タングステン材料が結晶構造的に耐照射損傷性に優れていることを裏付けている。さらに、照射ビームの中心部は、外周部より照射硬化率が大きく、照射ビームに強度分布があることも確認できた。

その他、SEM観察により、試験片表面のスパッタリング損傷や、接合界面における不純物（O, C）の偏析などが確認された。また、照射材の照射後アニーリング（673K, 100min）により、W部では硬さの回復が不十分であったが、Cu部では再結晶の影響などにより母材と同等まで硬さの回復が起こった。このことから、プラズマ対向機器が、プラズマによる照射損傷を受けても、高温熱処理をすることにより、微細組織や機械的性質などが回復し、実用寿命の延長が期待できる。

4. まとめ

本研究は、タングステン材料を高性能プラズマ対向機器に応用するために、イオン照射による機械的性質および微細組織の影響について究明した。今後、データの蓄積やデータの解析をさらに進めて、高性能プラズマ対向機器の開発および実用寿命の延長に役立つ知見を得る予定である。

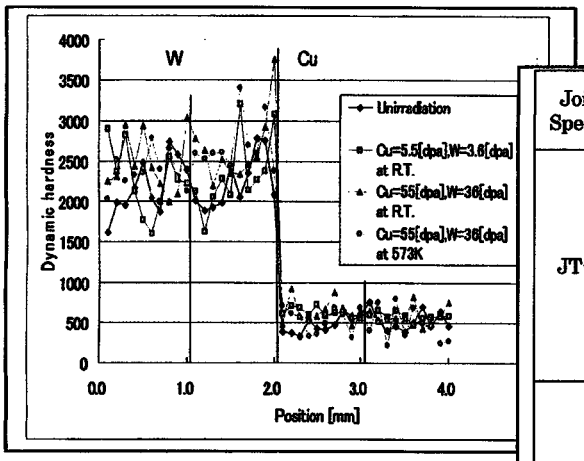


Fig.1 Dynamic hardness of irradiated W-Cu joining material (JT-01W).

Table 1 Changes of dynamic hardness of irradiated W-Cu joining materials (JT-01W, JT-02W).

Joining Specimen	Condition	W		Cu	
		Outside (0-1mm)	Inside (1-2mm)	Inside (2-3mm)	Outside (3-4mm)
JT-01W	Unirradiation	2207		498	
	Light irradiation at R.T.	2264 (×1.03)	2326 (×1.05)	627 (×1.26)	580 (×1.16)
	Heavy irradiation at R.T.	2466 (×1.12)	2654 (×1.20)	702 (×1.41)	588 (×1.18)
	Light irradiation at 573K				
	Heavy irradiation at 573K	2374 (×1.08)	2699 (×1.22)	530 (×1.06)	463 (×0.93)
JT-02W	Unirradiation	1978		534	
	Light irradiation at R.T.	2159 (×1.09)	2329 (×1.18)	673 (×1.26)	611 (×1.14)
	Heavy irradiation at R.T.				
	Light irradiation at 573K	2149 (×1.09)	2368 (×1.20)	545 (×1.02)	481 (×0.90)
	Heavy irradiation at 573K				

5. 研究成果報告

1) 車田 亮、全国共同利用研究成果報告 平成20年度 No.12, 九州大学応用力学研究所, (2009.4), 20FP-4, p.221-222.

2) 車田 亮、共同利用研究経過報告書 平成20年度 No.25、東北大学金属材料研究所附属量子エネルギー材料科学国際研究センター, (2009.7), CD IV 1-1, p.60.

第一原理計算によるタングステン中のガス元素吸蔵および拡散の研究

日本原子力研究開発機構　山口正剛

【研究の背景】

タングステンはその優れた耐摩耗性や低いガス溶解度のため、プラズマ対向材料の中でも大きな負荷がかかるダイバータタイルの候補材料として有力である。しかしながら、核融合炉内では高エネルギーの水素同位体およびヘリウム粒子の照射を受けること、さらに熱による負荷にも長時間さらされることが予想される。このため、材料内部にははじき出し損傷を受け、空孔など格子欠陥が大量に導入されることが予想されている。そのような過酷な環境の中でもタングステンの優れた性質が保持されるかが問題である。

さらに、水素が金属に捕獲された場合は水素脆化が起きることはよく知られている。さらに、ヘリウムも脆化を促進する元素であることが分かってきた。また、核融合炉では重水素・三重水素は核反応の燃料であるため壁材料に捕獲されては都合が悪い。さらに、三重水素は放射同位体であるという点でも材料中に吸蔵・蓄積することは問題である。本研究では、そのような背景をふまえ、タングステン中でのガス元素（水素・ヘリウム）の吸蔵、拡散、および脆化効果を第一原理計算を用いて研究した。特に、水素は空孔型欠陥に選択的に捕獲される。そこで空孔型欠陥の１つである粒界への水素偏析、およびその脆化効果について計算した。

【計算方法】

本研究では第一原理計算の汎用コードであるVienna ab-initio simulation package (VASP)を使った。ポテンシャルは一般化勾配近似タイプのもの、原子緩和は各原子に働く力の成分が0.1eV/nm以下になるまで緩和を繰り返した。

【計算結果】

(1) バルク中の水素の安定位置と移動エネルギー

欠陥の無い完全結晶中での水素の安定配置を計算した。BCC金属中に侵入型原子が入った場合の安定な位置は、図1で示すようにOサイトかTサイトである。次の式で水素の溶解エネルギーを計算した。

$$\Delta E = E(\mathrm{W}_n\mathrm{H}) - E(\mathrm{W}_n) - \frac{1}{2}E(\mathrm{H}_2) \quad (1)$$

ここで右辺第1項はタングステンn個と水素1個で構成されたスーパーセル、第2項はタングステンn個のスーパーセル、第3項は水素ガスのそれぞれの形成エネルギーを表している。水素がTサイトに捕獲された時はΔE=+0.89eV、Oサイトに捕獲された時はΔE=+1.37eVであった。符号がプラスなのは溶解反応が自発的には起こらない吸熱反応であることを示している。水素はTサイトに捕獲された方がより安定であることが示された。また、この非常に大きな反応エネルギーはタングステンの特徴である低い水素吸蔵度とよく一致しており、実験値である+1.1eVともよく対応している。

本研究ではタングステン中の水素の移動エネルギーを計算した。隣り合ったTサイト間の移動を nudged elastic band法を使い計算したところ0.21eVだった。

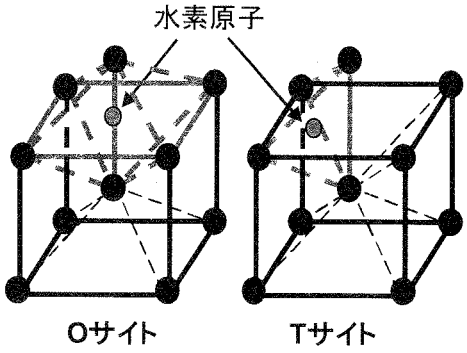


図1：BCC金属での水素の捕獲サイト

(2) タングステン粒界近傍での水素捕獲

タングステン中のΣ3(111)タイプの規則粒界付近に捕獲される水素の捕獲エネルギーを計算した。図2で示すようにタングステンが72個で構成されたスーパーセルを使い、座標c軸方向に1.618nmの真空層を設けた。捕獲エネルギーは次の式で計算した。

$$E_t = E_{gb}(\mathrm{W}_{72}\mathrm{H}_1) - E_{gb}(\mathrm{W}_{72}) - \{E_b(\mathrm{H}_1) - E_b(\mathrm{H}_0)\} \quad (2)$$

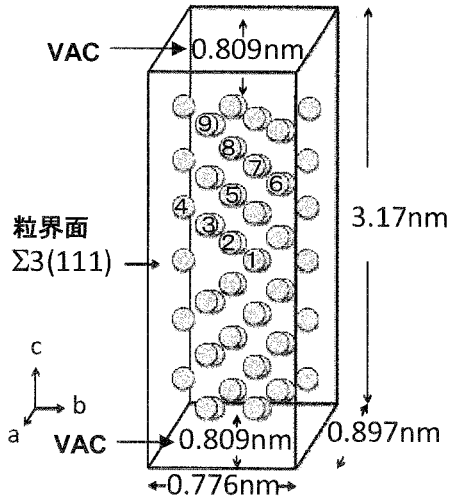


図2：規則粒界Σ3(111)の構造。粒界面に近い方からタングステンの原子面に番号1,2,3...9を付けた。VACは真空層を表す。

ここでE_{gb}は粒界を含むスーパーセル、E_bはバルクの形成エネルギーを表す。従って式(2)はバルク中の水素1個が粒界に捕獲された時のエネルギーの利得を表している。図3には捕獲サイトと捕獲エネルギーの関係を示した。捕獲エネルギーが負であることから、水素は粒界近傍のタングステン第1、2層付近、および表面の8、9層近傍に捕獲されやすいことがわかる。一方で中間の3、4、5、6層では捕獲エネルギーがほとんど無くそこの環境がバルクと変わらないことを示唆している。第7層には水素の捕獲が起こらず、自発的に第8層の方に移動する。

(3) タングステン粒界への水素偏析

粒界に水素m個が偏析する時の偏析エネルギーを計算した。

$$E_s = E_{gb}(\mathrm{W_{72}H_m}) - E_{gb}(\mathrm{W_{72}}) - m\{E_b(\mathrm{H_1}) - E_b(\mathrm{H_0})\} \quad (3)$$

この式はバルク中のm個の水素が粒界に偏析した場合のエネルギーの利得を表している。図4で示すように粒界に偏析する水素の個数が増加すると、次第に粒界偏析エネルギーは低下する。これは複数の水素が粒界近傍に吸蔵されることを示している。また、図4から水素は最高で24個まで偏析することがわかる。これは約35原子/nm²に相当する。

(4)ガス元素偏析による脆化の促進

スーパーセル(図2)をc軸方向に引っ張ることで図5のように応力歪曲線を計算した。図5では粒界にガス元素が無い場合がH0、偏析する水素が1個、2個、24個の場合をそれぞれH1、H2、H24、また特別にヘリウムが1個だけ偏析した場合をHe1で表した。いずれの場合も引っ張り歪が小さいうちは線形応答をするが、やがて破断に至る。水素の偏析個数が多くなるに伴い破断するために必要な外部歪は小さくなり、水素偏析によって脆化が促進されることがわかった。また、ヘリウムが偏析した場合にも脆化促進が見られ、およそヘリウム1個が水素2個分に相当することがわかった。

【考察】

水素がOサイトよりもTサイトに捕獲されやすいのはTサイトの方が近接するタングステンまでの距離が長いからである。また、水素は空孔型欠陥に捕獲される時はその中央に位置するよりも表面(内部表面)に吸着する傾向がある。一方で、ヘリウムは空孔型欠陥に捕獲されるとその中央に位置する傾向がある。このような違いは水素とヘリウムの化学結合を作る能力の違いに原因があると考えられる。

脆化が起こる原因は粒界近傍の電子状態を見ることで説明される。粒界に水素が偏析することで電子状態が乱され粒界をはさんで向かい合ったタングステン間の電子密度は低下する。一方で、ヘリウムは向かい合ったタングステンの中間に割って入り、いわば物理的に結合を切るような作用をすると考えられる。

【まとめ】

プラズマ対向材料であるタングステン中の水素・ヘリウムの吸蔵、拡散、さらに粒界に偏析した時の脆化効果を第一原理計算で研究した。水素ガスは移動エネルギーが低く(0.21eV)拡散しやすく、粒界近傍に偏析する傾向が強い。また水素は最大で35原子/nm²まで偏析することがわかった。また水素とヘリウムはどちらも脆化促進型の元素である。

【研究組織】

研究代表者　日本原子力研究開発機構　山口正剛
所内世話人　九州大学応用力学研究所　大澤一人
研究協力者　九州大学大学院総合理工学府　後藤準也

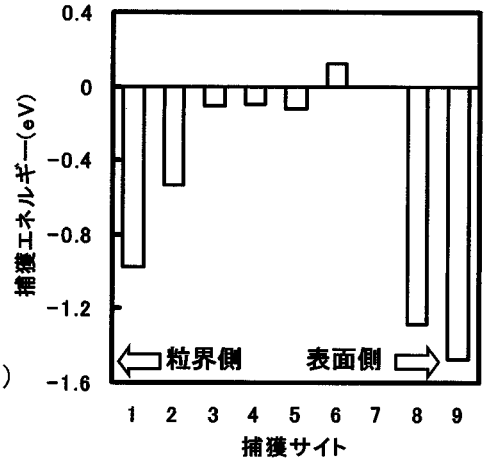


図3:水素1個当たりの捕獲エネルギーのサイト依存性

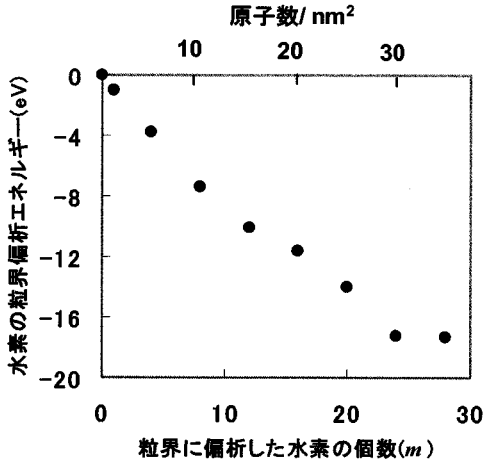


図4:粒界に偏析した水素の個数と粒界偏析エネルギーの関係

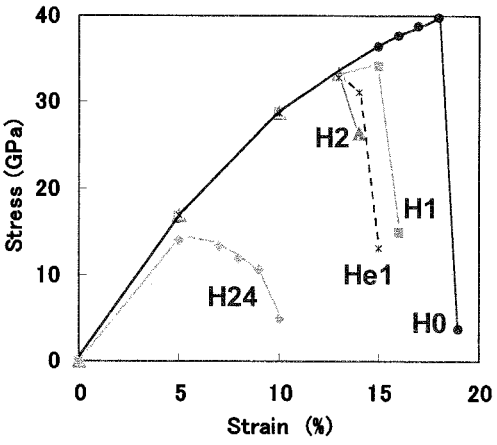


図5:水素が粒界に偏析した時の応力歪曲線。Hnのnは偏析した水素の個数を示す。ヘリウムが偏析した場合を一例だけ計算した。

平成21年度応用力学研究所共同研究
「輸送理論」成果報告書

代表者　核融合科学研究所　伊藤　公孝

研究目的

核融合燃焼プラズマ実験の実現にむけて計画が進展している現在、トロイダルプラズマの輸送理論を一層進展させ、統合コードなどへ成果を糾合することによって定量的予言力を検証することは世界的な急務と認識されている。

本研究では、トロイダルプラズマの乱流に対し、繰り込み理論に基づく遷移理論を構成し、乱流輸送と構造形成の理論基盤を研究することを目的とする。あわせて、輸送コードに用いられる理論式を最新の理論展開に沿ったものへと高度化することを目的とする。

研究基盤と進展の概観

本共同研究の基盤をなす乱流構造形成研究の方法論[1]を再録する。プラズマのダイナミックスを表現する基礎方程式として簡約化方程式を例にとって

$$\frac{\partial}{\partial t} f + L^{(0)} f = N(f) \tag{1}$$

と書こう。ここで$L^{(0)}$は線形演算子、　f は揺動場（例えば静電ポテンシアル、電流、圧力、三変数の揺動に着目した場合は　$f=(\phi, J, p)^{\mathrm{T}}$）、$N(f)$ は非線型項をあらわす。

まず非線型効果を、着目するモード（運動）にたいしてコヒーレントな効果と乱雑なノイズとして扱う効果とに区分する。

$$N(f) = -\Lambda f + \tilde{S} \tag{2}$$

次にコヒーレントな効果に着目し、方程式

$$\left(L^{(0)} + \Lambda\right) f = 0 \tag{3}$$

から非線型な自己無撞着状態を求める。この解は多重解を持ちうる。そしてノイズによる着目するモードへの効果を解析する。特に、非線型な自己無撞着状態の間の遷移を研究する。遷移確率によって、可能な多数の非線型な自己無撞着状態のなかで、どの状態が選択的に実現するかを予言する。

本体系によって研究成果をあげている。かつての「線形不安定性・局所的理論・決定論的理論」の枠に閉じこもって定式化されてきた方法論と比較し、現在は「非線形不安定性、非局所理論、確率統計的理論」に拡張した乱流輸送理論体系を構成している。さらに、実験により理論の結果を検証する方法についても研究を進めて成果を得ている。本共同研究によって、遠非平衡系プラズマの乱流輸送について体系的な理論研究を進めている[2]。今年度の特筆すべき成果から例を挙げれば、乱流が多スケールである場合の体系化を進め、プラズマの運動論的な乱流理論を一段と推進した。以下に成果の一例である「運動論的プラズマ乱流理論」[3]を紹介する。

運動論的プラズマ乱流理論

多成分のプラズマを記述する Vlasov 方程式に対し乱流理論を展開した。森の方法によれば、非線形項を乱雑力と記憶関数に分ける事が出来る。後者には、非線形減衰率に対応する項が含まれる。プラズマの動力学方程式では、速度分布関数の他に揺動場も力学変数になるので、記憶関数がスカラーの関数（マルコフ近似すれば係数）になるので

はなくテンソルになる。分布関数fの発展方程式の中に、コヒーレントな非線形効果として分布関数fに比例する項だけではなく揺動場に比例する項が現れる。イオンと電子の揺動分布関数の発展方程式は

$$(\omega - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}_\mathrm{i} + \eta^{(\mathrm{i})}_{\mathbf{k}\omega}) f^{(\mathrm{i})(1)}_{\mathbf{k}\omega} - \xi^{(\mathrm{i})}_{\mathbf{k}\omega}\varphi^{(1)}_{\mathbf{k}\omega} + \frac{q_\mathrm{i}}{m_\mathrm{i}}\varphi^{(1)}_{\mathbf{k}\omega}\mathbf{k}\cdot\frac{\partial f_\mathrm{i}}{\partial \mathbf{v}_\mathrm{i}} = -\frac{q_\mathrm{i}}{m_\mathrm{i}}\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_\mathrm{i}}\int \mathbf{k}'\varphi^{(0)}_{\mathbf{k}'\omega'} f^{(\mathrm{i})(0)}_{\mathbf{k}''\omega''}\,\mathrm{d}\mathbf{k}'\,\mathrm{d}\omega',$$

$$(\omega - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}_\mathrm{e} + \eta^{(\mathrm{e})}_{\mathbf{k}\omega}) f^{(\mathrm{e})(1)}_{\mathbf{k}\omega} - \xi^{(\mathrm{e})}_{\mathbf{k}\omega}\varphi^{(1)}_{\mathbf{k}\omega} - \frac{e}{m}\varphi^{(1)}_{\mathbf{k}\omega}\mathbf{k}\cdot\frac{\partial f_\mathrm{e}}{\partial \mathbf{v}_\mathrm{e}} = \frac{e}{m}\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_\mathrm{e}}\int \mathbf{k}'\varphi^{(0)}_{\mathbf{k}'\omega'} f^{(\mathrm{e})(0)}_{\mathbf{k}''\omega''}\,\mathrm{d}\mathbf{k}'\,\mathrm{d}\omega',$$

のようなかたちをとる。左辺のηとξの項が繰り込まれたコヒーレントな非線形効果を表し、右辺が乱雑力を表す。(ηが記憶関数の対角項、ξが非対角項。)それぞれの非線形項の表式が与えられた。

この定式化によって得られた知見を説明する。

まず、コヒーレント項については、コヒーレントな非線形効果ηは、通常非線形減衰率として扱われる項であり多くの研究がなされている。この効果は、位相速度と等しい共鳴粒子によって担われる。($v = \omega/k$ において $\mathrm{d}f/\mathrm{d}v = 0$ であれば共鳴的エネルギー交換をしない。)一方、新しいコヒーレントな非線形効果(係数ξ)は、速度空間の非局所的結合が寄与する。その結果、位相速度に等しい速度 $v = \omega/k$ において $\mathrm{d}f/\mathrm{d}v = 0$ であっても、速度 $v = \omega/k$ を持つ粒子がその波と共鳴的エネルギー交換することが可能になる。実空間の非局所結合は近年研究が進んでいるが[4, 5]速度空間でも非局所共鳴結合が起きる過程を明らかにした。

コヒーレント項と乱雑力項の双方によって揺動散逸関係を満たすことができる。そのため揺動の振幅がゼロの極限では、Balescu-Lenard 衝突オペレーターが再現される。同一種同士と異種乱流衝突項とが得られた。次に、乱雑力項によって非モードの励起が起きる。スペクトルの動的発展を考察し、非モードの励起によって、非線形平衡状態へと近接する事が示された。さらに、非モードが集積する事が発見された。その集積が起きるのはスペクトル空間(k, ω)において

$$\omega(\mathbf{k}) = 2\omega'\left(\frac{\mathbf{k}}{2}\right)$$

の関係を満たす。ここでω'はモードの分散関係である。この集積した非モード揺動とモードの結合(または集積した非モード揺動同士の結合)による高次の非モード揺動は

$$\omega(\mathbf{k}) = N\omega'\left(\frac{\mathbf{k}}{N}\right) \qquad N = 3, 4, \cdots$$

の関係を満たす。非モードの定量的観測が近年進歩しており[6]、こうした研究フレームワークによって理解が深まるものと期待される。

参考論文

[1] S.-I. Itoh: J. Plasma Fusion Res. **83** (2007) 241
[2] S.-I. Itoh: Plasma Fusion Res. **4** (2009) 038
[3] S.-I. Itoh and K. Itoh: J. Phys. Soc. Japan **78** (2009) 124502
[4] S.-I. Itoh and K. Itoh: Plasma Phys. Contr. Fusion **43** (2001) 1055
[5] K. Itoh, S.-I. Itoh, M. Yagi, A. Fukuyama, J. Plasma Fusion Res. Series **8** (2009) 119
[6] T. Yamada, S.-I. Itoh, et al.: Nature Phys. Vol. **4** (2008) 721-725

21 FP－10

核燃焼プラズマ統合コードにおける輸送と加熱・電流駆動のシミュレーション

京都大学大学院工学研究科　福山　淳

目的

核燃焼プラズマにおいては，時間尺度と空間尺度が異なるさまざまな現象が，定性的に異なる空間領域にまたがって，相互にかつ複雑に関与しつつ，時間発展している．自律性の高い核燃焼プラズマの全体像を捉えるためには，それらの現象の間の相互作用を取り入れた統合的なシミュレーションによる時間発展の解析が必要である．本研究では，プラズマの形状と空間分布を支配する平衡・輸送コードによる時間発展解析と中性粒子ビームや各種の電磁波による加熱とプラズマ制御の解析を組み合わせた統合シミュレーションを実現するためのコード開発とそれによるトカマク実験データの解析を行う．ITER データベース等の実験データとの比較を行うことによって輸送モデルの信頼性を高めるとともに，周辺プラズマ解析コードとの結合を検討する．

研究方法

- 統合輸送コード TASK の整備と核燃焼プラズマの時間発展シミュレーション
- プラズマ回転および径方向電界を取り入れた流体型輸送コードの開発と輸送障壁形成の解析
- 運動量分布関数の変形を取り入れた複合加熱の統合シミュレーション
- ドリフト運動論的誘電率テンソルによる波動伝播解析

研究結果

1. **輸送解析**：流体型輸送モジュール TASK/TX を拡張し，リップル損失や中性粒子ビーム入射に伴うプラズマ回転と径方向電界の時間変化を含めたトカマクプラズマの輸送シミュレーションならびに新古典トロイダル粘性と磁気面破壊効果を取り入れたヘリカルプラズマの輸送シミュレーションを行った．
2. **波動加熱解析**：速度分布関数の変形を含めた解析を行うため，速度分布関数解析 TASK/FP を多粒子種に拡張し，運動量とエネルギーを保存する非線形クーロン衝突項を導入するとともに，PETSc ライブラリを用いて疎行列方程式反復解法の並列処理を行い，１磁気面１コアでの処理により大幅な高速化を実現した．さらに高速イオンの空間拡散を含めた径方向輸送を取り入れ，陰解法により安定に数値計算できることを確かめた．この速度分布解析を ITER プラズマにおける複合加熱（イオンサイクロトロン波，中性粒子ビーム，アルファ粒子）の解析に適用し，その有効性を確かめた．
3. **波動伝播解析**：ドリフト波や GAM と結合する低周波アルヴェン固有モードを解析するため，速度空間における数値積分によりドリフト運動論的誘電率テンソルを求め，波動光学的伝播解析コードに適用して固有モードの線形安定性解析を行った．

考察

動的輸送解析コードの開発，運動量分布関数を用いた運動論的輸送解析に向けたコード開発，運動論的効果を取り入れた巨視的モードの線形安定性解析等により，核燃焼プラズマ統合シミュレーションの実現に向けて大きく前進した．今後，さらに加熱・電流駆動に関係する解析要素の高度化ならびに高速化，要素間連携機能の標準化ならびに機能強化，ユーザーインターフェースの標準化等を行うとともに，実験データとの比較による妥当性の検証や他のコードとのベンチマークテストを進めていく必要がある．

研究成果報告

1. M. Honda, T. Takizuka, A. Fukuyama, M. Yoshida and T. Ozeki, Self-consistent simulation of torque generation by radial current due to fast particles, Nucl. Fusion, 49(3), 035009 (1-10) (2009)
2. M. Honda, T. Takizuka, A. Fukuyama, M. Yoshida, T. Ozeki, Toroidal Rotation Profiles under the Influence of Fast-Ion Losses Due to Toroidal Field Ripple, Journal of Plasma and Fusion Research Series, 8, 316-320 (2009)
3. H. Nuga, A. Fukuyama, Self-Consistent Analysis of Fundamental and Higher Harmonic ICRF Heating in Tokamak Plasmas, Journal of Plasma and Fusion Research Series, 8, 1125-1128 (2009)
4. A. Fukuyama, T. Okamoto, H. Nuga, S. Murakami, Y. Nakamura, M. Sato, S. Toda, K. Watanabe, and N. Nakajima: Numerical Analysis of Alfven and Acoustic Eigenmodes in Toroidal Plasmas, The 4th IAEA-TM on the Theory of Plasma Instabilities (Kyoto Univ., 2009-05-20)
5. 福山淳: 核燃焼プラズマ統合コードにおける輸送と加熱・電流駆動のシミュレーション, RIAM フォーラム 2009 (九州大学応用力学研究所, 2009-06-12)
6. A. Fukuyama: Research Plan of Kinetic Integrated Modeling for Fusion Plasmas, The 4th Japan-Korea Workshop on Theory and Simulation of Magnetic Fusion Plasmas (JAEA Naka, 2009-08-03) 02
7. H. Nuga, A. Fukuyama: Status of kinetic transport simulation of ICRF heating in tokamak plasmas, The 4th Japan-Korea Workshop on Theory and Simulation of Magnetic Fusion Plasmas (JAEA Naka, 2009-08-03) 14
8. 福山淳, 岡本知久: トロイダルプラズマにおける低周波アルヴェン固有モードの数値解析, 日本物理学会 2009 年秋季大会 (熊本大学黒髪キャンパス, 2009-09-25) 25aYP-4
9. A. Fukuyama, S. Murakami, A. Wakasa, H. Nuga, T. Okamoto: Kinetic Integrated Modeling of Tokamak Plasmas by TASK3G, 51st Annual Meeting of APS-DPP (Atlanta, GA, USA, 2009-11-02) BO4-4
10. 岡本知久, 福山淳: トカマクプラズマにおける低周波アルヴェン固有モードの解析, 第 26 回プラズマ・核融合学会年会 (京都市国際交流会館, 2009-12-04) 4aE17P
11. 奴賀秀男, 福山淳: トカマクプラズマにおける ICRF 加熱の運動論的解析, 第 26 回プラズマ・核融合学会年会 (京都市国際交流会館, 2009-12-04) 4pD21P
12. 福山 淳, 村上定義, 若狭有光, 奴賀秀男, 政岡義唯, 岡本知久: トカマクプラズマの運動論的統合モデリング, 第 26 回プラズマ・核融合学会年会 (京都市国際交流会館, 2009-12-04) 4pE01P
13. H. Nuga, A. Fukuyama: Effects of radial transport on ICRF heating in tokamak plasmas, 19th International Toki Conference (Ceratopia Toki, Toki, Gifu, 2009-12-08) P1-50
14. M. Miki, A. Fukuyama, M. Honda: Transport simulation of helical plasmas using the TASK/TX code, 19th International Toki Conference (Ceratopia Toki, Toki, Gifu, 2009-12-09) P2-15
15. 福山淳: 運動論的統合コード TASK3G に向けた取り組み, 第 8 回核燃焼プラズマ統合コード研究会 (九州大学応用力学研究所, 2009-12-18)
16. 奴賀秀男, 福山淳: ITER プラズマの加熱・電流駆動に関する速度分布解析, 第 8 回核燃焼プラズマ統合コード研究会 (九州大学応用力学研究所, 2009-12-17)
17. 三木真幸, 福山淳: TASK/TX コードによるヘリカルプラズマの輸送シミュレーション, 「自律燃焼系プラズマでの特性予測の高精度化に向けたトロイダルプラズマの閉じ込め・輸送に関する体系的研究」研究会 (核融合科学研究所, 2010-01-08)
18. A. Fukuyama, S. Murakami, A. Wakasa, H. Nuga, T. Okamoto: Kinetic Integrated Modeling of Tokamak Plasmas, US-Japan JIFT Workshop on Integrated Modeling and Simulation of Toroidal Plasmas (MIT, Cambridge, MA. USA, 2010-02-23)
19. A. Fukuyama: BPSI Framework for Integrated Modeling of Toroidal Plasmas, US-Japan JIFT Workshop on Integrated Modeling and Simulation of Toroidal Plasmas (MIT, Cambridge, MA. USA, 2010-02-24)
20. A. Fukuyama: Integral Formulation for Integrated Full Wave Modeling, US-Japan JIFT Workshop on Integrated Modeling and Simulation of Toroidal Plasmas (MIT, Cambridge, MA. USA, 2010-02-25)

磁場閉じ込めプラズマ中の多スケール・多プロセス現象の理論・シミュレーション研究

日本原子力研究開発機構　　石井康友

はじめに

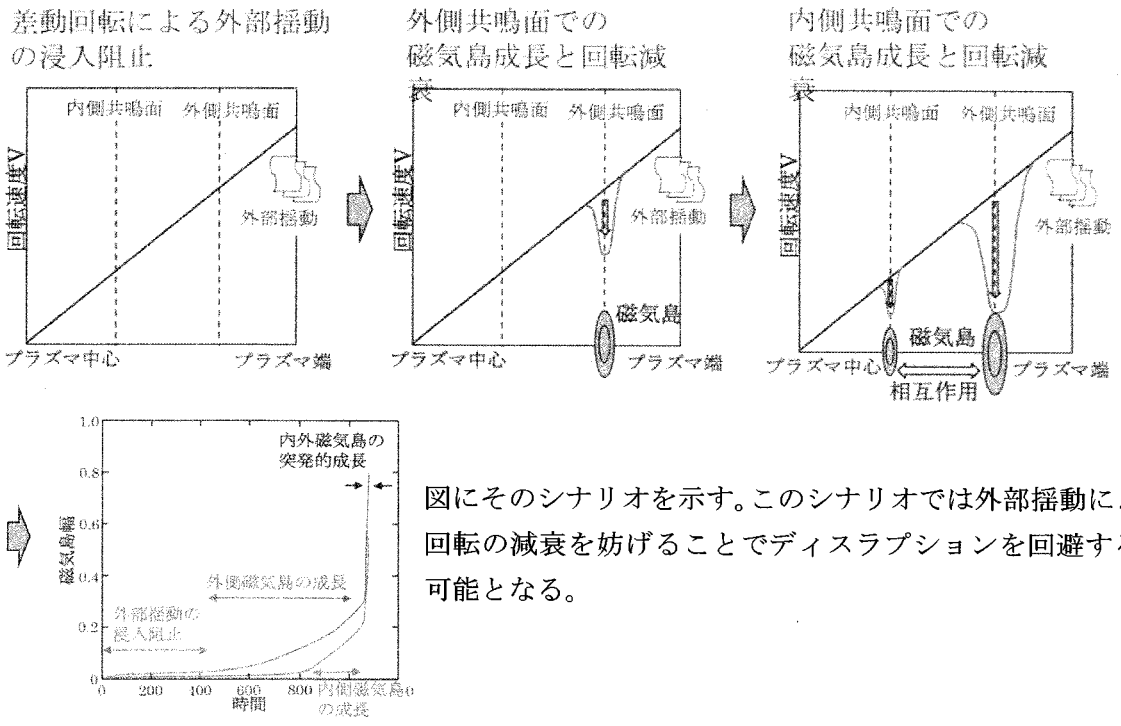
磁場閉じ込めプラズマにおいては、時間尺度及び空間尺度の異なる諸現象（MHD、微視的乱流等）が定性的に異なる空間領域に跨って相互作用し、その結果として核融合炉の特性が決まる。それを総合的に理解し、予測・制御するためには、外部情報入力を伴う、輸送、MHD、乱流、高エネルギー粒子の相互作用を考慮したグローバルシミュレーションが必要であると認識されつつある。本研究では（1）プラズマ周辺における非線形MHD現象およびそれとコアプラズマとの相互作用（2）核融合炉におけるMHD不安定性の飽和・抑制や突発現象を解明するための理論・シミュレーションモデル及び（3）高エネルギー粒子とMHD現象の相互作用を記述する理論・シミュレーションモデルを改良・開発し、核融合炉のMHD特性の総合的な解析を可能にするとともに、核燃焼プラズマの統合シミュレーションを実現する上で必要なモデルを提供することを目指す。

研究成果

今年度は、ディスラプション機構の解明のため2つの物理モデルによるシミュレーション研究を行い、内部輸送障壁の崩壊のシナリオを検討したのでその結果を報告する。

ダブルテアリングモードによる崩壊機構[1]

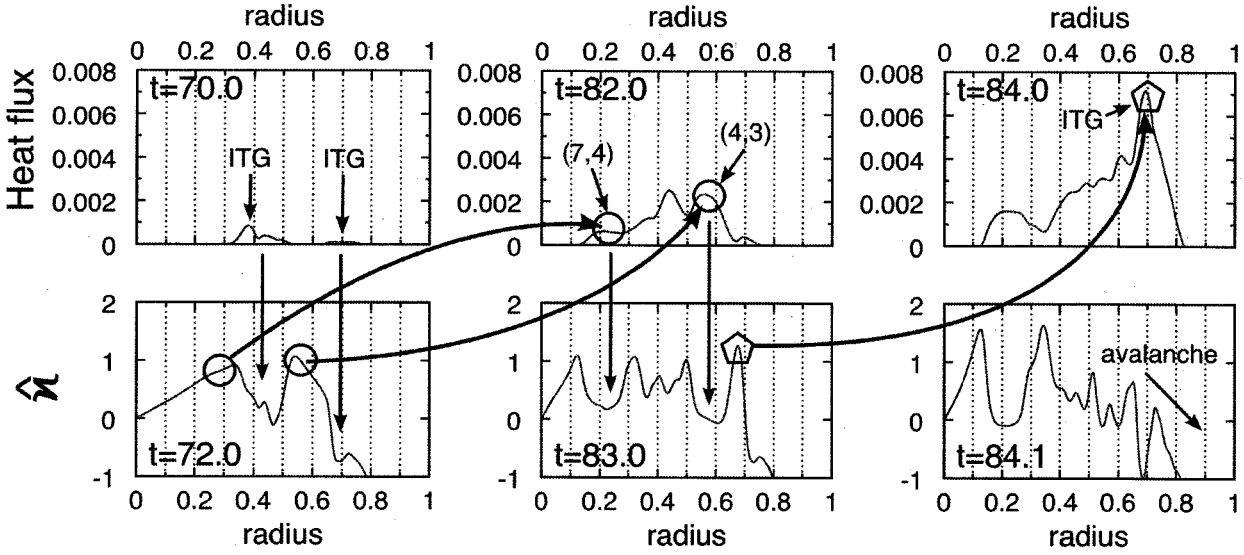
反転磁気シャー配位においては2つの有利面が存在し、テアリングモードが不安定化する可能性がある。テアリングモードによる磁気島の幅が重畳し、グローバルリコネクションにより内部輸送障壁が崩壊する。この機構で重要となるのは外部揺動が存在し、その揺動が内部へ浸透し2つの有利面を連結することである。一方、プラズマの回転が存在すると揺動の侵入を阻止する機構が働く。



図にそのシナリオを示す。このシナリオでは外部揺動による作動回転の減衰を妨げることでディスラプションを回避することが可能となる。

ドリフト波乱流の励起による崩壊[2]

このシナリオではITG乱流の励起と分布の緩和による準線形効果が重要である。q minimum近傍にメゾスケールモードが励起し、これが輸送障壁内部の温度分布を平坦化する。その結果、障壁の端付近がドミノ効果により急峻化し、ITGモードが不安定化する。径電場によりITGモードが支えきれなくなった時点で障壁が大局的に崩壊する。図に熱フラックスと温度勾配の時間発展を示す。



時系列を詳細に観測すると、輸送障壁の内外でITGが不安定化し、その結果、近傍の温度分布が平坦化する。その反動でその外側の分布が急峻化し、(7,4),(4,3)というメゾスケールモードを励起する。それらが励起した付近の分布が平坦化しその外側の分布が平坦化する。ドミノ効果により最終的にITBの端が急峻化しITGモードが不安定化するがしばらくは、径電場シャーにより飽和レベルが抑制される。径電場シャーが徐々にゼロに近づくとITGの爆発的な成長が起こり、なだれを伴って障壁の崩壊が起こる。このシナリオでは径電場シャーを維持することで崩壊を回避できる可能性がある。いづれの場合にも非線形不安定性によるグローバルな構造変化が爆発的な成長を引き起こし崩壊へと導く。今後の課題としては両方の要素を包含したモデルへと拡張し、ITG乱流とDTM(Double Tearing Mode)のマルチスケール相互作用の研究を行うことが重要である。

研究組織

石井康友(JAEA)、徳田伸二(RIST)、小関隆久(JAEA)、栗田源一(JAEA)、中島徳嘉(JAEA)、内藤裕志(山口大)、藤堂泰(NIFS)、古川勝（東京大学)、相羽信行(JAEA)、廣田誠(JAEA)、白石淳也(JAEA)、宮戸直亮(JAEA)

参考文献

[1] Y.Ishii, A.I.Smolyakov, M.Takechi, Plasma rotation effects on magnetic island formation and the trigger of disruptions in reversed shear plasma, Nuclear Fusion 49,1-10 (2009).

[2] S. Tokunaga, M. Yagi, S.-I. Itoh and K. Itoh, Multi-scale transport simulation of toroidal momentum source profile effect on internal transport barrier collapse, Nuclear Fusion, Vol. 49, No. 7, 075023 (2009)

21 FP－12

核融合プラズマにおける連結階層マルチスケールシミュレーション研究

京都大学大学院　岸本泰明

はじめに

核燃焼プラズマにおいては、時間・空間スケールが異なるさまざまな現象が、定性的に異なる空間領域にまたがって、相互にかつ複雑に関与しつつ、時間発展している。プラズマのエネルギー閉じ込め特性を理解するためには、輸送、MHD、乱流の相互作用を考慮したグローバルシミュレーションが必要であることは認識されつつある。しかし、そのようなシミュレーションを第一原理に基づいて行うには計算機のリソースが十分とは言えず、モデル化や方程式の簡約化が必要である。本研究では、核融合プラズマにおける階層シミュレーションの出発点として、MHD とドリフト波乱流の相互作用を考慮したグローバルシミュレーションを加熱項が存在する場合に行い、輸送、MHD、乱流の相互作用を明らかにすることを目的とする。

研究成果

今年度は、大域的な MHD モードと微視的な乱流が共存するプラズマ中で乱流輸送を解明する研究を実施し、1) MHD モードが駆動する渦流が存在する場合の微視的モードの安定性の解析や 2) 磁気島によって駆動される新しいイオン温度勾配モードを発見したので、それらの結果を報告する。

1) 渦流(vortex flow)と微視的乱流の相互作用の理論モデル

微視的乱流によって駆動される帯状流や外部運動量入力などによって駆動される平均流（mean flow）などのプラズマのせん断流は、乱流輸送を抑制する働きがあることが広く知られている。一方、プラズマ中にはこのような平均流に加えて、MHDモードや様々な非線形過程を通して、大域的な渦流（vortex flow）が発生することから、これら渦流が乱流輸送に与える影響を明らかにする必要がある。本研究では、大域的な渦流が存在する場合のITGモードの線形解析および非線形シミュレーションを行い、その影響を調べた[1]。

Fig.1 は、上記項目B1のシミュレーションと同様のティアリングモードによって駆動される渦流 (a) が存在する場合のイオン温度勾配（ITG）モード構造(c)を示したものである。(b) は渦流がな

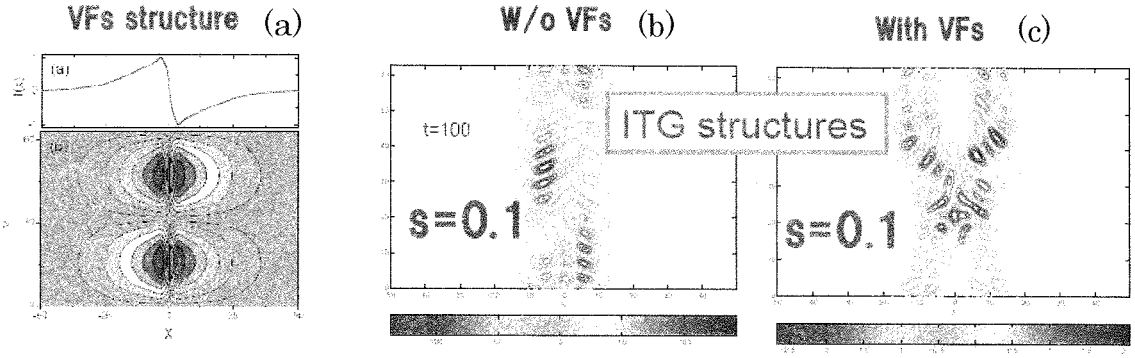


Fig.1 ティアリングモードによって駆動される渦流（a）が存在するときの ITG モードの２次元構造（c)。(b) は渦流がない場合の ITG モード構造を示す。

い場合の通常のITGモードの構造を示している。Fig.1 (c) から分かるように、渦流はITGモードの空間構造を大きく変形させ、この結果、ITGモードの線形成長率が大きく低減することが分かった。さらに非線形シミュレーションを実施し、渦流が存在する領域では異常輸送は低減し、内部輸送障壁の形成と矛盾しない輸送構造が創出することなどが分かった。これらの研究を背景に、ティアリイングモードやダブルティアリングモードが生成する渦流の構造について研究を進展させた。

2) 磁気島駆動の微視的不安定性の理論研究 (Magnetic Island induced ITG mode)

GFM5FCによる大域的なMHDモードと微視的なITG乱流が共存したマルチスケールの研究を推進した。MHDモードによる磁気島幅が比較的狭い場合はITGモードの成長は抑制されるが、磁気島幅が敷値を超えると大きな成長率を有する新しいタイプのITGモード(MITG: Magnetic island-induced ITG)が出現することを見出した(Fig.2・Fig.3)[2]。このITGモードは、磁気島構造に起因する複数の共鳴面の結合によって生成されるグローバルモードであることを明らかにし、非線形シミュレーションにおいてもその存在を確認した。これらの効果を取り入れた非線形シミュレーションを行い、振動する帯状流の存在なども明らかにした[3]。

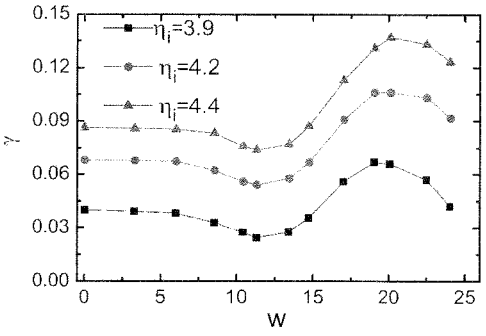


Fig.2 磁気島幅に対するITGモードの線形成長

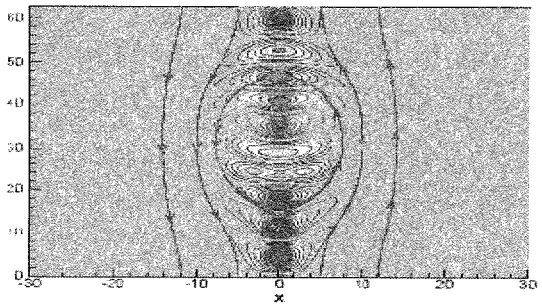


Fig.3 磁気島によって駆動されるITGモードの2次元構造

研究組織

岸本　泰明 (京都大)、Jiquan Li (京都大))、今寺 賢志(京都大))、Janvier Miho (京都大))、Zheng-Xiong Wang (京都大))、宮戸　直亮(JAEA)、井戸村　泰宏(JAEA)、石澤　明宏 (NIFS)、渡辺 智彦(NIFS)、洲鎌　英雄(NIFS)、陰山　聡(神戸大)、草野　完也(名古屋大)、徳永　晋介(九州大)、Aaron Froese(九州大)、Thibaut Voslion(九州大)

参考文献

[1] Z.W. Wang, J.Q. Li, J. Q. Dong, and Y. Kishimoto, "Generic Mechanism of Microtubulence Suppression by Vortex Flow", Phys. Rev. Lett. 103, 015004 (2009)

[2] Z. X. Wang, J. Q. Li, Y. Kishimoto and J. Q. Dong, "Magnetic- island- induced ion temperature gradient mode", Phys. Plasmas 16, 060703 (2009)

[3] J.Q. Li, Y. Kishimoto, Y. Kouduki, Z. X. Wang, and M. Janvier, "Finite Frequency Zonal flows in multi-scale plasmas turbulence including resistive MHD and drift wave instabilities", Nucl. Fusion 49, 095007 (2009)

物理的に無矛盾な渦電流計算機能を備えたプラズマ断面位置形状再構築システム(CCS)のSTプラズマ位置形状制御への適用検討

独立行政法人 日本原子力研究開発機構 栗原研一、川俣陽一、末岡通治
九州東海大学 御手洗 修
九州大学 小嶋康之、内藤梓小里、姜 毅、中村一男

1. 目的

本研究は九大応力研プラズマ実験装置、小型PWI実験装置(小型ST)、および平成20年度より実験を開始した新ST装置(QUEST)のプラズマ断面位置形状の高精度平衡制御系の構築を目指すものである。その手法として、日本原子力機構JT-60で現在稼動中である「コーシー条件面(CCS)法」を用いた実時間プラズマ断面位置形状再構築手法を小型ST、および新ST装置(QUEST)のプラズマ実時間制御へ適用させるための検討を行うものである。特に、着火時消滅時などのプラズマ変動期は勿論、安定化板などに常時誘起され、再構築精度に大きな影響を及ぼすプラズマ近傍の導体中を流れる渦電流の推定法について検討を深め、物理的に無矛盾なモデルによる実時間計算方法の検討も行う。

2. 研究の具体的方法

研究対象としては、日本原子力機構JT-60でのCCS法を用いた実時間プラズマ断面位置形状再構築システムを小型ST、および新ST装置であるプラズマ境界力学実験装置(QUEST)への適用に於いて、STトカマクへの初めての適用になることから、昨年度に引き続き以下の検討を行う。特に、渦電流の影響を精度良く考慮する方法のQUEST実機への適用を検討する。

①CCS法の観測方程式及び境界積分方程式などの方程式系を構成する。
②渦電流分布の考慮方法を検討する。
③以上を踏まえたQUEST装置に適用するためのシステム構築設計を行う。

3. 結果概要

3.1 CCS法の観測方程式及び境界積分方程式などの方程式系を構成する。

CCS(コーシー条件面)法はプラズマ断面形状を再構成する解析解に基礎を置く数値的手法であることから、センサーの数の増加に従い、厳密解に漸近する特長を持っている。従って、装置の計測機器が与えられた状況下では最も精度の高い形状再構築を実現する方法と言える。これまでアスペクト比の小さな球状トカマクに適用するために種々の検討を実施してきた。図1に、その方法の導出のレビュー、図2に、その方

理論計算へ
トカマク装置のトロイダル軸対称の領域の積分方程式

$$rotB=\mu_0 J$$
$$divB=0$$
$$B=rotA$$
$$rot(rotA)=\mu_0 J$$

$$div\left(\frac{grad\phi}{r^2}\right)=-\frac{\mu_0 J_\omega}{r}$$

グリーン関数を使用することによって、

$$\sigma\phi(\bar{x})+\int_{\partial\Omega}\left[G(\bar{x},\bar{y})grad\phi(\bar{y})-\phi(\bar{y})gradG(\bar{x},\bar{y})\right]\frac{dS(\bar{y})}{r_y^2}=\int_{\Omega}\mu_0 j_c(\bar{y})G(\bar{x},\bar{y})\frac{dV(\bar{y})}{r_y}$$

ϕ ：ポロイダルフラックス関数

G(x, y)：グリーン関数(斉次型偏微分方程式を満たす空間2点間の応答関数で、微分演算子を作用させるとデルタ関数となる関数)

$$G(\bar{x},\bar{y})\equiv G(r_x,z_x,r_y,z_y)\equiv\frac{4}{k}\sqrt{r_x\bullet r_y}\left\{\left(1-\frac{k^2}{2}\right)K(k)-E(k)\right\}$$

$$k^2\equiv\frac{4r_x r_y}{(r_x+r_y)^2+(z_x-z_y)^2}$$

$$\sigma=\begin{cases}8\pi^2=(\bar{x}がΩの内部)\\4\pi^2=(\bar{x}が\partial\Omega上にある)\\0=(\bar{x}がΩの外部)\end{cases}$$

$$\bar{x}\equiv(r_x,z_x)$$
$$\bar{y}\equiv(r_y,z_y)$$
$$\mu_0=4\pi\times10^{-7}$$

図1. 方程式の導出レビュー

法を数値解析に変換したベクトル方程式系を示す。

基本的には、磁束に関する観測方程式、磁場に関する観測方程式、仮想曲面上での境界積分方程式の3種類が基本となる方程式である。

フラックスループの方程式

$$\phi(\bar{x}_f)=\sum_{i=1}^{M}W_{F1}(\bar{x}_f,\bar{z}_i)\phi(\bar{z}_i)+\sum_{i=1}^{M}W_{B1}(\bar{x}_f,\bar{z}_i)Bt(\bar{z}_i)+\sum_{i=1}^{NE}W_{E1}(\bar{x},\bar{y}_i)E(\bar{y}_i)+\sum_{j=1}^{NC}W_{C1}(\bar{x}_f,\bar{y}_j)I_{PF}(\bar{y}_j)$$

磁気プローブの方程式

$$Bt(\bar{x}_B)=\sum_{i=1}^{M}W_{F2}(\bar{x}_B,\bar{z}_i)\phi(\bar{z}_i)+\sum_{i=1}^{M}W_{B2}(\bar{x}_B,\bar{z}_i)Bt(\bar{z}_i)+\sum_{i=1}^{NE}W_{E2}(\bar{x},\bar{y}_i)E(\bar{y}_i)+\sum_{j=1}^{NC}W_{C2}(\bar{x}_B,\bar{y}_j)I_{PF}(\bar{y}_j)$$

CCSの方程式

$$\frac{1}{2}\phi(\bar{x}_C)=\sum_{i=1}^{M}W_{F3}(\bar{x}_C,\bar{z}_i)\phi(\bar{z}_i)+\sum_{i=1}^{M}W_{B3}(\bar{x}_C,\bar{z}_i)Bt(\bar{z}_i)+\sum_{i=1}^{NE}W_{E3}(\bar{x},\bar{y}_i)E(\bar{y}_i)+\sum_{j=1}^{NC}W_{C3}(\bar{x}_C,\bar{y}_j)I_{PF}(\bar{y}_j)$$

フラックスループ　磁気プローブ　渦電流　PFコイル

図2. 方程式系の構成

3.2 渦電流分布の考慮方法の検討

渦電流は、これまでのトカマク装置の研究開発において着火消滅といったプラズマの変動期にのみ考慮することが多く、その場合でも実験的な試行錯誤により、条件出しが終わってしまうと、ほとんどその必要性について議論されることが少なかった。

しかし近年、トカマクの性能が不安定性によって制限を受けることが明確になってきたことから、プラズマ変動期の解析の重要性が以前にも増してきており、高精度に形状を再構築する必要性から渦電流の高精度分布が求められてきている。

さらに、超伝導化した装置においては、コイル電流の追従性が問題となるためプラズマ近傍に受動的な導体や常電導コイルを配置するなどの対策が講じられる結果、渦電流源がプラズマの極近傍に存在する場合や、トロイダル磁場コイルのリップル低減のためにフェライト鋼の板を装着する場合では、電気抵抗率が低いために、より大きな渦電流が流れるなど新たな課題も登場してきている。

プラズマ性能を制限する不安定性のうちで、最大の課題である抵抗性壁モード(RWM)では、壁の渦電流とプラズマとの磁気結合が解析対象であることから、渦電流の考慮方法についても、重要な研究対象となっている。

このような背景の中で、QUESTの解析において、留意点を箇条書きすると以下のとおりである。

(a)渦電流は、パルス磁場中におかれた有限な抵抗率を持つすべての材料中で発生する。

(b)トカマク装置の場合では、プラズマ放電の間に磁場が変化するので、渦電流は真空容器・ポロイダル磁場コイル・トカマク構造物などの導体内に流れる

(c)特に電流の立ち上がりと立下り時において磁気測定を用いたプラズマ断面形状再構成において無視できない大きな渦電流があったため、誤差が大きかった。

なお、昨年度CPD真空容器における渦電流を考慮した球状トカマクプラズマの再構成を行った結果は良好であった。即ち、平衡コードとEDDYCAL(JAEA)で計算したCSコイル立上げ時の渦電流分布とプラズマ電流の変化による渦電流分布を基に、CCS法によるプラズマ断面形状再構成を実施した。真空容器に流れる渦電流に関して、プラズマ電流による誘導を考慮することでプラズマ断面形状再構成の精度が飛躍的に向上した。また、プラズマ電流立ち下げ時のプラズマ断面形状についても再構成できることが分かっている。

ここで一昨年度に言及した渦電流を組込む場合の注意点について本質的な課題を含んでいるので再記する。渦電流が外部の計測で求まるかということは重要な問題であり、今の問題は「一般の軸対称電流が流れていると仮定したとき、外部の磁場磁束の情報で内部の電流分布が求まる

か」というように書き換えられるが、軸対称電流は、外部に磁場も磁束も作らない電流分布が存在することが証明出来るので、仮に外部の測定と整合のとれたある電流分布が得られたとしても、その電流分布に外部場を作らない電流分布を足しても引いても解になることから一意ではないことが示せる。従って、一周電圧の測定から渦電流を推定したり、磁場の拡散方程式を解く順問題にするなど物理を入れない限り逆問題だけでは電流分布の一意解を得ることは不可能ということになる。ただ、プラズマ電流という未知のものをさらに含めるとより精度を落とすので、渦電流とプラズマとを分離するため、センサーの配置や数、種類を決めることも選択として重要である。

具体的な組み込みは、磁束センサーの時間微分信号から、軸対称の電流分布を推定することになるので、今後実機における数値的な取り扱いやハードウェア構成について検討を継続する。

3.3 QUEST装置に適用するためのシステム構築

(1)プラズマ断面形状フィードバック制御システムの構成の検討

図3にQUESTにおけるフィードバック制御システムの構成を示す。プラズマ断面形状のフィードバック制御手法は、目標となるプラズマ電流・位置形状値と計測値との偏差に対する比例・微分制御である。プラズマ断面形状の実時間再構成手法は、リミターの外側に配置した16本のフラックスループの観測方程式とCCSの境界積分方程式を連立させ、プラズマ最外殻磁気面を同定する。

フラックスループ信号は絶縁アンプを取合いとしAD変換器で信号処理した後、CCS法により実時間でプラズマ断面位置形状値を算出する。フィードバック制御計算機は、算出されたプラズマ断面位置形状値を用いてPFコイルの電流を制御しプラズマ断面位置形状を目標の位置形状に制御する。これにより、プラズマの垂直位置不安定性の安定化も期待できる。

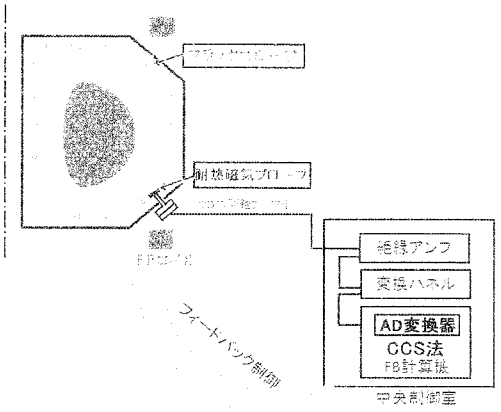


図3. QUESTフィードバック制御システム構成

以下に、プラズマ断面位置形状フィードバック制御における今後の課題を示す。

①CCS上の点での境界積分方程式を組立て、フラックスループの観測方程式と連立させて計算する。

②磁気プローブによって、計算の信頼性が向上することを確認する。

③フラックスループの観測方程式とCCSの境界積分方程式を連立させ、プラズマ断面形状を実時間で再構成する。

④プラズマ断面形状の実時間再構成により、プラズマ断面形状をフィードバック制御する。

(2)実時間断面形状再構築システムの提案

QUESTにいてCCSを実時間で実行するシステムの初期設計を行った。図4にその概念図を示す。詳細設計は、次年度以降の課題である。

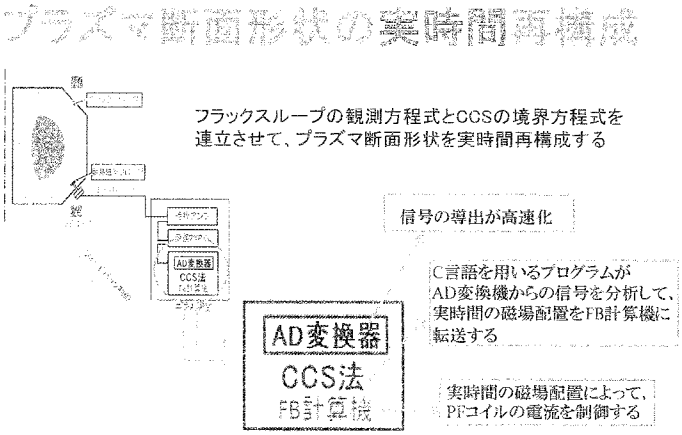


図4. QUEST断面形状システム構成

4.今後の新たな展開に向けて —QUEST実時間制御システムの構成—

以上を総合的に描いたシステム構成を図5に示す。今後QUESTにおける実験を進めながら、緊急性を要する部分から、実製作に移行する予定である。高度な実時間プラズマフィードバック制御の実現を通じて、新たな球状トカマクの学術的発展に貢献することが可能となる。

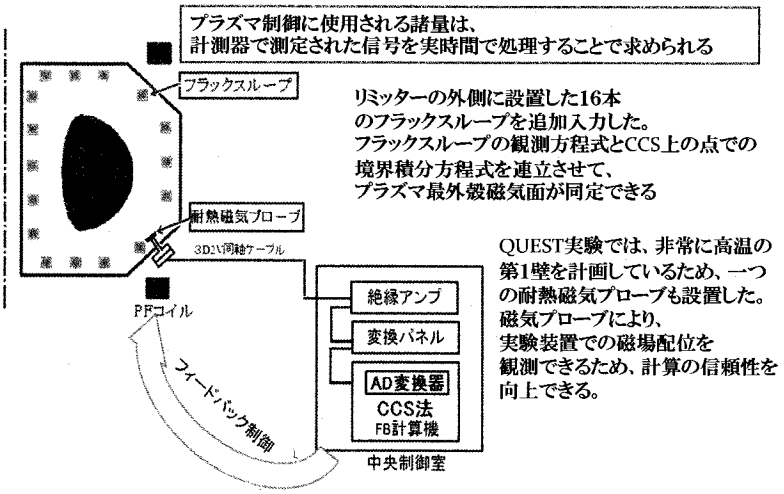


図5 提案するQUEST実時間制御システム

5. 関連文献

・K. Nakamura, et al., "Characteristics of SVD in ST Plasma Shape Reconstruction Method Based on CCS" Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, Vol.8 (2009), pp. 1048-1051, Sep. 2009.

・K. Nakamura, et al., "Eddy Current Effect on Plasma Shape Reconstruction Based on CCS Method in CPD and QUEST" Asia Plasma Fusion Association 2009, Festival City AUGA, Aomori, Japan, Oct. 27th-30th, 2009.

・中村一男，他，「CCS法によるSTズマ断面形状再構成における特異値分解の特徴」第25回プラズマ・核融合学会 年会 予稿集 (2008).

・中村一男，他，「CCS法によるSTズマ断面形状再構成における特異値分解」第24回プラズマ・核融合学会 年会 予稿集 (2007).

・姜 毅，他，「渦電流を考慮したCCS法によるQUEST球状プラズマ断面形状の実時間再構成」第13回プラズマ・核融合学会年会(九州・沖縄・山口支部大会) 予稿集 (2009).

・松藤伸治，他，「真空容器渦電流分布を考慮したCCS法によるCPDプラズマ断面形状再構成」第12回プラズマ・核融合学会(九州・沖縄・山口支部大会) 年会 予稿集 (2008).

・F. Wang, K. Nakamura, O. Mitarai, K. Kurihara, Y. Kawamata, M. Sueoka, K. N. Sato, H. Zushi, K. Hanada, M. Sakamoto, H. Idei, M. Hasegawa, et al.: *Engineering Sciences Reports, Kyushu University*, Vol. 29, No. 1 (2007) 7-12.

・K. Kurihara, et al., "The basic methods for understanding of plasma equilibrium toward advanced control" Fusion Eng. Des., 74 (2005), pp. 527-536.

・K. Kurihara, "A new shape reproduction method based on the Cauchy-condition surface for real-time tokamak reactor control" Fusion Eng. Des., 51-52 (2002), pp. 1049-1057.

21 FP－14

巨視的運動論的 MHD 現象解析用のトロイダル版ジャイロ運動論的粒子コードの開発

山口大学・大学院理工学研究科　内藤裕志

目的

トカマク実験で観測される MHD 現象の理解には、従来の MHD 理論を超えた運動論的 MHD 理論に基づくシミュレーション研究が必須である。ジャイロ運動論を基礎とする粒子（PIC: Particle-In-Cell）シミュレーションは、第一原理シミュレーションであるため莫大な計算機資源を必要とするが、流体系のシミュレーションで用いられるモーメント方程式を求める際の"closure"の問題から自由である特徴がある。我々は、MHD 解析に特化したジャイロ運動論的粒子コード GpicMHD（円柱版）を開発した。本研究の目的はトロイダル版の GpicMHD を開発し、ITER 等の高温・高密度の核燃焼を含むトカマクプラズマの巨視的・運動論的 MHD 現象を解明することである。

シミュレーションモデル

円柱版 GpicMHD の概要は以下のとおりである。デルタエフ方を用いたジャイロ運動論的 PIC コード。半径方向は差分法を用い、非一様メッシュに対応している。ポロイダル方向とトロイダル方向は高速フーリエ変換を用いてモード展開している。擬スペクトル法を用いる。フーリエ空間で不必要なモードを消去することにより、時間ステップ幅を大きくしている。自動並列と MPI 並列を併用したハイブリッド並列コードになっている。

研究成果の概要

トロイダル版の作成のための予備的研究を行った。また１次元方向の領域分割コードの並列化性能を確認した。２次元方向の領域分割コードは開発中であるが、現状でも並列化性能は得られている。ジャイロ運動論の定式化を見直し、新しい版の GpicMHD を開発した。従来の版は、基礎方程式系として（１）ジャイロ運動論的ブラソフ方程式、（２）ジャイロ運動論的ポアッソン方程式、（３）アンペールの法則を用いている。新しい版では、（２）・（３）式を直接解くかわりに、それぞれを時間で偏微分して求めた（４）渦方程式、（５）磁力線方向のオームの法則を用い、時間積分により場の量を求めている。粒子のデータは０次（電荷密度）と１次（電流密度）のモーメントの計算には使用する必要がないため、極めて粒子の離散性によるノイズの少なく、理想的なエネルギー保存を示す結果になった。またシミュレーションのパラメータ領域も、実際の実験と同様の高温・大空間スケールの場合にも適用可能になった。

成果報告

[1] H. Naitou, K. Kobayashi, H. Hashimoto, S. Tokuda, M. Yagi, "Development and Parallelization of Gyrokinetic PIC Code for MHD Simulation", J. Plasma Fusion Res. SERIES, Vol.8 (2009).

[2] H. Naitou, K. Kobayashi, H. Hashimoto, T. Andachi, W. Lee, S. Tokuda, M. Yagi, "Proposal of a brand-new gyrokinetic algorithm for global MHD simulation", 51st Annual Meeting of APS-DPP, Nov. 2-6, 2009, Atlanta GA, USA.

銅合金に対する照射効果

東北大学金属材料研究所　畠山　賢彦

目的

我々は、国際熱核融合実験炉（ITER）のヒートシンク候補材となっている Cu-Cr-Zr 合金の微細析出物が、従来定説であった Cu_5Zr ではなく Cr 析出物を核として溶質原子の Zr や不純物の Si, Fe からなる偏析層がその表面を覆った特異な構造であることを報告してきた [1]。銅合金は最稠密な FCC 構造のため、空孔が十分動く回復温度領域における照射で著しいボイドスエリングを生じるが、Cu-Cr-Zr や酸化物分散強化 Cu 銅合金は、100dpa 程度の照射においても殆どボイドスエリングを起さないことが知られている。これらの合金では析出物とマトリックスの界面が照射欠陥のシンクとして働き、空孔集合体であるボイドの形成を抑制すると考えられている。しかしながら、その機構の詳細や、界面構造との関係については未解明の点が多い。本研究では、これら合金の析出物寸法やマトリックスとの整合性をコントロールした試料について、重イオン照射を行い、ボイドスエリング耐性と、析出物／マトリックスの整合性や界面構造の関係を調べる。

実験方法

22 年度は、試料として Cu-0.92Cr-0.14Zr (wt.%) および Cu-0.90Cr (wt.%) 合金を用いた。1233K , 3h の溶体化処理の後、水焼き入れ し、その後 703K で 4h 焼鈍後に空冷(PA)、さらに 873K で 1h の焼鈍後に空冷 (HT1)した。これらについて 3 次元アトムプローブにより析出物の構造を観察した後、各合金の PA, HT1 熱処理材について温度 673K, イオン種 2.4MeV Cu^{2+}, で 0.1, 1, 10dpa の照射を行った。

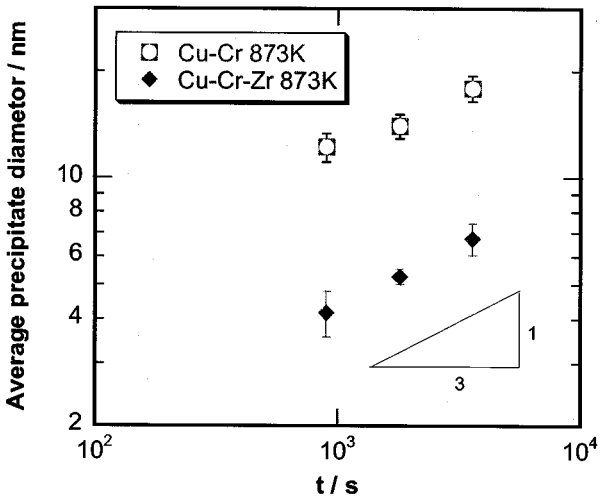


図 1．PA 熱処理後、873K、900-3600s 焼鈍による析出物平均直径の時間変化。

実験結果

22 年度は、試料として Cu-Cr,Cu-Cr-Zr を用いた。図 1 に 873K で焼鈍後の析出物寸法変化を示す。Cr リッチ析出物の寸法は、時間の 1/3 乗に比例し、オストワルド成長していると思われる。析出物界面の状態変化は析出物とマトリックスの界面エネルギーに影響を与えるが、900-3600s の範囲では PA 熱処理後よりわずかに高い界面エネルギーの状態が続き、ほぼ一定の値であると思われる。また、Cu-Cr の析出物が Cu-Cr-Zr の析出物よりも界面エネルギーが大きくミスフィットが大きいことが示唆される。

図 2 に照射前の析出物を 3 次元アトムプローブで観察した結果を示す。PA 熱処理後の析出物寸法は Cu-Cr, Cu-Cr-Zr とも直径 4nm 前後であった。Cu-Cr-Zr においては以

前の報告と同様にCr析出物の周辺にZrや不純物Siからなる雰囲気がみられた。HT1条件ではCu-Cr-ZrにおいてZr,Siが析出物界面に偏析したレイヤーが観察された。このレイヤーに垂直方向に元素分析した結果、不純物SiはCr析出物内部に濃化しており、マトリックスにはほとんど固溶しておらず、析出物／マトリックス界面でわずかに濃化していた。Cu-Cr-ZrはCrリッチ析出物中のCu濃度が17at.%程度とCu-Crと比較して高いことが認められた。本年度は、Cu-CrおよびCu-Cr-Zr合金に対して0.1dpaまでの照射を行ったが、高照射量の照射後に、集束イオンビーム加工を用いたリフトアウト法により試料作製し、TEMによる内部組織観察と、3次元アトムプローブ分析を行う予定である。

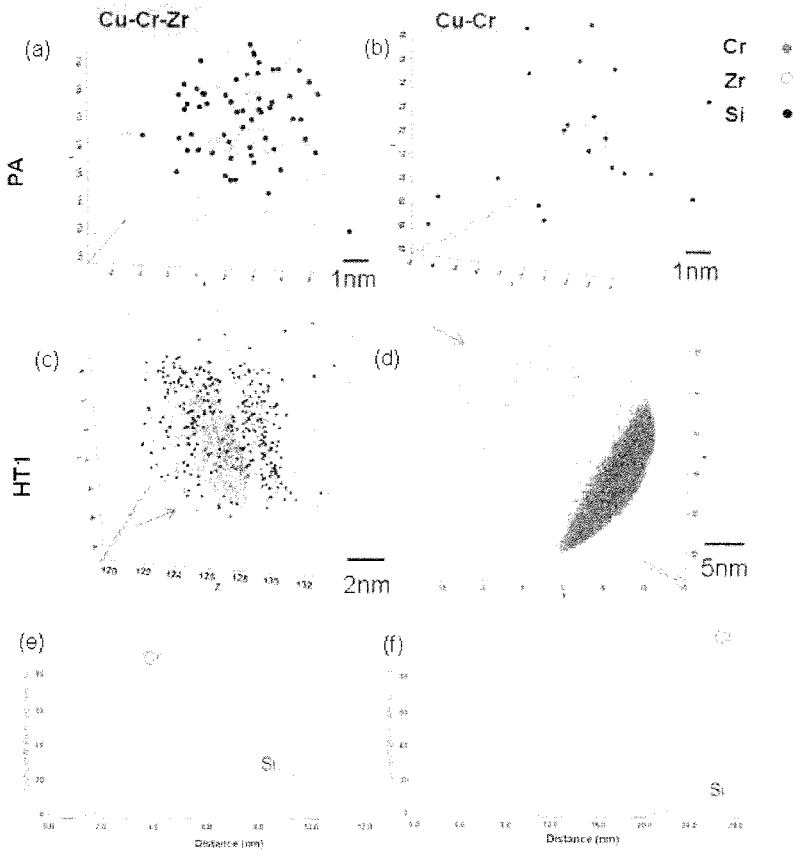


図2. PA熱処理後のCu-Cr-Zr(a)、Cu-Cr (b)、HT1熱処理後のCu-Cr-Zr(c), Cu-Cr(d)の3次元原子マッピング。(e)は(c)の点線内の領域の一次元化学分析結果。(f)は(d)の点線内領域の一次元化学分析結果。

考察

2つの熱処理条件により2種類の合金から4種類の析出物／マトリックス界面構造が形成された。図1に示した析出物の成長過程より、Cu-CrのPA条件とHT1条件では、界面エネルギーが異なることが示唆される。これは析出物寸法によるマトリックスとのミスフィットの違いによるものと思われる。

Cu-Cr-ZrのPA条件では、界面近傍にオーバーサイズのZrが分布しているため、格子が拡張しており、界面エネルギーがPAのCu-Crに比べ大きい状態であると予測される。一方、Cu-Cr-ZrのHT1条件ではZr,Si偏析によるレイヤーが界面エネルギーを下げており、析出物／マトリックスのミスフィットは小さいと思われる。次年度はこれら界面構造変化とシンク強度の関係を継続して調査したいと考えている。

参考文献

[1] M. Hatakeyama et al., Mater. Trans. 49 (2008) 518.

圧力容器鋼の磁気特性に与えるイオン照射効果

岩手大学工学部附属金属材料保全工学研究センター　鎌田康寛

目的

原子力発電プラントの高経年化問題の一つとして圧力容器の照射脆化があり、脆化機構の解明とそれに基づく健全性評価法の確立が求められている。我々は磁気利用による脆化の非破壊評価の可能性を検討しており、磁気特性に与える照射欠陥形成の影響の解明が求められている。欠陥と磁壁の相互作用の解明には、磁場を印加した際の磁区の動的観察が望まれる。本研究では、イオン照射と単結晶薄膜試料の組み合わせに着目した。イオン照射ではカスケード損傷が起こるので、中性子照射と似た損傷組織が得られる。一方、中性子照射と異なり試料が放射化せず扱いが容易になる。イオン照射の損傷深さは一般に1μm程度と言われており、薄膜では試料全体が損傷を受け、照射領域の物性測定が容易になる。さらに単結晶を用いることで複雑な粒界の影響を無視することができ、結晶方位を選ぶことで磁区観察が容易になる。本報告では、単結晶鉄薄膜をイオン照射して電気抵抗・磁気特性評価を行い、照射欠陥と磁気特性の関係を調べた結果をまとめる。

方法

単結晶薄膜の作製は分子線エピタキシー法を用いた。MgO(001)単結晶基板上に、30及び250nmの鉄を室温で電子ビーム蒸着した後、773K で熱処理を行い、構造評価には、反射高速電子線回折RHEED を用いた。イオン照射はタンデム型加速器により 3.2MeV Ni^{3+}を室温照射した。SRIM 計算により損傷度は 30, 250nm 深さで 0.3, 0.5dpa と見積もられた。また Ni イオンのほとんどが薄膜を貫通し、鉄薄膜への残留 Ni イオンの影響は無視できると考えられる。本実験では 2 種類の照射試料（①イオンを全面照射した試料、②Al 箔でマスクし、部分照射した試料）を用意した。照射前後で 4 端子法により 15K～室温で電気抵抗率を測定した。また VSM を用いて室温で磁化曲線を測定した。磁区観察は面内磁区像をカー効果により観察する偏光顕微鏡を用いた。ヘルムホルツコイルで試料を消磁し、その後磁場の印加による磁区変化の直接観察を行った。

結果および考察

RHEED パターンから高品位のエピタキシャル単結晶鉄薄膜の作製を確認した。図 1 に電気抵抗の温度変化を示す。30nm 鉄試料の抵抗率は照射により $0.9\times10^{-8}\Omega$m 増加しており照射欠陥が導入されたと考えられる。図 2 は VSM の結果で、左が[100]方向、右が[110]方向に磁場をかけたもので、上段は未照射、下段は照射した試料の結果である。[100]方向で磁化容易に、[110]方向で磁化困難になっている。これはバルク材のものと一致し、本研究の薄膜試料もバルクの結晶磁気異方性と同様の異方性を持つことが確認できた。照射前後で磁化曲線に顕著な違いは見られなかった。図 3 に磁区観察の結果を示す。この写真は未照射と照射域を含んだ薄膜試料の観察結果で、点線は未照射・照射の境界を表す。この写真は消磁状態の磁区を表しており、点線の部分を境として磁区構造に顕

著な違いは見られない。ここで、Fe[100]方向に磁場をかけて動画撮影を行い、磁場を消磁状態から +20Oe、-20Oe まで徐々に印加した。結果、磁化過程においても、未照射・照射域で磁区構造に顕著な違いは見られなかった。これは照射前後で磁化曲線に変化が見られなかった VSM の結果とも対応している。

本研究の照射条件と似た研究に Eldrup らが行った多結晶バルク鉄の中性子照射実験がある[1]。この研究では照射欠陥について詳しく研究されており、陽電子消滅法によるサブナノサイズの空孔クラスター（10^{24} m^{-3} オーダー）と TEM 観察による数ナノサイズの転位ループの形成が確認され、空孔クラスターは転位ループの 10^2 倍の密度であることがわかっている。また、電気抵抗測定から、高密度空孔クラスターの影響により抵抗率が増加した($\Delta\rho$ = 1.8×10^{-8} Ωm)と述べている。本実験の抵抗率の増加量のオーダーはこれと同じであり、本研究でも照射によりサブナノサイズの高密度な空孔クラスターが形成していると考えられる。このような照射欠陥については磁気特性に大きな影響を及ぼさないことがわかった。

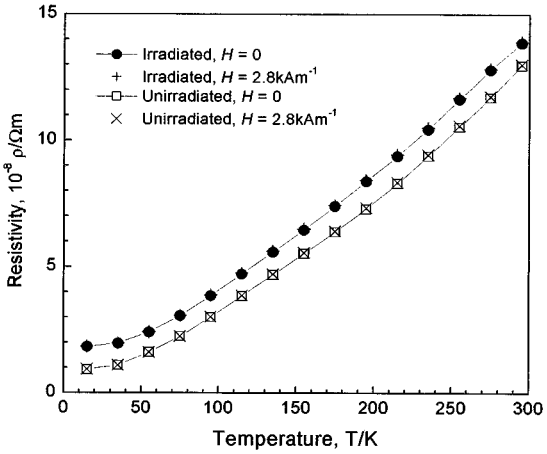


図 1　照射前後での抵抗率の温度依存性

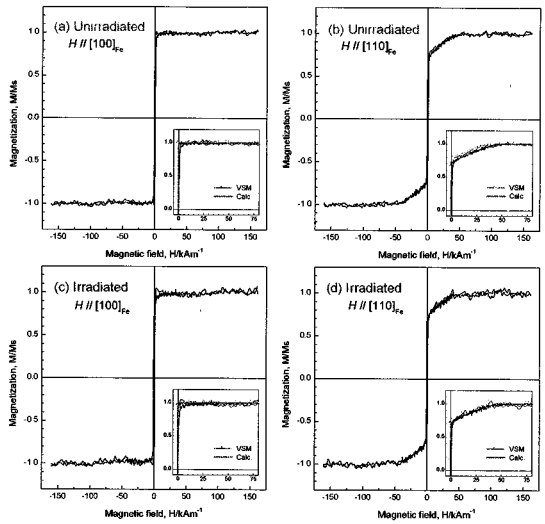


図 2　未照射・照射試料の磁化曲線

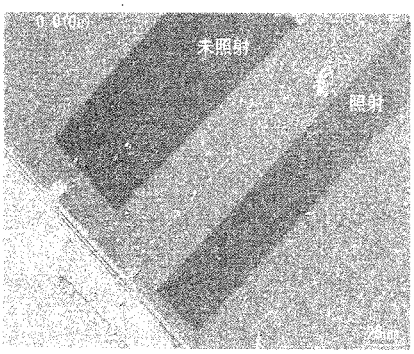


図 3　未照射・照射域での磁区構造

文献[1] M. Eldrup et al., J. Nucl. Mater. 307-311 (2002) 912.

成果報告

(1) 細井三蔵, 鎌田康寛, 越後谷淳一, 菊池弘昭, 小林悟, 渡辺英雄, 吉田直亮, 三谷誠司, 高梨弘毅
"重イオン照射した単結晶鉄薄膜の磁化測定と磁区観察" 第 8 回日本金属学会東北支部研究発表大会, 講演概要集 p.8, 岩手大, 盛岡, 2009.12.5.

(2) 鎌田康寛, 大谷俊博, 中村暢伴, 荻博次, 渡辺英雄, 菊池弘昭, 小林悟, "中性子照射脆化した圧力容器鋼・モデル合金の超音波共鳴特性", 第 17 回超音波による非破壊評価シンポジウム, 東京, 2010.1.29-30.

(3) Y. Kamada, H. Watanabe, S. Mitani, J. Echigoya, H. Kikuchi, S. Kobayashi, N. Yoshida, and K. Takanashi, "Effects of Room Temperature Heavy-Ion Irradiation on Magnetic and Electrical Properties of a Single Crystalline Iron Thin Film", Trans. Mater. Vol.50, (2009) pp.2134-2138

研究組織

鎌田康寛, 菊池弘昭, 小林悟: 岩手大学工学部附属金属材料保全工学研究センター
渡辺英雄 : 九州大学応用力学研究所

ジャイロトロンのミリ波散乱を用いた電子バーンシュタイン波動の直接計測

核融合科学研究所　久保　伸

目的と概要　QUESTにおいては、電子バーンシュタイン波（EBW）による電流立ち上げと定常維持が計画の基幹となっている。しかしながら、これまでEBWの直接検出が困難であるため波動の励起、伝搬及び電流駆動の物理機構については理論的な予想、解析はあるものの、実験的には必ずしも明確にはなっておらず、特にトーラス系磁場閉込め装置においては、直接波動を検出した例は、プラズマパラメータが低く、プローブ測定が可能な装置でしかない。このEBWの波動伝搬とその空間構造を直接検出し、その物理機構の検証と解明を行うことにより、電流立ち上げと定常維持を高効率・高性能化することが本研究課題の目的である。波動の直接検出にはミリ波帯の散乱計測が有効であるが散乱断面積の小ささから大電力のプローブビームを用意する必要がある。応用力学研究所においては170GHz大電力ジャイロトロンおよび伝送入射システムが有効利用できる可能性がある。このため、プローブビームとして170GHzを想定した散乱計測によるEBWの直接検出の可能性を検討する。昨年度は、実際に用いるのEBWを励起アンテナの形状が定まらず、具体的な散乱配置を検討するまでには至らなかったが、今年度に入り、アンテナ形状が確定したため、テストケースとしてこのポートと共存する形で散乱計測のための光学系を検討した。

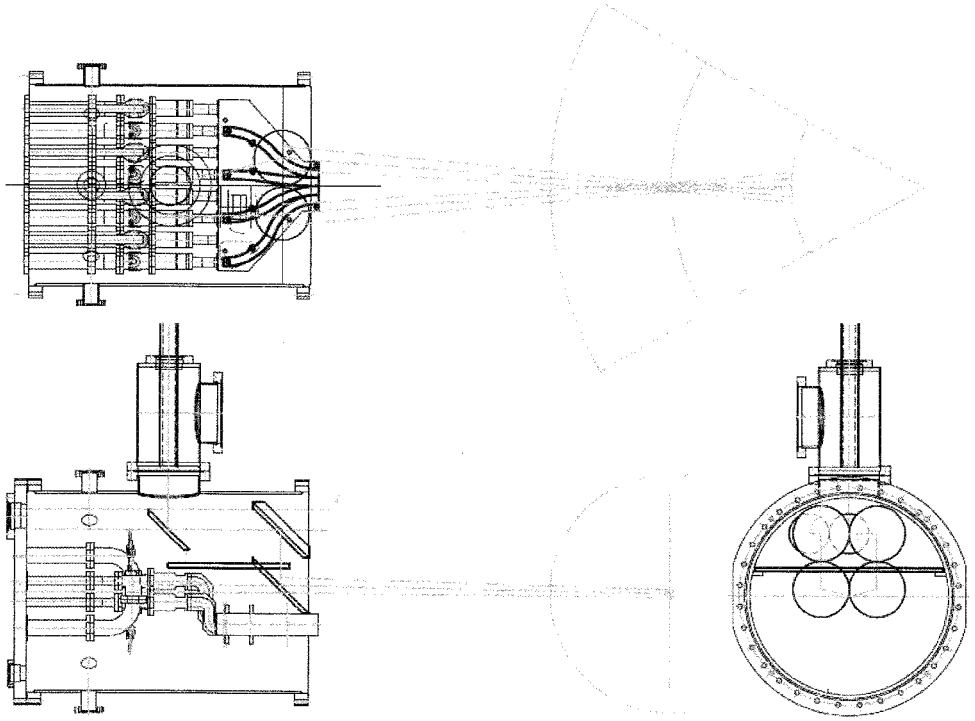


図1. EBWアンテナ とこのアンテナポートに散乱計測用アンテナを設置した場合のミラー配置。上側から導波管で導入された170GHzパワーを装置中心で$1/e$径で10mmになるように設計した

EBWに伴う伝送電力と密度揺動と散乱効率の関係　昨年度、行った予備的検討に基づいて、入射する電力と散乱電力の比率は、密度揺動$\tilde{n}$が存在する場合のプローブビームと散乱波の散乱効率P_s/P_iは、有効散乱体積V中に一様に密度揺動$\tilde{n}$が存在する場合、

$$P_s/P_i = 4\pi r_0^2 \tilde{n}^2 V^2 \qquad (1)$$

と表せる。ここにr_0は古典電子半径である。この表式から明らかなように、散乱体積として、受信、散乱ガウスビームの交差する体積を求める必要がある。散乱効率を上げるためには、この体積をできる限り大きくとることが望ましいが、一方で、この体積を大きくするために大きいビームにすると空間分解能が下がり、今、検出対象とする電子バーンシュタイン波の空間構造を明らかにできない。また、昨年度の検討結果からランチャー前面に近い領域での後方散乱を観測する必要があることも解っている。この両者の条件を満たすビームのウェイストサイズを10 mmとして、この入射、受信光学系をランチャーと同一ポートに収納することを前提にして、具体的な光学系の設計を行った。可能なミラー配置をランチャーとともに示したのが、図1であり、真空窓を介してコルゲート導波管でランチャーポートに導入された170GHzのミリ波を第一、第二ミラーでビームサイズを調整した後、第三ミラー（平面ミラー）で入射角度を可変とするものである。受信ビームはランチャーの対称面を挿んでほぼ対称にミラーを配し、真空導入(取り出し)には、ホーンアンテナで基本導波管にサイズを落として導波管真空窓を、用いることで、取扱が容易となり、入射ビームと同等なビーム性能を得ることとした。このミラー配置を用いて形成可能なビームを検討したのが、図2である。この例では、第二、三ミラー上でのスポットサイズが55 mmに達しており、この配置で許されるミラーサイズ有効直径140 mmϕで辛うじて収束の実現が可能な配置であることがわかる。図1には、緑の一点鎖線でこのスポットサイズを示している。この図からわかるように、これだけビームを絞っても、半径方向の分解能は、約200 mmとなり、浅い角度での後方散乱の弱点が現れる結果となった。一方、上下方向には、高い分解能が得られ、第三ミラーを駆動して、散乱体積を上下にスキャンすることで、上下方向での波動伝播構造は明らかに出来そうである。

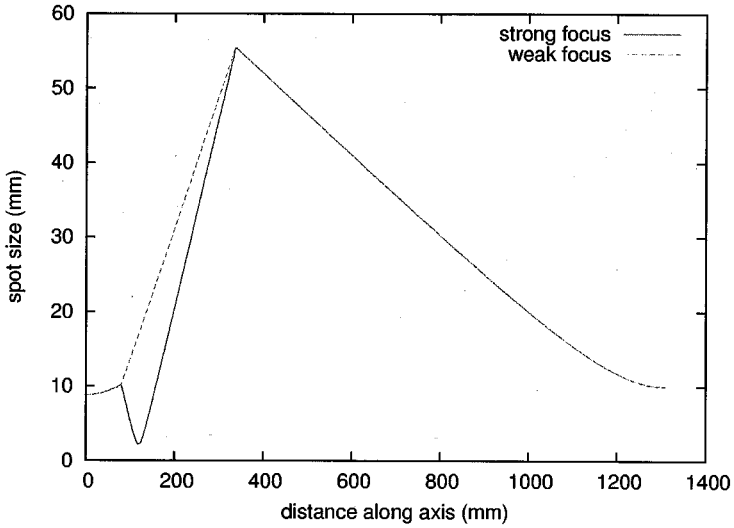


図2. 図1の配置の導波管出口からプラズマ中心への光路に沿ったガウスビームのスポットサイズ、赤線は第一ミラーを強集束鏡にした場合、緑線は凸面鏡にした場合。

プラズマ対向材中の水素同位体及びヘリウムの滞留・放出挙動に関する研究

静岡大学　理学部　奥野健二

【目的】

D-T 核融合炉におけるダイバータ材として、タングステンと炭素繊維複合材(CFC)の併用が考えられている。ダイバータはプラズマに直に曝されるため、CFC がスパッタリングの影響を受け、プラズマより漏洩した高エネルギー粒子および核反応によって生成したヘリウムと共にタングステンに照射され、混合層を形成する。プラズマより漏洩した高エネルギー粒子は排気した後に再度燃料として炉内に導入されるため、トリチウムリサイクリングの観点から、混合層形成と同時に起こる水素同位体の滞留挙動の解明は重要な課題である。昨年度の研究から、実機環境を模擬して炭素、ヘリウムおよび重水素の複合イオン照射を行った際のタングステンにおける微細構造変化と重水素滞留挙動の相関性に関する知見が得られたため、本研究ではヘリウム重水素イオン同時照射において、ヘリウムイオンのイオンフラックスを変化させ、フラックス比が照射損傷に及ぼす影響を見積もった。

【実験】

本研究にはアライドマテリアル社製、1173 K 歪み取り処理済みの多結晶タングステンを使用した。試料を 3 mm^{ϕ}×0.1 mm^{t} に加工した後に種々のフラックス比でヘリウム重水素同時照射を行った。ヘリウムイオン照射条件はイオンエネルギーを 3.0 keV、イオンフラックスを(0.2-1.8)×10^{18} He^{+} m^{-2} s^{-1}、イオンフルエンスを(0.2-1.8)×10^{22} He^{+} m^{-2}、重水素イオン照射条件は、イオンエネルギーを 3.0 keV、イオンフラックスを 1.0×10^{18} D^{+} m^{-2} s^{-1}、イオンフルエンスを 1.0×10^{22} D^{+} m^{-2} として、室温にて照射を行った。照射後、透過型電子顕微鏡(TEM)を用いて表面の照射損傷を観察すると共に温度間隔 100 K で 1073 K までアニーリングを行い、各温度で TEM 観察を行うことで試料表面における照射損傷の消滅挙動を評価し、重水素滞留挙動との相関性の解明を行った。

【結果および考察】

図 1 にヘリウムイオン・重水素イオンフラックス比を変化させた際の室温における TEM 観察像を示す。He/D=0.2 及び 1.0 の同時照射試料では、転位や転位ループなどの照射損傷が形成されていることが確認された。一方、He/D=1.8 の照射試料では室温観察においてもヘリウムバブルが観測された。

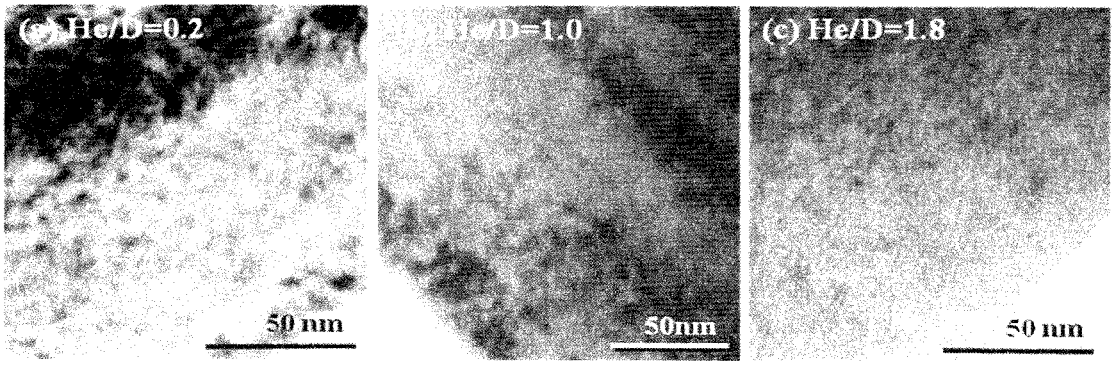


図 1 フラックス比(a)He/D=0.2, (b)He/D=1.0, (c)He/D=1.8 同時照射試料の室温での TEM 観察像(明視野)

また、各照射試料のアニーリング実験結果において He/D フラックス比 0.2 及び 1.0 の同時照射試料では、673

K まで変化は見られなかったが、773 K で転位が動き始め、873-1073 K の温度領域でヘリウムバブルの成長が見られた。He/D フラックス比 1.8 の同時照射試料では 673 K からヘリウムバブルが成長し始め、973 K でバブルどうしが繋がり集合することが分かった。また、ヘリウムイオンフラックスが増加するごとに生成するヘリウムバブルの量、大きさともに増大していることが明らかとなった。

各フラックス比におけるヘリウムイオン・重水素イオン同時照射試料に関して、これまでに得られた TDS 測定結果との比較を行った。図 2(a)に重水素単独照射及びヘリウム重水素同時照射の D_2 TDS スペクトルを、(b)に同時照射でのフラックス比変化における重水素滞留量変化を示す。単独及び同時照射における TDS スペクトル間の比較により、ヘリウムイオンを同時照射することより試料における重水素滞留量が増加することが示された。これはヘリウムイオン照射により、重水素捕捉サイトが形成されるためと考えられる。一方、同時照射でのフラックス比変化における重水素滞留量変化より、ヘリウムイオンフラックスが増加しても重水素滞留量はほぼ一定であった。これは一定フラックス以上ではヘリウムイオン照射によって形成したヘリウムバブルが拡散障壁となり、重水素の内部へ拡散しにくくなるためと考えられた[1,2]。

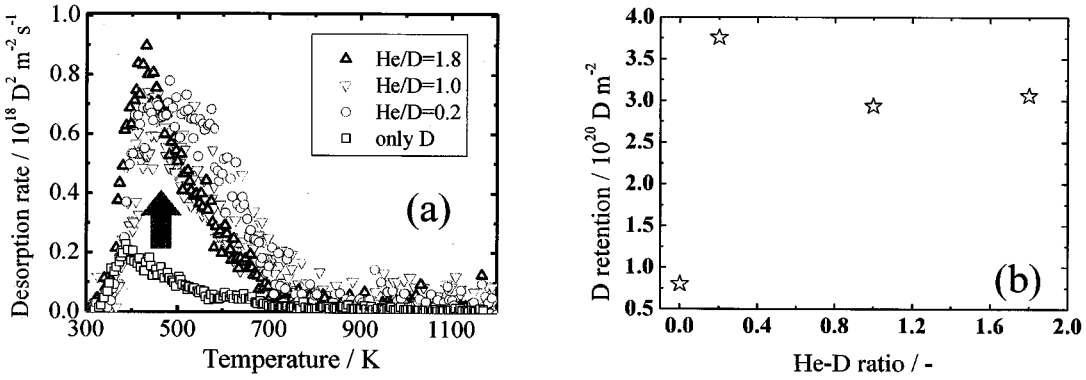


図 2 (a) 各フラックス比におけるヘリウム重水素イオン同時照射後の TDS スペクトル及び
(b) 同時照射でのフラックス比の変化における重水素滞留比変化

【結論および今後の展望】

タングステンにおける照射損傷と水素同位体滞留量の相関をより詳細に明らかにするため、種々のフラックス比でヘリウムイオン・重水素イオンを同時照射し、TEM 観察を行った。各試料においてヘリウムバブルの形成が確認され、その大きさはヘリウムイオンのフルエンスが高くなるほど大きくなり、He/D フラックス比 0.2 及び 1.0 では 873-1073 K の温度領域で、He/D フラックス比 1.8 では 673 K の加熱によりヘリウムバブルが移動及び成長していることが焼鈍実験の結果より示唆された。また、重水素単独照射及びヘリウムイオン・重水素イオン同時照射における TDS 測定結果と比較したところ、ヘリウムイオン・重水素イオン同時照射試料では重水素滞留量は増加し、これよりヘリウムイオン照射により重水素捕捉サイトが形成されることが示唆された。今後は、タングステンにおける炭素イオン、重水素イオン及びヘリウムイオンを照射し、水素同位体滞留挙動に関し、系統的に理解するために、各照射イオンの照射温度および照射エネルギーなど照射条件を変化させることで、より実機に近い環境で生成する照射損傷が水素同位体滞留挙動に及ぼす影響について明らかにする予定である。

参考文献

[1] S. Nagata *et al. J. Nucl. Mater.* 290 (2001) 135 , [2] Y. Ueda *et al. J. Nucl. Mater.* 386 (2009) 725.

核融合材料中の水素拡散･捕獲挙動に関する研究

九州大学大学院総合理工学研究院　田辺　哲朗

目的

将来のD-T核融合実験炉では炉内への放射性水素同位体トリチウムの蓄積を低減することが不可欠である。このため、核融合炉材料中の水素溶解度・拡散係数は小さいほうが好ましい。タングステン(W)材料は、耐熱特性・耐損耗特性に優れており、現在最も有望な炉内材料として注目されている。しかしながら、W中の水素溶解度・拡散係数データは極めて乏しく、40年前に報告された1173 K以上の高温で得られた値を低温度領域に外挿した値が引用されているのが現状である。本研究では、炉運転温度とされる473 K～673 Kで、グロー放電によりW中にトリチウム含有水素を注入し拡散させ、その水素拡散プロファイルをトリチウムイメージングプレート(TIP)法により計測し、W中の水素拡散係数を求めることを目的とした。

実験方法

実験に用いた試料は九州大学応用力学研究所より提供された純度99.99%以上のW材料である。試料形状は図1(a)に示すように4 x 1 x 10 mm^3の矩形である。この試料の片側端面に、473 K～673 Kの一定温度で、DCグロー放電によりトリチウム含有水素（T/H=1.3 x 10^{-4}）を注入した。次に、トリチウム注入分布を測定するため、試料の注入面に垂直な端面（4 x 10 mm^2）を表面から適当な厚さ研磨除去し、この研磨面の水素（トリチウム）分布をTIP法により計測した（図1(a)参照）。TIP計測時は、試料中の水素の動きを抑えるために低温（233 K）でTIP法を実施した。

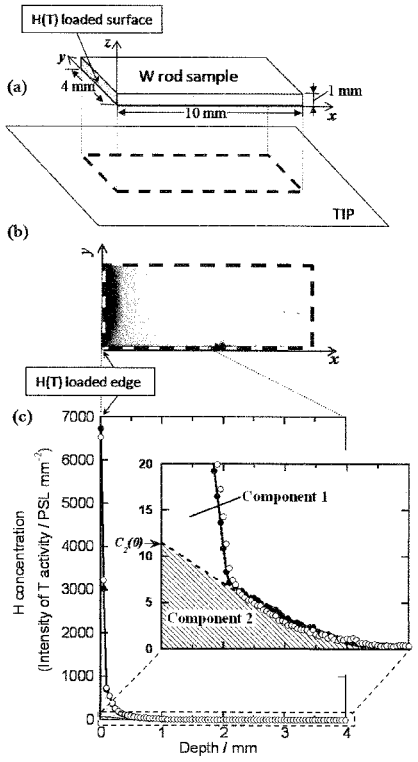


図1　(a) TIP法における試料とIPとの配置状況,

結果および考察

図1(b)はTIPにより計測された水素分布であり、左側が水素注入面である。図中黒色が強いほど水素濃度が高いことを示しており、水素が注入表面から材料内部へと深さ方向に侵入した様子が明瞭に示されている。図1(c)は(b)を数値化して水素深さ分布にしたもので、極めて高濃度の水素が表面近傍に偏在していることを示している。また、拡大図からわかるように、表面偏在水素とは別に内部まで侵入している水素が観察される。以下では両者を、表面偏在水素（成分1）と、内部侵入水素（成分2）に分けて議論する。

まずは内部侵入水素について、その侵入が水素注入時の拡散侵入を反映しているものとして水素の見かけの拡散係数を決定した。得られた拡散係数の温度依存性は、アレーニウスの関係を示しており、下記のように表された。

$$D_2 = (3 \pm 2 \times 10^{-7}) \times \exp\left(\frac{-0.39 \pm 0.03\,[eV]}{kT}\right)$$

図 2 は、このようにして求められた拡散係数と過去の文献データを比較したものである。ここで求められた拡散係数は、過去に 1073 K 以上の高温度領域で得られた Frauenfelder らの値の低温側への外挿値と良く一致しており、W 中の格子間に溶解した水素の拡散係数であると考えられる。一方、成分 1 の水素分布の形状は、注入温度に依らず、いずれも約 1 mm 深さまで侵入していただけでなく、その減衰速度から求めた見かけの拡散係数が温度依存性を示さなかったことから、表面近傍に捕獲された水素によるものと考えられる。

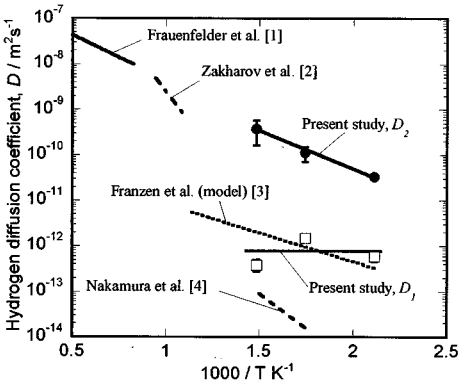


図 2　W 材料中の水素拡散係数

内部侵入水素のプロファイルから外挿して得られる最表面濃度（図 1(c)中の $c_2(0)$）は水素注入温度が上昇するにつれて減少した。W 中への水素の溶解は吸熱的であることから、表面偏在水素の起源は溶解水素ではなく、表面に捕獲された水素であると考えられる。この $c_2(0)$の温度依存性は、表面偏在水素量の温度依存性とほぼ同じであり、いずれもアレニウスプロットによる活性化エネルギーがほぼ同じであった。表面偏在水素の分布に温度依存性が無く、またその存在量の活性化エネルギーが正であることは、この表面偏在水素が、溶解ではなく、活性化エネルギーに対応した捕獲エネルギーを持った捕獲座への捕獲であることを示唆している。また、この活性化エネルギーと $c_2(0)$の温度依存性から求められた活性化エネルギーがほぼ同じ値を示すことは、表面偏在水素が内部溶解水素とほぼ熱力学的平衡状態にあり、かつ前者が後者に比べて極めて多量であるため、前者が内部侵入水素の放出（損失）を、直ちに補っていることを示唆している。

口頭発表・ポスター発表

1) “Visualization of Implanted Hydrogen Diffusion Profile in Tungsten by using a Tritium Imaging Plate Technique”, T. Otsuka, T. Hoshihira, T. Tanabe, 12th International Workshop on Plasma Facing Materials and Components for Fusion Applications, Jülich, Germany, May 2009.

2) “Profiling of Hydrogen on the Surface and in the Bulk of F82H by means of Tritium Tracer Technique”, T. Otsuka, T. Tanabe, K. Tokunaga, N. Yoshida, K. Ezato, S. Suzuki, M. Akiba, 14th International Conference on Fusion Reactor Materials, Sapporo, Japan, Sept 2009.

3) “Behavior of Tritium Accumulated on Materials Surface”, T. Otsuka and T. Tanabe, 9th International Symposium on Fusion Nuclear Technology, Dalian, China, Oct 2009.

4) “Behaviors of hydrogen(tritium) localized on materials surface”, T. Otsuka, 4th International Workshop on Tritium-Material Interactions, Toyama, Japan, Oct 2009.

論文

1) “Visualization of hydrogen depth profile by means of tritium imaging plate technique: determination of hydrogen diffusion coefficient in pure tungsten”, T. Otsuka, T. Hoshihira, T. Tanabe, Phys. Scr. T 138 (2009) 014052.

酸化物・窒化物結晶における照射欠陥形成およびその安定性
～高密度電子励起を付与した CeO_2 結晶における転位形成と回復～

九大工　安田　和弘, 江藤　基稀(院), 澤田　憲一(学生), 松村　晶
九大超高圧電顕室　安永　和史

1. 目的

現在, 軽水炉燃料(UO_2)の高燃焼度化が段階的に進められている, 高燃焼度まで照射した燃料ペレット周辺部では, リム組織と呼ばれる結晶粒の細粒化(結晶粒径:~100 nm)と粗大化気泡(気泡径:~1 μm)の形成を特徴とする微細組織が形成される. このリム組織領域では気泡発生による膨張や機械的な脆化などを伴うため, 燃料健全性への影響が懸念されている. より一層の高燃焼度化を進めるための燃料開発には, このリム組織の形成機構の解明が必要である. 過去の研究から, リム組織形成は希ガス, 照射欠陥の蓄積及び高エネルギー核分裂片による局所的な電子励起効果などの重畳効果により発生すると考えられているが, その詳細な機構は明らかとなっていない.

我々は, これまでに UO_2 の模擬材料として CeO_2 を用いて, イオンまたは電子照射実験により導入される照射欠陥の形成・成長過程を調べてきた. 比較的低エネルギーの Xe イオンを照射して弾性的なはじき出し損傷に伴う転位を導入した後に, 核分裂片を模擬した高速重イオンを照射し, 高密度の電子励起を付与した. 照射後試料の微細組織観察から, 照射欠陥形成・成長に及ぼす高密度電子励起の効果を調べ, 核燃料のリム組織形成機構について検討した.

2. 実験方法

試料は CeO_2 粉末(レアメタリック社製 99.99 %)を用いて作製した. この粉末を一軸加圧器(10 MPa)で成型した後, 冷間静水圧加圧器(150 MPa)で等方圧縮し, 大気中で 1873 K にて 12 h の条件で焼結した. その後, 焼結体を切り出し, 約 200 μm の厚さまで機械研磨した後, イオン照射を行った. 弾性的はじき出し損傷の導入には九州大学応用力学研究所の高エネルギー重イオン照射装置を用い, 2.4 MeV Cu イオンを室温にて 1.0×10^{19} ions/m^2 の照射量まで照射した. 2.4 MeV Cu イオンを照射した一部の試料に対して, 日本原子力研究開発機構のタンデム型加速器を用いて 210 MeV Xe イオンを 513 K にて照射した. 照射量は 1.0×10^{16}~1.0×10^{20} ions/m^2 とした. イオン照射後, イオンスライサー(JEOL, EM-09100IS)を用いて TEM 観察用の試料へと薄膜化し, 電子顕微鏡法による明視野及び暗視野像観察を行った. CeO_2 における入射イオンの電子的(S_e)及び核的阻止能(S_n)は SRIM コードを用いて評価した. 210 MeV Xe 照射において試料表面近傍では S_n に対して S_e が支配的であり, 29 keV/nm である. 2.4 MeV Cu イオン照射により最大 10 dpa のはじき出し損傷が導入された.

3. 結果及び考察

図 1 は 2.4 MeV Cu イオンを室温にて 1.0×10^{19} ions/m^2 の照射量まで照射した CeO_2 試料の断面明視野像である. イオン入射方向は紙面左から右であり, 試料表面からのイオン侵入深さを SRIM コードの計算結果と共に示してある. 試料表面から約 1.5 μm 深さまで格子間型転位ループと考えられるドット状のコントラストが高密度に観察される. 転位ループ密度が最大値を示す深さは, SRIM コードにおけるはじき出し損傷量の最大値(800 nm)よりも深くなっており, さらに深い領域にも転位ループの形成が観察される. 本組織の制限回折図形より, 観察領域は 1 つの結晶粒から構成される CeO_2 であることが確認された.

図 2(a)は 2.4 MeV Cu イオンを室温にて 1.0×10^{19} ions/m^2 の照射量まで照射した後に, 210 MeV Xe イオンを室温にて 1×10^{19} ions/m^2 の照射量まで追照射した試料の表面近傍の断面明視野像である. 図 2 (a)に示し

た制限視野回折図形より，母相からの反射とは異なる余分な回折斑点が出現していることがわかる．(b)および(c)は，(a)中の枠内の拡大像を示す暗視野像であり，(a)の制限視野回折図形に現れた余分な回折斑点を用いて結像したものである．図 2(b)および(c)より，表面気孔周辺に微細結晶粒が形成されているということがわかる．このような微細結晶粒の形成は，240 keV Xe イオンを予め照射することにより高密度の転位ならびに Xe 原子を導入した CeO_2 試料に 210 MeV Xe イオンを重畳照射した場合にも観察された．

高速重イオン照射による高密度電子励起効果の付与は，空孔の拡散及び転位の回復ならびに移動を誘起させると考察されている．従って，本研究により得られた微細結晶粒の形成は高密度電子励起によって，予め導入された転位の再配列が誘起されたことに起因すると考えられる．本研究で形成した微細粒は，実際の核燃料のリム組織形成における結晶粒微細化をモデル実験により部分的に再現したものであると考えられ，リム組織形成も転位の再配列に起因していることが示唆される．

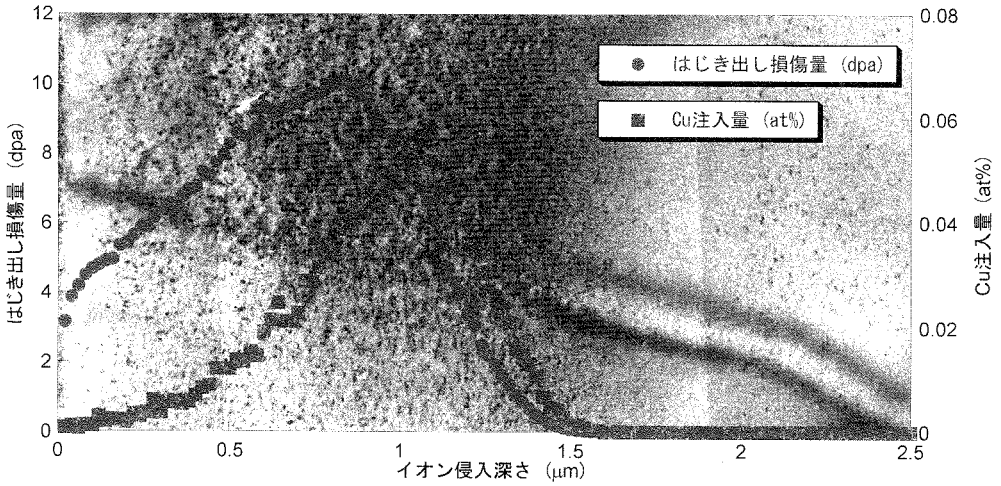


図 1 2.4 MeV Cu イオンを 513 K にて 2.5×10^{19} ions/m^2 の照射量まで照射した CeO_2 の TEM 明視野像と SRIM コードにより評価した 2.4 MeV Cu 照射による CeO_2 中のはじき出し損傷量と Xe 注入量のイオン侵入深さ依存性．

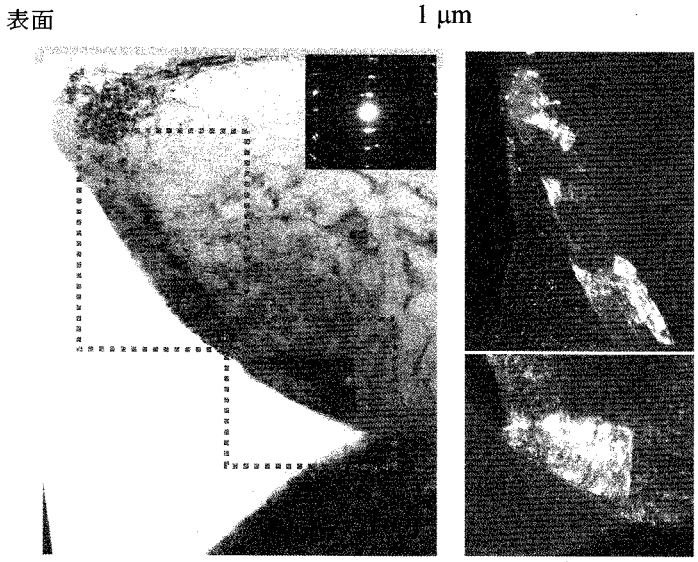


図 2 (a)2.4 MeV Cu イオンを室温にて 1.0×10^{19} ions/m^2 の照射量まで照射し，続いて 210 MeV Xe イオンを室温にて 1×10^{19} ions/m^2 の照射量まで追照射した試料表面近傍の明視野像．(b)及び(c)は(a)中の枠内の拡大像で異なる回折斑点から結像した暗視野像である．

ヘリコン波プラズマのイオンの力学的エネルギーと熱力学的エネルギーの評価

横浜国立大学工学部　津島 晴

(1) はじめに

本研究は、プラズマ対向壁に対するイオンの影響をエネルギーの観点から定量的に明らかにすることを目的に、イオンの力学的なエネルギーと熱力学的エネルギーに分離して評価することを目標とし開始した。しかし、現状ではイオン温度の評価に問題が残っているため、ここでは、ヘリコン波生成プラズマの電子密度、電子温度、空間電位の高周波出力のパワー依存性を測定し、対向壁の入力エネルギーを評価する。

(2) 実験

実験は、直径約 280 mm、高さ約 310mm の真空容器上部に外径 50 mm、長さ 310 mm の石英管の外部に巻いたヘリカルアンテナに、最大出力 5 kW、13.56 MHz の高周波を供給してプラズマを生成する(図1参照)。真空容器内のプラズマには外部コイルによって約 0.05 T の磁場が印加されて、直径約30mmの円筒状に保たれて、装置下方に設置した対向壁で終端しているので、その長さは約 200 mm である。

ここで、約 10 mmTorr のヘリウム、水素、重水素のヘリウム、水素、重水素の3種類の作動ガスで、対向壁から約 100 mm の位置でのラングミュアプローブ測定から電子密度(n)、電子温度(T_e)、浮遊電位(V_f)を得た。これら3種類の作動ガスの場合について、電子密度と温度の関係に整理すると図2のようになる。ヘリウムの場合、電子密度の増加に従い電子温度が減少するが、プラズマ流の増加が伴っているものと考えられる。一方、水素ではあまり顕著ではないが、重水素の場合、電子密度が 10^{18} m^{-3} を超えると電子温度の急激な上昇がみられる。この温度の上昇局面では、プラズマ流の減少が伴っているものと考えられる。これまでのところ、プラズマ流の変化を測定することができなかったが、粒子の生成と損失の釣り合いの式

$$n_0 \langle \sigma v_e \rangle_{ion} \sim L / (c_s - u_{flow})$$

から予想することができる。ここで、n_0 は中性の作動ガスの密度、$\langle \sigma v_e \rangle_{ion}$

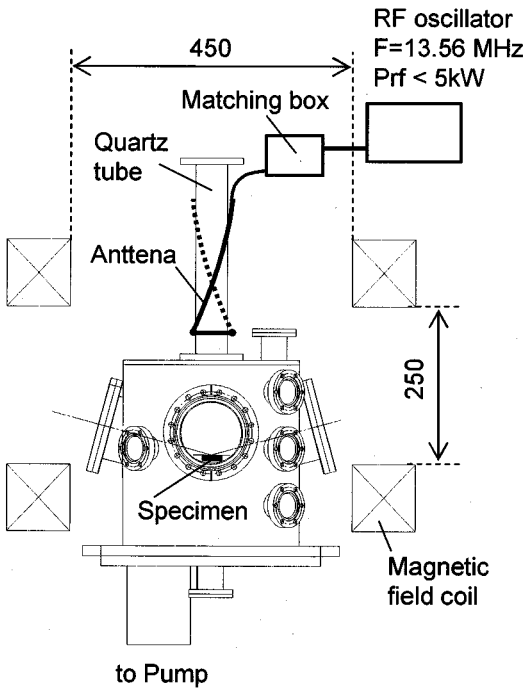


図1　装置概略図。

は電子衝突による電離率で、電子温度の上昇で急激に大きくなる。また、L はプラズマ長、c_s はイオン音速、u_{flow} はプラズマ流の速さである。

(3) まとめ

現状で対向壁へのプラズマの粒子流束密度 Γ およびエネルギー流束密度 P を評価する場合には、それぞれ

$$\Gamma \sim 0.5 n c_s / (1 - u_{flow}/c_s)$$

および

$$P \sim \Gamma\{ 2k_B T_e + V_f + (k_B T_e/e) \ln(8m_i/\pi m_e)^{1/2} \}$$

なる関係式を使って評価することになるが、さらにプラズマ流の測定およびイオン温度の測定を行い、対向壁の入力エネルギーの正確な評価を目指し、対向壁の損傷との関係を調べる予定である。

・ 研究組織

代表者	津島晴	横浜国立大学大学院工学研究院	准教授
協力者	庄司多津男	名古屋大学大学院工学研究科	准教授
	眞銅雅子	横浜国立大学大学院工学研究院	特別研究教員
所内責任者	坂本瑞樹	九州大学応用力学研究所	准教授

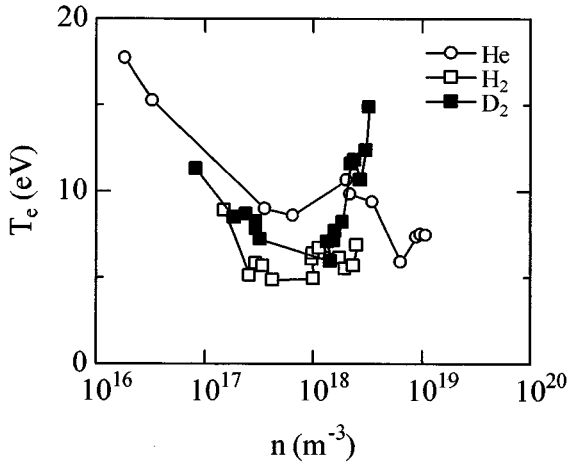


図2 電子密度と電子温度の関係。

中性粒子ビームを用いた球状トカマクプラズマの制御方式の検討

産業技術総合研究所・エネルギー技術研究部門　　榊田　創

・目的

将来の核融合プラントにおいて、高温プラズマの定常化研究は重要なテーマの一つとなっている。特に、応用力学研究所においては球状トカマク（ST）装置 QUEST の放電実験が開始され、定常プラズマ運転に向けた研究を実施しているところである。ST 装置の高温プラズマの生成・保持及び非誘導型の電流駆動方式の可能性を探る手法の一つとして、中性粒子ビームの入射が有効であると考えられている。そこで、高ベータ化、高閉じ込め化、定常化、非誘導電流駆動、計測高度化等を図る目的で、ST 装置における最適な中性粒子ビーム入射装置に関する検討を行ってきた。また、定常にプラズマ運転を行うためには、プラズマと壁との相互作用による影響を検討することも重要な課題と位置づけられており、産総研において開発した高パワー密度イオンビームシステムを用いた壁候補材料へのビーム照射試験、更には水素とヘリウムの混合イオンビームをタングステン材料に照射し、SEM 及び TEM 等を用いた分析、解析を行うことにより、異種成分同時照射時の影響を調べてきた。以上の成果を受けて、連続的な間欠照射が材料に及ぼす影響を調べることを次の目的とする。そこで、平成２１年度は、Edge Localized Mode (ELM) を模擬するために、高パワー密度イオンビームを一部改造して連続パルス運転を可能とさせることを目標として研究を実施した。

・実験方法

ビーム源としては、カスプ磁場を有したバケット型のアークイオン源であり、ビームの集束性を良くするために加速・減速・接地用の３枚の凹型電極（有効径φ345 mm）を採用した点が特徴であり、焦点部でのビーム径は約φ36 mm である。今回行った照射位置でのビーム径は約 60mm である。当該ビームシステムは、ブレークダウンが生じた場合、ある設定時間後に再立ち上げを行うことが出来るようにプログラムが設定されている。図１に自然発生的に得られたパルスビームの時間変化を示す。このように

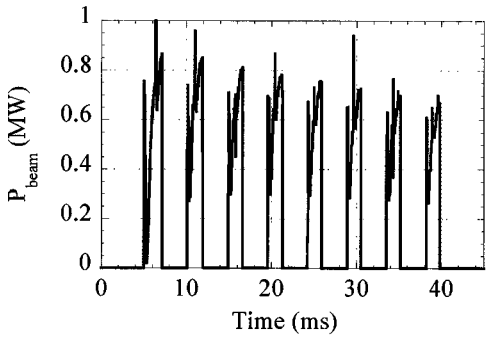


図１．Time evolution of repetitive short-pulse ion beam which is obtained spontaneously in the case of the brake down.

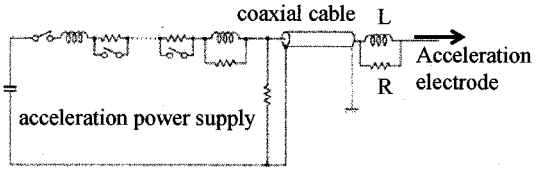


図２．Acceleration power supply system after the modification. The inductance, L is installed between the electrode and long coaxial cable from the power supply.

設計していたことで、電極のエージングにかかる時間を大幅に短縮することが出来た。今回、任意に制御可能な連続的なパルス運転を行うために、図２に示すような加速電源の同軸ケーブルの出力端にインダクタンスが～2 mH のコイルを挿入した。更に、電源出力のオンオフ制御を行っている IGBT スイッチにファンクションジェネレーターによる任意波形を入力することで間欠運転が可能となった。

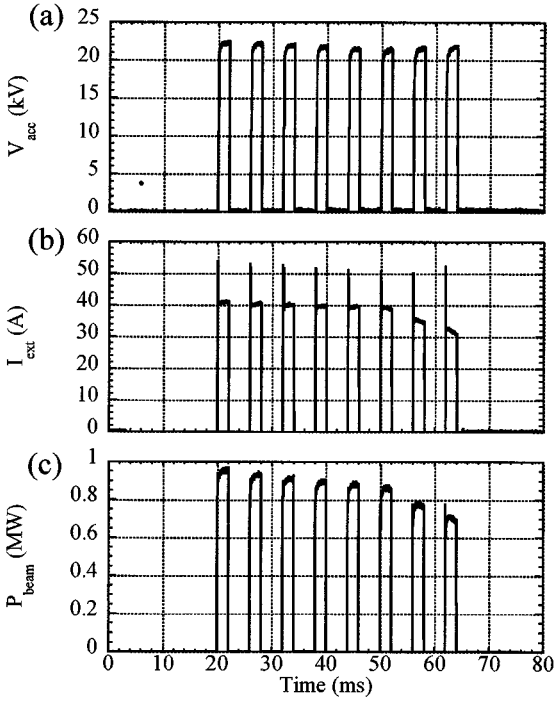


図３． Time evolutions of short-pulse helium ion beam, (a) V_{acc}, (b) I_{ext}, and (c) P_{beam}.

・実験結果

今回は、2 ms 幅のパルスを 4 ms 間隔で連続的に８回出力する波形をビームコントロールシステムに入力した。図３に示すように、１パルスあたり、電圧約 22 kV、電流約 40 A、パワー～0.88 MW, パワー密度～300 MW/m^2、フラックス～8.8×10^{22} particles/m^{2}s の He^+ビームとなっている。以前のデータから、He^+ビームの約 25 %はイオン源からのガスにより中性化していると考えられる。また、ターゲットでのビームパワーは、引き出されたパワーの 90%以下であることが過去の実験結果よりわかっている。つまり、最大で～0.79 MW のパワーと換算される。

今後、タングステン（10mmx5mmx1mm、純度 99.95%）に、この連続的な間欠パルスを照射し、同じパワー・照射量となるロングパルス照射時（１パルスあたり 30 ms のビームを 6 分毎に 6 回照射すると全照射時間は 171 ms となり、総照射量は同じく～1.5x10^{22}/m^2 となる）との比較を行う予定である。

・研究組織

産業技術総合研究所・エネルギー技術研究部門：榊田創、小口治久、木山學、平野洋一
九州大学・応用力学研究所：坂本瑞樹、佐藤浩之助、吉田直亮、徳永和俊
核融合科学研究所・大型ヘリカル研究部：時谷政行

QUEST に於ける RF による電流立ち上げ、加熱及び電流駆動の研究

上原和也[1)]、花田和明[2)]、出射浩[2)]

[1)]日本原子力研究開発機構・那珂核融合研究所、[2)]九大応用力学研究所・炉心理工学研究センター

概要

TRIAM-1M の電流駆動モードに於ける高効率電流駆動プラズ（Enhanced Current Drive, ECD）及び高イオン温度プラズマ（Hot Ion Temperature, HIT）に対しての考察と JT-60U の極少パワー電子加熱、及び新しい電流駆動の理論についての考察をまとめた。

TRIAM-1M の高効率電流駆動プラズマと JT-60U の局所高効率電子加熱

低域混成波電流駆動(Lower Hybrid Current Drive, LHCD)は多くの電流駆動のなかでも最も高い駆動効率を達成している。TRIAM-1M では、オーミック電場のない完全非誘導電流プラズマで駆動効率が自発的に改善する現象が見つかっている（Enhanced Current Drive, ECD)。LHCD でプラズマの密度が上昇することは他のトカマクでも観測されているが（例えば JIPP-TII[1)]，Versator-II[2、3)]等)、温度が増大するのは、TRIAM-1M が初めてである。又、TRIAM-1M では LHCD で、かなり大きなイオン温度の上昇が観測されている（Hot Ion Temperature, HIT)。　LH 波による通常の電流駆動では波のモード変換が起こらない様にして電場は磁場に平行方向にしている。イオン加熱をする場合はモード変換をさせて電場は磁場に対して垂直方向に向くイオンバーシュタイン波のサイクロトロン減衰を使う。HIT は電流駆動モードで行なっているのでこのようなイオン加熱は起こらないはずである。これは閉じ込めの改善が考えられ、何らかのメカニズムでロスが減(閉じ込めが良くなって)

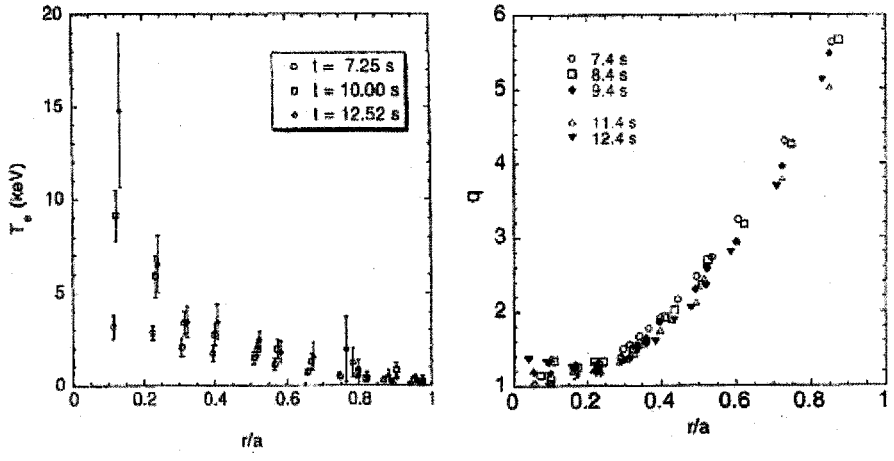


図１　JT-60U における LHCD による高中心電子温度プラズマ[4)]

高周波パワーが電子とイオンに移ったと考えられる。

この他に、LHCD で閉じ込めが改善されて、温度が大幅に上昇する例として、JT-60U の LHCD 実験で、負磁気シア状態に電流駆動すると中心領域（r/a<0.25 の領域）で局所的な電子温度の上昇があることが観測されている(図１左)。この時の実験条件はトロイダル磁場 3.8T、平均電子密度～5 x $10^{19}m^{-3}$,　LHCD の

平行方向屈折率 $N_{//}$は 1.75, rf のパワーはほんの 1.8 MW で、MSE (Mortional Stark Effect)の計測で取得した安全係数 q の分布に依ると、r/a<0.25 の領域で負磁気シアが形成されている。この放電では rf のパワーは t=7.5 sec から 12.5 sec まで入射されている。電子温度が負磁気シアが達成されない時(OH 時)に 3 keV だったものが負磁気シア達成時 15 keV 程度迄上昇していて、これはイオン温度の2- 3倍である。この電子温度の分布は負磁気シアが形成されている分布にほぼ対応している（図１右)。電流駆動では高周波がランダウ減衰で共鳴粒子がトロイダル方向に高周波電場を直流的に感じて、運動量を得て、電子が集団的に加速され衝突とのバランスで電流が流れる。この電流はポロイダル磁場 B_q をつくるとともに、効果的な直流電場 E_{rf}^{LHCD} と $E_{rf}^{LHCD} \times B_q$ ドリフトによりで共鳴電子がトーラス内側にフラックスを形成する。つまり、LHCD では電流が流れてポロイダル磁場を作るだけではなく、加速された電子は内側に向かうフラックス(ピンチ項)が生じて閉じ込めが改善されるのである[5]。JT-60U の負磁気シア高電子温度の場合を、模擬したシミュレーション結果では、負磁気シアの電流分布の場合は r < 0.2 a の領域で正磁気シアの電流分布の場合よりもピンチ項は遥かに大きい。これにより中心付近で拡散係数が減少して、ロスが減って局所的な温度の上昇が期待される。

TRIAM-1M の ECD でのプラズマ温度の上昇も通常の拡散係数が内側へのフラックスで減少し、少しのパワー入力でも加熱が得られているのかもしれない。HIT の場合はまだ計算していないが、次年度当ってみたい[6]。

- 新しい電流駆動の理論

図２は F.F. Chen の教科書で説明されているランダウ減衰の描像である[7]。この図の energy という言葉を momentum に置き換えれば電流駆動になる。粒子が有限温度の分布関数 f を持つ場合、粒子は波から運動量をもらい、逆に波は減衰して粒子に運動量を与える。波の電場を静電波の進行波 Ecos(kz-ωt) 中の運動方程式は

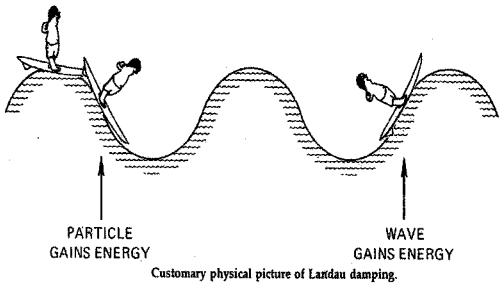


図２　この描像で energy を momentum にすれば電流駆動になる

$$m\frac{dv}{dt} = eE\cos(kz - \omega t) \qquad (1)$$

零次の運動は右辺を零とおいて t=0 で $v=v_0$ および $z=z_0$ という初期条件で得られる自由な流れの運動で $z=v_0t+z_0$. 一次の運動はランダウ減衰が初期値問題であることを考慮して，上記の運動方程式を同じ初期条件で積分して、$v_1=(eE/m\alpha[\sin(kz_0+\alpha t)-\sin(kz_0)]$ および

$$z_1 = \int_0^t v_1 dt = \frac{eE}{m\alpha}[-\frac{\cos(kz_0+\alpha t)-\cos(kz_0)}{\alpha} - t\sin(kz_0)] \qquad (2)$$

ここに、$\alpha=kv_0-w$ である。$z=z_0+v_0t+z_1$ を(5)式に代入して $kz_1<<1$ として $\cos(kz_1)\sim1$ および $\sin(kz_1)\sim kz_1$ の近似を使って、運動量 mv の時間変化を z_0 について平均するとランダウ減衰では共鳴粒子は高周波を直流的に感ずる。この電場で電子が加速される。この電場をドーソンの描像に基づいて求める。第1節で行なった議論を運動量について行なえば良い。粒子の運動量の時間変化を z_0 について平均すると

$$\left\langle \frac{d}{dt}(mv)\right\rangle_{z_0} = k\frac{e^2E^2}{2m}\left(-\frac{\sin\alpha t}{\alpha^2}+\frac{t\cos\alpha t}{\alpha}\right) \qquad (3)$$

- 右辺の括弧の中は t->∴の極限でデルタ関数δの微分になる。この式を $\langle d(mv)/dt\rangle_{z_0} = eE_{eff}$ とおくと E_{eff} は

$$E_{eff} = k\frac{eE_0^2\pi}{2m}\delta(\alpha) \qquad (4)$$

- と表すことが出来る。これはランダウ減衰に於いて共鳴粒子が直流的に感じる電場を表わしている。運動方程式は ν_{ei} を衝突周波数として、 $mdv/dt=eE_{eff}-mv\nu_{ei}$ となり、定常状態（d/dt=0）では

$$v = \frac{eE_{eff}}{m\nu_{ei}} \qquad (5)$$

- よく知られているように電流密度は $j=-e\int_{-\infty}^{\infty}vf(v)dv$ で与えられるからこの式の v の項に上式を代入すると

$$j = \frac{ek\omega_pE_0^2}{8m\nu_{ei}}\left\{\frac{df(v)}{dv}\bigg|_{v=\omega/k}+3\frac{f(v)}{v}\bigg|_{v=\omega/k}\right\} \qquad (6)$$

- という電流駆動の式が得られる。エネルギーを与える場合が電子加熱であり、運動量を与える場合が電流駆動である[8]。

参考文献

1）K. Ohkubo et al., Nucl. Fusion 22 (1982) 203

2）S.C. Luckhardt et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 152

3）M.J. Mayberry et al., Phys. Fluids 30 (1987) 2288

４）T. Fujii*, private communication (* ceased on 9 June 2008)
５）K. Uehara , J. Phys. Soc. Jpn. 57, (1988) 4169
６）上原和也他、全国共同利用研究成果報告書第１２号（平成２０年度、九州大学応用力学研究所）
７）F. F. Chen, Introduction to plasma physics (Pennum Press, New York, 1974) p.219
８）K. Uehara, JAEA-Research 2009-049

21 FP－24

炭素および金属共堆積場におけるダスト形成過程に関する研究

金沢大学理工研究域電子情報学系　上杉喜彦

・目的

核融合装置のプラズマ対向壁候補材の一つである炭素材料は低Z材で耐熱衝撃性に優れるため，これまで広く使用されてきたが，核融合燃料である水素同位体による損耗率が高く，多量の再堆積層およびダストが生成されるとともに，これらの炭素系堆積物および炭素壁に多くの水素同位体が取り込まれることが問題視されている。炉壁および堆積物へのトリチウム蓄積は放射性物質の炉内残留をもたらすばかりか，ダスト粒子飛散による放射性物質拡散の可能性があるため，安全面で大きな問題となっている。このため，炭素材の使用には炉内蓄積トリチウムの除去方法および炭素ダスト生成の抑制方法の開発が重要な課題となっている。

本研究は，高周波誘導プラズマを用いて低エネルギー水素原子照射下における炭素ダスト形成過程の解明とその抑制手法の開発を目的としている。高気圧領域で運転される高周波誘導プラズマは他の材料照射用プラズマ源と比べて低エネルギー（電子温度~ 0.5–1.5 eV）かつ高中性粒子束（水素原子束 10^{23}–10^{24} $m^{-2}s^{-1}$）・高熱流束（~ 1 MW/m^2）の定常プラズマを生成できるという特長を有している。このため，本研究では定常核燃焼プラズマの実現に不可欠とされる非接触ダイバータ運転時に重要な役割を果たす低エネルギー水素原子と炭素ダイバータ板との相互作用を対象としている。本報告では高周波誘導プラズマ装置を用いて生成される低温水素プラズマに窒素ガスを導入し，窒素の導入が炭素ダスト形成に与える影響について検討した。

・実験方法

照射材料の炭素材には等方性黒鉛を使用し，これにアルゴン/水素/窒素混合プラズマを照射する。ガス流量はアルゴン 60 slpm，水素 2, 3 slpm，窒素 0–0.3 slpm，チャンバー内圧力は 30 Torr，入力電力は~ 12 kW とした。照射時間は 180 分としている。ターゲットの表面温度は石英観測窓から放射温度計により測定し，照射時の表面温度を~ 1020 K として実験を行った。また，プラズマ照射前後のターゲットの質量変化を測定し，プラズマ照射後のターゲット表面に形成したダストを観測するために走査型電子顕微鏡（SEM）を用いた。

・実験結果

窒素ガスは水素ガスとともにアルゴンプラズマへ導入し，図 1(a)に炭素ダストの数密度および粒子径の水素に対する窒素混入率の依存性を，(b)には炭素材の質量損耗量および発光スペクトル強度の変化を示す。ラジカル粒子の相対的な変化を示すために発光強度の値は Ar I (750.4 nm)の発光強度で規格化している。図 1(a)から，水素に対して 2%以下（$N_2/H_2 < 0.02$）のわずかな窒素添加によって CN 分子スペクトルの強度と炭素ダスト形成に劇的な変化がもたらされ，N_2/H_2~ 2%の窒素付加で炭素ダストの数密度は約 1/10 に減少した。そして N_2/H_2~ 2%以上の窒素を添加した場合には CN 分子スペクトルの緩やかな変化とともに炭素ダスト生成に対する抑制効果が飽和した。窒素添加が炭素ダスト形成に与える影響は CN 分子スペクトルの変化と強い関連があることから CN 結合の形成が炭素ダスト形成の抑制に重要な役割を果たしているのではないかと考えられる。C–H–N 粒子系においては炭素が関与する結合の中で C≡N 結合の結合エネルギーが最も高い（C–H：435 kJ/mol，C≡C：838 kJ/mol，C≡N：887 kJ/mol）。三重結合をもつ CN ラジカル（–C≡N）の形成は炭素原子同士の凝集を抑制すると考えられ，安定な分子として揮発性の HCN や C_2N_2 を形成する。つまり，窒素添加による炭素ダスト形成の抑制がもたらされた要因として，損耗生成物が HCN や C_2N_2 を形成し，装置外へ排気されたことが考えられる。CN の生成過程には主として次の二つの過程が考えられる：(1) 炭化水素分子と窒素原子との気相反応，(2) 窒素原子による炭素材の化学スパッタリング（揮発性の CN や HCN，C_2N_2 を生成）。(2)

については窒素添加によって損耗が促進されたことから，窒素原子による炭素の化学スパッタリングによって CN が生成されていると考えられる。また，窒素/メタン混合プラズマ中の分光観測によって，メタンの解離から気相中で CN ラジカルを生成していることが確認され，CN が損耗と気相反応の両過程で生成されることがわかった。

C–H–N 系においてどのような粒子が優位に生成されるのかを理論的に調べるため，熱平衡条件下での粒子組成の計算を行った。粒子組成は C，H，N，Ar からなる粒子 48 種類と電子の合計 49 種類の粒子を考慮し，系の Gibbs 自由エネルギーを最小化させる手法により計算した。図 2 に Ar を除いた C–H–N 系の粒子組成を示す。(a)は C–H 系の粒子組成を示している。1000 K 以上では CH_4 の解離とともに炭化水素分子やラジカル種（CH_3。 C_2H_4, C_2H など）を生成している。1000～3000 K の温度範囲では C_2H が支配的となっており，数密度は小さいが，C_4 や C_5 等の炭素多原子分子も生成される。一方，図 2(b)に示す C–H–N 系の粒子組成から，窒素の存在の有無によって主に温度が 1000～3000 K の範囲で炭素系粒子の組成が大きく異なっていることがわかる。特に C_4, C_5 等の高次の炭素分子の数密度が C–H–N 系において著しく減少するとともに揮発性の HCN の生成が顕著となっている。つまり，炭化水素の解離生成物は窒素の存在によって炭素間の凝集が抑制され，より安定な HCN の生成に費やされることを示している。この結果は，CN 結合形成による炭素の凝集を抑制するだけでなく，水素を揮発性の HCN として装置外へ排出可能なことを示しており，炭素材の大きな欠点である水素同位体吸蔵が抑制される可能性がある。

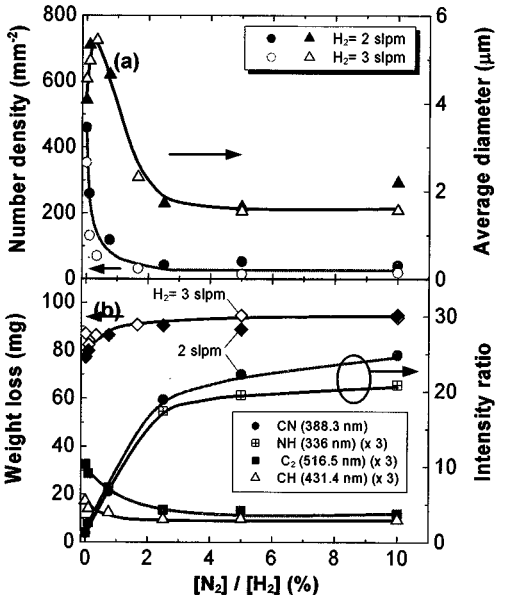


図 1　(a)炭素ダストの数密度と粒子径，(b)炭素材の質量損耗量と各種ラジカル粒子からの発光スペクトルの窒素添加率依存性.

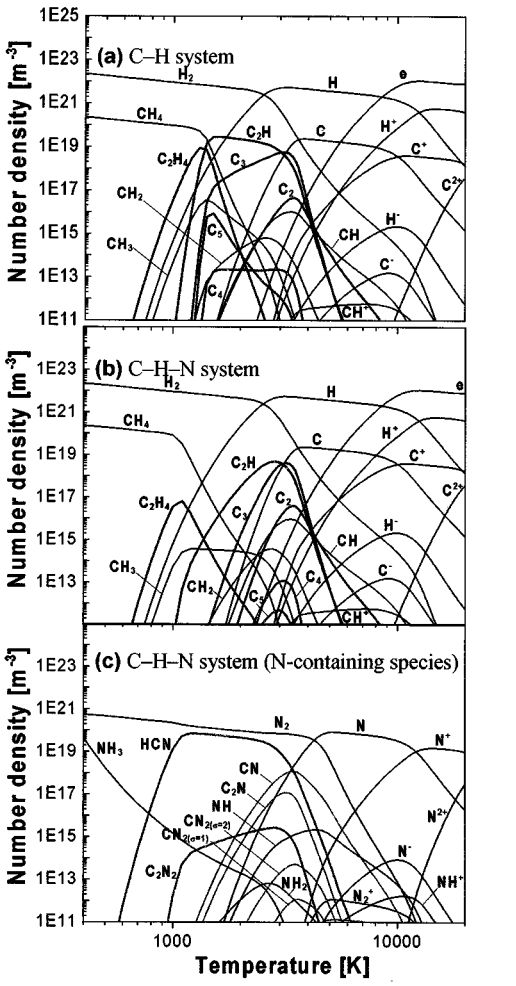


図 2　C–H 系および C–H–N 系の粒子組成.
組成比 C:H:(N):Ar=5:1000:(25):15000，圧力 4 kPa．Ar 系粒子は除いている.

・論文発表

[1] M. Kyo et al., "Suppression of Carbon Dust Formation by Nitrogen Injection into Hydrogen Plasmas in Detached Plasma Conditions", Plasma and Fusion Research Vol. **5**, 004 (2010).

・学会発表

[1] M. Kyo et al., “Suppression of Carbon Dust Formation by Nitrogen Gas Injection into Argon/hydrogen Plasmas”, The 7th Asia Plasma and Fusion Association, Aomori, Japan, October 27-30, 2009.

[2] 京　真観，竹口雄治，上杉喜彦，田中康規，増崎　貴：「窒素添加による炭素ダスト生成抑制効果」，第 26 回プラズマ・核融合学会年会，2009 年 12 月 1 日－4 日，京都.

ヘリウム照射したプラズマ診断用金属ミラー材の光学特性劣化挙動

島根大学総合理工学部　小野興太郎

1. はじめに

核融合研究において，プラズマ診断の多くに用いられる金属第一ミラーは，プラズマから漏洩する高エネルギー粒子に曝され，また不純物堆積等の影響を受ける．その為，光反射率が劣化し，監視システムとしての機能が低下することが懸念されている．ヘリウムは損傷形成に与える寄与が大きいことから，我々はこれまでヘリウム照射の影響について調べ，入射粒子に占める割合はわずかであっても，その影響は無視できないことを指摘してきた．一方，将来の核融合炉での使用を考えれば，ヘリウム，水素同位体共存下での影響を系統的に調べておく必要がある．そこで本研究では，ヘリウム，重水素の各イオン照射下でのミラー材光反射率変化をその場測定し，両者を詳細に比較することで，ミラー材の特性劣化に与える各イオン照射の効果を抽出することを目的とした．

2. 実験方法

本実験では，耐照射特性が良好であり，比較的広範な波長領域で高い光反射率を有する Mo を試料として用いた．㈱ニラコ社製の粉末焼結 Mo を鏡面研磨したのち，室温で 1~5 keV の重水素イオンおよびヘリウムイオン照射をそれぞれ行い，照射下での光反射率変化をその場測定した．また，反射率劣化のメカニズムの解明を目的として，各照射試料における SEM，AFM を用いた表面組織観察， TEM を用いた内部微細組織観察，および分光エリプソメトリーを用いた光学定数計測を行った．

3. 結果および考察

図 1 は，室温で 1,3,5keV の重水素イオンおよびヘリウムイオンを照射した際の Mo における光反射率変化を照射量の関数として示している．いずれの場合においても $1x10^{23}$[ions/m^2]程度までの照射においては反射率は照射量の増加に伴い単調に減少している．特にヘリウムイオン照射下での反射率減少は重水素照射時と比較して著しく大きく，反射率劣化にはヘリウム照射が主要な役割を担うことが明らかになった．反射率劣化の要因を調べるために照射後試料の表面組織観察および内部組織観察を行った結果，ヘリウムイオン照射した試料においては，試料表面のスパッタやブリスターの形成およびその剥離によると思われる著しい凹凸と，試料内部の高密度の転位ループおよびヘリウムバブルの形成が観察された．特に，バブルの形成は重水素照射した試料では観察されないことから，両イオン照射材における反射率劣化程度の違いを支配する重要な要因だと考えられた．

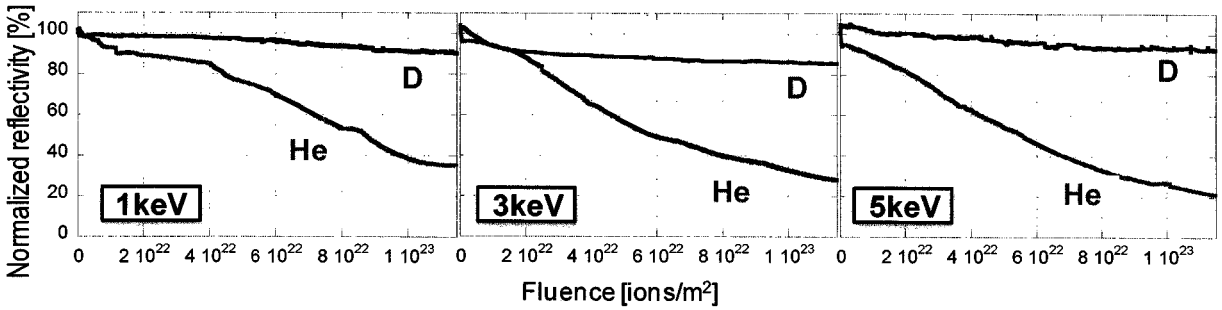


図 1　1,3,5keV の重水素およびヘリウムを照射した Mo 試料における光反射率変化の照射量依存性．

このような照射欠陥の形成が，試料の光学特性に与える影響をより詳細に調べるために分光エリプソメトリーによる各試料の光学定数測定を行った．図2は，未照射，および3keVの重水素，ヘリウムイオンをそれぞれ照射した各試料における屈折率n(実線)と消衰係数k(破線)の光子エネルギー(波長)依存性を示す．いづれの照射試料においても，未照射試料と比較し，屈折率と消衰係数の減少が観察され，各イオン照射が試料表面近傍の電子状態に影響を及ぼすことが明らかになった．特に，ヘリウム照射した試料における影響は著しい．非常に大雑把な見方をすれば，表面近傍の高密度のヘリウムバブルが光子に対して空洞に近い状態(n,k ~1)として振る舞い，結果的に屈折率や消衰係数が大幅に減少したと定性的には理解できる．

現在では，ヘリウム，重水素イオンの同時照射可能な装置系が構築され，今後は，より実機環境に近い広範な条件での実験が可能になっている．このような継続的な実験を通し，反射率劣化メカニズムの解明とともに，プラズマ・壁相互作用計測監視法の開発に寄与することが期待される．

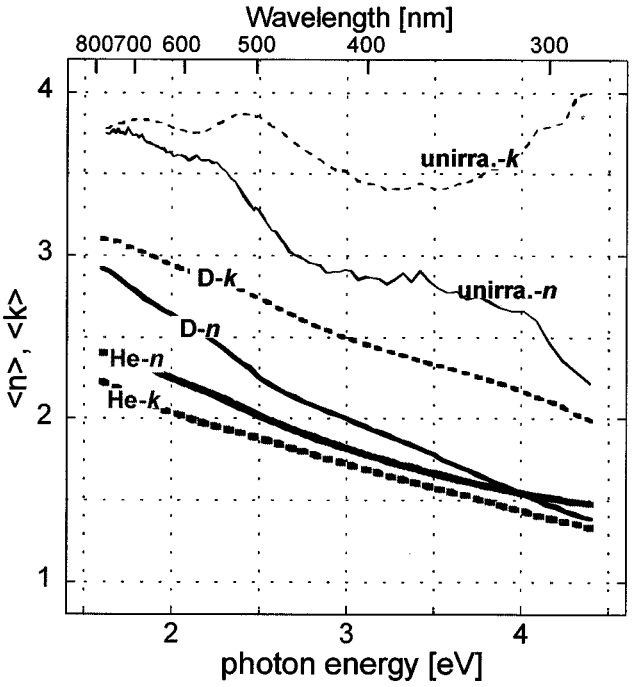


図2　未照射，および3keVの重水素イオン，ヘリウムイオンをそれぞれ照射した各モリブデン試料における屈折率 n (実線)と消衰係数 k (破線)の光子エネルギー依存性．

● **学術論文**

1. M. Miyamoto, K. Ono, H. Urabe, T. Nakano and N. Yoshida, "Deterioration of the reflectivity in first-mirror materials under irradiation with low-energy helium ions", Plasma Devices and Operations, Vol. 17, No. 2 (2009) 155–164
2. H. Urabe, M. Miyamoto, K. Ono, M. Tokitani, N. Yoshida, "Degradation Process of Reflectivity in Stainless Steel Mirrors under Irradiation with Low Energy Helium Ions", Journal of Nuclear Materials, 386-388 (2009) 1038-1040

● **学会発表等**

1. T. Nakano, M. Miyamoto, S. Hasuike, K. Ono, N. Yoshida, "Degradation of Optical Properties in Mo Mirrors under Irradiation with Low Energy Helium and Deuterium Ions", 14th International Conference on Fusion Reactor Materials, 2009.9, Sapporo, Japan

● **研究組織**

研究代表者：小野興太郎(島根大学総合理工学部教授)
所内世話人：渡辺英雄（九州大学応用力学研究所准教授）
研究協力者：宮本光貴[a]，中野健人[a]，坂本瑞樹[b]，吉田直亮[b]（[a]島大総理工，[b]九大応力研）

多相交流ポテンシャル場による対向壁プラズマの能動制御の試み

富山県立大学・工学部　松本和憲
九州大学・応用力学研究所　中村一男

1. 目的

九州大学応用力学研究所の球状トカマク(QUEST)における主な研究課題の一つに、「プラズマ対向壁の能動制御によるリサイクリング研究」が挙げられている。ベルトコンベアー式に移動する対向壁がそのアイデアの一つとなっている。

本研究の目的は、機械的に移動する対向壁ではなく、プラズマが対向壁に対して実効的に移動する能動制御法を提案することである。対向壁面に分割した電極を埋め込み、プラズマと壁との間のシース領域に進行する強いポテンシャル場を形成し、プラズマの流れを能動的に制御することを試みる。

2. 研究の具体的方法

富山県立大学所蔵のインバータ式24相交流電源を用いて、以下の実験研究を行う。

- 印加する電源周波数*の遮断密度より高いプラズマを内径50ｃｍ、長さ70ｃｍの真空チャンバー内に生成する。
- グラファイト製の電極を24個用意し、絶縁を保ちながら装置内壁に沿って方位角方向に並べる。電極に24相交流電源を給電し、方位角方向の正或いは逆方向に進行する電位を与える。
- プラズマと壁面（に埋め込まれた電極）との間のシース領域に進行するポテンシャル場が形成され、更にプラズマの流れがこれにより制御されるかどうかを試験する。

＊インバータ式24相交流電源の性能：

周波数可変範囲100kHz～250kHz、最大出力5kW、相数可変範囲2相～24相

3. 結果概要

今年度も予算の都合上であるが、実験研究を断念し、数値計算をすることとした。本研究では空間的に回転するポテンシャルを形成しようと考えている。電界は磁力線方向であるが、ポロイダル磁場コイルによって真空容器に流れる渦電流の影響で磁力線の歪みが懸念されるので、昨年度に続いて渦電流解析を進めることとした。

3.1 渦電流の計算方法

渦電流密度の発散は0であるので、渦電流密度Jは電流ポテンシャルVを用いて表すことができる[1][2]。

$$J = \nabla V \times n_i$$

すなわち、渦電流は電流ポテンシャルの等高線に沿って流れる。

真空容器を三角形要素に分解して節点の電流ポテンシャルを考える。渦電流による全磁気エネルギーに関するラグランジュ方程式から渦電流の固有値（時定数）および固有ベクトル（渦電流密度分布）を求める。[3][4][5]

$$\sum_j M_{ij} I_j + R_i I_i = 0$$

$$\tau_i \dot{I}_i + I_i = 0$$

3.2 渦電流の計算結果

真空容器は軸対称であり、赤道面に関して対称と仮定する。この対称性のため、第１象限のみを考え、真空容器を三角形要素に分解したときのX-Z平面における節点および節点番号（１～３３）を図１に示す。赤道面上の観測ポートは簡単のため軸対称としている。三角要素に分解したときの様子を図２に示す。X-Z平面に辺をおく三角要素の番号（１～３２）を同図中に示す。

図1および図2に示すように32分割しているので、固有値(時定数)および固有ベクトル(渦電流密度分布)は32個ずつ存在する。その固有ベクトルで表される渦電流モード間は独立であるので、外部コイルからの誘導のみを考慮して渦電流モードを計算し、それらを合計すれば全体の渦電流分布が得られる。

外部コイルとしてCS(センターソレノイド)コイルを考える。CSコイルとしてはオーミック電流駆動を想定してPF4－1、PF4－2(Aコイル)、PF4－3、CCU(1ターン)、CCL(1ターン)を直列接続した場合を考える。CSコイルの電流波形および全渦電流の電流波形を図3に示す。

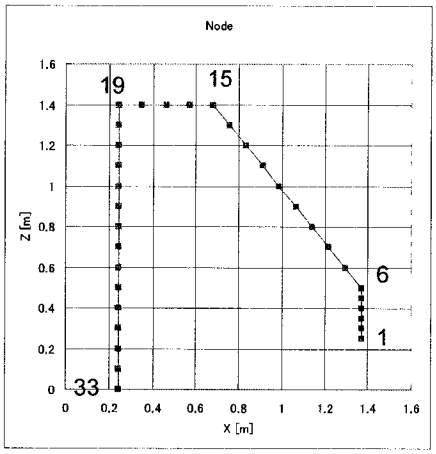


図1. 真空容器を三角形要素に分解したとき、X-Z平面における節点および節点番号

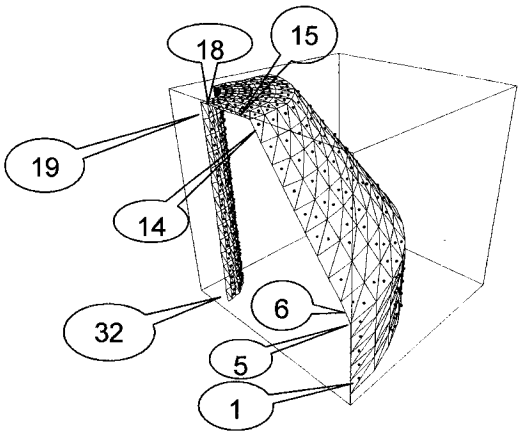


図2. 真空容器を三角形要素に分解したとき、X-Z平面に辺をおく三角要素および要素番号

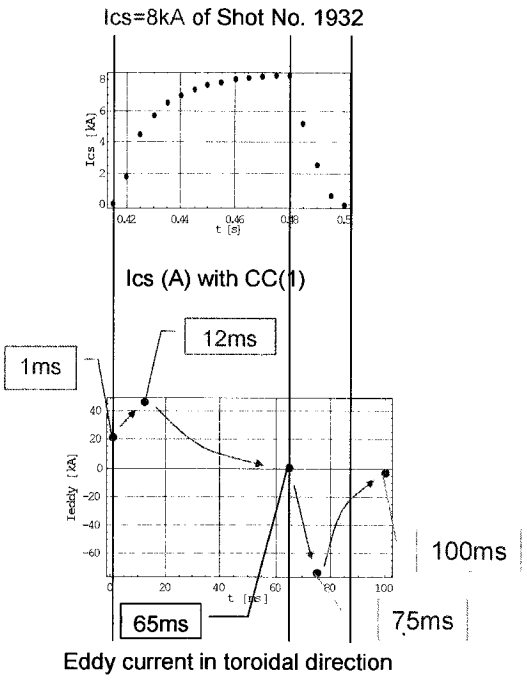


図3. CSコイルの電流波形および全渦電流の電流波形

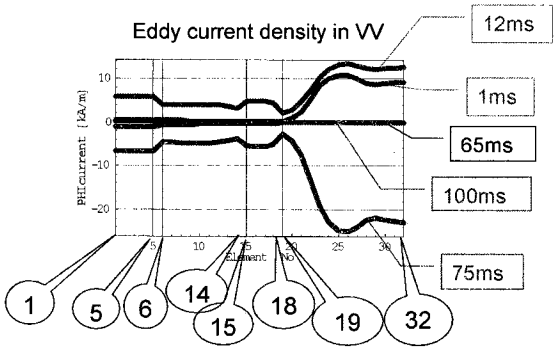


図4. 代表的な時刻における渦電流密度分布

真空容器における渦電流密度分布を図4に示す。図3に示されるように0～65msにおいてCSコイル電流がトロイダル負方向に増加したとき、渦電流はトロイダル正方向に誘起される。図4に示されるように渦電流密度は主半径内側で大となる。続いて図3に示されるように65～85msにおいてCSコイル電流がトロイダル負方向で減少したとき、渦電流はトロイダル負方向に誘起される。図4に示されるように渦電流密度はこの場合においても主半径内側で大となる。

3.3 渦電流が生成する垂直磁場の計算結果

渦電流が真空容器内の赤道面上に生成する垂直磁場強度分布の時間変化を図5に示す。同図に示されるように渦電流が生成する垂直磁場は赤道面上でほぼ一様となる。また、垂直磁場の向きは0～65msにおいて垂直正方向に生成され、65～100msにおいて垂直負方向に生成される。図4に示される渦電流密度分布と考え合わせると、誘起される渦電流は主半径内側で大であるが、生成される垂直磁場については、主半径外側に誘起される渦電流が生成する垂直磁場が大であることが分る。

CSコイル電流が真空容器内の赤道面上に生成する垂直磁場強度分布の時間変化を図6に示す。PF4－1、PF4－2(Aコイル)、PF4－3が生成する正方向垂直磁場とCCU(1ターン)、CCL(1ターン)が生成する負方向垂直磁場が打消し合って主半径0．8mにおいてヌル点が形成されていることが分る。

渦電流およびCSコイル電流が真空容器内の赤道面上に生成する垂直磁場強度分布の時間変化を図7に示す。0～65msにおいては渦電流が生成する正方向垂直磁場のため、ヌル点は主半径0．8mより外側に移動することが分る。また、65～100msにおいては渦電流が生成する負方向垂直磁場のため、ヌル点は主半径0．8mより内側に移動することが分る。

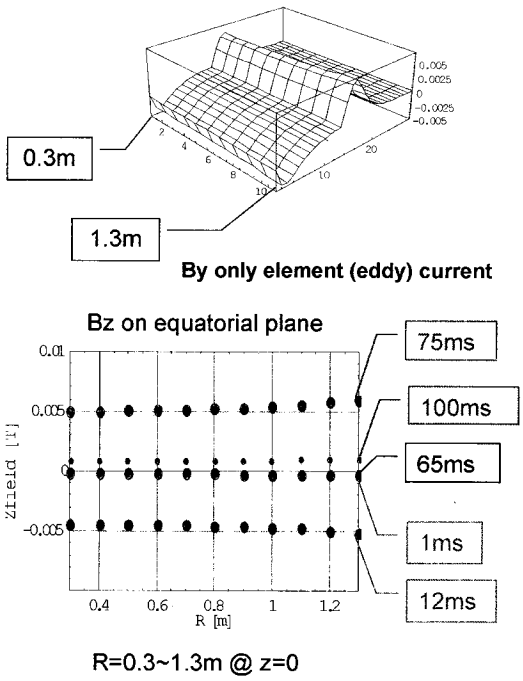


図5．渦電流が真空容器内の赤道面上に生成する垂直磁場強度分布の時間変化

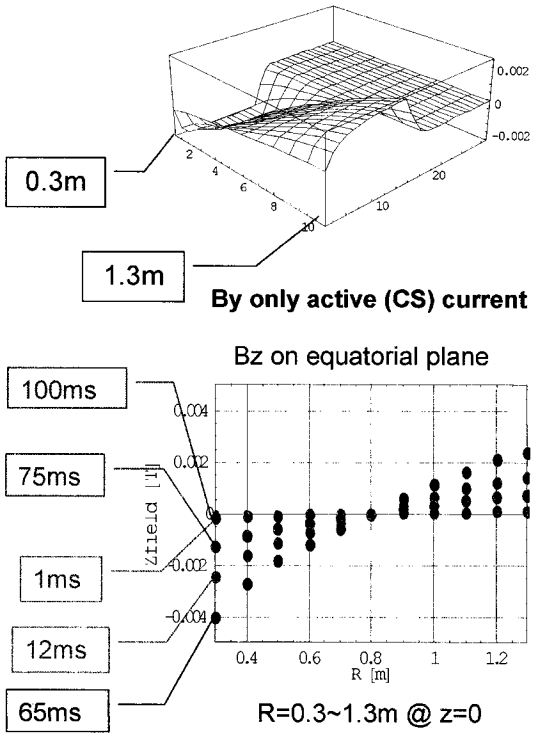


図６．CSコイル電流が真空容器内の赤道面上に生成する垂直磁場強度分布の時間変化

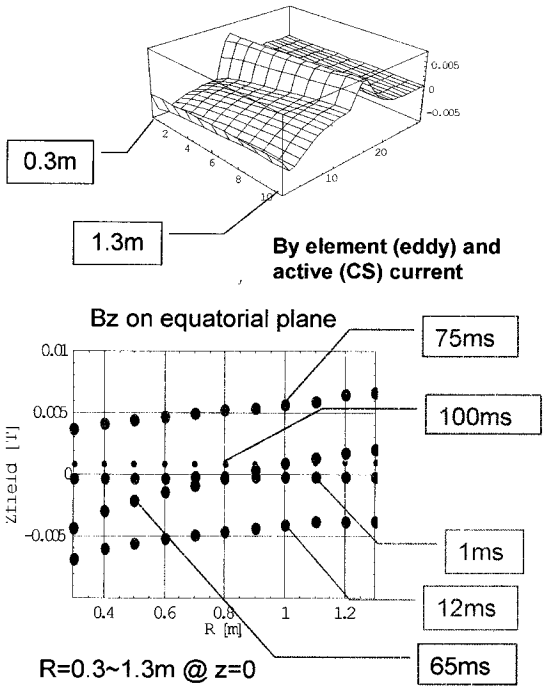


図７．渦電流およびCSコイル電流が真空容器内の赤道面上に生成する垂直磁場強度分布の時間変化

4. 参考文献

[1] A. Kameari, S. Niikura, Nuclear Eng. Design/Fusion, 2, 365-373 (1985).

[2] Y. Nakamura, T. Ozeki, JAERI Report, 1317 (1989).

[3] A. Kameari, H. Ninomiya, Y. Suzuki, JAERI-M Report, 6953(1977).

[4] 中村一男，ライナー絶縁が垂直位置安定化に及ぼす影響，電気学会，福岡 (2008).

[5] K. Nakamura, M. Tomoda, Y. Jiang, X.L. Liu, O. Mitarai, M. Hasegawa, K. Tokunaga, K.N. Sato, H. Zushi, K. Hanada, M. Sakamoto, H. Idei, S. Kawasaki, H. Nakashima, A. Higashijima and K. Araki, Effect of Toroidal and Poloidal Cut on Eddy Current in Conducting Liner for Vertical Position Stabilization in QUEST, 19th Int. Toki Conf., Ceratopia Toki, Dec. 9-11, 2009 (2009) P1-44.

球状トカマクにおけるペレット入射による不純物挙動の研究

大阪大学・工学研究科　岡田成文

１．研究背景・目的

最近まで、九大応力研では連続的にサイズを可変にすることができるペレット入射装置が開発され、良好な結果を得てきた。これは、小さなサイズのペレットを精密な制御のもとに入射することが可能であり、本研究における不純物を含んだペレットの入射研究に適している。不純物を含んだペレットを九大応力研で計画されている球状トカマク QUEST に入射することにより、プラズマ中に不純物を導入しその挙動を実験的に調べることを目的とする。これにより、不純物輸送、プラズマ中の輸送障壁などの構造、旋回半径が大きな粒子の挙動とそれが高エネルギーを持った核融合生成物挙動をどの程度シミュレートできるかなどを検討するなどして、広い知見を得ることを目的とする。

本研究では、上記のペレット入射技術に不純物添加の技術を開発加味し、本研究へ向けた課題について研究を進めてきた。まず第１ステップとして、これまで核融合科学研究所ならびに九大応力研で開発されてきた「サイズ連続可変ペレット入射装置」のさらなる開発を進める。

次に、九大応力研の精密ペレット生成システムの一部を改造し、気体不純物（Ne や Ar など）のペレット化を行い導入を図る。H2 ペレットとの混在化は、固化温度の異なるガスの一様な導入など低温での微妙な技術が必要になる可能性があり、当面は、極小な Ne、Ar ペレットにより研究を進める。また併せて、H2＋Ne、H2＋Ar 混在ペレット技術の検討を進める。さらに、不純物導入による不純物輸送、プラズマ中の輸送障壁の構造などの研究について、いくつかの具体的研究シナリオを作成する。また、そのための項目に適切なペレット仕様を検討し、上記に適合するペレット装置や、導入場所についての仕様を作る。そしてこれらの基礎として、ペレットサイズのプラズマへの影響を予測し概略の傾向を捉えるために、モデルによる溶発計算を行う。

２．具体的方法および研究成果

先年度から今年度にかけて、まずペレットサイズが、アブレーション特性ならびにプラズマへの影響に対していかに敏感であるかを予測し概略の傾向を捉えるために、各種条件下における中性粒子遮蔽モデルによる溶発計算を行った。その結果、推定どおりペレット入射速度を大幅に変化させてもプラズマ表面のみで溶発してしまう領域と、ほんの僅か速度を増加させてもすぐにプラズマを貫通し

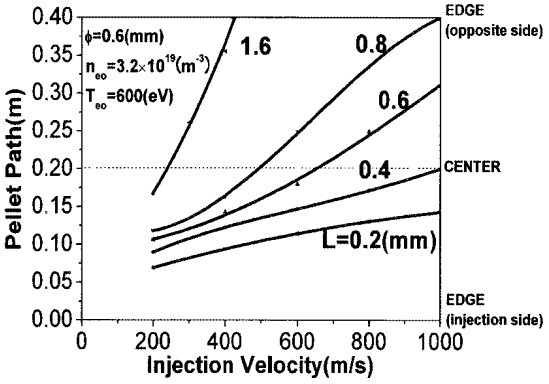


Fig.1　CPD プラズマへのペレット入射のアブレーション特性計算結果：ペレット侵入距離の速度への依存性（ペレットサイズがパラメータ）

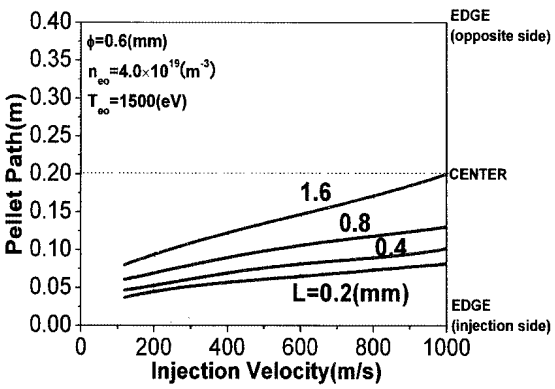


Fig.2　プラズマパラメータが Fig.1 と異なる場合の CPD プラズマへのペレット入射のアブレーション特性計算結果：プラズマパラメータが異なるだけで、ペレットサイズの最適領域が大幅に異なる。

てしまう領域があり、その中間に、ペレットサイズに非常に敏感な狭い領域が存在すること(Fig.1)、またこの領域はプラズマのパラメータや大きさによって大きく異なること(Fig.2)などが明確にされた。

モデル計算は、いろいろな装置での実験結果と必ずしも良い一致を示しているわけではなく、国際ペレットアブレーションデータベース IPAD (Ref. (1))での検討のようにまだまだ研究課題ではあるが、傾向を相対的に捉えるためには適切であり、これらの結果により、ペレットサイズの精密な制御、しかも連続的に可変にする技術が大変有用であろうことが明確に示された。

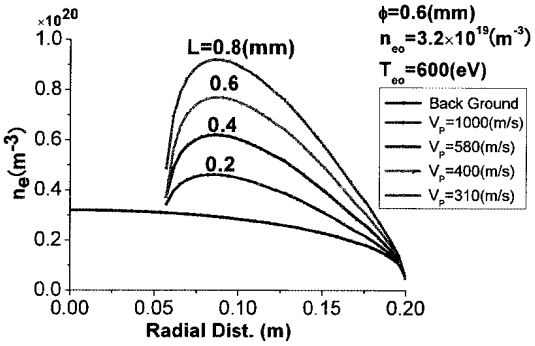


Fig. 3 CPD プラズマへのペレット入射後の電子密度分布計算例－１：同じ位置にデポジション量を変化させた場合

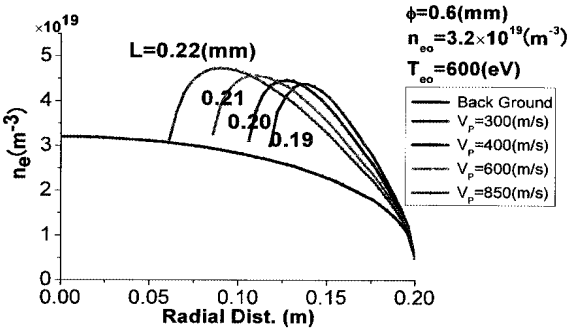


Fig. 4 CPD プラズマへのペレット入射後の電子密度分布計算例－２：デポジションの位置を変化させた場合

さらに、アブレーションや精密なデポジション研究を構想する場合、デポジションの量および位置を独立に可変にできることが期待されるが、連続的サイズ可変性の入射機が存在すれば、そのような実験が可能となることを示した(Fig. 3, 4)。ここで、Fig. 3 は同じ位置にデポジション量を変化させるよう入射した場合、Fig. 4 はデポジションの位置を変えて入射した場合である。

３．今後の開発について

開発を進めてきた入射装置の心臓部を、Fig. 5, 6 に示す。今後これらを用いて、精密な基礎実験に有用な、サイズ連続可変ペレットインジェクターの開発をさらに推進したい。

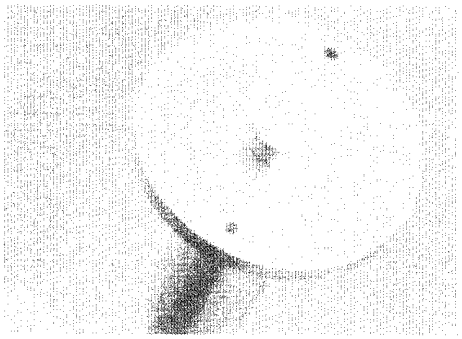


Fig. 5 ディスク型ペレットキャリアー

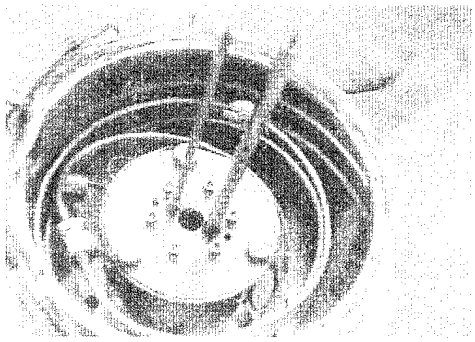


Fig. 6 ペレットサイズ可変機構付ガンバレル

Ref. (1) L. R. Baylor, A. Geraud, W. Houlberg, D. Frigione, M. Gadeberg, T. Jernigan, J. DeKloe, P. Kupschus, B. Kuteev, P. Lang, A. Oomens, A. Quall, K. N. Sato, G. Schmidt : Nuclear Fusion 37 (1997) 445.

衝撃波プラズマからのノズル流による緩和時間差レーザーの特性研究

東京理科大・理工学部　小越澄雄

1．研究背景・目的

不純物を大幅に低減できる無隔膜型の衝撃波管を利用し、CO_2 ガスダイナミックレーザー(GDL)における不純物添加効果を調べる。衝撃波などにより励起された媒質を超音速ノズルから噴き出させると、物質によってはあるエネルギーレベル間において、緩和時間の差に起因した反転分布が生起される可能性がある。この可能性についてはかなり古くに理論的に提案され、実験で一部研究されてきた。しかしながら実験では、媒質として CO_2 のみしか研究されておらず、高出力の可能性のみに着目されてくる傾向があった。各種媒質を用いてこの方式のレーザーの可能性を研究することは、理学的には原子分子の電子・振動・回転レベルの緩和に関する研究につながるもので大変興味深く、また工学的にはいろいろな波長における高出力連続発振実現につながり、各種レーザー加工や高エネルギー密度光照射、またプラズマ研究分野ではトーラスの定常維持実験における長時間計測として、新しい有効な手段に結びつくものである。

本研究では、具体的には、H_2, H_2O などが興味深い課題である。また、各種原子分子における反転分布(各種波長による発振)の可能性も併せて探る。さらに、放電励起法の重畳による反転分布強度の増大（重畳効果の実証）に挑戦し、最終的にはプラズマと中性原子分子の接触によるプラズマダイナミックレーザーの検討を行う。なお、無隔膜衝撃波管は九大応力研の貴重な実験装置であり、特に大口径のものは世界でも類がなく是非とも特色ある研究を進める。

2．実験装置および方法

気体力学や航空宇宙分野、プラズマなどの多くの分野において広く活用されている衝撃波管は、従来、隔膜により高圧室と低圧室を仕切り、その隔膜を破膜させ衝撃波を発生させていた。しかし、実験ごとに隔膜の交換が必要なため、大気開放による不純物混入、実験効率などの問題点が指摘されてきた。これらを改善するため、ピストン動作によって衝撃波を発生させることができる大口径無隔膜衝撃波管を開発した。

これまでに、低不純物状態にして実験することができる無隔膜衝撃波管を用いて、CO_2-GDL の発振実験を行ってきた。今回、衝撃波マッハ数より導出できる CO_2-GDL の基礎パラメータ T_5, P_5 の範囲をさらに拡大するために主ピストンの軽量化を行うことで、更なる高圧室動作の確立を行った。さらに、主ピストン改良前と改良後での基礎パラメータを計測し、ピストンスライド過程による衝撃波マッハ数（Ms）依存性の考察を行った。図１に、これまで開発が進められてきた高圧室ピストン部を示す。

3．実験結果

昨年度から今年度にかけての実験では、ピストンの重量を 19.1%軽量化し、25%のマッハ数の改善を得た。この軽量化したピストンを用い、３種類の試料ガス($0.3CO_2$-$0.7N_2$,$0.2CO_2$-$0.8N_2$, $0.2CO_2$-$0.3N_2$-$0.5He$)を用いて衝撃波発生実験を行った。実験条件として、それぞれの初期試料ガス圧力 P_1=5[Torr]を一定とした。また、衝撃波は高圧室圧力 P_4 と低圧室圧力 P_1 の圧力比 $P_{41}=P_4/P_1$ によって動作される。図 2 に示されるように主ピストンを軽量化することによって Ms が向上した。その結果、レーザー出力に重要なパラメータである T_5, P_5 が極めて大幅に向上した。

4．ピストンスライド過程の考察

２段ピストン構造のピストンスライド過程を明確にするために、ピストンスライド過程による運

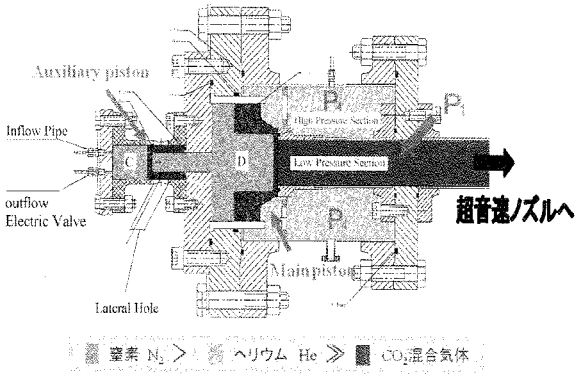
動方程式に基づいたモデル計算を行った。モデル計算によって、衝撃波形成距離と衝撃波そのものに影響していると考えられているピストンスライド時間が推定される。

図3に軽量化比較のために、P_{41}をパラメータとしてピストンが50%開口するまでのピストンスライド時間を示す。主ピストン軽量化によってP_{41}が同条件でもピストンスライド時間が短くなっている。また、P_1の増加によってもピストンスライド時間が短くなっていることが分かる。図4に高圧室から低圧室への気体流入量$Q_{4,out}$を示す。主ピストン軽量化によって同じ時間でもより多くの気体を低圧室へ流入させていることが分かる。

これらの結果から、衝撃波発生において無隔膜衝撃波管のピストン動作によって変化する高圧室から低圧室への気体の流入量が非常に重要な役割を果たしていることがわかる。そして、M_S向上の理由として主ピストンの軽量化によりピストン動作が以前より速くなった可能性があり、低圧室への気体流入率の増加により衝撃波形成距離が短くなったことが考えられる。さらに、P_{41}の上昇によって実験結果においてはM_Sが大きくなり、計算結果においてはピストンスライド時間が短くなることからピストンスライド過程によるM_S依存性があると考えられる。

5．まとめ

無隔膜衝撃波管ピストン可動部の主ピストンを軽量化（19%）することによってM_Sが大幅に向上した（25%）。その結果として、レーザー出力に重要なパラメータであるT_5，P_5を、それぞれ52%，76%向上させることができた。主スライドピストンの運動方程式に基づいたモデル計算を行い、M_S向上の理由として衝撃波形成距離が短くなったことが明確にされた。



※不等号は圧力関係を示す。

図1　高圧室ピストン部

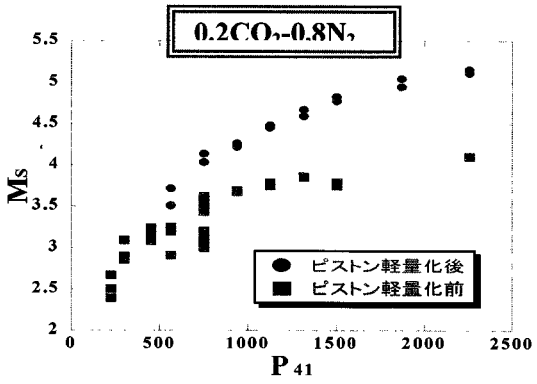


図2　P_{41}に対するM_S比較

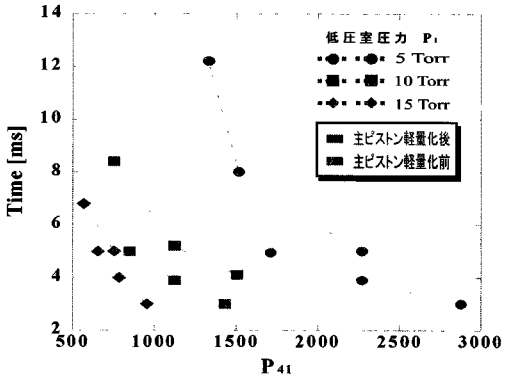


図3　主ピストン軽量化による
ピストンスライド時間変化

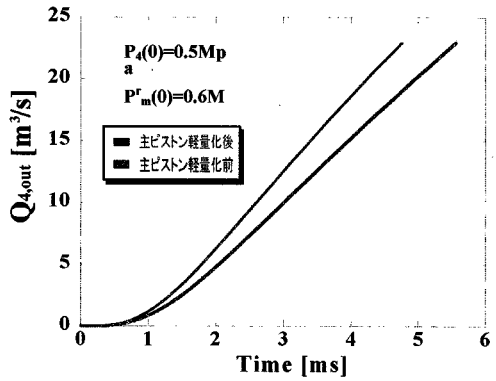


図4 主ピストン軽量化による気体
流入量変化

結晶構造が複雑な固体材料における照射効果

琉球大学教育学部　岩切宏友，三島由美，稲嶺理美
九州大学応用力学研究所　渡邊英雄，吉田直亮
京都大学エネルギー理工学研究所　森下和功，渡辺淑之

【はじめに】

金属材料にヘリウムイオンを照射すると，材料表面領域にナノスケールのヘリウムバブル（ヘリウム原子が3次元的に凝集したもの）が形成される。ヘリウムイオンの照射量が増加すると，ヘリウムバブルは直径2 nm程度まで成長する。材料内部に形成されるヘリウムバブルの密度は極めて高いため，ヘリウムバブルの協力現象（たとえば，バブル間の破断）により様々な表面形状変化を引き起こすことが知られている。本研究では，構造の複雑な固体材料にヘリウム照射を行い，AFM（原子間力顕微鏡）を用いてイオンビーム照射後の表面微細構造分析を行う。

【実験方法】

イオンの照射は，九州大学応用力学研究所の制御イオンビーム照射装置（オリジン電気）を用いて行った。照射イオン種はHe^+及びD_2^+，照射エネルギーは7 keV，照射量は 1.0×10^{21}～3.0×10^{22}ions/m^2 程度の範囲で変化させた。試料は，CeO_2，スピネル，SiC，ZnO，Al_2O_3 及び CaF_2 を使用した。また，比較材として金属である W への照射・観察も行った。イオン照射後は，琉球大学機器分析支援センターの走査型プローブ顕微鏡（SPM-9500，島津製作所）を用いて，表面構造の超微細観察を行った。

【実験結果】

スピネル，SiC ，CeO_2，に室温下で 1.0×10^{21} ions/m^2 のHe^+を照射したときの表面微細観察結果を図1に示す。いずれも試料表面にナノスケールでのブリスター（微細な膨らみ）の形成が観察できた。SiC では，金属材料への照射後と似た直径1μm・高低差50nm程度のブリスターが形成されていることが明らかになった。CeO_2 やスピネルにおいては，直径100 nmから300 nm程度で，高低差が20～80nm程度と，大きさにばらつきのあるブリスターが観察された。ZnO については，He^+照射量を 1.0×10^{21}～3.0×10^{22}ions/m^2 の範囲内を3段階で変化させ，照射量による表面形状の変化の観察を行ったところ，照射量が多いほど細かく大量のブリスターが形成している様子が確認できた。

サファイア，CaF_2 に室温下・照射エネルギー7keV で照射量 1.0×10^{22} ions/m^2 で，それぞれにHe^+と D_2^+を照射し，表面形状の観察を行った。He^+を照射すると，どちらの試料も高低差40nm程度のブリスターが形成されたが，1つ1つのブリスターの大きさや間隔は不規則的であった。また，D_2^+を照射すると，CaF_2 では He^+を照射した場合とほぼ同じような表面形状変化が見られたが，サファイアの場合は，ブリスターの形成が極めて少ないことが明らかになった。

【考察】

金属材料中におけるブリスター形成のメカニズムはよく知られている。まず，金属表面領域に高密度のヘリウムバブルの形成が行われ，その領域に応力（一種の膨張力）が作用する。ヘリウムバブルのサイズ・密度が限界を超えると，表面層が引き延ばされることで（延性的に）膨れあがることでドーム状となり，これがブリスターとなる。ブリスターが形成されると，その周囲の応力（膨張力）を緩和するので，ある程度の間隔をおいてブリスターは形成されることになる。本研究においては，SiC については比較的大きなブリスター（金属と近い）の形成が行われたが，CeO_2 や ZnO におけるブリスターのサイズはかなり小さく，ドーム状の構造をしているかどうかも判別できなかった。

SiC などの共有結合性結晶は，延性を全く有さ

ない脆性物質ではあるが，ヘリウム照射下では照射領域はアモルファス化することで照射中における延性を獲得し，200%の組成変形を起こしてドーム状になることが報告されている。したがって，本研究における SiC もアモルファス化によってドーム状，すなわち金属と近い表面形状変化を示したと考えられる。

共有結合性結晶が照射下で容易にアモルファス化を起こすのと対照的に，ホタル石型構造である CeO_2 は重照射下でもアモルファス化しないことがよく知られている。また，Al_2O_3 や CaF_2 もアモルファス化を起こしにくい材料である。したがって，照射によって表面構造がアモルファス化するか否かが表面構造を特徴づけると予想される。つまり，アモルファス化しない材料ではバブルに起因した塑性変形が起こりにくいため，変形が局所的にとどまる傾向にあるために，大きなブリスターを形成しえずに微細な突起の形成にとどまるということである。なお，ZnO については透過型電子顕微鏡観察も行っており，ヘリウム照射下ではアモルファス化が起こらないことが明らかになっている。重水素を照射した試料については，物質中に注入された重水素が分子化する場合にのみ，重水素バブルが形成され，表面構造を変化させることが知られている。遷移金属中では水素の分子化は起こらないが，アルミニウムのような典型金属では水素バブルが形成されることが知られている。これは，物質中で重水素の分子化が生じ，重水素バブルが形成され，表面構造を変化させたことに起因する。ただし，水素は物質中で水素化物や固溶体を形成することで複雑な挙動を示すので，現象を一義的に解釈することは現状では難しい。

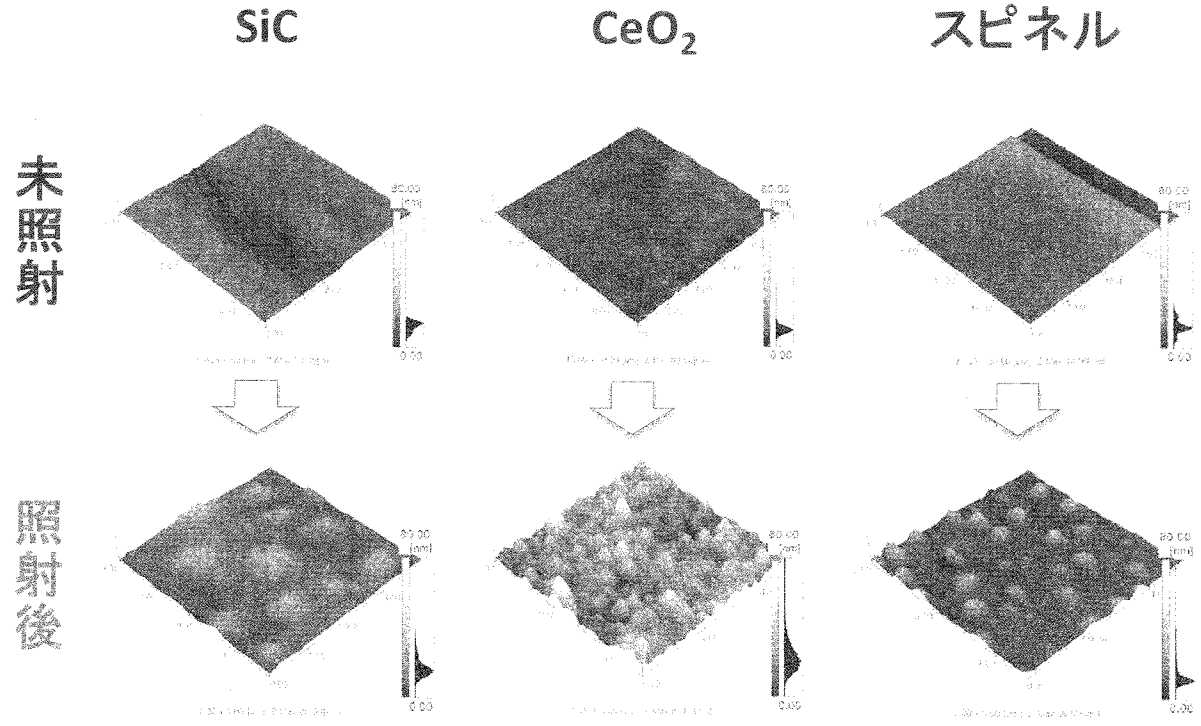


図1　スピネル，SiC ，CeO_2，に室温下で 1.0×10^{21} ions/m^2 の He^+ を照射したときの表面微細観察結果

（成果発表）

岩切宏友，三島由美，稲嶺理美，吉田直亮：半導体・絶縁体に対するヘリウムイオン照射効果，2009 年京都大学原子炉実験所ワークショップ「材料照射効果と応用」

QUESTにおけるプラズマ電流立ち上げ法の実験

東海大学・熊本教養教育センター　御手洗　修

1. 目的

スフェリカルトカマク（ST）核融合炉ではセンターソレノイド（CS）が設置できない可能性が高いので，CSなしプラズマ電流立ち上げの実験研究が重要である．しかし，QUESTは全日本の実験装置であり，多くの研究者，学生が参加する装置であるから多種多様な実験ができるのが望ましい．そのためにもキャンセルコイル（CC）を設置し，オーミック実験が容易に行えるようにした．本共同研究はCCを用いてQUESTにおける，[1]オーミック放電，[2]オーミック立ち上げとRFによる電流駆動，[3] RF加熱を併用して，第一に垂直磁場，ダイバータコイルとCCを用いたCSなし運転，第二にPF4-13とCCによるマージングによるプラズマ電流立ち上げ，について実験的に調べるが，その際の種々の数値計算を行うことが，本共同研究の目的である．

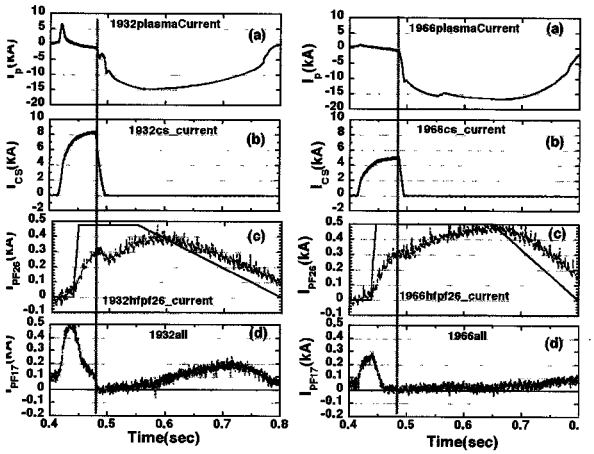


Fig. 1. Plasma current evolution in QUEST at B_t=0.14 T with the one turn cancellation coil. Left column shows I_{CS}=8 kA (#1932) and right one I_{CS}=5 kA (#1966). (a) Plasma current, (b) CS current, (c) PF26 vertical shaping coil current (N_{PF26}=72 turns) and set value, (d) PF17

2. オーミック立ち上げ実験結果

2009年度第1サイクルにおいて行われたCSを用いたパルスOH放電実験では，図1に示すように，矛盾する結果が得られた．即ち，バイアスCS電流が大きいと普通は大きなプラズマ電流が誘起されるが，実際には5kAと小さい場合の方が大きなプラズマ電流がしかもスムースに流れている．

その原因を探って見ると真空容器に流れている電流によって平衡とは逆の垂直磁場ができることがわかった．CSランプダウン時間は10ー15 msと短いので，真空容器に多くの電流が流れ，また垂直磁場の浸み込み時間も10 msと同程度なので，短い時間内に位置の制御ができないからでもある．

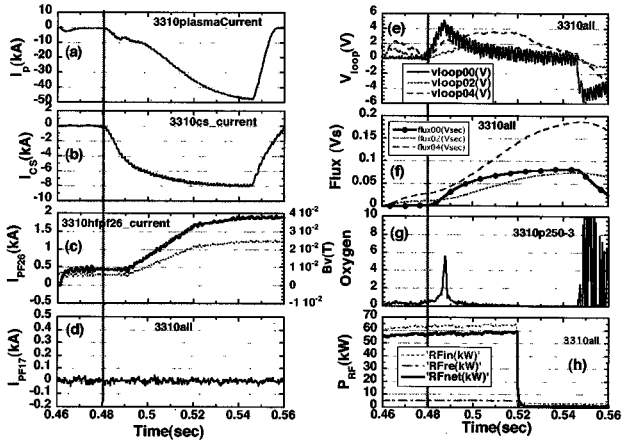


Fig.2. The plasma current evolution for the slower OH coil ramp-down. (a) Plasma current, (b) CS current, (c) PF26 vertical shaping coil current (N_{PF26}=36 turns) and vertical field, (d) PF17 vertical field coil current, (e) loop voltage measure at three locations, (f) measured fluxes at three locations, (g) oxygen impurity line, and (h) 8.2 GHz RF power. (#3310)

そこで，CS電流の時間変化がゆっくりとした，ランプアップ時を利用し，結線を逆にしてランプダウンさせて同じ方向のプラズマ電流を得るように結線して実験を行った．その結果図2に示すように48 kAのプラズマ電流が得られることがわかった．このように，CSの時間変化，垂直磁場の時間変化をゆっくり変化させると大きなプラズマ電流が得られることが実験的に示された．

3．回路方程式を用いた数値計算

この状況を，真空容器とプラズマが相互作用を行う回路方程式を立て，プラズマの粒子，エネルギーバランス方程式も考慮して解く方法を考えた．図3に示すように，真空容器は外側と内側の円筒のみを考え，回路方程式の数を落として物理的理解が可能なように簡単化した．また，こ

こでは上下の真空容器に流れる電流による垂直磁場は小さいことも考慮している．この簡素化によっても内側と外側の真空容器電流による垂直磁場が現れ，かつ垂直磁場のしみ込みも表すことが可能と思われる．その方程式は

$$\begin{cases} L_p\left(\frac{dI_p}{dt}\right)+M_{pV1}\left[\frac{dI_{V1}}{dt}\right]+M_{pV2}\left[\!\left[\frac{dI_{V2}}{dt}\right]\!\right]+R_pI_p=-\left(M_{pCS}\frac{dI_{CS}}{dt}+M_{pPF2}\frac{dI_{PF2}}{dt}\right)=V_p & (1)\\ M_{V1p}\left(\frac{dI_p}{dt}\right)+L_{V1}\left[\frac{dI_{V1}}{dt}\right]+M_{V1V2}\left[\!\left[\frac{dI_{V2}}{dt}\right]\!\right]+R_{V1}I_{V1}=-\left(M_{V1CS}\frac{dI_{CS}}{dt}+M_{V1pPF2}\frac{dI_{PF2}}{dt}\right)=V_{V1} & (2)\\ M_{V2p}\left(\frac{dI_p}{dt}\right)+M_{V2V1}\left[\frac{dI_{V1}}{dt}\right]+L_{V2}\left[\!\left[\frac{dI_{V2}}{dt}\right]\!\right]+R_{V2}I_{V12}=-\left(M_{V2CS}\frac{dI_{CS}}{dt}+M_{V2pPF2}\frac{dI_{PF2}}{dt}\right)=V_{V2} & (3)\end{cases}$$

これに，プラズマの粒子，エネルギーバランス方程式を追加して，あらかじめ連立方程式を解いておき，時間依存のみを計算する．回路のパラメータを別に求めておいて，＃3310 を模擬する計算を行った．CS 波形，PF26 波形は実験結果の波形を用いて，プラズマ電流が実験になるようなパラメータを探した．その結果を図 4 に示す．

この計算では，プラズマ抵抗の中の電子温度を非等方的とし，磁力線方向の逃走電子の効果を考慮するために，

$$T_e \rightarrow \frac{2}{3}T_e\left(1-N_{run}\right)+\frac{1}{3}T_e\left(1+G_{run}N_{run}\right)$$

とおいた．ただし，N_{run} は分布関数の中での逃走電子の割合でここでは $N_{run}=0.1$，G_{run} は２ー100 の時間依存の係数で，磁力線方向の逃走電子の分布関数を等価的高温度で表した人工的な数値を導入した．現在までの QUEST 実験では低密度であるために，硬 X 線の計測からもわかるように，逃走電子が支配的であり，それらの計算への正確な導入が必要である．内側真空容器に 50 kA，外側真空容器に 15 kA 程度の容器電流が流れていて，初期の垂直磁場を減少させている（図 4-(e)）．なお，垂直磁場駆動効果を弱めると，プラズマ電流は減少するので，垂直磁場が電流を駆動していることが計算上でも理解できる．

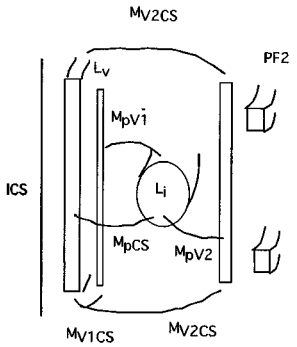


Fig.3. Model circuit between the CS, the inner and outer vacuum chamber, and the plasma current.

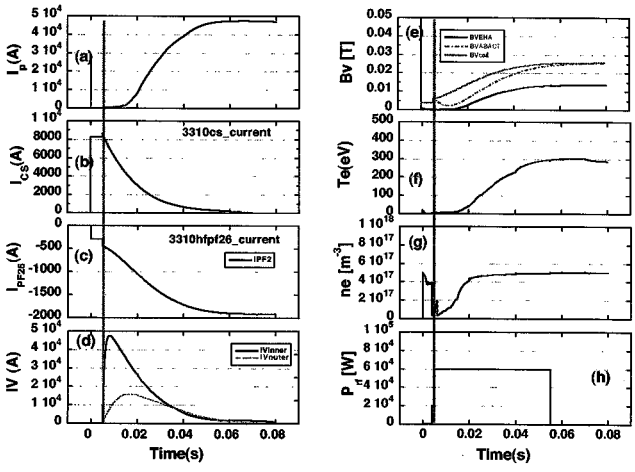


Fig.4. Calculated plasma current evolution for the slower OH coil ramp-down (#3310). (a) Plasma current, (b) CS current, (c) PF26 coil current, (d) inner and outer vacuum chamber current, (e) equilibrium vertical field and applied vertical field subtracted by the vacuum chamber effect, (f) electron temperature, (g) density, and (h) 8.2 GHz RF power.

5. 研究成果報告

[1] O. Mitarai, K. Nakamura, et al., ″First Ohmic Discharge assisted with RF power in QUEST Spherical Tokamak″ 2009. 10. 投稿中

[2] O. Mitarai, K. Nakamura et al., ″Plasma current ramp-up experiments in QUEST″ APFA2009 conference (2009, Oct 27-29, Aomori) P27p2-01, 受理

6. 研究組織　所内世話人：中村　一男　教授

ステンレス鋼の照射誘起応力腐食割れ(IASCC)感受性に及ぼす応力付加重照射の影響に関する研究(その2)

(財)電力中央研究所　宮原 勇一、新井 拓
九州大学　応用力学研究所　渡辺 英雄

1. 目的

原子炉等の炉内構造物材料として用いられるオーステナイト系ステンレス鋼は、軽水炉温度で中性子照射を受けることにより、応力腐食割れ(SCC:Stress Corrosion Cracking)感受性を生じる場合がある。この現象は照射誘起応力腐食割れ(IASCC:Irradiate Assisted Stress Corrosion Cracking)と呼ばれ、高経年化した軽水炉や核融合炉の冷却配管等において問題となる可能性がある。従来の研究は、照射後の試験片を用いた低ひずみ速度引張 (SSRT) 試験によりSCC感受性を評価したものが多く、照射硬化した材料に過大な応力負荷を与えるために、IASCC感受性が高くなる結果が得られている。実機では、定ひずみまたは定応力に近い状態で照射を受けており、その状態におけるIASCC感受性の変化が問題となる。応力負荷状態で照射を受けると、照射硬化や照射誘起応力緩和が同時進行し、IASCC感受性は複雑な挙動を示すことが予想される。本研究では、応力負荷状態の同一試料に対し、照射、応力測定、硬度測定、SCC試験を一連で実施する試験評価方法を確立し、応力負荷照射材のIASCC感受性を評価することを目的とする。

2. 実験方法

2.1 供試材と試験治具

供試材は、市販の316Lステンレス鋼の熱間圧延薄板(3mm厚)を用いた。供試材の化学組成を表1に示す。重イオン照射用試料は幅4mm×長さ12mmに切出し、厚さ0.5または1.0mmに研摩した。試験面表面は、板材初期表面を33～48μm研摩した面とし、5%過塩素酸-95%酢酸溶液中で20V-30秒間の電解研磨により仕上げた。本供試材は、同様の試験片表面仕上げ状態において、一般的なSCC発生感受性試験であるCBB試験によりSCCが発生することが確認されている[1]。 本研究で使用した試験治具を図1に示す。試料は、曲率半径12.5 mmの凸部を有する下型にねじ止めされることにより、表面に曲げ応力・ひずみが負荷される。照射前後の表面組織・応力・硬度試験および照射試験時は下型のみで行うことができる。SCC 発生試験は、試験片表面に隙間形成材のグラファイトウールを載せた後、上型で固定することにより実施が可能である。

2.2 応力測定

照射試験前後における表面微小部の応力を評価するため、X 線回折による応力測定を行った。装置には、二次元検出器を搭載したBruker D8 Discoverを用い、Cr Kα線源による(220)回折の測定を行った。測定では、入射X線のスリット径をφ500μmとし、試験片頂上部中心の1.5×1.5mmの範囲で計9箇所の測定を実施した。応力測定および解析方法には2D法を採用し、(220)デバイリングのフィッティングにはPeason Ⅶ関数を適用し、応力解析では2軸応力状態を仮定した。

2.3 硬度測定

照射材のダメージピーク位置が表面から500nm程度の深さになることを考慮し、ビッカース圧子による硬度測定を荷重35 mN、保持時間10secの条件で実施した。照射試験前後の硬度測定位置は、治具に固定した試料の頂上部とし、板幅方向に150μm間隔で各20点の測定を行った。

2.4 重イオン照射

重イオン照射にはNiイオンを用い、室温、200、300℃で、3.0 dpaの照射を行った。また、比較試料として、試験温度履歴のみを再現した未照射試料を作製した。

2.5 SCC試験

SCC試験は、試験片表面にグラファイトファイバーウールを載せてすきまを形成した状態で、溶存酸素量8ppm、試験温度288℃の条件で1000hr行った。SCC試験後は、試験片表面のSEM観察によってき裂発生の確認を行った。

3. 実験結果と考察

図2に照射試験前後およびSCC試験後の応力測定結果を示す。縦軸の応力σ_{22}は試験片長さ方向の応力であり、

引張が正、圧縮である。全ての試験片で加熱および照射後の応力は低下しており、応力緩和が起こっている。室温および300℃における試験結果から、照射による応力緩和は20～30MPa程度と考えられる。SCC試験後の応力は、300℃加熱材と200℃照射材で約50 MPa、300℃照射材で約135 MPaに低下している。図3に照射試験前後の試料表面の硬度変化を示す。照射前の硬度は全ての試験片でHv=330～360の範囲にあり、試験温度300℃までの加熱・保持による軟化は認められない。照射軟化の効果は照射温度が低いほど顕著になる傾向が見られるが、照射試験後の硬さは、未照射材でSCCが発生する硬さ(HV>235)[1]よりも高い。SCC試験後の試験片頂上中心部の300mm四方で観察されたき裂の数と長さを表2に示す。SCCによるき裂は、300℃熱履歴材と室温および200℃照射材で観察され、300℃照射材はき裂の発生が認められない。図4に未照射材を大気中300℃で保持した時の応力測定結果を示す。未照射材の応力は、300℃-3minの保持で約475 MPaから約425 MPaまで応力が緩和されるが、その後の応力の低下は見られない。表2のSCC試験結果および図2と図3の応力緩和挙動から、重イオン照射は、SCC試験時の応力緩和を促進し、SCCによるき裂の発生を抑制する効果があることが示唆される。

4. まとめ

曲げ応力を付加した状態で照射および応力・硬さ測定を行い、その状態のままの試料でSCC試験を行った。表面硬化層を有する低炭素ステンレス鋼のSCC発生に対して、重イオン照射はSCC試験中の応力緩和を促進する効果があり、SCC発生が抑制されることが示唆される。

5. 参考文献

[1] 宮原 勇一、加古 謙司、黛 正己, 電力中央研究所報告 報告 Q07015,(2008).

表1 供試材の化学組成

Element	C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	Mo	N	Fe
mass %	0.017	0.70	0.79	0.03	0.001	12.07	17.09	2.07	-	Bal.

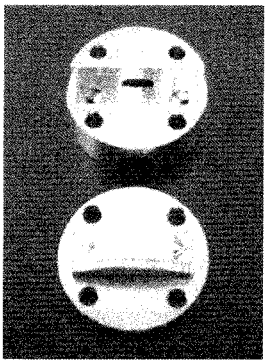


図1 試験治具の外観

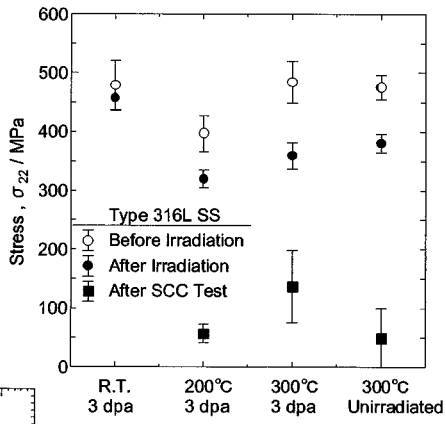


図2 照射試験前後およびSCC試験後の応力測定結果

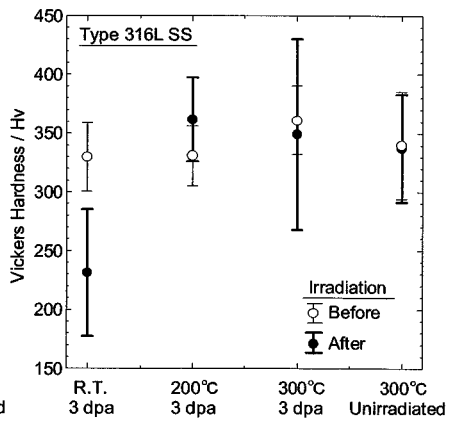


図3 照射試験前後の試料表面の硬さ

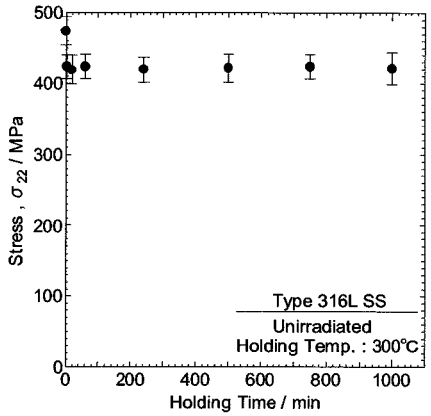


図4 未照射材の300℃保持による応力緩和挙動

表2 SCC試験後のき裂発生数および長さ

	き裂数	き裂長さ(μm)
300℃加熱のみ	65	634
R.T.-3 dpa	15	252
200℃-3 dpa	5	21
300℃-3dpa	0	0

固体表面状態のシース熱流束に及ぼす影響の研究

大阪府立大学 工学研究科 松浦 寛人

1 研究の目的

プラズマと固体境界のシースを介して伝えられる熱流束は、核融合プラズマのダイバーターのみならず、半導体プロセスの基板や宇宙飛翔体の外壁などの健全性に大きな影響を及ぼす。我々はプローブチップの温度変化から直接シース熱流束を測定し、チップのバイアス電圧に対する熱流束の応答からプラズマパラメーターを推定するサーマルプローブ法の研究を行ってきており、その過程でプローブチップの材質や表面状態もまたシース熱流束に影響を与えることを見出している。核融合炉壁の第一候補として上げられているタングステンはヘリウムイオンの混在するプラズマ照射下で表面に様々な損傷を受けることが最近報告されている。そこで、これらの表面損傷の有無がシース熱流束に及ぼす影響を実験的に調べることは重要である。さらに、熱輻射が支配的な高温ターゲットの厳密な熱流解析法は未だ確立されていない。本研究では、赤外線温度計で測定したタングステンターゲットの温度データからプラズマ熱流束を推定した。

2 実験装置及び結果

実験は応用力学研究所高温プラズマ研究センターの PWI 模擬実験装置 APSEDAS を用いて行われた。13.56 MHz の高周波を発生するヘリカルアンテナでヘリウムプラズマが生成された。

照射試料は Nilaco 社製のタングステンで、水冷された試料台に設置されている。厚さは $\ell = 0.1$[mm]、面積は $S = 22 \times 22 = 4.84 \times 10^2$[mm^2] である。図 1 は赤外線温度計 (Chino 社製 IR–CAQ シリーズ) で測定した試料の温度変化を示す。測定は測定可能レンジの異なる 3 つのカメラを組み合わせて行っている。試料と試料台の間の接触を減らしたため、比較的低密度のプラズマ照射にもかかわらず、放電開始直後にタングステン温度は 1700 [K] まで上昇し、放電停止後は 30 [s] 足らずで 1000 [K] も低下している。

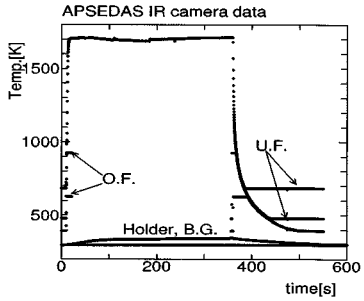


図 1: PWI 模擬実験装置 APSEDAS に置けるタングステン試料の温度変化。

3 熱量損失に関する考察

比較的低温の基板への熱流束を放電停止前後での試料温度の時間微分のジャンプより決定する方法は既に実績があるが、APSEDAS で見られるような放電停止直後の $\frac{dT}{dt}$ を 1000 [K/s] の精度で測定することは、データに含まれている揺動の平滑化の要請と相入れないため困難である。熱輻射が重要でない低温条件であれば、熱損失は温度の 1 次関数であると近似し、温度の時間変化を指数関数でフィッティングすることも可能であるが、図 1 のデータではこの方法を用いると熱流束の過小評価につながる。図 2 は輻射及び伝導を共に考慮した熱量損失のモデル方程式

$$Q_{loss} = -c_p \rho V \frac{dT}{dt} = Q_1 + Q_4, Q_1 = \eta_1 (T - T_0), Q_4 = \eta_4 (T^4 - T_0^4) \quad (1)$$

を APSEDAS の実験条件に当てはめ、数値積分した結果である。放電停止 ($t = 100$[s]) 後数十秒は伝導項 Q_1 の寄与が無視

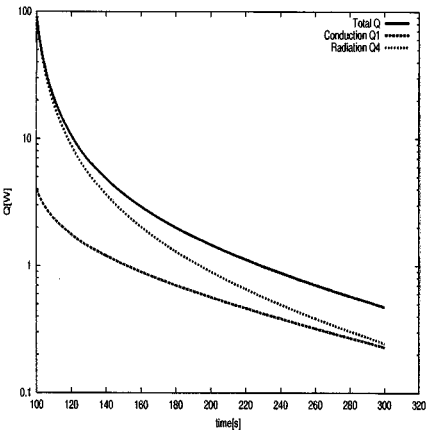


図 2: 熱損失モデル計算

できることが分かる。従って、伝導損失を無視して測定データをフィッティングしてプラズマ熱流束 $Q_{plasma} \sim Q_{loss}$ を評価したほうが良いと考えられる。

輻射項 Q_4 のみを考慮した微分方程式 ($\frac{dT}{dt} = -C(T^4 - T_0^4)$) は解析的に積分でき、以下の陰関数表示の解を得る。

$$log|\frac{T-T_0}{T+T_0}\frac{T_1+T_0}{T_1-T_0}| - 2\{\tan^{-1}(\frac{T}{T_0}) - \tan^{-1}(\frac{T_1}{T_0})\} = -4CT_0^3(t-t_1) \quad (2)$$

ここで、$T_1 = T(t_1)$ は放電停止 ($t = t_1$) 直前の温度、$C = \eta_4/c_p\rho V$ はタングステン試料の放射率に比例するパラメーターである。この式より試料の温度変化の速さはもっぱらパラメーター C の大きさ即ち放射率で決まることが分かる。図 3 は放射率 0.22 を仮定して (2) 式で高温域測定用カメラのデータをフィッティングした例である。(図中の太線。) 放電停止 ($t = 720$[s]) 後の急速な温度低下が輻射による熱輸送で良く説明できていることが分かる。

この放射率の値を用いて、(1) 式からプラズマ熱流束 Q_{plasma} を評価すると、およそ 22[W] あるいは 4.5×10^4[W/m^2] という値が得られる。今回の実験では、高周波パワーを 1[kW] まで上げるとヘリコン波の励起によりプラズマ密度のジャンプが観測された。それに伴い、評価されたプラズマ熱流束の値も 2 倍以上に増加していることが確かめられた。

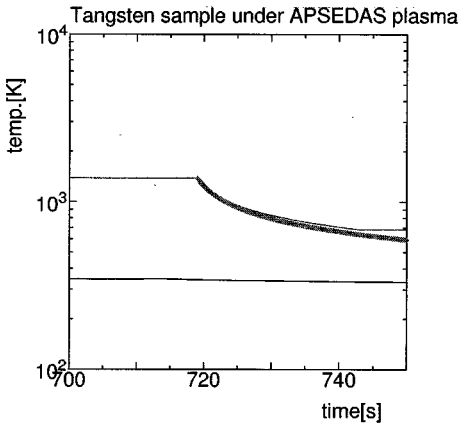


図 3: 高温赤外線カメラデータのフィッティング例。

4 まとめ

1000[K] を越える表面温度に達する APSEDAS プラズマ照射試料へのプラズマ熱流束を推定するための輻射熱伝達モデルを構築し、RF パワーとの相関を調べた。実験を行った最大 RF パワーではヘリコンジャンプによる熱流束の変化も確認されたが、照射フルエンスは比較的小さい値にとどまっていた。表面損傷の影響を詳しく調べるためには、より高い熱流束・粒子束での計測が必要であろう。

5 研究組織

研究代表者	松浦寛人	大阪府大・工	助教
研究協力者	中野賢	大阪府大・工	修士課程 2 年生
研究協力者	坂本瑞樹	九大・応力研	准教授
研究協力者	東園雄太	九大・応力研	特別研究員
研究協力者	徳永和俊	九大・応力研	准教授

6 成果報告（論文、学会発表等）

- 松浦寛人他：第 57 回応用物理学関係連合講演会,（東海大, 2010 年 3 月）発表予定.

QUEST 装置におけるリチウム原子偏光分光を用いたプラズマ電流計測

京都大学大学院工学研究科　四竈　泰一

1. 目的

本研究では，プラズマ中に入射したリチウム原子ビームからの 2s-2p 発光線の偏光観測を利用し，磁場のピッチ角分布を測定する．さらに，MHD 平衡計算を利用し，測定されたピッチ角分布を与えるようなプラズマ電流を推定する．

ピッチ角測定には，従来，光弾性変調器や複屈折性液晶と直線偏光板，干渉フィルタ，光電子増倍管を組み合わせた計測システムが利用されてきたが，本研究では新たにグラントムソン型偏光分離素子と高分解能分光器，高感度 CCD を組み合わせたシステムを提案する．後者を利用する場合，発光スペクトル形状に現れるゼーマン分裂から発光位置の情報を得ることが可能であり，リチウム原子ビーム軌道から計算される計測位置とクロスチェックを行うことができる．また，量子効率が高く暗電流値の小さい背面照射型冷却 CCD を利用することで，数十ミリ秒程度までの時間分解も可能である．

2. 方法・結果

外部磁場下ではゼーマン効果によりリチウム原子発光線のπ，σ光が異なるスペクトル形状を持つ．この性質を利用することで，π，σ光を分離することができ，それらの強度比から観測視線に対する磁場のピッチ角を推定することができる．まず，計測可能性を検証するために，予測される観測スペクトル形状を摂動計算により評価した．図 1 に示すように，偏光分離素子により分離される常光(o-ray)，異常光(e-ray)の電場ベクトル方向および観測視線によって作られる座標系において，磁場ベクトルが角度ϕ, θ 方向を向いている場合を考える．実験条件に近い$\phi = 160°$，$\theta = 30°$，磁場強度 0.5 T を用いて計算した 2s-2p 発光線スペクトルは図 2 のようになる．π，σ光が異なるスペクトル形状を持つため，観測される常光，異常光のスペクトル形状(π + σ)がわずかに異なったものとなることが確認できる．この結果から，本手法によるピッチ角測定が原理的に可能であることが分かった．

QUEST 装置 BFU302 ポートから入射されるシート状熱リチウムビームからの発光線を観測することを計画し，偏光分離素子を MH16 ポートに固定するための治具を製作した．その後測定を行う予定であったが，QUEST 装置の運営方針によりリチウムビーム入射が取り止めとなったため，データの取得には至らなかった．

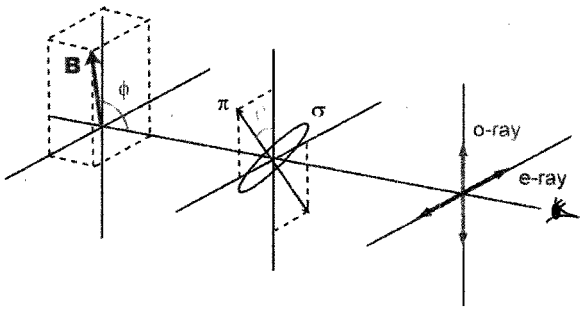


図 1. 観測配置

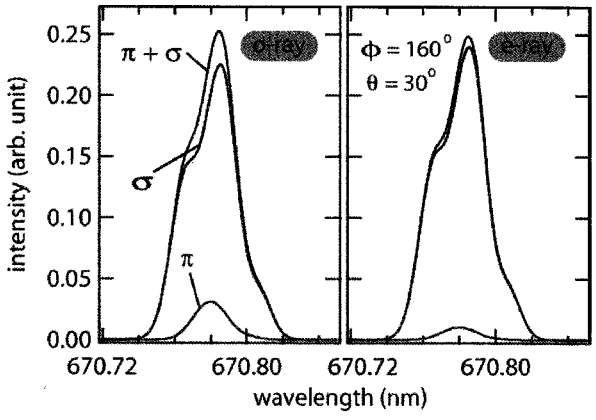


図 2. 磁場強度 0.5 T でのリチウム原子 2s-2p 発光線の常光,異常光の計算結果

3. 成果発表

[1] 西岡朋美，四竈泰一，藤井恵介，蓮尾昌裕，図子秀樹，Sanjeev Sharma「プラズマの電子温度，電子密度の 3 次元分布計測を目指したシート状リチウムビーム源の開発」プラズマ核融合学会 年会 1pE13p (2009).

[2] 西岡朋美，四竈泰一，片山光一，蓮尾昌裕，図子秀樹，了戒智文，Sanjeev Sharma「シート状リチウムビームを用いたグロー放電プラズマの電子温度，電子密度計測」日本物理学会年会 20aTJ8 (2010).

プラズマ対向材料の損耗・損傷評価

核融合科学研究所　大型ヘリカル研究部　芦川　直子

目　的

第一壁の損耗および再堆積に関する問題は，損耗による材料損傷と堆積層による壁リテンションを通じたリサイクリングへの影響などの各々の課題として捉えることでは十分な理解が得られない．特に，将来のトリチウム・インベントリーや核燃焼への影響など重要な課題のアセスメントを展望するには二つの競合過程の関連を，矛盾のなく合理的に説明することが必要である．ITER における壁コンディショニングのひとつとしてICRF壁コンディショニングが検討されており，これまでに本共同研究によりEAST装置（中国，ASIPP）における ICRF 壁コンディショニングの特徴について，表面分析法を用いて研究を行ってきた．今回は ICRF によるボロニゼイションに関する分析を行った．

実験および結果

EAST における ICRF 放電洗浄によるボロン膜の特性を調べるため，ボロニゼイション中に Si 試料を挿入し，その後ボロン膜の特性を X 光電子分光法（XPS）で分析した．ボロン膜と基板界面との区別が分かりやすいよう，表面凹凸の一様性が高く EAST において主なプラズマ対向壁および構造材として使用されていない研磨した Si 材（10 x 10 mm）を使用し，駆動装置を用いて挿入した．EAST ではボロンのソースとして Carborane ($C_2B_{10}H_{12}$)を用いている．常温では粉末であり，これを加熱することで気化させ，He-ICRF 放電中に気化した Carborane ガスを導入し，乖離したボロンが対向壁に被覆される．Carborane によるボロニゼイションは，EAST/HT-7 装置以外に実験室実験としてロシアで用いられていたことがある．各 Si 試料のふちはカバーで抑えられていたために未照射 Si の色をしており，曝露面のみが変色していることが分かる．ボロン膜は厚みにより干渉縞による青や緑などの色を示すが，EAST で被覆されたボロンも変色具合から少なくとも数十 nm 程度であることが目視確認から分かる．XPS による深さ組成分析はこのうちの一枚を用いて行なった．

XPS では Mg-X 線源 300 W を用いて測定し，深さ分析には Ar イオン銃によってスパッタリングを行なった．図 1 にスパッタリング前の結果を示す．ボロン膜表面で構造材であるステンレスの元素の一つである Fe や Si は検出されず，原子組成比で炭素が 37 %，ボロンが 35 %，酸素が 20 %，残りが窒素という結果であった．窒素は通常最面近くでのみ検出され，スパッタリングを進めていくと検出されなくなる傾向にある．EAST のボロン膜でも同じ傾向であり，この後に示す深さ組成分布では，検出されなかった．図 2 に XPS による原子組成比に関する深さ分布を示す．EAST のボロニゼイションによる膜は，ボロンの組成比約 60 %程度であり，約 30 %の炭素が基板まで含まれている

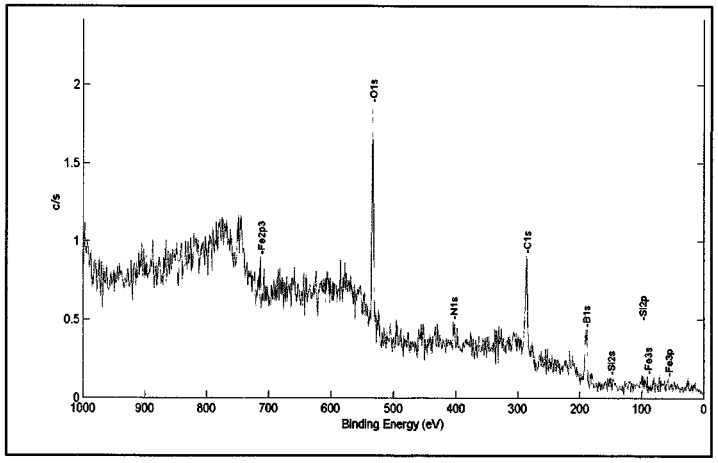


図 1　スパッタリング前の XPS 結果

ことが分かる.

炭素はプラズマ対向壁のタイルがRF放電によってスパッタリングされ，成膜時に取り込まれるか，Carboraneに含まれる炭素が一緒にコーティングされることが考えられる.以前の例としてJFT-2M(2004年にシャットダウン）においてボロン膜の分析が行なわれてきた．これらのうち同じく炭素を含むボロンのソースとしてトリメチルボロン B(CH3)3 があり，例えば JFT-2M ではこれが用いられていた．JFT-2M ボロン膜の結果では約80%の炭素が含まれており，これと大きく異なる傾向である．次に酸素が約 20%程度含まれており，最表面と界面近くで上昇していることが分かる．LHD では，ボロニゼイション初期に対向壁がスパッタリングされることによって放出された酸素が，ボロン膜の成膜時に一緒に取り込まれたと考えており，さらに最表面での酸素上昇はボロニゼイション終了後（ボロンを含むガスが完全に希釈ガスであるヘリウムと置換された後）に表面がスパッタリングされたため，さらに数 nm に関しては試料取り出し時の大気曝露による影響と考えている．EAST での酸素捕捉過程に関しては，より詳細な議論が必要であるが，高い濃度のボロン膜が被覆されていることは，酸素捕捉の観点からは大変重要である．酸素捕捉に関しては，今後ボロンの化学結合状態を詳細に調べる必要がある．さらに炭素堆積層の特徴に関しても，炭素の化学結合状態をより詳細に調べることで今後議論する予定である.

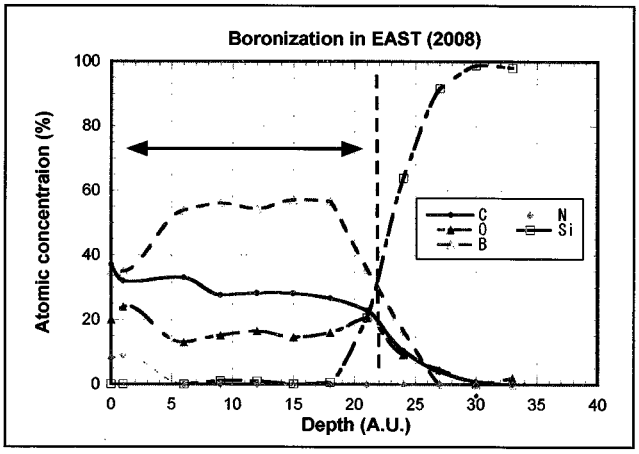


図2　XPSによるボロン膜原子組成比の深さ分布

このボロン膜の厚みについては別途DEKTAKによる触針計測でArイオン銃によるスパッタリング痕周辺の段差を数箇所測定したところ，厚みは30-70 nmであった．一般的に磁場閉じ込め核融合実験装置において 1 回のボロニゼイション運転でコーティングされるボロン膜の実績は数10から200 nm程度であるため，一回あたりの被覆膜としては十分な値であると考える.

研究組織

代表者	芦川直子	核融合科学研究所　助教
協力者	小森彰夫	核融合科学研究所　教授
	森崎友宏	核融合科学研究所　准教授
	増崎　貴	核融合科学研究所　准教授
	坂本隆一	核融合科学研究所　准教授
	渡辺英雄	九州大学応用力学研究所　（所内世話人）
	吉田直亮	九州大学応用力学研究所
	徳永竜也	九州大学大学院総合理工学府
	材料グループ	九州大学応用力学研究所

研究集会「核燃焼プラズマ統合コード研究会」

京都大学　　福山淳

九州大学応用力学研究所研究集会「核燃焼プラズマ統合コード研究会」（実施責任者　福山淳（京都大学））は2009年12月17日～18日の期間、九州大学応用力学研究所において開催された。

はじめに

ITER ならびに核融合炉における核燃焼プラズマの振る舞いを予測し、その制御手法を確立する上で統合シミュレーションコードの開発は核融合シミュレーション研究における最重要課題である。米国では、従来からの輸送コードを中心にした NTCC (National Transport Code Collaboration) 活動に加えて、SciDAC (Scientific Discovery through Advanced Computing)における大規模シミュレーションの成果を取り入れる形で、統合シミュレーションコードの開発を目指す FSP (Fusion Simulation Project) が 2005 年から活動を開始している。一方、欧州においても JET における Transport Task Force (TR-TF) による統合輸送コードの開発に加えて、EFDA の活動として Integrated Tokamak Modeling Task Force (ITM-TF) が 2003 年末に発足し、2004 年初めから活動を開始している。国内においては ITER-BA(Broader Approach)活動も始まり、国際核融合エネルギー研究センター附属計算機シミュレーションセンター(IFERC CSC)の設置に向けた SWG1 活動も現在進行中である。このような時期に第 8 回核燃焼プラズマ統合コード研究会を九州大学応用力学研究所において開催し，国内の研究動向、研究の進め方ならびにこれからの ITER-BA に関する研究協力について議論できたことは意義深い。さらに今年度は応用力学研究所が全国共同利用研究所として評価を受け、文科省から再認された年でもある。これに微力ながらも貢献できたことは喜ばしいかぎりである。「継続は力なり」ということわざがあるが、今後も ITER-BA の議論を深めつつ、核燃焼プラズマ統合コード研究会を継続して開催し、日本における研究のアクティビティを高めていく必要がある。

会議内容

この研究会は毎年、応用力学研究所研究集会として開催されており、今回で第８回目となる。核燃焼プラズマ統合コード構想の活動報告、成果報告の場として位置づけられている。今回、２５件の発表があり、１．５日にすべての講演を入れ込んだため、かなりタイトなスケジュールとなった。プログラムは６つのセッションから構成される。セッションＩは SOL/ダイバータシミュレーション関連で７件の講演があった。粒子シミュレーションに関する講演が２件、不純物輸送および統合化モデルに関する講演が４件、材料の照射損傷に関する講演が１件であった。セッション II は加熱・電流駆動関連で２件の講演があった。セッション III は統合コードシミュレーション関連で５件あった。大学、原研それぞれのコード開発に関する講演が４件と大規模データ解析支援ツールに関する講演が１件であった。セッション IV は、マルチスケールシミュレーション関連で、MHD と乱流の相互作用シミュレーション、グローバル輸送シミュレーション、コード開発の３件の講演があった。セッションＶはジャイロ運動論・ブラゾフ関連で３件の講演があった。モデルに関する講演が１件、簡約化モデルを用いた実験解析が１件、ITG 乱流のエントロピー生成の動力学に関する講演が１件であった。セッション VI はＭＨＤに関する講演で、５件の講演があった。コード開発関連が２件、流れのあるＭＨＤ平衡・安定性関連が３件

あった。外国人留学生が２名参加したのでプログラムは英語で作成した。ビューグラフは英語、講演自体は英語、日本語のいずれかで行った。また、次年度の活動計画に関しても議論を行った。

全体を通し、周辺、加熱・電流駆動、統合コード、マルチスケール、乱流、ＭＨＤといったプログラム構成からも推察されるが、比較的バランスのとれたプログラムであったと言える。ヘリカル系統合化シミュレーション結果の報告もあった。今後、この方面の研究も増えていくことが期待される。来年度、研究会は京都大学がホストとなり、US-Japan JIFT workshop との共催で開催したい旨提案があり了承された。なお、プログラムの詳細に関しては下記のホームページを参照頂きたい。
http://www.riam.kyushu-u.ac.jp/sanny/activity/member/yagi/H21workshop.html

最後にこのワークショップを開催するにあたり、九州大学応用力学研究所共同利用研究の支援を受けたので、この場を借りて感謝の意を表したい。

統合コード活動状況

活動環境

大学、核融合研、原研等による連携

（京大、九大、山口大、東大、東工大、慶応大、筑波大、核融合研、原研、電中研等）

活動形態

科学研究費補助金基盤研究(B)「統合コードによるＩＴＥＲプラズマのマルチスケール物理に関する総合的研究」（研究代表者　矢木雅敏、研究期間平成１９年度-２２年度）

科学研究費補助金基盤研究(S)「トロイダルプラズマの運動論的統合シミュレーションコードの開発」（研究代表者　福山淳、研究期間平成２０年度-２４年度）

日韓ワークショップ “Theory and Simulation of Magnetic Fusion Plasmas” (JAEA, Naka 3-4, Aug. 2009, organized by T. Ozeki and J. Y. Kim)

US-Japan JIFT workshop on “Integrated Modeling and Simulation of Toroidal Plasmas” (PSFC, MIT, 23-25, Feb. 2009, organized by A. Fukuyama and P. Bonoli)

九州大学応用力学研究所共同研究

核融合研共同研究、原子力研究機構共同研究

中期的サポートが必要

理論・データ解析・コード開発：若手研究者

参考資料

第 8 回核燃焼プラズマ統合コード研究会

日時：2009/12/17（木）-18（金）

場所：応用力学研究所 2 階大会議室

発表者 24 名

12 月 17 日（木）(8 人)

13:40-13:45 はじめに

13:45-13:50 事務連絡

(20 min talk+5 min discuss, 15min talk+5min discuss)

SOL/ダイバータシミュレーション

座長（矢木）

13:50-14:15　滝塚知典（原子力機構）　PARASOL シミュレーションに基づく周辺プラズマ流形成のモデリング

14:15-14:40　星野一生（原子力機構）　高 Z 不純物の原子過程に起因する内向きピンチ

14:40-15:00　清水勝宏（原子力機構）（代理発表：星野一生）主プラズマと周辺プラズマ輸送の統合化ーMPMD システムとデータ交換についてー

15:00-15:25 A. Froese(Kyushu U.) Ion and electron parallel heat transport through the scrape-off layer using PARASOL

15:25-15:35　休憩

座長（福山）

15:35-16:00 藤間光徳（慶応大）IMPGYRO-EDDY-SOLPS 統合コードの開発

16:00-16:25　河村学思（NIFS）ＬＨＤにおける不純物の再堆積モンテカルロシミュレーション

16:25-16:45　後藤準也（九大）Numerical study on Hydrogen Retention in Tungsten by first principle simulation

加熱・電流駆動

16:45-17:10　奴賀秀男（京大）ITER プラズマの加熱・電流駆動に関する速度分布解析

17:10-17:35　政岡義唯（京大）ヘリカルプラズマにおける α 粒子の閉じ込め

閉会

19:30 懇親会（十徳や筑紫口店にて）

12 月 18 日（金）16 人

8:55-9:00 事務連絡

統合コード

座長（滝塚）

9:00-9:25　福山淳（京大）運動論的統合コード TASK3G に向けた取り組み

9:25-9:50　林伸彦（原子力機構）　原子力機構における統合コード開発の現状

9:50-10:15　本多充（原子力機構）　TASK/TX コードの進展

休憩　10:15-10:25

10:25-10:50　若狭有光（京大）　TASK3D による LHD プラズマの輸送シミュレーション

10:50-11:15 上島（キャトルアイ・サイエンス）どんなシミュレーションも 3 分でクラウド化、DB 化！データ解析ウィザード　on　RCM

マルチスケールシミュレーション

座長（岸本）

11:15-11:40　矢木（九大）Development of multi-scale global transport code

11:40-12:05　徳永（九大）Multi-scale transport simulation of
internal transport barrier formation and collapse

12:05-12:30 T. Voslion（九大）Impact of poloidal shear flow in between a double tearing mode

昼食　12:30-13:30

ジャイロ運動論・ブラゾフ

座長（藤堂）

13:30-13:55　岸本（京大）Study of Entropy dynamics in ITG turbulence based on gyro-kinetic Vlasov simulation

13:55-14:20　宮戸（原子力機構）Push-forward representation in terms of modified guiding-centre fluid moments

14:20-14:45　M. Lesur（原子力機構）Subcriticality and frequency sweeping of Alfven eigenmodes driven by N-NBI in JT-60U tokamak

MHD

座長（林）

14:45-15:10 藤堂(NIFS) MHD 共通基盤コード MIPS について

15:10-15:35 相羽（原子力機構）トロイダル回転シアによる周辺 MHD モードの不安定化機構

15:35-15:45 休憩

15:45-16:10　白石（原子力機構）A matching problem revisited for stability analysis of flowing plasmas

16:10-16:35 伊藤淳(NIFS) 流れをもつ MHD 平衡の拡張

16:35-17:00 中島(NIFS) ストカスティック磁場を持つ MHD 平衡について

17:00-17:30 まとめ

閉会

参加者リスト（28 名）

氏名	所属	氏名	所属
中島徳嘉	NIFS	若狭有光	京大
藤堂泰	NIFS	奴賀秀男	京大
滝塚知典	原子力機構	政岡義唯	京大
星野一生	原子力機構	相羽信行	原子力機構
清水勝宏	原子力機構	白石淳也	原子力機構
本多充	原子力機構	宮戸直亮	原子力機構
林伸彦	原子力機構	上島豊	キャトルアイ・サイエンス
矢木雅敏	九大	宮本斉児	原子力機構
Aaron Froese	九大	河村学思	NIFS
Thibaut Voslion	九大	伊藤淳	NIFS
徳永晋介	九大	Lesur Maxime	原子力機構
後藤準也	九大	岸本泰明	京大
藤間光徳	慶応	大沢一人	九大
福山淳	京大	西原巧修	阪大

材料照射効果の基礎過程の解明
― 軽水炉高経年化技術の向上を目指して ―

研究代表者　　京都大学原子炉実験所　義家敏正
研究協力者　九州大学応用力学研究所　渡辺英雄

1.　はじめに

高エネルギー粒子を材料に照射すると、入射粒子は材料中の原子と相互作用を起こし、様々な現象を引き起こす。材料照射効果の研究は、入射粒子と材料との固体内反応の解明、核融合炉材料や原子炉材料等の耐照射材料の開発、照射効果を用いた材料開発に分けることができる。固体内反応は、入射粒子が材料に入射して原子核との反応（10^{-21} 秒）から原子炉材料の経年変化が問題になる 10^{9} 秒を超える幅広い時間スケールで起きる。大きさ的には原子核から 10mオーダの構造材料のサイズまでの現象を扱わなければならない。また、扱う材料も金属、半導体、セラミックスからプラスチックと広範囲に亘る。

このように幅広い事象を研究するためには、核融合材料、原子炉材料、核破砕中性子源材料等の幅広い分野で研究活動を行っている材料照射効果の研究者を集めて、最新の研究成果について発表し意見交換することが必要である。

本研究集会はトピックスを軽水炉の高経年化技術の向上に絞って開催された。原子炉の高経年化の問題は、現在の原子炉が今後も安全に運転できるかどうかを材料学的にいかに判断すべきかという点と、次世代のより高性能で長期間使用できる軽水炉材料の開発という 2 つの重要な課題をもつ。

このトピックスでの研究会は、2001年1月に京都大学原子炉実験所の研究会として開催され、その後2005年10月に開催された電力中央研究所での研究会を除いて、東北大学金属材料研究所の研究会として 2006 年度まで毎年継続して開催されてきた。新しい研究の紹介や研究内容の相互理解等に多大の貢献が行われてきた。しかし、東北大学の主催者が定年退職したため、2007年度は開催されなかった。原子炉材料が主ではあったが、照射損傷を中心とた核融合材料も含む幅広い分野の研究者を集めた研究会でもあったため、多くの研究者の間で開催されなかったことが惜しまれていた。2008 年度に応用力学研究所・研究集会として以前の研究会の趣旨を引き継ぎ開催され非常に好評であった。本研究集会はその 2 回目のものである。

2.　研究集会概要

今回の研究集会は平成21年7月9-10日に学外29名、学内10名の参加者を集め開催された。発表論文件数は 19 件であり、理論・計算から実験、さらに動力炉の現場での高経年化対策まで幅広い内容で、2 日間に亘り活発な発表と意見交換がなされた。

大学だけでなく日本原子力研究開発機構、電力中央研究所、原子力安全システム研究所等の研究所や原子力安全基盤機構、電力会社等からの参加もあり、幅広い分野で活躍している方々と

交流する機会を持てたことは、参加者にとって大きな収穫であった。

この研究集会で発表・討論された内容は、照射損傷一般に当てはまる現象であり、原子炉材料だけでなく、核融合炉材料や他の照射効果が問題となる材料、例えば核破砕中性子源のターゲット材料の開発にも貢献することが期待される。来年度は場所を改めて開催することが研究集会中に確認された。

3. 講演概要

3.1 圧力容器鋼（1）

原子炉圧力容器鋼は原子炉の重要な構造物であり、その脆化が原子炉の事実上の寿命を決定する。圧力容器鋼（1）では最初にこの分野の研究を推進している、原子力安全基盤機構の活動と今後の方針についての説明があった。次に圧力容器鋼の照射脆化の原因となる添加元素や不純物の偏析に関して、計算機シミュレーションが 1 件、実験が 3 件発表された。計算は第一原理計算であり、この分野では今後の活用が期待される。実験は主に 3 次元アトムプローブを用いた微量の元素の同定とその場所を解析しているもので、新しい偏析や析出機構が述べられた

3.2 SCC（1）

応力腐食割れ(SCC：Stress Corrosion Cracking)はオーステナイト系ステンレス鋼に起こる現象である。材料とそれに加わる応力と腐食環境の 3 つの相互作用により、材料に亀裂が発生し、それが時間と共に進展する。照射誘起応力腐食割れ（IASCC：Irradiation Assisted Stress Corrosion Cracking）は照射下での SCC である。SCC に関係する発表では、変形したステンレス鋼の局所的変形の観察や変形に及ぼす水素の影響、室温付近における照射損傷構造及び照射損傷発達過程の空間的・時間的な構造についての非常に示唆に富む発表が計 5 件あった。

3.3 圧力容器鋼（2）

圧力容器鋼における溶接部の強度変化や組成の変化は照射損傷やIASCCに大きな影響を与える。このセクションでは熱影響部の金属組織と破壊靭性の関連についての詳細な研究、磁性や導電性の変化を用いたイオン照射による鉄単結晶の特性変化の研究、添加元素や照射の初期状態の影響の磁気特性による検出、マンガンの機械的性質に及ぼす影響の 4 件が発表された。

3.4 圧力容器鋼（3）

このセクションでは主に照射硬化に関するテーマが 5 件発表され討論された。超高圧電子顕微鏡による電子照射とその場観察後 3 次元アトムプローブでその組成変化を調べた研究は、この 2 つの手法を結びつけたものとして今後の発展が期待される。原子力材料は必

ず何らかの外力下で照射される。その影響を調べるために圧力容器鋼である低合金鋼の応力下における照射挙動を調べた研究は多くの参加者の興味を引いた。中性子の模擬照射としてイオン照射を用いた原子炉圧力容器鋼の硬化挙動にかんする研究は今後の発展が期待される。最後にタングステン中の水素の挙動に関する第一原理計算結果の発表があり、今まで考えられていなかった新しい知見が得られていた。

九州大学・応用力学研究所・研究会プログラム(最終版)
材料照射効果基礎過程の解明 ― 軽水炉高経年化技術の向上を目指して

場所　九州大学応用力学研究所　中会議室(2階)
日時　平成21年7月9日(木)13:30 p.m.～7月10日(金)12:25 p.m.

7月9日		圧力容器鋼 (1)		座長　福谷耕司
13:30	13:35	義家敏正	京都大学原子炉実験所	挨　拶
13:35	14:05	松澤　寛	原子力安全基盤機構	高照射量領域の照射脆化予測に係わるJNES事業の概要
14:05	14:25	海老原健一	日本原子力研究開発機構	原子炉圧力容器鋼における照射誘起粒界リン偏析の第一原理計算を用いた反応速度論による数値シミュレーション
14:25	14:45	山口正剛	日本原子力研究開発機構	照射誘起粒界リン偏析の素過程に関する第一原理計算
14:45	15:05	武内　伴照	日本原子力研究開発機構	不純物濃度の異なる原子炉圧力容器鋼におけるミクロ組織の中性子照射量依存性
15:05	15:25	外山　健	東北大学金属材料研究所	第2世代原子炉圧力容器鋼監視試験片（ベルギーDoel-4炉）の照射後焼鈍
15:25	15:40			< Coffee Break >
		SCC(1)		座長　藤井克彦
15:40	16:00	福谷耕司	(株)原子力安全システム研究所	EBSDによる高照射ステンレス鋼の局所変形の観察
16:00	16:20	三浦照光	(株)原子力安全システム研究所	照射ステンレス鋼の変形挙動に対する水素の影響
16:20	16:40	宮原　勇一	(財)電力中央研究所	ステンレス鋼の応力腐食割れ感受性に及ぼす応力付加重照射の影響
16:40	17:00	義家敏正	京都大学原子炉実験所	オーステナイト系ステンレス鋼の低照射領域における損傷構造
17:00	17:20	石野　栞	東京大学　名誉教授	照射損傷基礎過程の時間構造
18:00	20:00			懇 親 会（場所：割烹　いしばし、西鉄白木原駅前） 大学より徒歩10分程度
7月10日		圧力容器鋼 (2)		座長　土肥謙次
9:00	9:20	勝山仁哉	日本原子力研究開発機構	原子炉圧力容器鋼溶接熱影響部の金属組織と破壊靭性
9:20	9:40	鎌田康寛	岩手大学工学部	エピタキシャル鉄単結晶薄膜の磁性・伝導性に与えるイオン照射効果
9:40	10:00	小林　悟	岩手大学工学部	圧力容器鋼の磁気特性における添加元素および初期状態の影響
10:00	10:20	藪内　聖皓	京都大学エネルギー科学研究所	マトリックス損傷に及ぼすMn影響
10:20	10:40			< Coffee Break >
		圧力容器鋼 (3)		座長　渡辺英雄
10:40	11:00	土肥謙次	(財)電力中央研究所	超高圧電子線照射材のアトムプローブ観察
11:00	11:20	藤井克彦	(株)原子力安全システム研究所	低合金鋼の照射硬化に対する応力下照射の影響
11:20	11:40	平金晶憲	九州大学総合理工学府	応力下における圧力容器鋼の照射欠陥挙動 － 装置作製と予備実験
11:40	12:00	村上健太	東京大学大学院	イオン照射法による圧力容器鋼の硬化挙動に関する研究
12:00	12:20	大澤一人	九州大学応用力学研究所	第一原理計算によるタングステンへの水素吸蔵の研究
12:20	12:25	渡辺英雄	九州大学応用力学研究所	今後の予定と連絡

参加者リスト

所属	氏名
北海道大学工学研究科	橋本直幸
岩手大学工学部附属金属材料保全工学研究センター	鎌田康寛
岩手大学工学部附属金属材料保全工学研究センター	小林　悟
東北大学 サイクロン・ラジオアイソトープセンター	長谷川　雅幸
東北大学金属材料研究所	外山　健
東北大学金属材料研究所	蔵本　明
日本原子力研究開発機構	海老原　健一
日本原子力研究開発機構	勝山　仁哉
日本原子力研究開発機構	竹内　伴照
日本原子力研究開発機構	山口正剛
東京大学	石野　栞
東京大学	村上健太
東京電力(株) 材料技術センター	浅野恭一
中部電力株式会社	熊野秀樹
(財)電力中央研究所	土肥謙次
(財)電力中央研究所	中島　健一
(財)電力中央研究所	秀　耕一郎
(財)電力中央研究所	宮原　勇一
㈱原子力安全システム研究所	福谷耕司
㈱原子力安全システム研究所	藤井克彦
㈱原子力安全システム研究所	三浦照光
独立行政法人　原子力安全基盤機構	松澤　寛
京都大学原子炉実験所	義家敏正
京都大学エネルギー科学研究科	藪内聖皓
四国電力株式会社	秋山 俊也
九州電力株式会社	山下靖幸
九州電力株式会社	渡辺真次
九州電力株式会社	早野幹人
九州大学	吉田直亮
九州大学	渡辺英雄
九州大学	大澤一人
九州大学	荒木邦明
九州大学	平金晶憲
九州大学	徳永竜也
九州大学	徳永知倫
九州大学	宮本正二
九州大学	関　人史
九州大学	原田裕考

九州大学応用力学研究所

〒816-8580　福岡県春日市春日公園６丁目１番地
連　絡　先　九州大学応用力学研究所事務室

電　　話　092-583-7702
Ｆ　Ａ　Ｘ　092-583-7701