

医療用 CT における画像再構成手法のプラズマ乱流計測への応用

帝京大学福岡医療技術学部診療放射線学科 荒川弘之

・背景と研究目標

九州大学応用力学研究所における直線磁化プラズマ発生装置 PANTA では、近年コンピュータ断層撮影 (CT) 技術に応用し、多チャンネル光ファイバーを用いたプラズマ乱流揺動計測の開発が進められている。開発においては、光検出器による線積分されたプラズマの発光情報からプラズマ乱流揺動の情報を画像再構成手法により再構築する必要がある。一方で、CT 技術は当初医療分野において開発され、長年の実績により、その画質やノイズの評価を含めた画像再構成の手法が多く開発されている。しかし、医療分野における CT 画像再構成手法やその評価の膨大な成果・知識量に対して、プラズマ乱流揺動計測への最適な手法の取り入れができていないのが現状である。この為、本研究では、医療分野で現在導入されている、または導入が検討されている画像再構成手法をプラズマ乱流計測に応用を行うための基礎的な検討を行う。

・検討結果

本年度は、医療用 CT 技術を用いたプラズマ乱流計測を行う為の手法の検討を行った。検討においては、レーザー吸収分光によるプラズマの2次元流れの測定への適用を考案した。プラズマ測定における、レーザー吸収分光は、温度や流れの空間的な線積分データを得るための手法が一般的であるが、医療用 CT 技術と組み合わせることで、線積分データからプラズマ乱流揺動の局所情報を再構成する事が可能であると考えられる。特に、(i)レーザー吸収分光法により、高速なレーザー波長掃引を行うことで、イオン流れの速度分布関数が得られる。加えて、(ii)線積分データからの再構成に、医療分野で開発された圧縮センシング MRI・CT の知見を用いることで、Filtered back projection 法等の古典的な手法よりも、より少ない測定点で、より高画質の再構成が可能になると考えられる。これら(i)(ii)により、2次元空間上の個々の点における速度分布関数の再構成が可能になると考えられる。

しかし、医療用の MRI や CT 技術をそのまま適用する場合、レーザーを様々な方向から照射する必要がある。このため、本研究では、ラングミュアプローブを用いて開発されたプラズマ二次元揺動再構成手法(H.Arakawa Sci.Rep.2016)に応用して、一方向のみのレーザー照射で可能とする。

具体的な適用としては、直線磁化プラズマ発生装置PANTAで開発が進められているレーザー誘起蛍光法システムの機器を利用して、効率的に開発を行うこととした。既にあるレーザー

は波長掃引可能な半導体レーザーで、アルゴンイオンの $3d^4F_{7/2}$ 準位から $4p^4D_{5/2}$ 準位への励起の際の、レーザー光の吸収を利用する。イオンの流れと温度から吸収されるレーザー波長のドップラーシフトと広がりが起こる為、668.6138nmを中心波長として10GHz程度の掃引を行う。

これまで開発しているレーザー誘起蛍光法では、 $4p^4D_{5/2}$ への励起後に、 $4s^4P_{3/2}$ への準位へ遷移する際に発光する442.6nmの蛍光を測定するための集光光学系を別途設置している。この際、プラズマ密度が低い為に蛍光は非常に弱く、集光光学系に大口径(直径10cm程度)のレンズを利用しているものの、プラズマ発生装置の真空容器が大きいため立体角が大きくとれないことから、S/Nの改善が困難であるという問題があった。加えて、開発しているレーザー誘起蛍光法を用いた手法は、局所測定の為、測定点を変更する場合は、その都度集光光学系を移動させる必要があり、非常に時間と労力のかかる手法であった。しかし、今回のレーザー吸収分光法を用いた手法では、レーザー光の吸収量を測定するための光検出器を新たに設置するだけで大掛かりな集光光学系は必要なく、強度のあるレーザー光の測定の為、集光光学系の位置調整も容易である。S/Nも線積分した吸収量を測定するため、局所的な蛍光を測定する場合と比べて大幅な改善が見込まれる。

得られた実験結果は、(a)現在 PANTA で開発が別途進められている、多チャンネル光ファイバーを用いたプラズマ乱流 CT 計測手法との比較に加え、(b)医療用圧縮センシング MRI や CT におけるその画質やノイズの評価手法を適用することで、得られた結果の評価を行うことが可能であると考えられる。

・成果報告：

(1) Plasma conference 2017(平成 29 年 11 月 21 日、姫路商工会議所)にてポスター発表を行い、プラズマ・核融合学会 若手学会発表賞受賞を受賞した。(演題番号: 21P-33、題名「直線磁化プラズマにおける孤立渦の生成・消滅機構の観測」)

(2) Plasma and Fusion Research へ投稿中

著者：Hiroyuki ARAKAWA, Shigeru INAGAKI, Yusuke KOSUGA, Makoto SASAKI, Fumiyoshi KIN,, Kazunobu HASAMADA, Kotaro YAMASAKI, Shunsuke KIMURA, Tatsuya KOBAYASHI, Yoshihiko NAGASHIMA, Takuma YAMADA, Akihito FUJISAWA, Naohiro KASUYA, Kimitaka ITOH6; , Sanae.-I. ITOH

題名：Ion Temperature Measurement by Laser Induced Fluorescence Spectroscopy in PANTA

マイクロ波計測器から得られる大規模データを用いた

乱流プラズマの特性抽出法の開発

核融合科学研究所・ヘリカル研究部 徳沢季彦

1. 目的

乱流プラズマは太陽をはじめとした宇宙プラズマにおいても普遍的に観測されているが、核融合プラズマ研究においても種々の乱流物理現象の理解は最重要研究課題の一つである。特に非平衡な状態、現象が時間的に変化しているような状況における乱流の時空間構造を調べることは、この物理現象を理解する上で非常に重要である。しかしながら、高温プラズマ実験においては、その計測手段・状況がこれまで非常に限られていた。そこで我々は、マイクロ波を用いた新しい非接触な計測手法の開発を行い、乱流の高精度な時空間構造を観測することを目指している。これまでに周波数コムを用いたドップラー反射法を開発し、応用力学研究所の PANTA 装置や核融合研の大型ヘリカル装置 LHD などに適用し乱流構造に関する大規模なデータを得られるようになってきた。今回、大型ヘリカル装置で開始された重水素実験において、従来より高い空間分解能をもった計測手法を開発した結果について、以下に報告する。

2. 高速広帯域オシロスコープを用いた全 IF 信号取得による周波数コムドップラー反射計の高時空間分解能化

プラズマ中の密度揺動による後方散乱波を計測することで、プラズマ密度揺動強度とそのフロー速度を調べることができるドップラー反射計であるが、空間分解能を高めるためには、プラズマ中へ入射する電磁波の周波数の数を増やす必要がある。そのため、マイクロ波帯の周波数コムを用いたドップラー反射計を開発し、PANTA 装置および LHD 装置に適用しているが、これまでその生成した周波数コムの成分の全てを受信回路で処理することができていなかった。(LHD では、入射周波数 26~60 GHz の間で、約 40~60 個の周波数成分を生成しているが、その内 16 個の周波数しか常時観測ができていない。) それは受信信号を周波数毎に弁別する際に信号強度の劣化の問題があることと、多チャンネルのフィルタバンクシステムを構成するためコストの問題があったためである。そのため、今回 LHD では、全周波数成分をまとめて、広帯域のオシロスコープで収集するシステムを構築した。LHD のプラズマ放電は 3 分毎に行うので、データ収集はその時間以内に完了する必要がある。図 1 に示すように、ネットワークを介して収集の設定が可能なデータ収集系を構築した。これにより、LHD の全プラズマ放電において、データを自動的に収集し、どこからでもデータ解析ができるようになった。

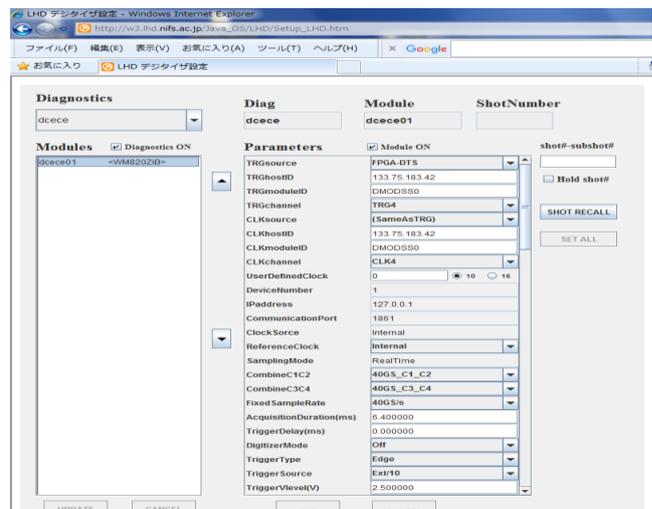


図 1 : LABCOM-X システムによるオシロスコープの Web 設定画面

3. 高い時間空間分解能を持ったドップラー反射計によるフロー速度振動の観測

広帯域のオシロスコープを用いることで、多くの計測点の情報を得ることができた例を、図2に示す。プラズマに小径のポリスチレン球(1 m $\phi</math>)を入射した直後、プラズマの周辺部においてフロー速度の振動現象が発生することを発見した。この振動は約 2kHz の周波数で、短時間(2~3ms)で減衰する。発生する位置は半径方向の一部の領域に限定されており、この例では、 $r/a \sim 0.98$ に境界がある。すなわち半径方向に構造を持っている。トーラス反対側でも同時に同じ振動が観測されていることから、長距離相関のある振動現象であることなど、新計測システムの導入により、新たな知見が得られるようになった。$

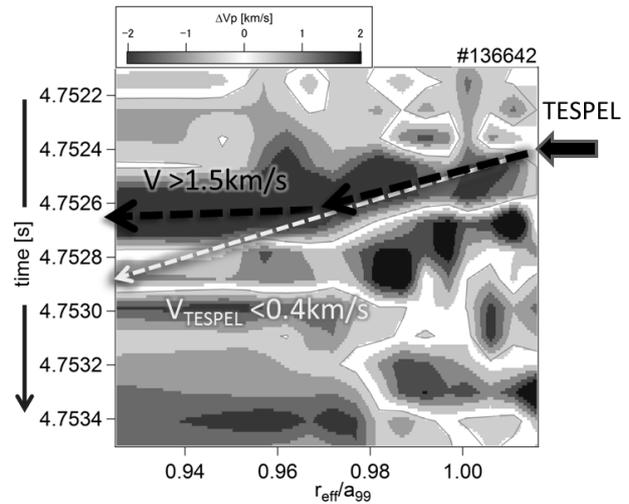


図2：ペレット入射 ($t=4.7524\text{ s}$) に伴うフロー速度の振動を観測した例。フロー速度の時間-空間変化をコンター図で表している。

4. 論文と学会発表

1. T. Tokuzawa, Y. Takemura, K.Y. Watanabe, S. Sakakibara, Y. Narushima, H. Tsuchiya, Y. Nagayama, S. Inagaki, K. Ida, M. Yoshinuma, K. Tanaka, Y. Suzuki, I. Yamada, and the LHD Experiment Group; “Distorted magnetic island formation during slowing down to mode locking in helical plasmas” Nuclear Fusion, **57** (2017) pp.076003-1-6.

また、次の学会にて発表を行った。

1. T. Tokuzawa, K.Y. Watanabe, S. Inagaki, A. Ejiri, R. Imazawa, N. Oyama, K. Tanaka, K. Ida, H. Tsuchiya, and I. Yamada; “Progress of Frequency Comb Doppler Reflectometer System in LHD and Feasibility Study of Doppler Reflectometer for JT-60SA” 13th International Reflectometry Workshop (IRW13), May 10 - 12, 2017, NFRI HQ, Daejeon, Korea.
2. T. Tokuzawa, S. Inagaki, N. Tamura, R. Sakamoto, K. Ida, H. Tsuchiya, A. Ejiri, H. Yamada, K.Y. Watanabe, K. Tanaka, T. Akiyama, and I. Yamada; “Observation of poloidal flow structure” --Oscillation near the transition threshold -- Propagation of flow structure” 7th Asia-Pacific Transport Working Group (APTWG) International Conference, June 5 – 8, 2017, Nagoya Univ., Nagoya, Japan. [D-O2]
3. T. Tokuzawa, S. Inagaki, N. Tamura, R. Sakamoto, K. Ida, H. Tsuchiya, A. Ejiri, H. Yamada^{a,c}, K.Y. Watanabe, T. Akiyama, K. Tanaka, H. Nakanishi and I. Yamada; “Microwave comb reflectometry for micro turbulence measurements” (General Lecture) 18th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics (LAPD18), Sep. 24 – 28, 2017, Prague, Czech Republic.
4. T. Tokuzawa, S. Inagaki, N. Tamura, R. Sakamoto, K. Ida, H. Tsuchiya, A. Ejiri, H. Yamada, K.Y. Watanabe, K. Tanaka, T. Akiyama, and I. Yamada; “Fast Radial Propagation of Momentum Associated with the TESPEL Injection”, 21st International Stellarator-Heliotron Workshop (ISHW2017), October 2~6, 2017, Kyoto, Japan. [P1-46]
5. T. Tokuzawa, S. Inagaki, N. Tamura, R. Sakamoto, K. Ida, A. Ejiri, H. Yamada, K. Y. Watanabe, I. Yamada, and LHD Experiment Group; “Rapid momentum propagation associated with the TESPEL injection”, Plasma Conference 2017, Nov.20-24, 2017, Himeji, Japan. [24P-05]

レーザー光波面の乱れを利用したプラズマの乱流計測手法とデータ処理方法の開発

核融合科学研究所・ヘリカル研究部 秋山毅志

目的

プラズマの閉じ込め性能を向上させるためには、乱流の物理機構を理解することが重要である。その計測には様々な手法があるが、本研究ではレーザー光の波面の乱れからプラズマ乱流の情報を引き出す手法を提案し、実証することを目的とする。本手法は非接触で、かつ干渉や変調などの作用を用いずに、直接的に乱流を計測できる特徴がある。

経緯と実験方法

大型望遠鏡では、大気の揺らぎによって天体からの光の波面が乱され、解像度が向上しない問題がある。これに対し、すばる望遠鏡では波面形状を計測し、乱れを可変形鏡で補正する補償光学により、解像度の大幅な改善に成功している。プラズマにレーザー光を入射した場合、乱流揺動に対応するのが望遠鏡での大気揺らぎであり、レーザー光の波面を測定することで、乱流揺動の情報が得られると考えられる。

この波面計測による電子密度揺動計測は、平成 27 年度より本格的に PANTA にて計測を開始した。当初利用した市販のシャックハルトマン波面センサーでは有意な波面の変化は観測できなかったことから、プラズマ計測に最適化したシャックハルトマン波面センサーを自作した。撮像素子の画素数、シャックハルトマンセンサーを構成するマイクロレンズアレイのレンズアレイ数・焦点距離などを最適化した結果、プラズマの揺動によると考えられる波面変動を捉えることができた。

一方、課題として明らかになったのは、波面としては比較的平面成分に近い非揺動成分（ゼロ次光成分）が揺動成分よりも極めて大きいため、それらが僅かにでも変動すると揺動成分がマスクされることである。平面成分の変動は、機械振動やレーザー光直径より構造が大きい空気の揺らぎが原因となっている。そのため、振動や空気の揺らぎを抑えるため、光学架台の補強や覆いによる気流の抑制を行った。

上記の課題解決へのもう 1 つのアプローチは、平面成分そのものの寄与を抑制することである。天体観測での手法として、ナイフエッジによるゼロ次光成分の除去があり、これを揺動計測に取り入れてゼロ次成分強度を減らし、ある程度の効果を確認した。更にゼロ次成分を抑制する手法が太陽観測でも知られているコロナグラフである。系外惑星探査では、圧倒的に明るい恒星光を除去してその近傍の暗い惑星からの光を捉える観測が続けられている。コロナグラフはその鍵の技術として改良が進められており、手法も従来の恒星光成分を物理的なマスクで隠す方法から、光渦を使って恒星光を消す手法など数多く発展型が提案されている。光渦によるゼロ次光成分のマスクをプラズマ計測に導入した概念図を図 1 に示す。プラズマ透過後、円形アパーチャで瞳関数を与えてレンズで集光した後、周方向に 4π の位相差を持つ光渦マスクに入射させる。その後、瞳再結像面に同じ円形アパーチャで周縁光を除去した後、適当なビーム径にした後に撮像する。この光渦コロナグラフは、コロナグラフ演算子を C とすると、入射光 E_{in} が平面波 E_0 に対して、その出射光 E_{out} が $E_{out} = C[E_{in}] = 0$ と記述できる。一方、入射光が乱れた波面 $E_{in} = E_{in} e^{i\phi} = E_0 + iE_0\phi$ に対しては、平面波強度成分は前述のとおり除去される一方、乱れた波面成分は消去できず、 $E_{out} = C[E_{in}] = C[E_0] + iC[E_0\phi] = 0 + iC[E_0\phi] = iC[E_0\phi]$ と変動成分のみが残留スペックル像として観測されることになる。天体観測では、ミラーやレンズの表面粗さ等がスペックル像を生じさせ、高感度観測の妨げになるが、本研究はこのスペックル像からプラズマの電子密度揺動を捕らえようという発想である。

開発・実験結果

図 2(a) に PANTA に設置した受光光学系を示す。写真上部の真空窓の対向面にも同じ真空窓があり、その外側に Nd:YAG レーザー及びレーザー径拡大光学系の架台を別途設置している。

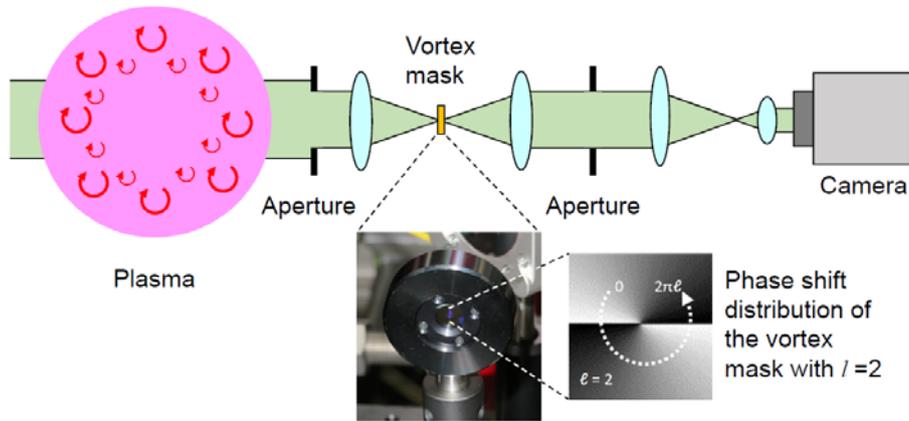
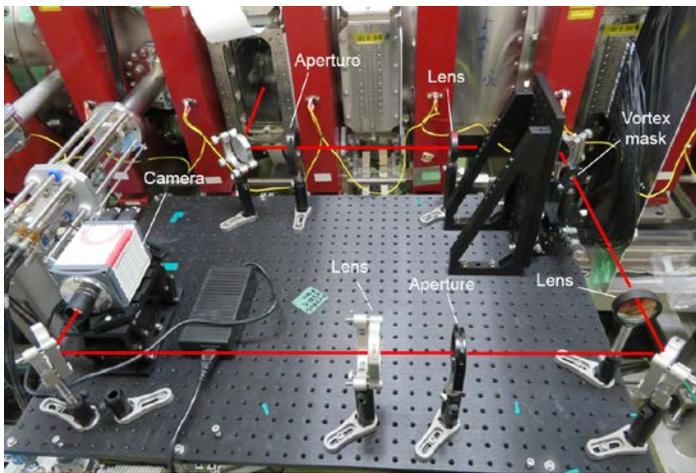


図1 光渦マスクを用いた平面波成分除去した電子密度揺動計測の概念図

(a)



(b)

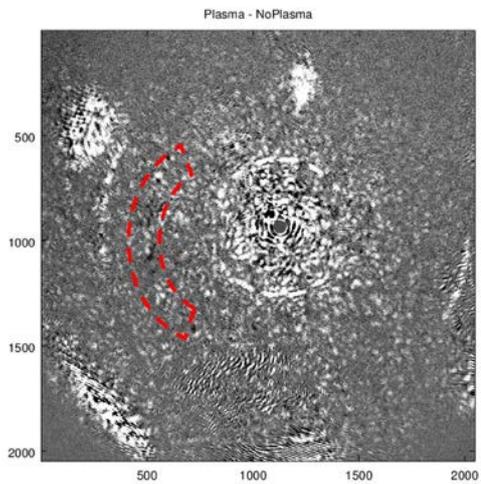


図2 (a) 光渦マスク揺動計測の受光光学系。写真上部のPANTA装置をはさみ、光源レーザー光学系と写真の受光光学系の二つの光学系から構成される。(b) 観測されたスペックル像。赤点線部分にプラズマ揺動によるものと考えられるスペックル輝点が見られる

図2(b) が今回得られたスペックル像である。真空窓での多重反射等による静的な収差や、レーザー光口径より小さいサイズの気流などの影響を受けていると思われる動的や波面変動を抑制する必要があると考えられるが、赤点線で囲んだ部分に、プラズマによると思われる輝点が見られた。

まとめと今後の予定

平成28年までのシャックハルトマン波面センサーと比較し、ゼロ次光を大幅に抑制し、プラズマによる変動成分のみを計測する目的で、光渦マスクを波面センサーに導入した。これは天体観測で利用される光渦マスクが、平面波成分のみ除去して変動成分が残ることを、プラズマ計測上はメリットとして利用した試みである。初期的な計測ではプラズマの寄与と解釈できる信号が得られた。今後は、レーザー光口径より小さいスケールの気流の影響などを抑え、より高精度な計測を実施してプラズマの電子密度揺動手法としての性能を評価する予定である。

研究組織

研究代表者: 秋山毅志(核融合研)、早野裕(国立天文台)、服部雅之(国立天文台)、村上尚史(北海道大学)、玉田洋介(基生研)

研究協力者: 居田克巳(核融合研)、稲垣滋(応力研)

複雑ネットワークの手法を用いた プラズマ乱流時系列データの新しい解析手法の開発

サブテーマ代表者：高知工業高等専門学校ソーシャルデザイン工学科 谷澤俊弘

1 研究目的

超高温のプラズマを安定して閉じ込めるためにはプラズマ中に形成されるドリフト波乱流の物理的性質を詳細に理解することが必要であり、そのためには、プラズマ流体の圧力・密度・温度・電位等の物理諸量が生み出す膨大な時系列データを詳しく解析しなければならない。近年、本研究課題代表者（谷澤俊弘）および研究協力者（中村知道・兵庫県立大学）によって、時系列データを統計モデル化した後、ネットワークとして視覚化することによって直観的に理解する新しい手法が開発された。本研究は、この手法を磁場閉じ込めプラズマ中のドリフト波乱流の大容量時系列データの解析に応用し、そこから物理的情報を抽出する全く新しい手法を開発することを目的とする。

2 現在までの研究結果

本研究は2012年に谷澤と中村によって得られた時系列データのネットワーク化手法 [1] を円筒形直線型プラズマ内ドリフト波乱流の観測およびシミュレーションから得られる時系列データに適用するものである。この手法では、時刻 t における時系列データ $x(t)$ をその時刻以前のいくつかのデータ $x(t-1)$, $x(t-2)$, ... とランダムノイズ $\varepsilon(t)$ を用いて

$$x(t) = a_0 + a_1x(t-l_1) + a_2x(t-l_2) + \dots + a_wx(t-l_w) + \varepsilon(t) \quad (1)$$

と線形モデル化する。ここで、パラメータ a_0, a_1, \dots, a_w は実際に観測された時系列データと線形モデルによって生成されるデータ間の誤差の二乗平均を最小化し、さらにモデルの最適化基準として情報量基準を合わせて用いることにより、いくつかの時間遅れ項 $x(t-l_1)$, $x(t-l_2)$, ..., $x(t-l_w)$ から最適な部分集合を選び出すものとして決められる。この手法は Reduced Auto-Regressive Model (RAR) と呼ばれている。RAR モデルは時系列データが持つ周期をその時間遅れ項の中に必ず含むことがわかっている。

昨年度は、直線円筒型プラズマ内のドリフト波乱流の測定から得られた全 64 チャンネルの時系列データのうちの、いくつかを抜き出し、それぞれを単一の時系列データと見て RAR モデル化し、そのモデルにあらわれる非自明な時間遅れ項は、周波数に直して、0.897[kHz], 0.962[kHz], 2.00[kHz], 3.22[kHz] に対応する周期の振動に対応することを見出した。

lag	period [μs]	frequency [kHz]
31	310	3.22
50	500	2.00
104	1040	0.962
111.5	1115	0.897

RAR モデリングは多変数の時系列データにも用いることができ、このネットワークを用いた可視化法は多次元の時系列データ解析にも有効であることがわかっている [2]。本年度は、プラズマ乱流の各チャンネル間

の関係性を明らかにするために、RAR モデルの手法を多変数時系列データに拡張するための基礎考察を行った。多変数に拡張された RAR モデルは、

$$x_i(t) = a_{i,0} + \sum_{j=1}^N \left(\sum_{k=1}^{w_j} a_{i,j,k} x_j(t - l_k) \right) + \varepsilon_i(t) \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (2)$$

で表わされる。ここで、 $j = 1, 2, \dots, N$ はチャンネル数である。本年度は、我々の手法が、相互相関関数による方法等を含むいくつかの既存手法に比べ、どのような利点があるのかについての基本的考察を行ってきた。また、RAR モデルの時間遅れから得られる「周期」が離散フーリエ解析のパワースペクトル等から得られる「特徴的な周波数」とどのような関係にあるのかを理解するため、RAR モデルが生み出す時系列データと $1/f$ ノイズに代表されるブロードなスペクトル分布との関係についても解析を行っている。これらの内容については、単なる既存手法の適用ではなく、手法の基本原理についての理解も必要となるため、応用力学研究所のスタッフと議論を重ねながら、今後も手法開発を着実に進めていきたい。

3 今後の研究の方向について

現在、多変数 RAR モデリングの方法を 64 チャンネルのプラズマデータに適用すべく、数値計算の準備を行っている。多チャンネルであることで最適モデルを選び出すために多くの計算時間が必要となるため、高速な計算機の使用やアルゴリズムの最適化等が必要となる。現在、多変数 RAR モデリングを用いた予備計算により、カオスを生み出すモデルであってもチャンネル間の関係性がうまく抽出できる例があることは確認しているが、この手法をさらに確実なものとし、その適用範囲を広げていくために、チャンネル数、ノイズレベル、非線形性等に対する頑強性の考察も重要となると考えられる。

4 研究成果発表

- Toshihiro Tanizawa, Tomomichi Nakamura, and Michael Small, “Constructing networks from multivariate time series data”, First International Summer Institute on Network Physiology (ISINP), Lake Como School of Advanced Studies, Como, Italy, July 24-29, 2017
- Toshihiro Tanizawa, Tomomichi Nakamura, and Michael Small, “Constructing directed networks from multivariate time series via linear modeling technique”, International School and Conference on Network Science (NetSci2017), JW Marriott Indianapolis, Indianapolis, IN, USA, June, 21-23, 2017

参考文献

- [1] Tomomichi Nakamura and Toshihiro Tanizawa: “Networks with time structure from time series,” *Physica A*, Vol. 391, pp.4704-4710 (2012).
- [2] David M. Walker, Antoinette Tordesillas, Tomomichi Nakamura, and Toshihiro Tanizawa: “Directed network topologies of smart grain sensors,” *Physical Review E*, Vol. 87, 032203 (2013).

極限プラズマ科学研究会

応用力学研究所 稲垣 滋

本研究は「特定研究 2:極限プラズマ科学の新研究手法の開発」における個別課題の成果の統合を議論する。

目的と背景

現在、極限プラズマは、半導体プロセス、医療応用、宇宙開発(特に人工衛星)、核融合等、様々な分野で発展しており、それらを包括する学術基盤の形成は近未来の技術革新にとって非常に重要である。極限プラズマ科学はプラズマの非平衡性、極限的な性質の理解を通し、流れの駆動など様々な産業に応用する為の基盤を与える。本研究では、研究集会を開催し、特定研究 2 のサブテーマリーダーが一堂に会して、それぞれの領域で発展してきたプラズマ科学の中から共通な機構や課題を抽出するための議論を行う場を提供する事を目的とする。プラズマ科学の多方面からの研究者が一堂に会して議論し、個別のアプローチを統合することで、極限プラズマの研究手法そのものに新展がもたらされることが期待できる。本研究で取り組む課題はプラズマ乱流に限らず、医療やナノ粒子生成等多くの先端科学における共通の課題であり、応用力学研究所の共同研究として遂行し先導する事が必要である。

研究集会の開催

2018年2月27日に応用力学研究所 2F 会議室において研究集会を開催した。研究会のプログラムを添付する。

予算の執行

予算は研究集会参加の旅費に執行した。

研究集会のまとめ

基礎プラズマにおける乱流の絶対計測技術の進展、基礎プラズマ/トロイダルプラズマにおける乱流イメージング法の開発、ソーシャルネットワーク科学に用いられるビックデータ解析手法に関してその成果を発表し情報交換及び討論を行った。以下に主な成果を記す。

ソーシャルネットワーク科学の時系列データ解析手法が紹介された。自己回帰モデルでは全てのタイムラグに対し結合係数が決められるが、そこにスパース性を導入し結合係数 0 を許す解析(縮小自己回帰モデル)を行うことで、影響のあるなしを明確にすることができる。更にこのモデルを多変数系に拡張した。興味深い点は、ある因果関係を持つテストモデルから生成した多変数時系列データでた影響が無いはずの二つの時系列に相関が現れることがある事である。相関解析からは元のモデルを推定することができないが、縮小自己回帰モデルでは因果関係を特定できる。これらから縮小自己回帰モデルは疑似相関に対して強い手法と期待できる。本手法より、これまで明確でなかった因果関係が議論できる。新たなプラズマ研究法としての期待が高まった。

LHD ではデジタル相関 ECE がルーティン的に稼働し始めており、重水素実験において大量にデータを取得できた。デジタル ECE 計測により従来の数 cm の空間分解能が電子ラーマ半径と同程度の 3mm まで増加した。これにより数 kHz の MHD 揺動の固有関数がより高い解像度で得る事ができる。100 kHz 程度の乱流揺動を計測するには相関解析するため長い時間幅が必要になる。そこで ECE の中間周波数帯域信号の帯域を 5 GHz 程度に狭めサンプリング周波数を落とし長時間のデータ取得を行うというアイデアが議論された。実験条件を調整することで捕捉電子不安定性観測が期待できる。

レーザーによる揺動計測に関して多くの議論がなされた。トリプルグレーティング分光器を用いてトムソン散乱により PANTA プラズマの温度、密度の径方向勾配が得られた。併せて PANTA プラズマの 10 kHz の揺動振動の位相情報を相関関数により抽出した。トムソン散乱用の YAG レーザーは 10 Hz で繰り返すが、多くの放電(200 回)でレーザー入射タイミングと 10 kHz 揺動の位相を同時に計測することで密度と温度の揺動位相依存性が得られる。ここから密度揺動成分は温度揺動成分に比べてかなり大きい、温度揺動振幅の統計誤差が大きく精度を高めるには更なる放電が必要である、事が分かった。新たなレーザー計測としてベクトルトモグラフィーが提案された。これは線積分吸収分光からイオン分布関数の構造を推定しようとするものである。イオンに巨視的な流れがある場合、同じ地点においてもイオン分布関数はドップラーシフトにより視線によって異なる。このようなベクトル場を再構成する手法がエンジンの炎の計測等で開発されており、これをプラズマ流れ場の計測に応用する。この手法はプラズマ内の様々な乱流ベクトル場(電流、磁場、電場)のトモグラフィー計測にも応用可能と期待できる。特に本特定研究のサブテーマで開発中のレーザー光渦計測と組み合わせた乱流速度場計測のアイデアが議論された。

プラズマ流れ場構造観測に関する統合的研究

核融合科学研究所 へリカル研究部 居田克巳

目的

プラズマの流れ構造は周辺プラズマの制御やコアプラズマの閉じ込めに重要な役割を演じている。近年、プラズマ平行流は磁気面の統計化により予想よりもはるかに強く減衰する事が明らかになったように、プラズマの流れ構造を決めている物理機構は多様である。このためプラズマ流れ構造形成機構を理解する為には流れ場の観測に加え、平衡圧力分布、乱流揺動、磁場揺動等、同時かつ多点(多次元)で行う事が必須である。応用力学研究所の直線装置 PANTA ではプラズマ平行流の計測を行っている。同時に静電揺動も観測しており、流れ構造に関する統合的計測が可能な実験装置である。そこで本研究では様々な信号の中からイオン流速に相関のある物理量を抽出する手法を開発する事を目的とする。本手法の進展により、プラズマ流れ場構造観測に関する統合的研究が可能となる事が期待される。

本研究では昨年度に、流れ場計測に重要なイオン分布関数の計測でプラズマ小崩壊現象に伴うイオン分布関数の歪みを発見するという成果をあげ、核融合科学研究所において記者発表を行っている。このため応用力学研究所の共同研究として継続し、更に成果を上げる事は必須である。

PANTA における流れ形成

九州大学直線磁化プラズマ装置ではマッハプローブにて磁力線に平行方向の流を計測している。図は中性密度を変化させた際に PANTA で形成される密度分布(左)と平行流分布(右)を示す。中心部に密度分布の急峻化を伴う大きな平行流と平行流シアの形成が観測された。特に中性ガス圧を高くした際に密度分布の急峻化が顕著に現れる。またこの時、平行流はプラズマ周辺部では逆転流(エンド部からソース部へ向かう流れ)になる。プラズマ乱流によるレイノルズ応力を評価すると、中心部の流れシアは乱流が駆動している事が明らかになった。しかし周辺部では乱流は逆転流からエネルギーを受け取っていると考えられる。この逆転流の駆動源の同定は今後の課題である。

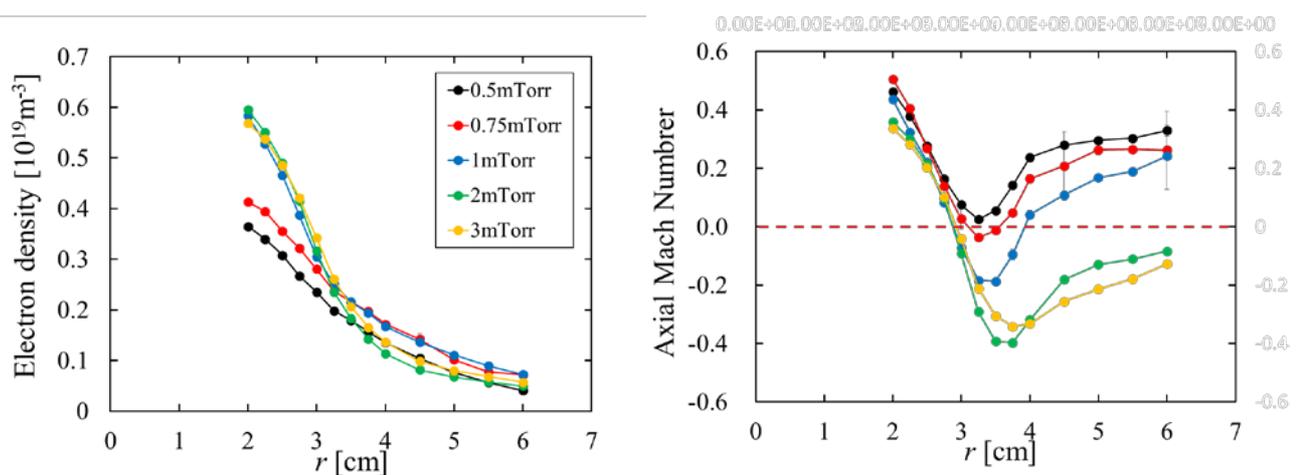


図 PANTA において観測された密度及び平行流(マッハ数)の径方向分布

プラズマの突発性

今年度は、昨年度観測した核融合科学研究所にある大型ヘリカル装置 LHD における小崩壊現象について、その前兆現象を捉える事に成功した。崩壊現象ではイオンの分布関数が歪み緩和する。分布関数の 1 次モーメントである巨視的流れも影響を受けるため、プラズマ流れ構造形成機構を理解する為にはこの崩壊現象の理解も重要である。

LHD プラズマでは、崩壊現象が起こるかなり前からプラズマの変形が現れる。この変形は共鳴モード(外部から与えられる力がある周波数で共振する事で起こる振動現象)と呼ばれ、プラズマ全体に広がる。この共鳴モードは崩壊現象に結びつくことはなく、むしろ崩壊現象に至るほどエネルギーがプラズマ中に蓄積されるのを防ぐ役割を担っている。そして、この共鳴モードが一瞬停止してしまうと、その次の瞬間に、非共鳴モード(共振周波数を持たず振動することもなく、一気に成長する現象。破断など。)による変形が成長して、一気にプラズマの一部が失われるという崩壊現象が突発的に起こることを発見した。非共鳴モードによるプラズマの歪みは一ヶ所に集中する。この非共鳴モードによるプラズマの歪みを観測することで、突発現象の発生を直前に予測する事ができる。このように、突発現象の直前に起こる「トリガー」(引き金)をうまく捉えることで、現象の直前予測が可能であるということが明らかになった。

自然や社会では、「いつ起こっても不思議はないが、いつ起こるかを予測することが難しい」現象が数多く観測されている。火山噴火、集中豪雨、太陽フレア、経済危機などがその例で、これらは突発的に発生する。このような突発現象の予測は物理学における大問題の一つであり、様々な突発現象に関わる物理過程を、様々な分野の研究者が集まって比較することで、突発現象を普遍的に理解し、その予測に結びつけようという新しい研究が始まろうとしている。

成果の評価

プラズマの突発現象の前兆を捉えた事は、突発現象の理解・予測という点で、大きな成果と考えられる。これらの成果をまとめた論文が **Scientific Reports 8 (2018) 2804** に掲載された。論文発表に合わせて、核融合科学研究所でプレスリリースを行った。本成果は国内の新聞のみならず、海外のインターネットメディアにも取り上げられるなど、国際的にも高い評価を受けた。自然現象や社会に見られる多くの突発現象の研究に、重要な指針を与えると考えられ、3月22日から東京理科大学で開催される日本物理学会の「突発現象の科学」シンポジウムでも発表された。

論文

<https://www.nature.com/articles/s41598-018-21128-z>

核融合科学研究所プレスリリース

<http://www.nifs.ac.jp/press/180213.html>

研究組織

居田克巳	核融合科学研究所
小林達也	核融合科学研究所
稲垣滋	九州大学応用力学研究所

直線磁化プラズマにおけるストリーマー構造の解析

九州大学 基幹教育院 山田 琢磨

1. 目的

プラズマ乱流中のミクروسケール構造であるドリフト波が非線形結合することで発生する、メゾスケール構造のストリーマーやゾーナルフローは径方向輸送に大きな影響を与えるため、その発生機構を研究することは核融合プラズマの輸送を理解するうえで非常に重要である。直線プラズマはトロイダルプラズマに比べて低温で近接性に優れるため、乱流やメゾスケール構造の基礎的解析を行う点において有利である。九州大学応用力学研究所の直線プラズマ実験装置 LMD-U では、ストリーマーと、その構造形成に重要な役割を果たす媒介波が世界で初めて発見された。計測は周方向静電プローブアレーと径方向駆動プローブによって行われ、相関解析により直線プラズマの2次元円断面内においてストリーマー構造は周方向に自己収束し、径方向に伸びた構造を持つことが分かり、また媒介波は径方向に節を持つ構造であることが分かった。ところがストリーマー構造・媒介波・ストリーマーを形作る搬送波の軸方向構造と三者の関係については詳しい解析は行われていなかった。そこで本研究では軸方向に並んだプローブを用い、相関解析をすることでストリーマー構造・媒介波・搬送波の軸方向構造について解析を行った。さらにストリーマー構造の包絡線を調べることによって、結果の妥当性を確認した。

2. 実験方法

直線プラズマ実験装置 LMD-U を用いてストリーマー実験を行い、多数の静電プローブでイオン飽和電流（電子密度揺動）を計測することで、ストリーマー構造とその発生に重要な役割を果たす媒介波、またストリーマーを形作る搬送波（ドリフト波）についての3次元的空间構造を明らかにした。LMD-U は軸方向の長さが $z = 3740$ mm、内径 $r = 450$ mm の直線装置である。ソース部に付けられた内径 95 mm のガラス管に RF アンテナで 3 kW/7 MHz の RF 波を印加し、ヘリコンプラズマを発生することで真空容器内部に直径が約 100 mm の直線プラズマが発生する。軸方向に 0.09 T の磁場を発生させ、内部に封入したアルゴンの圧力を 1.5 mTorr に調整することで、ドリフト波乱流が非線形結合を通してストリーマー構造を形成する。このとき中心部の密度は 10^{19} m⁻³ 程度、電子温度は 3 ± 0.5 eV のおおよそ平坦な分布である。

軸方向 $z = 1885$ mm、半径 $r = 40$ mm の位置に周方向 64 チャンネル静電プローブが設置されている。このプローブにより詳細で精度の良い乱流の2次元フーリエスペクトルを観測し、プラズマ内に発生する揺動の周方向モード数を特定した。また、軸空間構造を解析するために軸方向 $z = 1625$ mm と 1375 mm、半径 $r = 40$ mm の位置でも同時に計測を行った。ストリーマーの搬送波となるドリフト波や、構造形成に関わる媒介波は個々がある周方向モード数と周波数を持つ単一の揺動であるため、これらの構造解析には相互相関解析を用いた。2つの揺動のクロススペクトルの位相情報はこれらの位相差を表すので、ある参照波を基準として用いれば揺動の位相構造が特定できる。ストリーマー自体は搬送波が周方向に自己収束した構造体であり、その包絡線は媒介波と位相関係を保持する。つまり搬送波が形作る包絡線構造は媒介波と同じ周方向モード数と周波数を持つことになる。そのため、ストリーマーの位相構造を特定するためには、媒介波を参照波として、媒介波と2つの搬送波のバイスペクトル解析を行えばよい。この場合、バイフェーズが搬送波の包絡線（ストリーマー構造）と媒介波の間の位相差を表す。

また、バイスペクトル解析で得られた結果（ストリーマー構造の軸方向モード数など）の妥当性を確認するために、自己収束した構造体であるストリーマー構造の包絡線を求め、同時刻での各測定点でのストリーマー構造の包絡線を直接比較した。包絡線の抽出には、長時間平均を引くことであらかじめ低周波数成分を除去した後に、ヒルベルト変換を用いた。

3. 実験結果と考察

LMD-U にストリーマーが発生している状態 (磁場 0.09 T、圧力 1.5 mTorr) で $z = 1885$ mm, $r = 40$ mm の周方向 64 チャンネルプローブと、 $z = 1625/1375$ mm, $r = 40$ mm, 周方向角度 0 の合計 3 つのプローブを用い、ストリーマーの包絡線構造、媒介波、搬送波の軸方向位相構造を観測した。媒介波は周方向モード数 $m_1 = 1$, $f_1 = -1.2$ kHz で、径方向 $r = 30$ mm に節構造を持つ波であった。搬送波には、ドリフト波の中から代表として振幅が強く媒介波との結合が強い $m_2 = 2$, $f_2 = 7.8$ kHz の波と $m_3 = 3$, $f_3 = 6.6$ kHz の波を選んだ。ストリーマーの包絡線の位相構造を求めるために、周方向 64 チャンネルプローブで媒介波を測定し、残りの軸方向に並ぶプローブで搬送波を測定した。結果として、媒介波とストリーマーの包絡線構造はともに位相差が軸方向にはほぼ 0 で、軸方向モード数 n がともに 0 であることが示された。一方、搬送波についても相互相関解析により軸方向構造を求めると、結果は軸方向モード数がともに $n = -1$

と求まった。ここで負のモード数は、装置のエンド側からソース側へ向かう伝播方向である。これらの結果は、媒介波と搬送波が軸方向モード数についての 3 波結合条件 ($n: 0 - 1 = -1$) を満たすことから、妥当と言える。佐々木 (研究協力者) の数値研究によると、搬送波の軸方向モード数が $n = -1$ であることは軸方向シアフローの影響であると示唆されており、これについての検証が今後の課題である。

さらに結果の妥当性を確認するために、軸方向に並んだ各測定点でのストリーマー構造の包絡線を同時刻で直接比較した。図 1 に示すように、搬送波の位相は軸方向で変化するが、ストリーマー構造の包絡線の位相は軸方向で正確に一致した。以上のことから、ストリーマーの包絡線構造と媒介波は軸方向モード数 $n = 0$ を持つのに対し、搬送波は広い周方向モード数・周波数領域で軸方向モード数 $n = -1$ を持つことが明らかになった。

4. 研究成果報告

- [1] T. Yamada, S. Inagaki, M. Sasaki, Y. Nagashima, F. Kin, H. Arakawa, T. Kobayashi, K. Yamasaki, N. Kasuya, Y. Kosuga, A. Fujisawa, K. Itoh and S.-I. Itoh, "Three-Dimensional Structure of the Streamer in Linear Plasmas", *Phys. Plasmas* **87**, 034501 (2018).
- [2] 山田琢磨, 稲垣滋, 佐々木真, 永島芳彦, 金史良, 挟間田一誠, 荒川弘之, 小林達哉, 山崎広太郎, 糟谷直宏, 小菅佑輔, 藤澤彰英, 伊藤公孝, 伊藤早苗, "PANTA におけるストリーマーと媒介波の三次元構造", 日本物理学会 第 73 回年次大会, 東京理科大学, 23aK608-8, (Mar 22-26, 2018).

5. 研究組織

研究代表者: 山田 琢磨 (九州大学基幹教育院)

研究協力者: 稲垣 滋、佐々木 真 (九州大学応用力学研究所)、小林 達哉 (核融合科学研究所)

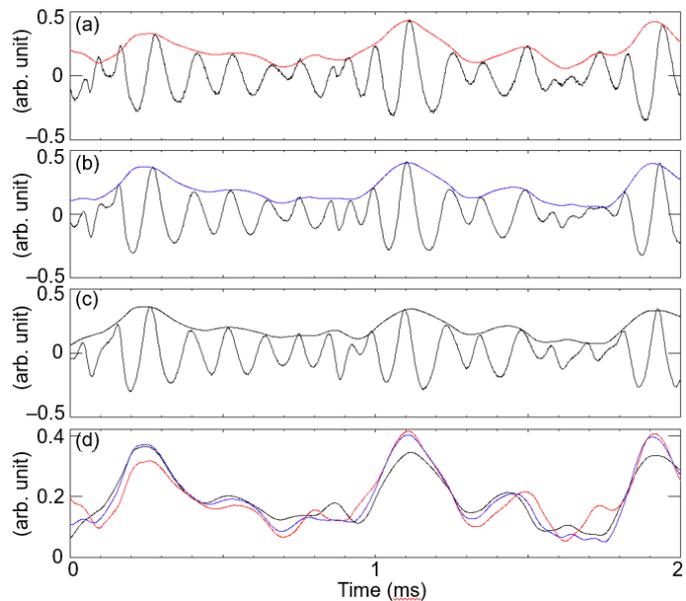


図 1. (a) $z = 1885$ mm, (b) $z = 1625$ mm, (c) $z = 1375$ mm におけるストリーマー構造の時間発展 (低周波成分除去後) とその包絡線。(d) (a)-(c) の包絡線を重ねたもの。軸方向に位相が、搬送波は変化しているが、ストリーマー構造 (包絡線) は変化していないことが分かる。

イメージング計測を用いたプラズマ乱流のメソスケール構造の解析手法の開発

核融合科学研究所 ヘリカル研究部 大館暁

目的

プラズマの揺動の情報を含んだ可視光の放射イメージの解析からプラズマの揺動の性質を調べるのが本共同研究の目的であり、PANTA 装置のプラズマからの可視光の放射を高速度カメラで計測したデータを解析対象とする。

はじめに

直線型のプラズマ閉じ込め装置 PANTA で観測される乱流揺動の周波数スペクトルには、多数の小さなピークが見られる。ドリフト波の分散関係から予想される周波数と波数を持つ波と他の波との相互作用からこのような複雑な構造を持つスペクトルが生み出されると考えられている。画像計測でモード分解して時間変化を追跡すると、図1に示すように、コア部と周辺部の回転速度・方向の違いが複雑性を大きく助長しているように見える。

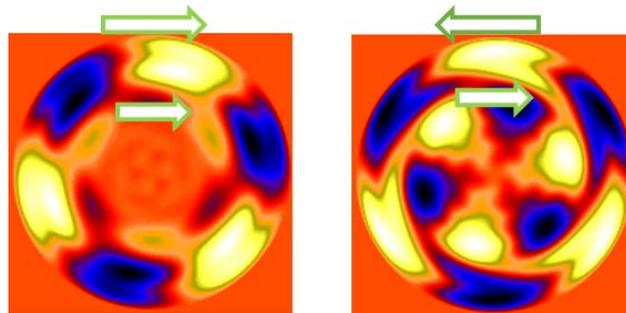


図1 $m=3$ のモード数を持つ揺動のパターンの例

このような内側と外側の回転速度の違いは径方向のモードの広がりを抑制している可能性があり、この観点で揺動データの解析を行った。

解析

今回解析したデータセットは、図2に示すような周波数スペクトルを持っていて、1.1kHz の $m=1, 2$ のモードの振幅が最も大きい。周辺部と、ややコアに近い領域での揺動の回転角の差($m=1, 2, 3$ の3成分)と、各モードの振幅 ($m=1, 2, 3$ の周辺部、コア部)を使って主成分分析を行った(表1)。最も相関の大きかった成分1の時間変化を図2に示す。これは全モードの振幅に強い相関がある成分であり、1.1kHz のモードの回転角と比べると、モードの振幅が最低次のモードの回転で変調されているように見える。2番目に大きな成分は、モードの振幅情報と位相に弱い相関があることを示している。特に、 $m=2$ の内外の位相と相関がある。

モードの内部と外側の位相差は、 $m=1$ では顕著ではないが $m=3$ のモードは頻繁に位相

差が変化している。位相差が π を超えるような大きな変化が頻繁におきていて、画像データに観測される回転方向の反転に対応しているものと思われる。 $m=2$ のモードの位相差の変化はそれほど大きくはないが、全モードの振幅と同様に、最低次のモードの回転に応じて変化しているようであり、モードの振幅の変化に弱い相関があるようである。モード間の非線形のカップリング情報と、このシアーの情報の相関も調べたが、ほとんど相関は見られなかった。

画像解析によって、内外の回転の位相差と、モードの振幅との関係を定量的に調べることができた。シアーの影響はそれほど大きくないが、 $m=2$ の内外での回転速度の差と全体の揺動の振幅には弱い相関があることが分かった。

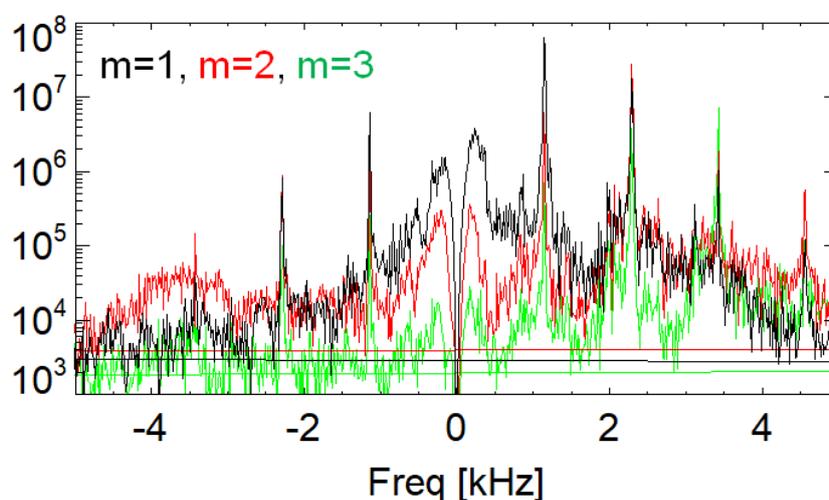


図2 画像解析データで得られた周波数スペクトル

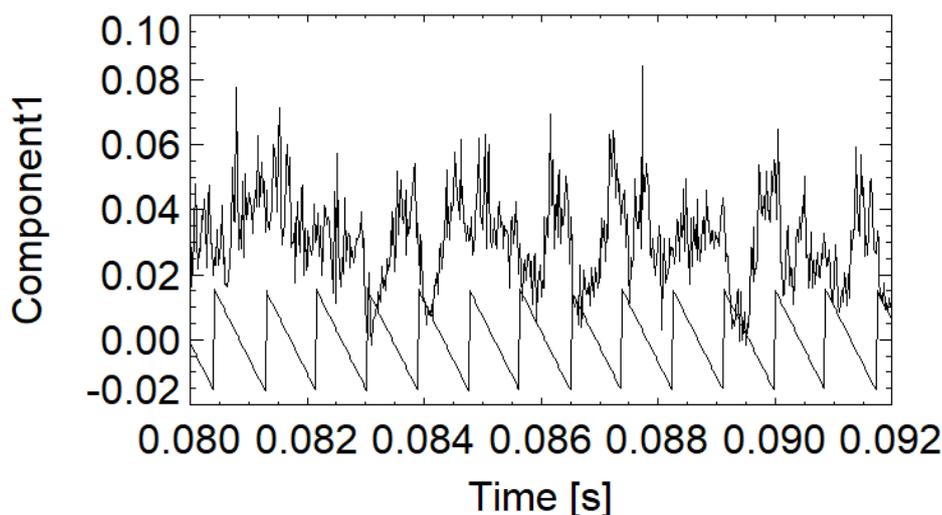


図3：主成分分析の最大成分（成分1）の振幅と、1.1kHzの回転モードの位相。

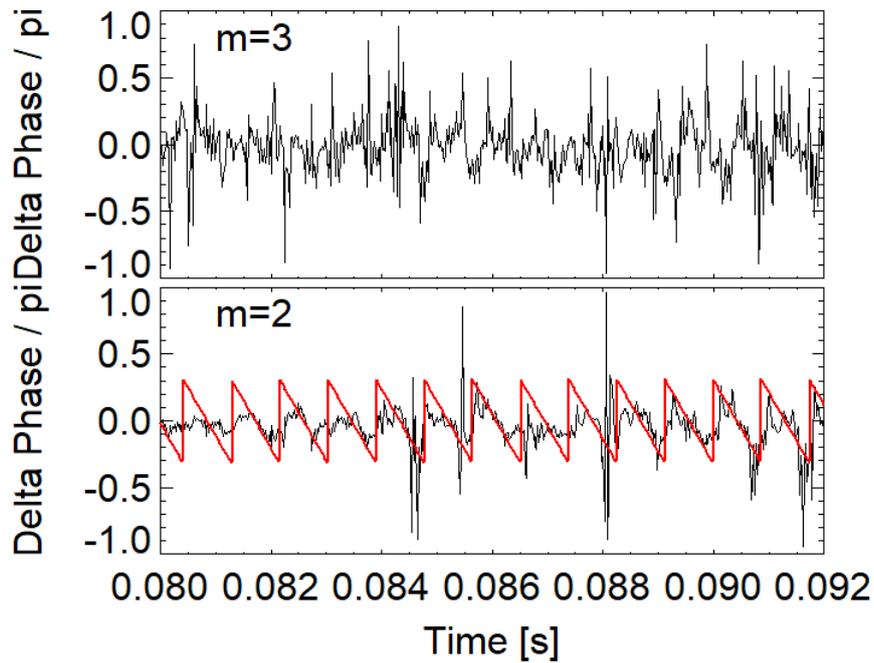


図4 m=2, m=3 のコア部と周辺部の回転の位相差。1.1kHz の回転モードの位相情報も赤線で示した。

	m=1 phase	m=2 phase	m=3 phase	m=1 core amp	m=2 core amp	m=3 core amp	m = 1 edge amp	m=2 edge amp	m=3 edge amp	W
1 m=1 phase	0.0938587	-0.120758	-0.0205173	0.402022	0.410164	0.397644	0.408948	0.420742	0.379404	2.09978
2 m=2 phase	0.565351	0.587264	-0.35283	-0.269779	0.0387288	0.100615	-0.215171	0.134247	0.24957	1.07605
3 m=3 phase	0.14897	-0.476936	-0.831043	0.073417	-0.0557637	-0.118488	0.0737002	-0.0273464	-0.176033	1.00076
4 m=1 core amp	0.786715	-0.414901	0.422432	0.0256751	-0.107865	-0.0913007	0.0200818	-0.0531917	-0.0813975	0.9451
5 m=2 core amp	0.14461	0.465471	-0.0123864	0.431906	0.0874204	-0.394908	0.403099	0.0337735	-0.498502	0.8071
6 m=3 core amp	0.0513814	0.152169	-0.068321	0.261353	-0.582788	0.38997	0.322637	-0.515195	0.199982	0.7646
7 m=1 edge amp	0.0598188	0.0258639	0.00151034	-0.0950785	0.267765	0.687685	-0.114283	-0.137359	-0.640449	0.4038
8 m=2 edge amp	-0.0534788	-0.00950332	0.0341037	-0.465039	-0.465614	0.114342	0.439899	0.559914	-0.206737	0.271055
9 m=3 edge amp	0.0216012	-0.018686	-0.00461182	-0.528581	0.42396	-0.123967	0.554503	-0.449932	0.121419	0.26208

表1 主成分分析の結果

デジタル相関 ECE 計測の開発とプラズマ実験への適用

核融合科学研究所 土屋 隼人

1. 要旨

開発中のデジタル相関 ECE 計測を LHD 実験に応用するべく、高速デジタイザーのシーケンシャルモードを開発した。開発中の同計測はデータ量が大きく、また LHD で使われているデジタイザーと異なるため、データ収集系の独自開発が必要であったが、およそ 3 分周期の実験シーケンスの間にデータの収集と代表的な電子温度揺動スペクトラムが提供できるようになった。

2. 序論

様々な実験研究の計測にとって、高空間分解能かつ高時間分解能で現象を観測することは一つの夢である。大抵の場合、空間分解能や時間分解能は測定器のハードウェアの性能で決まり、実験準備の段階でそれらは決められてしまう。実験後に解析を進めていくうちに、時間分解能を高めたいことや空間分解能を高めたいことがあるが、実験準備で見積もった分解能以上は実現できない。プラズマ研究においても同様で、乱流のようなスケールが小さく現象の時間スケールも小さい現象を観測する計測器が望まれている。

3. デジタルコリレーション ECE 原理と解析手順

LHD のような大型のプラズマ実験装置では、磁場強度と電子温度領域の関係から、電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測が利用できる。ECE の周波数帯は装置の磁場強度に比例するが、LHD の場合 50GHz 以上である。ECE を検波するためにヘテロダイン検波を行うと、その中間周波数帯 (IF: Intermediate Frequency) は通常ギガヘルツ帯であるので、従来はアナログ周波数フィルター (BPF) を使って周波数分離を行い、分離した各周波数のパワー検波していた。本提案手法では、IF を直接デジタイジングし、IF 波形をデータとして保存する。これにより、離散化された IF 波形をフーリエ変換することで、IF の分光スペクトルを得ることができる (デジタル分光)。デジタル分光は動きがすくない現象に対して使われることがあるが、プラズマ実験ではヘルツ (Hz) からメガヘルツ (MHz) の揺動を観測することが目的であるので、IF スペクトルの時間変化が意味を持つ。IF スペクトルは IF 波形を多くのタイムウィンドウ

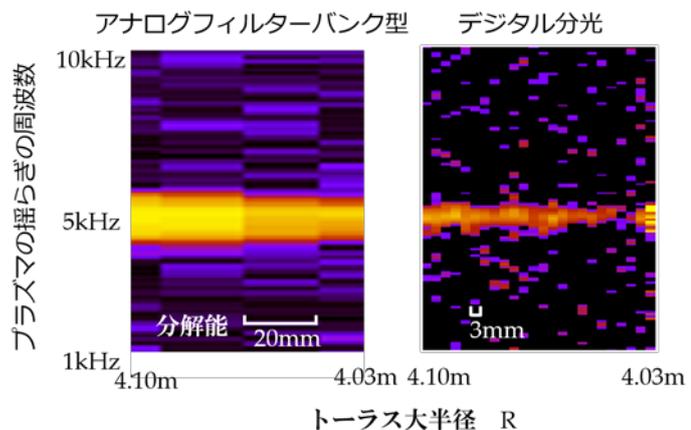


図1. フィルターバンク型とデジタル相関 ECE の分解能の比較

に分割し、そのタイムウィンドウ内の波形をフーリエ解析する。タイムウィンドウの幅（長さ）が温度揺動計測の時間分解能に相当する。しかし、IF スペクトルは離散化ノイズが含まれているので、適当な平滑化が必要がある。平滑化には時間領域(time domain)の平均化と周波数領域(frequency domain)の2種類が考えられる。時間領域で平滑化するということは複数のIF スペクトラムを解析に使うので、時間分解能を犠牲にすることになる。また、周波数領域で平滑化することは、IF 周波数の分解能(プラズマ計測的に言えば径方向空間分解能)を荒くすることに当たる。なお、周波数領域の平滑化の時の周波数の幅は、従来のアナログのBPFの使う方法の帯域幅に相当する。これが、解析の際に時空間分解能を調整できる原理であるが、時空間分解能をよくすればその周波数帯のパワーを減らすことになりいくらかでもよくできるわけではない。これはカメラのレンズのf値と光量の関係に似ている（今回の計測ではレンズ径は一定）。空間分解能については電子ラーマー半径程度にすることが妥当であると考えられる。このように帯域幅を決め、複数のその周波数帯のパワーの時間変化が電子温度の時系列データになる。図1にフィルターバンク型と本計測の分解能の比較を示す。フィルターバンク型では分解能が20mmで固定であるが、本計測手法では一例として3mmを示した。

さらに、多チャンネルの時系列データからさらにノイズ成分を落とす相関ECEが適応できる。とくに空間分解の良さから空間相関の手法が適している。以上の処理は比較的単純であるが、データ量の多さから時間を要する。実験シーケンスの放電間に行い、効率的な実験ができるよう解析プログラムの並列化と最適化を行なった。図2に模擬データを用いた解析処理時間とそのデータ量の関係を示す。使用したCPUはIntel Xeon processor ×2 (2.4GHz 6core, 12core, 24 thread), メモリーは8Gbyte×8である。データ量が少ない場合、データの分割とCPU間の通信と同期に時間がかかるため逐次処理の方が早いですが、データ量が大きくなると並列化の効果が大きくなり、実際に実験で使うデータ量では、処理時間が10分の1に程度になり、放電間の解析に目処を立てることができた。

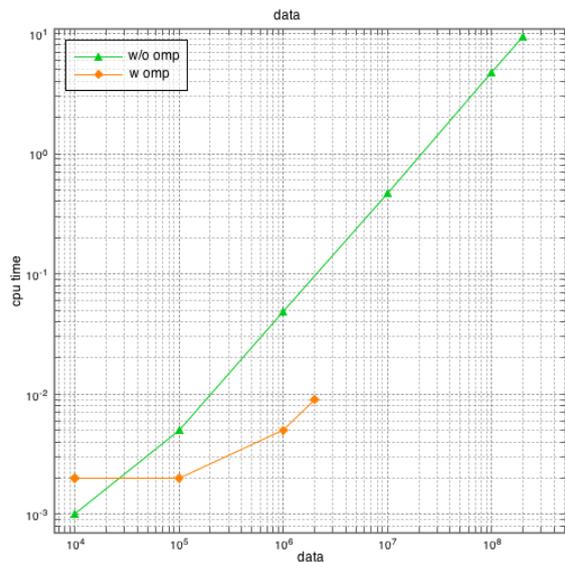


図1.並列化処理による解析速度の上昇。縦軸：解析処理時間,横軸：データ量, omp(Open MP)による処理の並列化

参考文献

- *1. Hayato TSUCHIYA, Sigeru INAGAKI^{1,2)}, Tokihiko TOKUZAWA, Naoki TAMURA and Yoshio NAGAYAMA, Plasma and Fusion Research Volume 9, 3402021 (2014)
- *2 Hayato TSUCHIYA, Shigeru INAGAKI, Tokihiko TOKUZAWA, Naoki TAMURA, Yoshio NAGAYAMA, LHD Experiment Group, Plasma and Fusion Research Volume11, 2402072 (2016)

バイスペクトル解析による電子温度勾配モードと低周波揺動 の非線形結合過渡応答特性解明

東北大学 大学院工学研究科 金子 俊郎

1. 目的

電子温度空間勾配 (ETG) を自在に制御できる新たな装置を開発し、核融合プラズマ閉じ込め装置での異常輸送の新たな要因として注目を集めている「電子温度勾配不安定性 (ETG モード) 駆動乱流」の発生メカニズムとそれに伴う輸送現象を解明することを目的とする。特に、電子密度勾配、空間電位勾配等を重畳することによって励起される低周波揺動との非線形相互作用によって、ETG モードのエネルギーが移送されるメカニズムを明らかにすることを旨とする。本研究では、MHz 領域の高周波揺動と kHz 領域の低周波揺動との非線形相互作用を調べるために、大容量のデータを取得する必要があるとともに、その解析手法もバイスペクトル解析をはじめとして多岐にわたるため、応用力学研究所との共同研究として遂行する。

2. 実験方法

本実験は東北大学 Q_T-Upgrade 装置を用いて行う。アルゴン (Ar) を作動ガスとした電子サイクロトロン共鳴 (ECR) 放電によって磁気ミラー領域 (共鳴磁場強度 2.14 kG) で高電子温度 (3-4 eV) のプラズマを生成し、グリッドを通して実験領域に流入させる。一方、装置右端に配置したタングステン電極を 2000 以上に加熱することによって低温の熱電子 (約 0.2 eV) を生成し、半径方向位置に対応してこれらの重畳割合を制御することによって、径方向の電子温度勾配を形成する。電子温度のみの空間勾配を制御し、周波数が数 kHz から数 MHz の範囲で、電子温度勾配が存在する領域と存在しない領域で、発生する不安定揺動 (ETG モード) の違いがあるかどうか注目する。また、イオンスケール揺動 ($f \sim 7$ kHz) に伴う径方向粒子輸送計測を行い、ETG モードとの非線形相互作用を調べる。このとき、取得した大容量のデータを応用力学研究所に持ち込み、径方向粒子輸送解析、バイスペクトル解析を行う。

3. 実験結果及び考察

上記の装置を用いて、電子温度勾配の大きさ (T_e) を制御し、プラズマパラメータ、揺動特性、径方向粒子束の半径方向分布の計測を行った。これまでの実験結果から、 $r \sim 1.5$ cm で電子温度勾配、 $r \sim 2.5$ cm で電子圧力勾配が大きいことが分かっている。図 1 に (a) 空間電位 ϕ_s 、(b) 低周波揺動 ($f \sim 7$ kHz) 強度の半径方向分布を示す。 T_e の値に関わらず、 $r \sim 2.0$ cm で $E \times B$ ドリフトフロー速度シアが大きいことがわかった。低周波揺動に関しては、電子温度勾配が小さい $T_e = 0.53$ eV/cm のときと比較して、 $T_e = 1.23$ eV/cm の場合には、 $r = 1.5$ cm での揺動強度が増大した一方、 $r = 2.0$ cm では揺動強度が減少することが観測された。電子密度揺動と電位揺動の位相差計測をすると $T_e = 1.23$ eV/cm の場合の $r =$

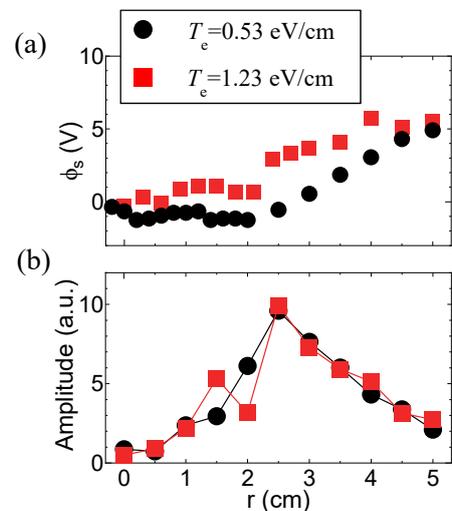


図 1: (a) 空間電位 ϕ_s 、(b) 低周波揺動強度の半径方向分布。

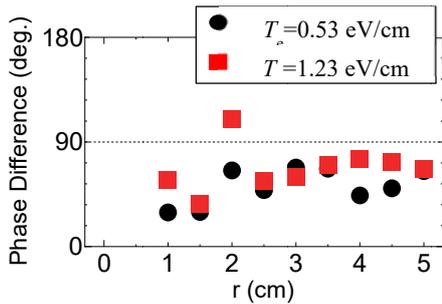


図 2: 電子密度揺動と電位揺動の位相差の半径方向分布。

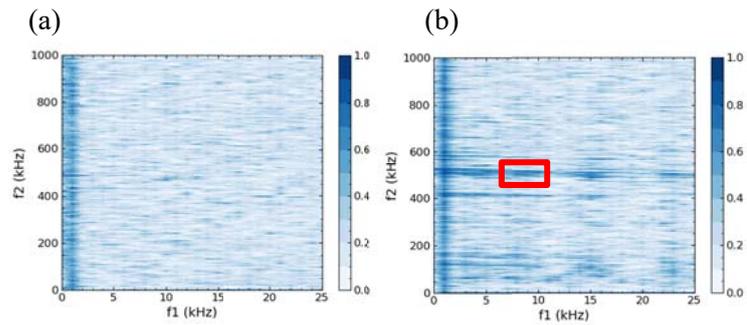


図 3: $r=2.0$ cm でのバイコヒーレンス解析結果。(a) $T_e=0.53$ eV/cm, (b) $T_e=1.23$ eV/cm

2.0 cm の位置でのみ 90 度よりも大きくなり, $r = 1.5$ cm で励起された揺動とは異なるモードであることが示唆される結果を得た(図 2). また, 図 3 に $r = 2.0$ cm におけるバイコヒーレンス解析の結果を示す. $T_e = 1.23$ eV/cm のとき, ETG モードと $f \sim 7$ kHz の低周波揺動が非線形結合していることが観測された.

これらの結果から, T_e がある閾値を超えたとき, $r = 1.5$ cm ではドリフト波モードが ETG モードからのエネルギー移送によって成長し, $r = 2.0$ cm ではフロー速度シアに起因するフルートモードが ETG モードからのエネルギー移送によって成長することで, ドリフト波モードが減衰した可能性が高いことが分かった. 図 4 に低周波揺動に起因する径方向粒子束の半径方向分布を示す. $T_e = 0.53$ eV/cm のときは $r = 0.0 \sim 2.0$ cm では強い粒子輸送現象は観測されなかったが,

$T_e = 1.23$ eV/cm のとき $r = 1.5$ cm では外向き, $r = 2.0$ cm では内向きの粒子輸送現象が観測された. これらの結果から, ドリフト波モードとフルートモードのように異なるモードが共存する場合に, ドリフト波モードによる外向き粒子輸送に対抗して, フルートモードが内向き粒子輸送を起こすことが明らかとなった.

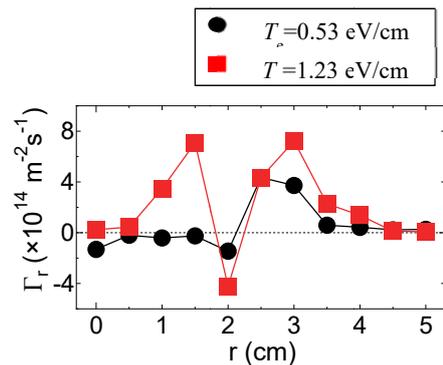


図 4: 低周波揺動に起因する径方向粒子束の半径方向分布。

4. 研究組織

金子 俊郎, 児玉 佳季, 畠山 力三 (東北大学), 稲垣 滋 (九州大学)

5. 研究成果報告

- 1) 児玉佳季, 酒井優, 金子俊郎, “電子温度勾配駆動プラズマ不安定揺動に起因する径方向粒子輸送と構造形成”, 日本物理学会第 72 回年次大会, 大阪大学〔大阪府豊中市〕, 2017 年 3 月 17 ~ 20 日.
- 2) 児玉佳季, 金子俊郎, “電子温度勾配駆動不安定性に起因する径方向粒子輸送の方向反転機構解明”, Plasma Conference 2017, 姫路商工会議所(兵庫県姫路市), 2017 年 11 月 21 ~ 24 日.
- 3) 児玉佳季, 稲垣滋, 金子俊郎, “直線プラズマ装置における不安定揺動誘起径方向輸送に対する電子温度勾配の効果”, 日本物理学会第 73 回年次大会, 東京理科大学〔千葉県野田市〕, 2018 年 3 月 22 ~ 25 日.

平成 29 年度 応用力学研究所 特定研究 (2) 申請 報告書

研究課題名

直線ヘリコンプラズマにおける
径方向構造のトムソン散乱計測

Thomson scattering measurements of radial
structures in a linear helicon plasma

平成 30 年 2 月 28 日

富田健太郎 (九大総理工)、内野喜一郎 (九大総理工)、稲垣滋 (九大応力研)

要旨

直線ヘリコンプラズマ装置 PANTA では、運転条件により、通常では見られないイオン飽和電流揺らぎの周波数特性を示す。本研究では昨年度までにレーザートムソン散乱法により、PANTA プラズマの電子密度 (n_e)・電子温度 (T_e) 径方向分布が広範囲 (50mm) かつ高分解 (0.1mm) で取得可能であることを示した。今年度は PANTA で見られる特異なイオン法電流の周波数特性と、 n_e , T_e の周波数特性の関連を、トムソン散乱を位相分解計測することで調査した。計測の結果、 n_e はイオン飽和電流と同期して増減することが明らかとなった。

序論

プラズマの応用研究は、核融合を目指した磁場閉じ込めや半導体プロセス、高出力光源や農業・バイオ応用など、広範に渡っている。ヘリコンプラズマは比較的容易に生成する事が可能であり、磁化プラズマ乱流やプロセスプラズマの基礎過程の研究に利用されてきた。応用力学研究所の直線プラズマ乱流装置 PANTA においてヘリコンプラズマ中に乱流を励起し、乱流が輸送に与える影響を観察している。PANTA ではプラズマの計測にはプローブ法や分光法が用いられてきたが、乱流駆動輸送のより定量的な評価を行うためにはプラズマの温度と密度の径方向分布を高精度に計測し、勾配と流束を評価する事が必須である。さらに PANTA では運転条件により、特定の周波数でのプラズマ揺らぎが増大することが観測されており、その場合の n_e , T_e を得ることも求められている。

トムソン散乱計測はプラズマに与える擾乱が小さく、かつ高精度に温度と密度が計測可能である。すでに行われているプローブ計測の結果から、電子密度・電子温度の範囲はそれぞれ 10^{19}m^{-3} 、数 eV と予想された。このようなプラズマに対しては、0.1J クラスの小規模な可視光レーザーをプローブとした、比較的簡易なシステムでトムソン散乱計測が可能であると予想された。これまでに PANTA プラズマに可視プローブを用いたトムソン散乱計測システムを構築し、プラズマ中心位置における電子密度・電子温度計測の実証を行った^[1]。さらにプラズマ径方向分布の計測が、広範囲 (~50mm) かつ高分解 (0.1mm) で可能であることも示した。本年度はさらにプラズマ揺らぎに対応した n_e , T_e 計測まで拡張することを試みた。

実験方法 (レーザートムソン散乱法)

トムソン散乱計測は、核融合を目的とした磁場閉じ込めプラズマや、低圧半導体プロセスプラズマ、さらには高気圧中で生成される大気圧非平衡プラズマなど、様々な電子密度・電子温度領域にあるプラズマに対して、すでに適用されている。PANTA プラズマで予想される電子密度・電子温度からのトムソン散乱信号は微弱であることが予想される。また、数 eV 程度の電子温度であるため、可視波長 (波長 532 nm を想定) プローブの場合、トムソン散

乱スペクトル広がり、レーザー波長を中心に、2, 3 nm 程度であると予想される。このとき、計測レーザーの一部がチャンバー窓表面などで乱反射し、迷光として分光器内に侵入して微弱なトムソン散乱スペクトルを覆い隠す恐れがある。まず、微弱な散乱信号に対しては、多くのレーザーショットからの散乱信号を、検出器側で積算計測することで対処した。また、迷光の除去に関しては、高い迷光除去性能が確認されている差分散型三回折格子分光器（以下トリプル分光器と呼ぶ）を構築・使用することで対処した。

実験装置

トムソン散乱計測に向けて、次のような実験装置を構築した。全体の装置配置を図1に示す。

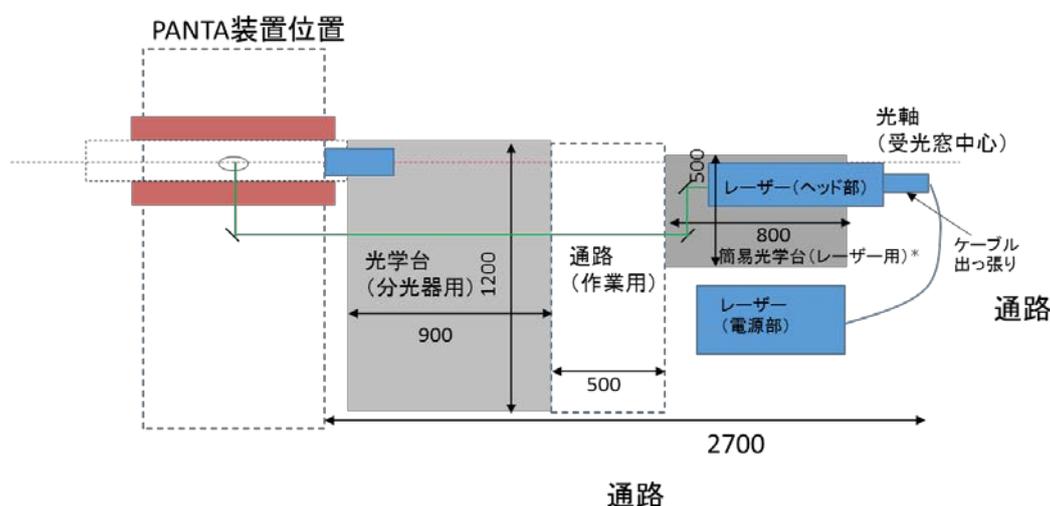


図 1. PANTA 用可視トムソン散乱計測システムの配置図（図中スケールはすべて mm）

計測に必要な主な装置は、レーザー（Q スイッチ Nd:YAG レーザー）、分光器である。分光器は実験用光学台の上に、各種光学部品を組み込んで自作した。分光器内の概要を図2に示す。図2には併せて、散乱光の受光光学系の概略を示した。1st レンズはできる限り大きな受光立体角が望ましいが、チャンバー外に配置せざるを得ないことや、保有するレンズ種類の制限から、焦点距離 400 mm で、有効直径 46 mm のアクロマートレンズを使用した。このレンズで一度平行光にした散乱光の一部を、 $f = 220$ mm のレンズで入口スリットに集光し、分光器内に導いた。分光器内の回折格子は、トムソン散乱で使用する偏向方向に高い回折効率を持つ、サインカーブ形状の反射型回折格子（刻線本数 2400 本/mm）を用いた。スリット幅、焦点距離、回折格子条件などで決まる波長分解能は、0.2 nm 程度であった。検出器には ICCD カメラ（米国 Princeton Instruments 社製 PIMAX4、波長 532 nm における量子効率 45% 程度）を用いた。使用したプローブレーザーは移設が容易な小型のレーザー



図3. トムソン散乱システム導入後の PANTA 装置周辺写真。プローブレザーのレーザーヘッドは写真下。レーザーは暗箱を通り、PANTA 装置した側に設置されたミラーおよび集光レンズを通り、チャンバー中心軸上で集光され、その後チャンバー上側のビームダンパーに導かれる。トムソン散乱光の一部は、PANTA チャンバー横の窓からレンズで受光され、分光器内に導かれた。



図4. 自作したトリプル分光器の内部写真。

本年度の計測では、プラズマが自発的に誘起する揺らぎと同期して行う必要があった。しかし揺らぎの位相とレーザー入射タイミングは事前に同期できない。そこで以下のような同期システムを用いて、揺らぎの位相情報と、レーザー入射タイミング（計測タイミング）を照合可能とした。この場合、カメラはレーザー1ショットごとの計測結果を読みだすため、トムソン散乱信号は極めて微弱である上に、読み出しノイズが重畳される。十分な散乱信号が得られないときは、同位相のデータのみを積算することで、S/Nの改善を行うこととした。径方向における計測位置は、プラズマ中心($r=0$)と、プローブ計測で大きなイオン飽和電流の大きな揺らぎが観測された $r=35\text{mm}$ の2か所である。各位置でトムソン散乱計測が可能な散乱長範囲は、およそ 10mm であった。

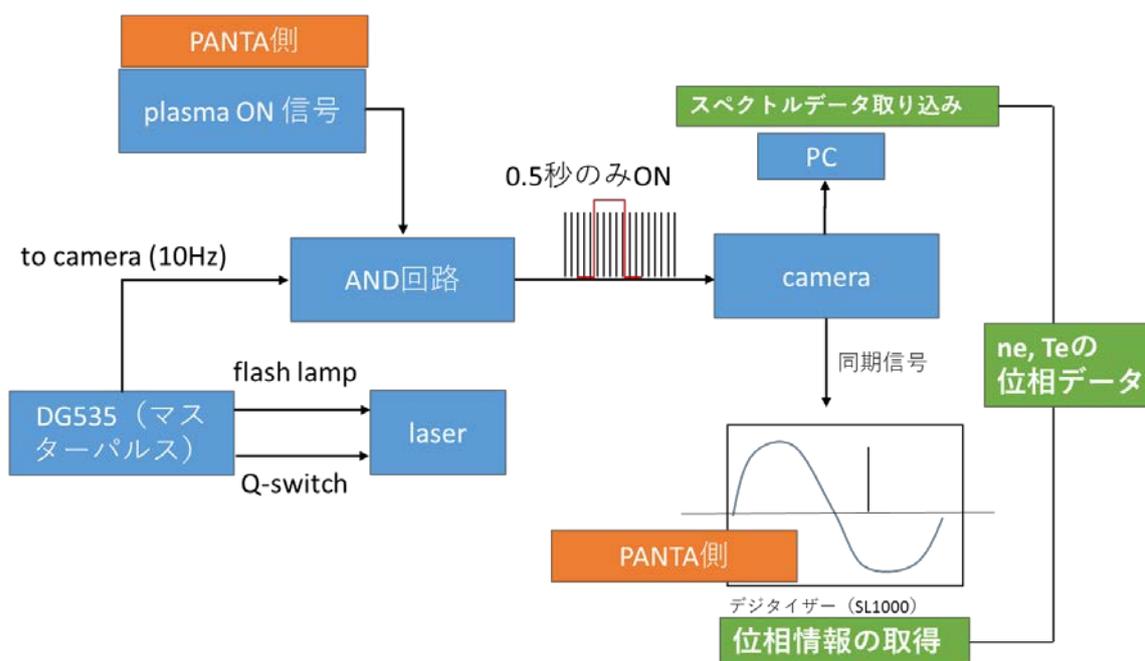


図 5. 電子密度・温度の位相データ取得のための同期システム図

実験結果と考察

レーラー散乱およびラマン散乱より、構築したシステムが正常に動作していることを確認したのち、トムソン散乱計測を行った。プラズマ生成条件は以下のとおりである。

- プラズマ生成時の Ar ガス圧は 3mTorr 、磁場強度 1500 Gauss とした。
- ヘリコン波電力は主に 6 kW (7 MHz) とした。比較データとして、 4 kW , 5 kW での計測も行った。

図5で示したように、プラズマ生成直後から0.5秒間を計測時間幅とした。計測レーザーの繰り返し周波数は10Hzなので、一度のプラズマ生成でレーザー5shot分の計測が可能となる。ただし生成直後のプラズマは不安定な場合があった。そこで、3-5shotに対応するトムソン散乱信号のみをデータとして用いた。計測データの例を図6に示す。横軸はICCDカメラのピクセル(1ピクセル=13 μ m)である。分光器の仕様で決まる逆線分散は1.35nm/mmであり、1ピクセルあたり0.0176nmの波長幅となる。装置関数は0.27nmであった。420-490ピクセルは、迷光除去のために差分散型分光器に設置したレーザー波長ストップ(逆スリット)によりカットされており、正しい計測値ではない。グラフ縦軸は信号強度であり、単位はAnalog-to-digital unitである。使用したICCDカメラのカタログ上では、光電面で検知された1光電子信号は、およそ300ADU程度として処理される。スペクトル上のノイズは、ショットノイズが主成分と考えられる。

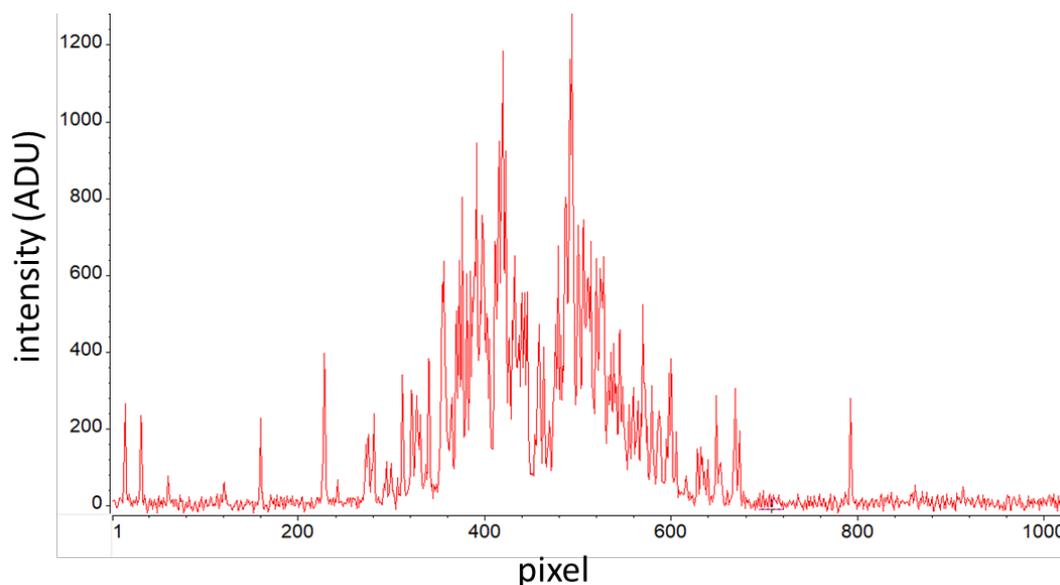


図6. トムソン散乱スペクトル例 (data no. 20170808-21-3)。計測レーザー1ショットで得られた信号は光子数が少なく、ノイズの主成分はショットノイズである。

図7に、 $r=32\text{mm}$ で静電プローブにより計測されたイオン飽和電流の位相変化と、それと同期して行ったトムソン散乱計測から得られた n_e, T_e を示す。トムソン散乱のショット数は限られているため、位相1周期を20区分して、各位相区分で得られたトムソン散乱信号を積算し、プロットした。各位相区分でのトムソン散乱ショット数は表1のとおりである。

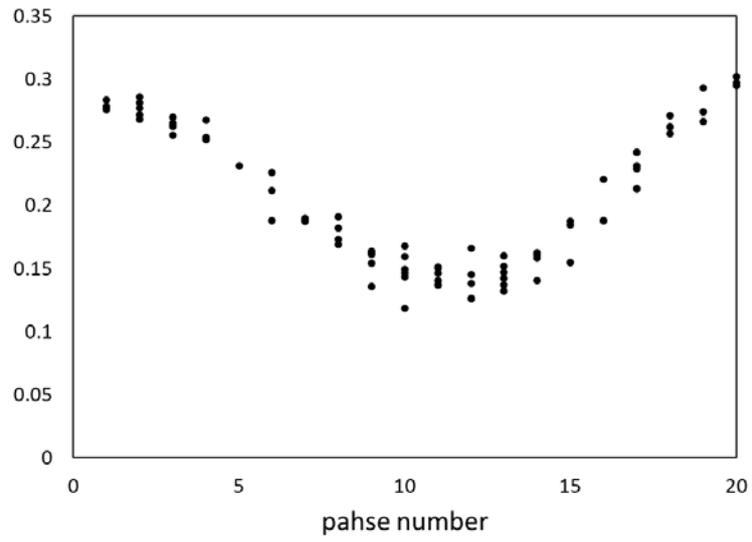


図 7. $r=32$ mm におけるイオン飽和電流。1 周期を 20 区分し、phase number として整理した。

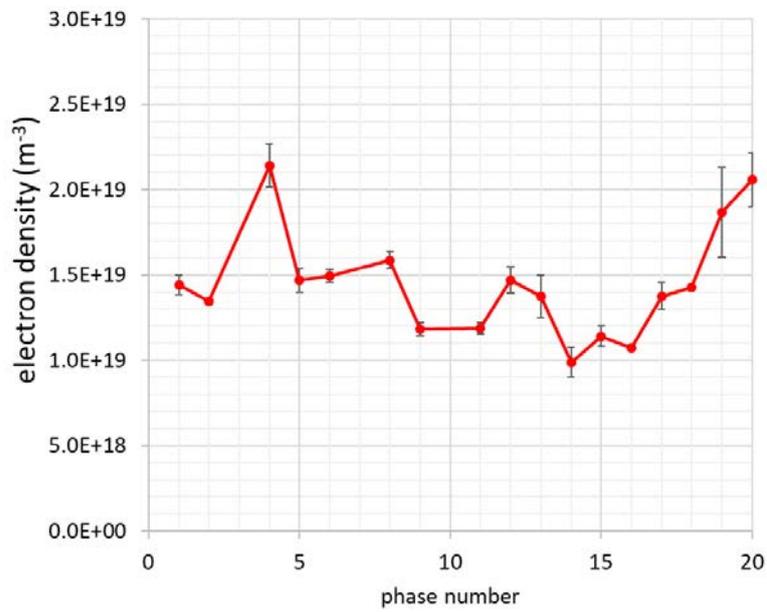


図 8. $r=30-35$ mm の電子密度。1 周期を 20 区分し、phase number として整理した。

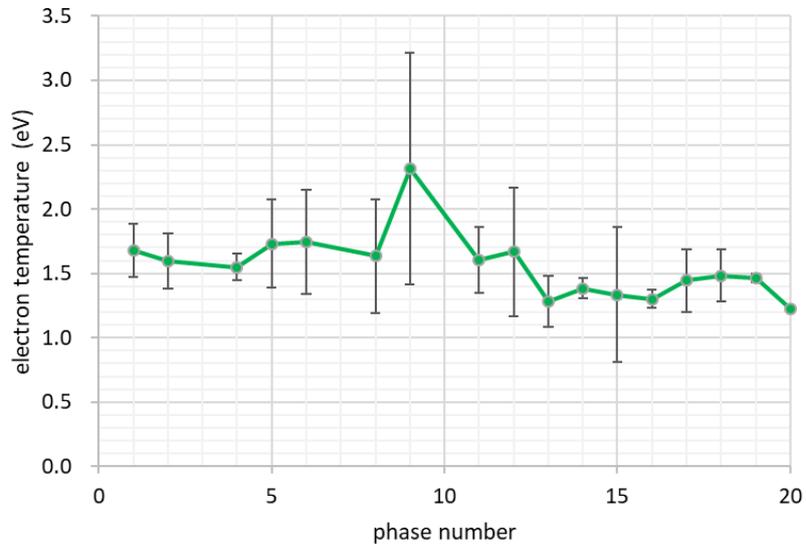


図 9. $r=30-35$ mm の電子温度。1 周期を 20 区分し、phase number として整理した。

表 1. Phase number ごとのトムソン散乱計測ショット数 ($r=30-35$ mm での計測)

Phase number	LTS ショット数	Phase number	LTS ショット数
1	3	11	4
2	5	12	3
3	0	13	5
4	5	14	5
5	6	15	6
6	5	16	4
7	3	17	6
8	3	18	4
9	3	19	3
10	0	20	4

次に、 $r=0$ (正確には $-6 \text{ mm} < r < 6 \text{ mm}$) における n_e, T_e の位相依存グラフをそれぞれ図 10,

11 に示す。各位相区分でのトムソン散乱ショット数は表 2 のとおりである。

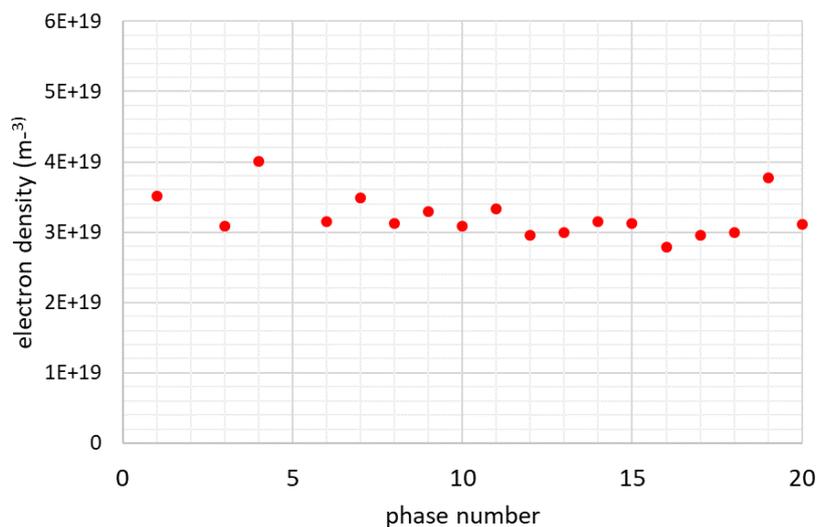


図 10. $r=0$ mm の電子密度。1 周期を 20 区分し、phase number として整理した。

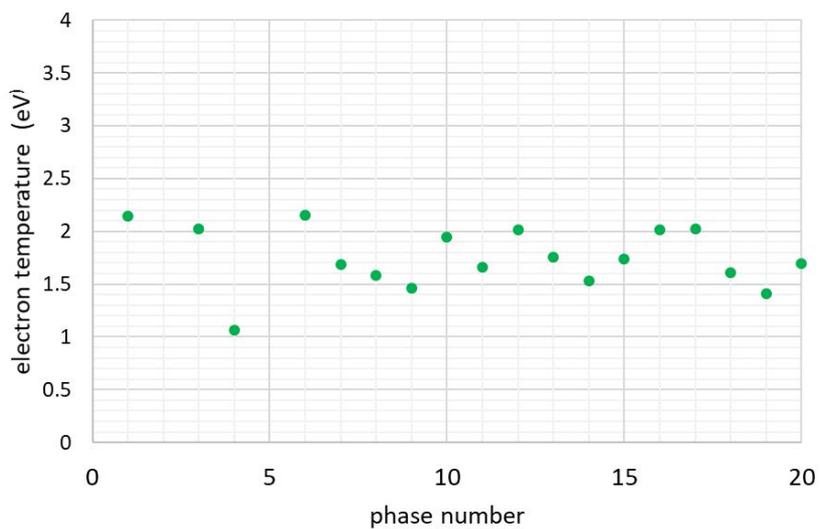


図 11. $r=0$ mm の電子温度。1 周期を 20 区分し、phase number として整理した。

表 2. Phase number ごとのトムソン散乱計測ショット数 (r=0 での計測)

Phase number	LTS ショット数	Phase number	LTS ショット数
1	1	11	2
2	0	12	3
3	2	13	4
4	1	14	4
5	0	15	1
6	1	16	1
7	3	17	2
8	3	18	1
9	5	19	1
10	4	20	1

図 8 より、 $r=30-35\text{mm}$ においては、電子密度はイオン飽和電流の位相変化と同期して、増減している。それに対して、図 10 に示すように、 $r=0$ では、電子密度の位相変化は見受けられない。電子温度に関しては、両地点とも明確な位相変化は観測されなかった。そもそもの電子温度範囲が $1-2\text{eV}$ と小さく、今回の計測では十分な差異が確認できなかった可能性もある。

まとめと今後の展望

本共同研究の本年度の成果を以下に示す。

- ・ PANTA 装置における特異なイオン飽和電流揺らぎ周波数 ($\sim 10\text{kHz}$) に同期したトムソン散乱計測を実施した。計測は空間 2 か所 ($r=0, 32.5\text{mm}$) で行った。
- ・ イオン飽和電流と同期した電子密度の明確な変化が、 $r=32.5\text{mm}$ で確認された。一方、 $r=0$ では、位相による密度変化は見られなかった。 $r=0, 32.5\text{mm}$ における電子密度範囲はそれぞれ、 $3 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$, $(1-2) \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ であった。
- ・ 電子温度の明確な位相変化は両計測地点で確認されなかった。 $r=0, 32.5\text{mm}$ における電子温度はそれぞれ、 $1.5-2.0\text{eV}$, 1.5eV 程度であった。

論文発表

Kentaro TOMITA, Yuta SATO, Nima BOLOUKI, Tatsuro SHIRAISHI, Kiichiro UCHINO, Yudai MIWA, Tatsuya KOBAYASHI and Shigeru INAGAKI, Measurements of Electron Density and Electron Temperature Using Laser Thomson Scattering in PANTA, Plasma and Fusion Research: Regular Article, Vol. **12**, 1401018 (5pages) (2017).

振幅変調反応性高周波放電中のナノ粒子量のエンベロープ解析

古閑一憲、白谷正治、稲垣滋

IoT の普及などを背景に近年の半導体デバイスの高性能化のために、従来の微細化の進展が鈍化する一方で、3次元スケーリングと呼ばれる積層化が進められている。いずれの場合においても、半導体製造前工程の70%を占めるプラズマプロセスにおけるプラズマとナノ界面の相互作用ゆらぎの抑制が重要課題となっている。ナノメートルサイズでのプラズマプロセスゆらぎの制御には、プラズマとナノ界面の相互作用ゆらぎを解明する必要がある。本研究では、プラズマとナノ界面の相互作用を解明するため反応性プラズマ中のナノ粒子成長をナノ界面のモデルとして、プラズマとナノ粒子の相互作用ゆらぎをプラズマ乱流物理の視点から解析することを目指している。これまでに振幅変調放電におけるナノ粒子量のゆらぎにプラズマ乱流解析を適用し、以下の成果を得ている。

- 1) 高周波放電 CVD プラズマ中で形成されるナノ粒子に関して、放電電圧の振幅変調がサイズ・サイズ分散の減少をもたらす [1]。
- 2) 結果 1)において、ナノ粒子とラジカルのカップリングが重要な役割を果たしている[2]。
- 3) 振幅変調放電におけるナノ粒子量のゆらぎにバイスペクトル解析を適用し、ラジカルとナノ粒子の非線形結合を確認した。
- 4) プラズマ乱流解析で用いられているエンベロープ解析を適用してプラズマとナノ粒子の相互作用ゆらぎの抽出と相互作用ゆらぎの伝播を評価することに成功した[3, 4]。

ここでは、エンベロープ解析を適用して得られたプラズマとナノ粒子の相互作用ゆらぎの空間構造から、2つのゆらぎの結合の時空間構造について検討した。

実験には、図 1 に示す容量結合型プラズマ CVD 装置を用いた[2]。反応容器中心に直径 60mm($r = -30 \sim +30 \text{ mm}$)の 2 枚の電極を 20mm($z = 0 \sim 20 \text{ mm}$)の間隔で設置した。Ar と DM-DMOS($\text{Si}(\text{CH}_3)_2(\text{OCH}_3)_2$)を、それぞれガス流量 40sccm、2sccm で容器内に導入し、圧力を 166.3Pa とした。周波数 60MHz、電圧 120V の高周波電圧を電極間に印加し、プラズマを生成した。このとき、放電電圧に変調周波数 100Hz、変調度 30%の正弦波で振幅変調を加え、プラズマ密度に意図的に摂動を与えることにより、プラズマ密度の揺動がナノ粒子成長に与える影響について調べた。気相中ナノ粒子量の時空間変化は 2次元レーザー散乱法で計測した。シート状 YAG レーザー光(厚さ 16mm、幅 1mm、入射パワー2.0W、波長 532nm)を、接地電極と放電電極間(電極間距離 20mm)に平行に入射し、ナノ粒子からの 90 度レーリ散乱光を、干渉フィルタを装着した高速度カメラ (1000fps)で撮影した[5, 6]。

レーザー散乱光(LLS)強度にエンベロープ解析を適用して、ナノ粒子とプラズマの相互作用

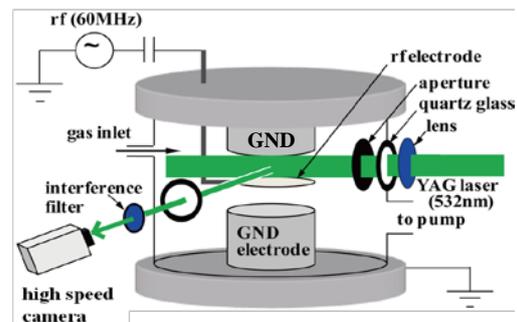


図 1. 実験装置図。

ゆらぎを抽出した。例えば 100Hz を抜き出す場合、LLS 強度に 94-106Hz でバンドパスフィルタをかけることで、LLS 強度ゆらぎの 100Hz 成分を抜き出し、100Hz 振幅のエンベロープを得た。

放電開始後 $t=3s$ におけるナノ粒子量の 100Hz と 60Hz 成分の振幅ゆらぎを図 2 に示す。100Hz エンベロープは、プラズマポテンシャル振動によるナノ粒子密度揺動に対応するものと考えられ、100Hz エンベロープの振動成分は、プラズマポテンシャルとナノ粒子の相互作用ゆらぎを示唆している[5, 6]。60Hz のものはラジカルとナノ粒子の相互作用[2]に関連して発生していると考えられる。

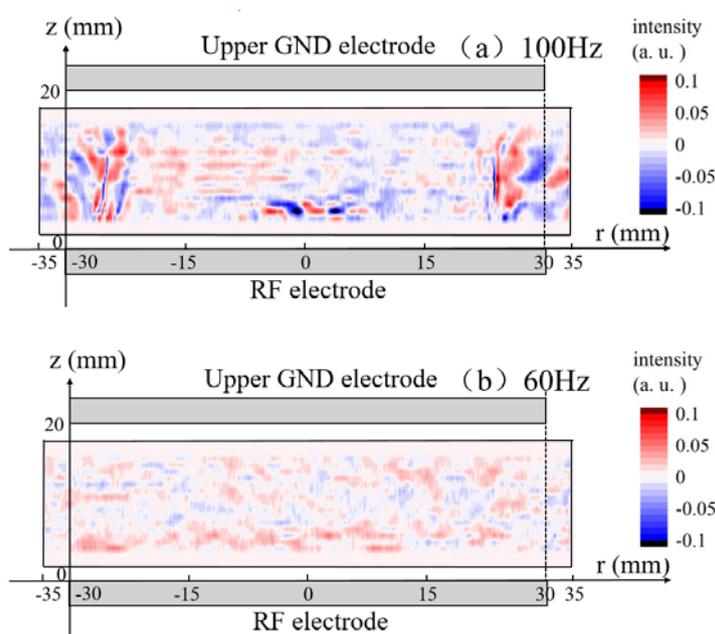


図 2

2つの結合の時空間分布の比較として、相互作用ゆらぎの類似率を導出した。2つの空間分布の中でゆらぎ強度が閾値以上である点が一致する面積の評価領域全体に対する割合を類似率とした[7]。閾値を 0 以上とした場合、2つの相互作用ゆらぎは 50%一致していることが明らかになった。この評価法を用いることで、各相互作用に対して一致度を評価することで相互作用ゆらぎ間の結合ネットワークを定量できると考えられる。

今後は、LLS のみならず OES へ解析を界口調し、電極間全体における相互作用ゆらぎの結合状態の解明へと繋げたい。

参考文献

- [1] K. Kamataki, et al., J. Instrum. 7 (2012) C04017.
- [2] M. Shiratani, et al., Jpn. J. Appl. Phys. 53 (2014) 010201.
- [3] T. Yamada, et al., Nature Phys. 4 (2008) 721.
- [4] T. Kobayashi, et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 063009.
- [5] M. Shiratani, et al., Faraday Discussions., 137 (2008) 127.
- [6] S. Nunomura, et al., J. Appl. Phys., 99 (2006) 083202.

投稿論文：1 件、学会発表：国際会議 2 件、国内会議 4 件

多層グラフェン膜中に吸収された水素の加熱放出機構

Mechanism on thermal release of hydrogen absorbed in multilayer graphene films

名城大学理工学部 土屋 文

Bun Tsuchiya

Faculty of Science and Technology, Meijo Univ.

目的 安全でクリーンな水素酸素燃料電池は、火力発電や原子力発電に替わる発電機として世界的に大きな期待を寄せられている。一般に、水素酸素燃料電池は燃料(水素)、電解質および酸化剤(酸素)から構成されている。最近、水素燃料供給源(水素電極)に水素吸蔵合金(チタン水素化物)、電解質に水素イオンだけが電気伝導に関与するプロトン導電性固体高分子膜(フッ素樹脂系イオン交換高分子膜)を用いた小型化可能な高効率・高出力のマイクロ燃料電池の開発が進められている。水素電極に水素吸蔵合金を用いる理由は、ガス電極のように水素分子の解離過程を経ずに、水素原子を直接電解質中に固溶およびイオン化させて電流密度の増加を図るためである。面心立方晶を有するチタン水素化物を水素電極に用いた場合、水素電極から電解質への水素輸送温度は 473 K 以上と高い値を示す。より低温で稼動するマイクロ燃料電池の開発を目指すためには、より低い水素の解離温度を有する水素電極を作製する必要がある。本研究では、ミスト化学蒸着法を用いて、窒素(N)を添加(ドーピング)した多層グラフェン膜を作製し、低い水素解離温度を有する水素電極の開発を目指した。さらに、核反応(NRA: Nuclear Reaction Analysis)法、反跳粒子検出(ERD: Elastic Recoil Detection)法および昇温ガス脱離(TDS)法を用いて、加熱された N ドープ多層グラフェン薄膜中の水素濃度および放出ガス種の解離温度を測定し、薄膜中の水素の加熱挙動について調べた。

実験方法 ミスト化学蒸着法を用いて、 1.3×10^{-3} Pa の真空排気および 1198 K に加熱された石英管内にミスト状のメラミンを含んだメタノールおよび 2% H_2 を含有する Ar 混合ガスを流した後、Cu 板を 2 分間導入して多層グラフェン薄膜試料を作製した。N ドープ量を変えるために、メラミンを加熱する温度を 423 および 473 K にした。ラザフォード後方散乱(RBS: Rutherford Backscattering Spectrometry)法および光吸収法により、作製された多層グラフェン膜の厚さは約 8 ± 3 nm (約 24 ± 9 層程度)であると評価した。次に、多層グラフェン薄膜試料を恒温恒温器内に導入し、約 297~303 K の室温および約 30-40%R.H.の相対湿度の雰囲気中に放置した。空気中の水蒸気が多層グラフェン薄膜内に飽和するまで吸収された後、量子科学技術研究開発機構に既存のタンデム型加速器からの 6.38–6.50 MeV N^+ イオンをプローブビームとした NRA 法を用いて、H および N 間の核反応($H(^{15}N, \alpha\gamma)^{12}C$)により生成された 4.44 MeV のガンマ線を NaI (TI) シンチレーション検出器により検出し、深さに対する H 濃度分布を数 nm の深さ分解能で測定した。次に、東北大学金属材料研究所に既存のタンデム型加速器からの 2.8 MeV He^{2+} イオンをプローブビームとした ERD 法を用いて、作製した多層グラフェン薄膜試料を真空雰囲気中室温から約 573 K までの各温度において 10 分間の等時加熱(isochronal annealing)を行い、各温度における捕捉 H 濃度の変化について調べた。また、飽和注入後、九州大学応用化学研究所に設置された TDS 法により、放出ガス種の判別および各ガス種の解離温度を調べた。

実験結果および考察 423 および 473 K の温度で Cu 板上に形成された N ドープ多層グラフェン薄膜表面の FE-SEM 像を図 1 に示す。基盤の Cu 板の形状に影響するが、グラフェンは平坦にならず、歪んだ形状を

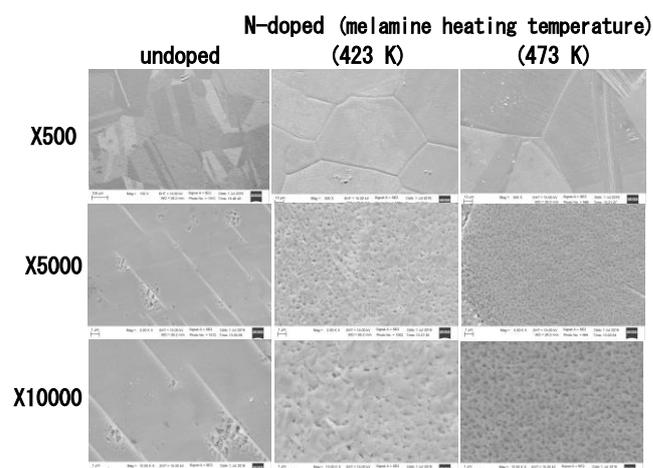


図 1 423 および 473 K の温度で Cu 板上に形成された N ドープ多層グラフェン薄膜表面の FE-SEM 像。

帯びていることを確認した。図 1 から、加熱温度が高いほど結晶粒径が大きくなっており、結晶粒の成長が観測された。また、粒内の結晶粒径も 423 および 473 K と温度が高いほど約 1.0 および 0.5 μm 以下と小さくなることがわかった。

次に、約 297~303 K の室温および約 30-40%R.H.の相対湿度の雰囲気の中で、長時間空気暴露された多層グラフェン膜および N ドープ多層グラフェン膜について測定された NRA スペクトルから、どちらの多層グラフェン膜に対しても 1 個の C 原子に対する H 原子数比(H/C)は約 0.88 であり、H 濃度が極めて高いことがわかった。また、約 24 層中の多層グラフェン膜中の H/C は約 0.03 と評価された。これらの結果より、僅かな原子状 H がグラフェン層間(インターカレーション)を占有し、多量の水(H₂O)が歪んだ多層グラフェン膜表面に吸着していることが考えられる。

室温から 573 K の温度までの各温度で 10 分間の等時加熱後、ERD 法を用いて測定された N ドープ多層グラフェン膜の ERD スペクトルを図 2 に示す。ERD スペクトルから求めた作製後の N ドープ多層グラフェン膜中の水素濃度は、多層グラフェン膜中の水素濃度とほぼ同様で H/C=0.74 であり、NRA 法により求めた結果と一致することがわかった。しかしながら、ERD 法では約 100 nm 以上と深さ分解能が低いため、膜表面上の H₂O とインターカレーション中の H を分けることができない。従って、縦軸のピーク強度は、N ドープ多層グラフェン膜表面および層間の合計の H 濃度を表す。図 2 から、ERD スペクトルの強度は、加熱温度の増加とともに減少することがわかった。加熱温度に対する N ドープ多層グラフェン膜中の捕捉 H 濃度の変化を図 3 に示す。図 3 より、N ドープ多層グラフェン膜中の捕捉 H 濃度は、グラファイト中の H 濃度が 673 K まで全く減少しないことに対して約 373 K 以下の低温で徐々に減少し、573 K で約 3 割程度まで減少することがわかった。この結果は、多層グラフェン膜中の水素濃度の変化とほぼ同様であった。グラファイトの場合、捕捉 H は 673 K 以上で CH₄の形状で放出されることが報告されているが、多層グラフェン膜中の捕捉 H は、H₂O あるいは H₂の形状で放出されていることが推測された。

TDS 法を用いて、N ドープ多層グラフェン膜を室温から 773 K まで 4 K/min の温度上昇速度で加熱し、N ドープ多層グラフェン膜から放出されるガス種の判別を行ったときの TDS スペクトルを図 4 に示す。H₂O が約 373 K 以下の低温から放出し、続いて H₂が約 773 K 付近で放出された。H₂O および H₂の放出は、N ドープ多層グラフェン膜表面から脱離および層間を占有した H 原子同士の再結合により生じたと考えられる。従って、ERD 法によって得られた 573 K 以下における捕捉 H 濃度の減少は、歪んだ形状の表面に吸着された H₂O の脱離によると考えられる。

まとめ NRA 法、ERD 法および TDS 法を用いて、真空内で約 573~773 K まで加熱された N ドープ多層グラフェン膜中の水素濃度変化について調べた。大気に放置された多層グラフェン膜において、多量の H₂O が表面に吸着され、微量の H が層間に占有されていることがわかった。また、これらの捕捉 H 濃度は約 373 K 以下の低温から徐々に H₂O の形状で放出され、573 K で約 3 割程度まで減少することがわかった。

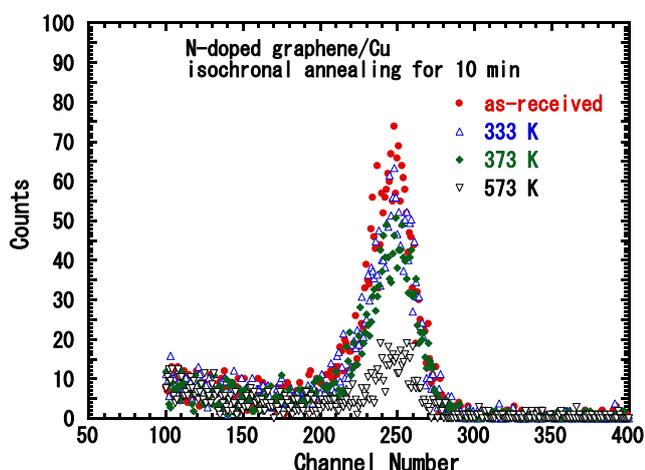


図 2 573 K までの各温度において、10 分間の等時加熱後の N ドープ多層グラフェン膜中の水素濃度分布(ERD スペクトル)。

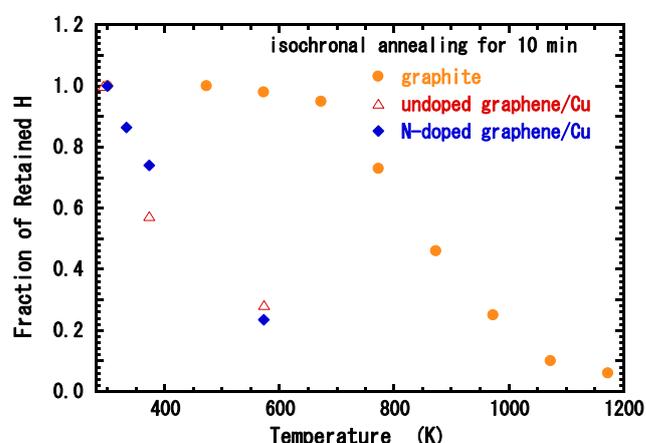


図 3 ERD スペクトルから求めた、各温度において 10 分間の等時加熱後の多層グラフェン膜、N ドープ多層グラフェン膜およびグラファイト中の水素濃度変化。

軽水炉压力容器鋼の工学的寿命を律速する Late Blooming Phase の物性調査

東北大金研 松川義孝 九大応力研 渡辺英雄

1. 背景

Late blooming phase (LB 相) とは、軽水炉を 30 年以上運転した際に、压力容器 (低合金鋼 A533B) に生じる析出物の総称であり、その照射脆化の主要因であると考えられている。压力容器を交換することは実質的に不可能であるため、軽水炉の寿命は即ち压力容器の寿命であると、原子力材料の研究コミュニティでは認識されている。压力容器の寿命は、LB 相の析出に律速される。そのような観点から、軽水炉の経年劣化の指標のガイドラインとして使用されている、電力中央研究所が提案した脆化寿命予測式では、LB 相が析出する過程を (照射によって導入された点欠陥を媒介とした拡散に着目して) 反応速度論的に解析する内容が、式の内訳となっている。但し、材料学的な観点から見ると、LB 相が析出することによって鋼が脆化するメカニズムそのものが未だ明らかでないことが問題であり、そのことが脆化寿命予測式を高精度化することの妨げになっている。メカニズムが明らかでない理由の一つは、析出物がナノサイズであるため、最新の電子顕微鏡を駆使しても分析が困難であり、それ故に、LB 相それ自体がどのような組成・構造・物性を有する化合物なのか、或いは化合物になる以前の溶質元素のクラスターなのかといった基本事項が未だ明らかでないためである。最近、LB 相は Ni と Si と Mn で構成される金属間化合物 G 相であると指摘した研究が散見されるようになった。G は grain boundary の略称であり、これはこの化合物が (压力容器鋼とは異なる鋼で) 最初に発見された当初、粒界に析出することがこの化合物の特徴であると考えられていたために付けられた名称である。G 相の化学量論組成は $\text{Ni}_{16}\text{Si}_7\text{Mn}_6$ であり、結晶構造は立方晶の cF116 であることは知られているが、その組成範囲や物性についてはこれまで検討された例がない。申請者は最近、別の鋼に関する研究で、G 相が長時間熱時効によって析出する過程において、エンブリオ (Ni-Si-Mn クラスター) の組成と構造がどのように変化するかを、電子顕微鏡とアトムプローブを組み合わせることで詳細に検討した [1]。その結果、(1) Ni-Si-Mn クラスターが自発的成長を開始する段階では、組成と構造が G 相とは異なること、(2) 時効に伴い、クラスター内部の溶質元素が濃化し、臨界組成に達したときに構造が cF116 に変化すること、(3) 臨界組成は必ずしも Ni:Si:Mn=16:7:6 ではなく、Si の半分が Fe に置換した組成でも cF116 構造になること、等を明らかにした。この研究成果を踏まえ、本研究では、G 相の組成範囲と物性を明らかにすることを試みる。鋼に析出する G 相を調べるのではなく、金属地金をアーク溶解で合金化し、作成したインゴットの金相を調査し、単相が得られた場合には物性を評価するという計画である。化学量論組成の G 相 ($\text{Ni}_{16}\text{Si}_7\text{Mn}_6$) を起点とした Ni-Si-Mn-Fe 疑四元系状態図を作成することが、本研究の目標である。

2. 実験結果

化学量論組成の G 相については、単相のインゴットをアーク溶解で作成することに成功した。インゴットは非常に脆く、素手で割ることも可能であった (図 1)。申請者はこの他にも、鋼に析出する化合物 (例えば炭化物 Cr_{23}C_6 など) をアーク溶解で作成した経験があるが、ここまで極端に脆い化合物は記憶にない。G 相は加熱した際に、別の構造に変化することなく、そのまま融解に至ることが明らかとなった。融点は約 $1,050^\circ\text{C}$ であった。その他の物性の測定に関しては、これまでに複数回試みたが、現時点では成功していない。これはアーク溶解で作成したインゴットの内部にクラックが残留してしまうためである。この問題を回避するために、インゴットを一旦粉碎してから、放電プラズマ焼結 (SPS) で固

めることを現在試みている。緻密な焼結体が得られれば、弾性定数、比熱、デバイ温度、自由エネルギーを定量評価できる見込みである。この他にも、熱膨張係数や破壊靱性値の導出も現在試みている。

それ以外の組成のインゴットに関しては、時効しても単相にならなかった。本研究で行ったアーク溶解でインゴットを作成する実験は、状態図を作成するための手法としては標準的なものであるが、この手法では、実際に鋼中に析出した非化学量論組成の G 相 (Si を半分に Fe に置換した組成) を再現できないことがわかった。平衡状態図に出現しない原因は、この非化学量論組成の G 相が準安定相であるためであると推測される。つまり、平衡状態図を作成しても、それは鋼中の析出物が G 相であるか否かの判定条件としては不十分であるということになる。この研究成果を踏まえ、平衡状態図よりも直接的に、G 相の相安定性の本質に迫る研究を新たに開始した。具体的には、化学量論組成の G 相インゴットの表面に Fe を蒸着し、Fe と共存した時の G 相の相安定性について検討している。G 相単相のインゴットは融点 (~1,050°C) まで安定であったが、鋼中に析出した G 相は 500°C で時効すると 30 分もかからずにマトリックスに再固溶する。蒸着した Fe 膜に、加熱によって G 相が固溶する過程を、透過型電子顕微鏡などで分析している。加熱によって Fe 膜に固溶しかけた G 相を、一旦冷却してから再加熱すれば、鋼中に析出した非化学量論組成の G 相を再現できるかもしれない。この実験手法でも、結果的に、“化学量論組成の G 相を起点とした Ni-Si-Mn-Fe 擬四元系状態図”を作成することが可能である。但しこれは、通常の平衡状態図と初期状態が異なり、相変態の非可逆性に着目した準安定の非平衡状態図である。

参考文献

[1] Y. Matsukawa, T. Takeuchi, Y. Kakubo, T. Suzudo, H. Watanabe, H. Abe, T. Toyama, Y. Nagai, “The two-step nucleation of G-phase in ferrite”, *Acta Materialia*, Vol. 116, 104–113, 2016

3. 本年度 発表リスト

[口頭発表リスト]

- 1) Y. Matsukawa, “The theory of precipitation hardening revisited: the effect of crystal structure on the obstacle strength”, CIMTEC2018 (14th International Ceramics Congress & 8th Forum on New Materials), 2018.6.4–15, Perugia (Italy), [Invited]
- 2) 松川義孝, “鋼に析出した G 相及び Cr_{23}C_6 の析出物/マトリックス界面を模擬したモデル試料の作成”, 日本鉄鋼協会 2018 年春の大会, 2017.9.7–9, 千葉.
- 3) 松川義孝, “析出物の核形成における臨界サイズと臨界組成の関係について--核形成理論の新展開--”, 京都大学 ゼロエミッションエネルギー拠点研究会 (ZE 研究会), 2018.1.10–12, 京都.
- 4) Y. Matsukawa, “Recent progress on the theory of precipitation hardening in nuclear materials research”, SIPS2017 (Sustainable Industrial Processing Summit & Exhibition 2017), 2017.10.22–26, Cancun (Mexico). [Invited]
- 5) 松川義孝, 大熊一平, 佐藤裕樹, 牟田弘明, 阿部弘亨, “オロワン機構に及ぼす析出物の結晶構造の影響について”, 日本金属学会 2017 年秋の年会, 2017.9.7–9, 札幌.
- 6) 鈴江瞭平, 松川義孝, 佐藤裕樹, 叶野翔, 阿部弘亨, 谷川博康, 安田和弘, “ Cr_{23}C_6 の電子照射誘起アモルファス化の臨界温度と結晶化温度”, 日本金属学会 2017 年秋の年会, 2017.9.7–9, 札幌.
- 7) 松川義孝, “原子力材料の実機材における拡散誘起アモルファス化”, 日本材料学会 金属ガラス部門委員会 研究会, 2017.6.30–30, 大阪. [Invited]

Fe-Mn モデル合金における特異な照射硬化とナノサイズの Mn 析出物形成の相関

京都大学エネルギー理工学研究所 藪内 聖皓、木村 晃彦

1. 目的

鉄鋼材料における Mn および Ni は、オーステナイト形成元素としての役割が良く知られている。核融合炉の構造材料として使用が期待されている鉄鋼材料においては、低放射化対応として、Ni を Mn に置き換えて合金設計されている。一方、Fe-Mn 合金は、他の 2 元系鉄基合金に比べ、照射硬化量が極めて大きく、照射脆化が促進される傾向を示すため、Mn 添加が及ぼす照射硬化への影響については国際的に高い関心がもたれている。

Mn による照射硬化促進の機構としては、Mn が空孔あるいは格子間原子と結合し、それが核となって、Mn 析出物を形成することが考えられるが、その詳細は不明である。我々は、ナノサイズの Mn 析出物が格子間原子型の転位ループ上に析出すると仮定し、イオン照射した Fe-Mn 合金を透過電子顕微鏡により観察してきたが、Mn 析出物のサイズが 1nm と極めて小さいため、Mn 析出物と転位ループの相対位置関係についてはいまだ確認されていない。

そこで本研究では、九大応力研に導入された高分解能分析電子顕微鏡(管理区域内設置)を用い、原子炉照射した Fe-Mn 合金の微細組織観察をおこない、格子間型転位ループとナノサイズの Mn 析出物の相対位置関係を明らかにすることを目的とする。

2. 研究成果の概要

1) 経過

圧力容器鋼の照射影響評価のための基礎研究として、鉄基モデル合金における照射脆化挙動に及ぼす中性子照射の影響を高照射量(高経年対応)まで調査した結果、Fe-Mn 合金では、高照射領域においてのみ、照射硬化量が顕著に増大することが判った。高経年化に伴う照射脆化の促進が懸念されることから、この現象を「Mn 影響」と名付け、その発現機構に関する研究を実施している。この Mn 影響は、鉄格子の中に均一に固溶している Mn 原子と照射によって形成された Vacancy (V: 空孔) や Interstitial

(I: 格子間原子) との強い相互作用に起因すると考えられるが、その詳細は明らかではない。特に、V-Mn 相互作用と I-Mn 相互作用のどちらが重要になるかについては、照射脆化予測に大きな影響を及ぼすことから、早期の解決が望まれている。

2) 照射実験

中性子照射 (290°C 、 $5 \times 10^{20} \text{n/cm}^2$) により、Fe-1Mn および Fe-1Ni 合金は、顕著な照射硬化を示し、透過型電子顕微鏡による微細組織観察から、いずれも黒点状の微細な照射損傷組織が形成されていることが判明している(図 1)。これらの損傷組織を TEM 内で焼鈍しながら直接観察すると、 500°C まではほとんど

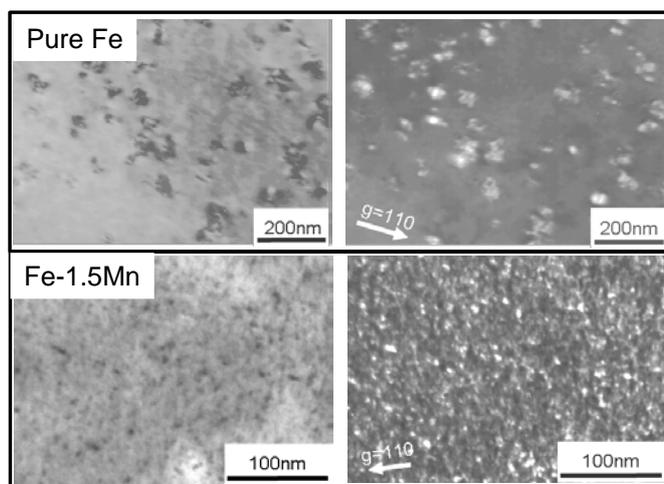


図 1 純 Fe と Fe-1.5Mn における中性子照射損傷組織

変化しないが、550°Cになるとそのサイズが大きくなることを既に報告している。純鉄に比べると、粗大化開始の温度が高温側にシフトしており、Fe-1Mn 合金では、格子間原子の易動度が純鉄に比べ低下していると考えられる。なお、平成 29 年度は新規導入の TEM の性能評価ならびに今後の中性子照射試料の観察に向けて RI 輸送に関する手続等の確認を行うとともに、「Mn 影響」メカニズムについて検討した。

3. 「Mn 影響」のメカニズム

Fe-Mn 合金と Fe の照射損傷組織を比較すると、Fe-Mn 合金において転位ループの微細化が顕著に生じていることが判明している。転位ループは、格子間型であることが判明しており、微細化の理由としては、格子間原子あるいは微細な転位ループの移動度が Mn 原子による捕獲効果により、低下していることがあげられる。すなわち、ここでは Mn 原子と Fe 格子間原子あるいは微細な格子間型転位ループとの相互作用により、それらの移動が Mn 原子により、抑制されたために、核生成サイト数が増加し、成長が遅れたと考えることが可能である。溶質原子クラスターの形成の素過程に関しては、クラスターの核生成サイトが空孔型欠陥なのか格子間原子型欠陥なのかについては、不明であり、この様子をモデル化して示すと図 2 の様になる。

一方、最近の高分解能分析電顕による TEM 観察によれば、イオン照射した Fe-Mn 合金において、板状の Mn 集合体の形成が認められている。Mn 原子の集合には、Mn-V 対や Mn-I ダンベルなどの移動が必要になる。また、Mn 原子単独の効果の他にも、酸素原子の関わりを示唆するデータも存在する。今後は、不純物酸素量の影響についても調査する。

4. まとめ

今後 JMTR や BR-2 炉を用いた中性子照射実験により、Mn 添加効果を低合金鋼の中性子照射影響評価に取り込んでいくための基礎的知見が得られると期待される。平成 29 年度は平成 28 年度に PIE が可能になった合金試料を九州大学に搬送し、高分解能 TEM を用いて観察する。

5. 成果発表

特になし。

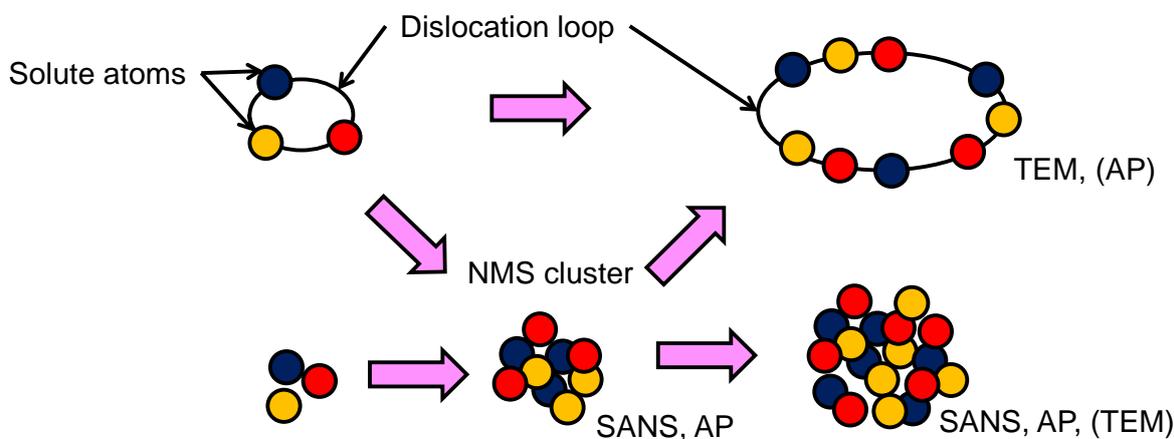


図 2 格子間原子型転位ループの構成原子と溶質原子のクラスタリング

統合輸送コードに導入するための電磁的ジャイロ運動論解析を用いた輸送係数のモデリング

核融合科学研究所 登田慎一郎

核融合装置において、乱流輸送はプラズマ閉じ込めのためには最も重要な研究課題の一つである。ヘリカルプラズマにおけるジャイロ運動論的解析は、トカマクと比べてより大きなコンピューター資源を使用する。非線形ジャイロ運動論解析結果を再現する簡約化モデルが、ヘリカルプラズマにおける輸送シミュレーションを実行する際に必要である。大型ヘリカル装置 (LHD) におけるイオン温度勾配 (ITG) モードと帯状流を研究するのに GKV コードが使われる。LHD での高イオン温度放電についての、電子運動に断熱近似をしたジャイロ運動論的シミュレーションが行われた。ITG モードによるイオンエネルギー流束の値は実験結果と矛盾しない。電子運動に断熱近似を用いたシミュレーションにより、イオン熱拡散係数についての簡約化モデルが提唱されている。この簡約化モデルは、ITG モードの線形成長率と帯状流の崩壊時間の関数である。ヘリカルプラズマにおいて、断熱近似によるジャイロ運動論的シミュレーションによる簡約化モデルを輸送コードに取り入れる手法が示されている [1]。高イオン温度プラズマでは、実験観測よりも大きいイオン流束の値が、運動論的電子によるシミュレーションで示されている。また、低イオン温度プラズマでは、実験観測と同程度の電子、イオン流束が、運動論的電子によるシミュレーションで示されている。乱流電子、イオン熱拡散係数の簡約化輸送モデルを示すには、プラズマ不安定性に対しての運動論的電子の影響を取り入れる必要がある。波長モードを少数とった場合に、イオンの熱拡散係数についての簡約化モデルが提唱されている [2]。非常に低ベータプラズマであるにもかかわらず、全体の電子熱流束の中で、電磁成分は 30% になり、非常に大きくなってしまふ。本研究では、ITG モードの時の電子、イオン熱拡散係数についての簡約化モデルを、電子についてもジャイロ運動論解析を行うことにより求める。イオン熱拡散係数を評価した研究 [2] よりも多数の波数モードを取る時に、電子とイオンの熱拡散係数を評価するために、非線形ジャイロ運動論シミュレーションを行う。線形ジャイロ運動論解析も、非線形解析結果による熱拡散係数の値を再現する簡約化モデルを導くために実行する。

LHD において微視的不安定性による乱流を、ジャイロ運動論的局所流束チューブコード GKV を用いて研究する [3]。時刻 $t = 2.2\text{s}$ での高イオン温度プラズマと時刻 $t = 1.8\text{s}$, $t = 1.9\text{s}$ での低イオン温度プラズマの実験結果である温度分布、密度分布と磁場配位に基づいて、電子、イオン温度勾配、 R/L_{T_e} 、 R/L_{T_i} と、密度勾配 R/L_n と安全係数 q が径方向に変化する。高 T_i プラズマにおいて、 $\rho = 0.65$ での β 値は 0.3% 程度である。電子エネルギー流束の電磁成分を減らすために、研究 [2] よりも、フーリエモードを多数とり、平行方向のグリッド点を多く取る。 \tilde{k}_x と \tilde{k}_y 方向の全フーリエモード数は、41 と 12 である。ここで、 \tilde{k}_x と \tilde{k}_y は、径方向とポロイダル方向の波数である。平行方向、平行速度方向と垂直速度方向での全グリッド数は、512, 64 と 16 である。高 T_i プラズマでは、 $\rho = 0.46$ と $\rho = 0.80$ の間での、10 個の径方向の点で、非線形シミュレーションを行った。低 T_i プラズマでも、 $\rho = 0.65$ と $\rho = 0.80$ の間での、10 個の径方向の点で、非線形シミュレーションを行った。高 T_i プラズマでの $\rho = 0.68$ で、電子、イオンエネルギー流束と粒子流束の時間発展を調べた。電子、イオンエネルギー流束と粒子流束の時間発展で、非線形飽和が見られた。 Q_e^{em}/Q_e , Q_i^{em}/Q_i と Γ^{em}/Γ の時間平均の値は、低 β プラズマ ($\approx 0.3\%$) の場合で、6.3%, -0.76% と 8.1% である。多数のモードを取り入れることにより、電子エネルギー流束における電磁成分の割合は、シミュレーション結果 [2] よりも顕著に小さくなった。高 T_i プラズマでの、 $\rho = 0.65$ における電子、イオン流束の時間平均値は、 0.036 MW/m^2 と 0.11 MW/m^2 である。本研究では、粒子流束の平均値は、 $-1.0 \times 10^{19}/(\text{m}^2\text{s})$ 程度である。乱流ポテンシャル揺動の 2 乗 $\mathcal{T} \left(= \sum_{\tilde{k}_x, \tilde{k}_y \neq 0} \left\langle \left| \tilde{\phi}_{\tilde{k}_x, \tilde{k}_y} \right|^2 \right\rangle / 2 \right)$ と帯状流ポテンシャルの 2 乗 $\mathcal{Z} \left(= \sum_{\tilde{k}_x} \left\langle \left| \tilde{\phi}_{\tilde{k}_x, \tilde{k}_y=0} \right|^2 \right\rangle / 2 \right)$ の時間発展について研究した。 \mathcal{T} と \mathcal{Z} の時間発展に非線形飽和が見られる。

高 T_i プラズマと低 T_i プラズマの LHD 実験結果をシミュレーションで用いる。非線形シミュレーション結果による電子、イオンエネルギー流束と粒子流束の径方向分布を調べた。本研究では、粒子拡散

係数の簡約化モデルを示さない。非線形シミュレーションによる輸送係数 $\bar{\chi}_e/\chi_i^{GB}$ と $\bar{\chi}_i/\chi_i^{GB}$ は、 \bar{T} と \bar{z} のモデル関数と比較される。電子熱拡散係数のフィッティング関数は、 $\bar{\chi}_e/\chi_i^{GB} = \mathcal{F}_e(\bar{T}, \bar{z}) \equiv C_{1e}\bar{T}^{\alpha_e}/(C_{2e} + \bar{z}^\xi/\bar{T})$ で示される。ここで、 $\alpha_e = 0.19$, $C_{1e} = 6.8 \times 10^{-2}$, $C_{2e} = 2.1 \times 10^{-2}$ と $\xi = 0.10$ である。 \mathcal{F}_e による $\bar{\chi}_e/\chi_i^{GB}$ を近似する相関誤差は、0.079 である。イオン熱拡散係数のフィッティング関数も、 $\bar{\chi}_i/\chi_i^{GB} = \mathcal{F}_i(\bar{T}, \bar{z}) \equiv C_{1i}\bar{T}^{\alpha_i}/(C_{2i} + \bar{z}^{1/2}/\bar{T})$ で定義される。ここで、 $\alpha_i = 0.41$, $C_{1i} = 0.13$ と $C_{2i} = 4.9 \times 10^{-2}$ である。 \mathcal{F}_i による $\bar{\chi}_i/\chi_i^{GB}$ を近似する相関誤差は、0.15 である。 \mathcal{F}_i における \bar{z} のべき数は、 \mathcal{F}_e のものよりも大きいことがわかった。従って、 χ_i における帯状流の影響は、 χ_e におけるものよりも強い。電子、イオン熱拡散係数の値はモデル関数により、よく再現できる。

線形ジャイロ運動論的解析によって、乱流レベルへの乱流揺動と帯状流揺動の寄与を調べるために、運動論的電子近似をしてシミュレーションを行った。領域 $0.05 \leq \tilde{k}_y \leq 0.1$ で積分した混合長概算 $\mathcal{L} (\equiv \int (\tilde{\gamma}_{\tilde{k}_y}/\tilde{k}_y^2) d\tilde{k}_y)$ の径方向分布を研究した。乱流揺動 \bar{T} は $\bar{T} = C_T \mathcal{L}^a$ で近似される。ここで、 $C_T = 6.6 \times 10$ と $a = 1.6$ である。乱流レベルは、乱流と帯状流の相関により決まる。線形帯状流応答関数は、 $\mathcal{R}_{\tilde{k}_x}(t) \equiv \langle \tilde{\phi}_{\tilde{k}_x, \tilde{k}_y=0}(t) \rangle / \langle \tilde{\phi}_{\tilde{k}_x, \tilde{k}_y=0}(t=0) \rangle$ で定義される。

線形帯状流応答関数は、高、低 T_i プラズマでの磁場配位を用いて研究する。ここでは、 \tilde{k}_x の値を 0.25 とする。なぜなら $\tilde{k}_x = 0.25$ 付近

で、波数スペクトルのピークがあるからである。帯状流崩壊時間は、 $\tau_{ZF} \equiv \int_0^{\tau_f} dt \mathcal{R}_{\tilde{k}_x}(t)$ で定義される。ここで、 $\tau_f = 30R/v_{ti}$ とする。なぜなら $\tau_f > 30R/v_{ti}$ では帯状流崩壊時間は大きく変化しないからである。乱流の相関時間は $30R/v_{ti}$ より短い。従って、 $\tau_f > 30R/v_{ti}$ の $\mathcal{R}_{\tilde{k}_x}(t)$ は帯状流レベルに影響を与えない。帯状流揺動 \bar{z} は近似式 $\bar{z}^b/\bar{T}^c = C_z \tilde{\tau}_{ZF}$ で示される。ここで、 $C_z = 0.91$, $b = 0.16$ と $c = 0.27$ である。線形パラメータによる電子、イオン熱拡散係数の簡約化モデルは、 $\chi_e^{RM}/\chi_i^{GB} = A_{1e} \mathcal{L}^{B_{1e}} / (A_{2e} + \tilde{\tau}_{ZF}^{B_{2e}}/\mathcal{L}^{B_{3e}})$ と $\chi_i^{RM}/\chi_i^{GB} = A_{1i} \mathcal{L}^{B_{1i}} / (A_{2i} + \tilde{\tau}_{ZF}^{B_{2i}}/\mathcal{L}^{B_{3i}})$ で示される。ここで、 $A_{1e} = C_{1e} C_T^{\alpha_e+1-c\xi/b} C_z^{-\xi/b} = 1.3 \times 10$, $A_{2e} = C_{2e} C_T^{1-c\xi/b} C_z^{-\xi/b} = 2.0$, $A_{1i} = C_{1i} C_T^{\alpha_i+1-c/(2b)} C_z^{-1/(2b)} = 2.6 \times 10^2$ と $A_{2i} = C_{2i} C_T^{1-c/(2b)} C_z^{-1/(2b)} = 1.8 \times 10$ である。べき数は $B_{1e} = \alpha_e a = 0.30$, $B_{2e} = \xi/b = 0.62$, $B_{3e} = a(1-c\xi/b) = 0.63$, $B_{1i} = \alpha_i a = 0.66$, $B_{2i} = 1/(2b) = 3.1$ と $B_{3i} = a(1-c/(2b)) = 0.26$ で示される。線形ジャイロ運動論的解析で、 χ_e^{RM} と $\bar{\chi}_e$ の値が Fig. 1(a) で、電子熱拡散係数 χ_i^{RM} と $\bar{\chi}_i$ の値が Fig. 1(b) で比較される。円と四角は高、低 T_i プラズマに対応する。簡約化モデルは、 $\bar{\chi}_e$ の非線形計算結果を相関誤差 0.21、 $\bar{\chi}_e$ のそれを相関誤差 0.20 で再現する。

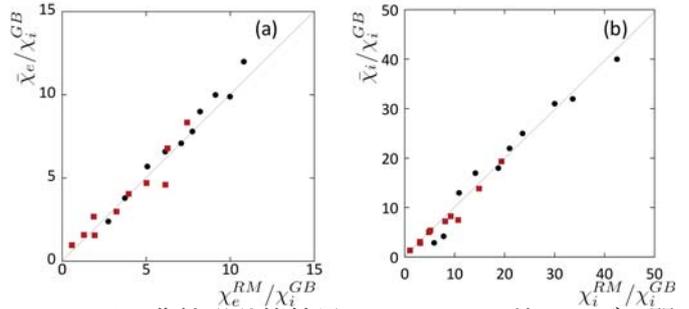


Figure 1: 非線形計算結果の $\bar{\chi}_e$ と $\bar{\chi}_i$ の値とモデル関数による予想の比較

この研究は、NIFS共同研究（プラズマシミュレータ）NIFS16KNST093, NIFS16KNST035 と RIAM 共同研究 29FP-4 の補助を受けている。

- [1] S. Toda et al., *Journal of Physics: Conference Series* **561**, 012020 (2014)
- [2] S. Toda et al., *Plasma and Fusion Research* **12**, 1303035 (2017)
- [3] T. -H. Watanabe and H. Sugama *Nucl. Fusion* **46**, 24 (2006)

金属間化合物における空孔型欠陥と水素原子の相互作用に関する研究

大阪府立大学工学研究科 堀史説

【はじめに】

材料中の不純物水素原子と格子欠陥との相互作用は、材料の水素脆化や水素貯蔵などの観点から重要な課題の一つである。特に核融合炉などの特殊な環境下では、その挙動がプラズマの安定化に密接な関係を有しており、照射欠陥である空孔型の欠陥と水素の相互作用について様々な材料での研究が進められている。しかしながら、空孔型欠陥中の水素挙動は材料の構造や組成に強く依存するため、個々の材料中での挙動について解明されていない点が多岐に多い。また、材料中の水素の状態評価も他の元素に比べて非常に難しく、微量検出や欠陥との結合捕獲状態などの評価は限られた手法で特定のものに限られて来た。中でも陽電子消滅法は原子レベルでの空孔の検出に優れており、近年では陽電子消滅時の対消滅相手となる電子の密度分布を簡便に詳細な評価が可能になってきた。

一方、核融合炉のプラズマ対向材料の候補として考えられているタングステン合金などでは水素同位体の貯留が大きな問題になっている。タングステンに照射によって空孔型欠陥が導入されると、多量の水素が捕獲されるという報告がある。タングステンには体心立方格子 (bcc) 型の構造を有しているが、他の bcc 金属では必ずしも同様の水素捕獲が起こる訳ではない。しかし、同じ結晶系である一部の金属間化合物ではタングステンと同様に空孔当りに複数の水素原子が捕獲安定化するという計算結果が得られている。中でも B2 型規則構造を有する Fe-Al 合金でこのような空孔による多量水素捕獲と考えられる空孔の挙動を我々は陽電子で捉えており、現在も計算と実験の両側面からの実証を試みている。今回はこのような多量水素捕獲が結晶構造に由来するものか実証するために、同じ B2 型構造を有する Fe-Rh 合金において電子線照射を行い、欠陥の挙動について陽電子消滅測定と陽電子による欠陥形態の計算シミュレーションの Fe-Al 以外の合金への適用を行った。

【実験方法】

Fe-Rh 合金はアーク溶解にて作成した等比組成（化学量論組成）のインゴット試料をおよそ $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ の板状に切出し、表面を鏡面研磨した。この試料を $3 \times 10^{-4}\text{ Pa}$ の真空中で 600°C 、120 時間の焼鈍を行って均一化熱処理したものを用いた。X 線回折では、均一な B2 構造が得られており、これを電子線照射に供した。電子線照射は京都大学原子炉実験所 (KURRI) にて電子線型加速器を用いて 8 MeV の電子線を照射温度 $35\sim 40^\circ\text{C}$ で、照射量 $1 \times 10^{18}\text{ e}^-/\text{cm}^2$ の照射を行った。一方、照射試料にチオシアン酸アンモニウム溶液を用いた電解水素チャージによる水素の注入を $0.3\text{ A}/\text{cm}^2$ で 10 時間行った。また比較のために、未照射材に対しても同様の水素チャージを行った。これらの試料に対して、X 線回折、陽電子消滅寿命測定、同時計数ドップラー広がり測定 (CDB) 定を行った。

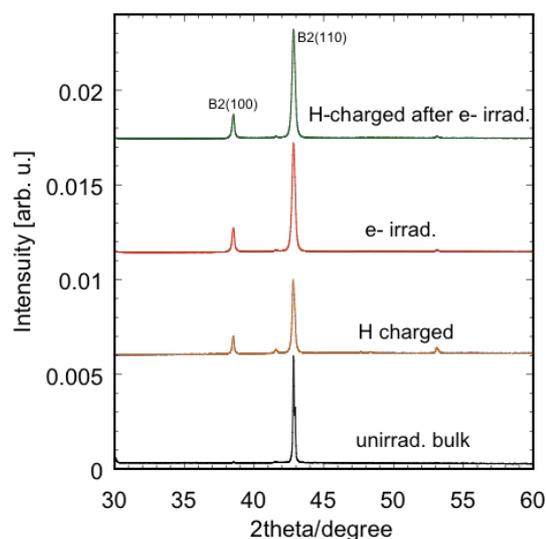


図1 照射前後および水素注入した Fe-Rh 合金での X 線回折パターン

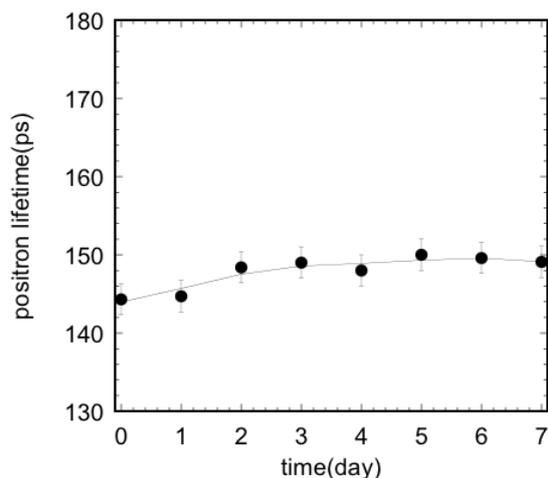


図2 電子線照射後に水素チャージした Fe-Rh合金の陽電子寿命の経時変化

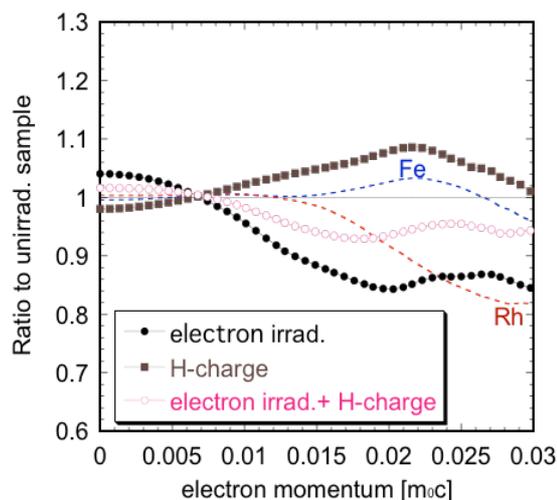


図3 電子線照射および水素チャージした Fe-Rh合金のCDB比率曲線

実験結果

図1に各試料のXRDの結果を示す。未照射材ではほぼ均質なB2構造を示しており、照射および水素チャージによる新たな結晶相の生成は見られない。一方、陽電子寿命は未照射で173psという長寿命成分が僅かに残っており、空孔が残留していた。この試料に電子線照射を行うと、陽電子寿命は長寿命成分が13psec長くなり数密度に対応する相対強度も増加した。陽電子寿命計算を行うと、単一空孔の寿命はロジウム原子が不在のロジウム空孔 V_{Rh} の方が逆の鉄空孔 V_{Fe} に比べ17psec程度高いことから、照射によって V_{Rh} の割合が増加したことが示唆される。すなわち、残留空孔は構造欠陥として V_{Fe} が多く含まれており、8MeV照射では V_{Rh} も多く生成していると言える。このため、この照射では両タイプの空孔を導入していることになる。この照射試料に水素を注入すると陽電子寿命は144psecまで低下した。この値は単一空孔よりも低く、バルクによる自由消滅よりも高い値であることから、空孔内に水素が捕獲されたことを示している。図2に示す様に陽電子寿命はこの後大気中で7日間放置すると僅かに4psecほど増加したが、空孔の値にもバルクの値にもならないことから、空孔への水素捕獲が安定であることがわかった。図3は未照射状態の供資材を基準として電子線照射、水素注入および照射後水素注入した試料のCDBスペクトルの比率曲線を示す。電子線照射では電子運動量の低い0~0.005付近が高くなっており明らかに空孔が導入されたことを示している。一方、水素チャージ試料はチャージ前に比べ同様の低運動量領域が減少していることから、残留空孔にも水素が捕獲された事を示している。さらに電子線照射後に水素チャージすると、低運動量領域で照射後試料よりも低く、未照射の基準試料との中間に位置した。これは照射で導入された空孔に水素が捕獲された事を示している。しかし、今回の実験では照射電子のエネルギーが高く優先的な欠陥種の制御ができなかったため、どちらのタイプの空孔への捕獲が優位に起こっているか判断できなかった。そのため、今後は低エネルギーでの照射による水素捕獲と計算との比較から水素捕獲の優勢な空孔タイプの同定を行う。

研究組織：堀史説（大阪府大工学研究科）、岩瀬彰宏（大阪府立大学）、角倉優雅（大阪府大院生）、Xu Qiu（京大原子炉）、大澤一人（九大応力研）

謝辞：本研究を実施するにあたり、共同研究により議論いただきました大澤先生に感謝致します。また、実験を実施するにあたり、電子線照射にご協力頂いた京大原子炉の徐准教授、量研機構の斎藤勇一博士、石川法人博士に感謝致します。

LIF を用いた直線装置 PANTA における境界領域の高精度中性粒子計測

九州大学総理工学府 寺坂健一郎

目的

本研究の目的は、直線装置 PANTA における中性粒子密度や速度を計測し、流れ場の構造形成における役割を検討することである。近年の研究から、種々のプラズマにおいて流れ場の構造形成が報告されている。乱流による駆動力が指摘されている一方で、最終的な流れ場の分布を決めるためには、減衰力や境界条件が重要な情報となる。こうした効果をもたらす重要な自由度として中性粒子がある。その理由は中性粒子とイオンの荷電交換がプラズマ流に対する減衰力を及ぼしたり、壁付近における中性粒子の流れが境界条件を定めたりするためである。本研究では、PANTA における中性粒子密度や速度を計測し、プラズマ流形成に対する中性粒子効果（すなわち減衰力や境界条件）を実験定量的に調査することを目的とする。

結果

本年度の研究では、レーザー誘起蛍光法 (LIF) を直線装置 PATNA に実装し、イオン温度の計測に成功した。はじめに、代表例として、入射ガス圧 0.8mTorr、磁場 900G、入力パワー（ヘリコン）3kW の PANTA における標準的な放電を対象とした。このときの LIF 計測結果、蛍光スペクトルを図 1 に示す。マクスウェル分布との比較からイオン温度を評価し、 $T_i \sim 0.31 \pm 0.04$ eV という結果を得た。過去のイオンセンシティブプローブ計測では $T_i \sim 0.24 \pm 0.08$ eV という結果が報告されており、誤差の範囲内で一致する結果が得られている。

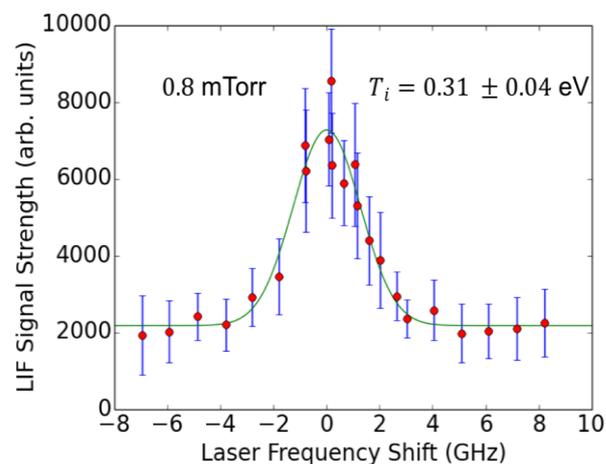


図 1 PANTA における蛍光スペクトル

過去のイオンセンシティブプローブ計測では $T_i \sim 0.24 \pm 0.08$ eV という結果が報告されており、誤差の範囲内で一致する結果が得られている。

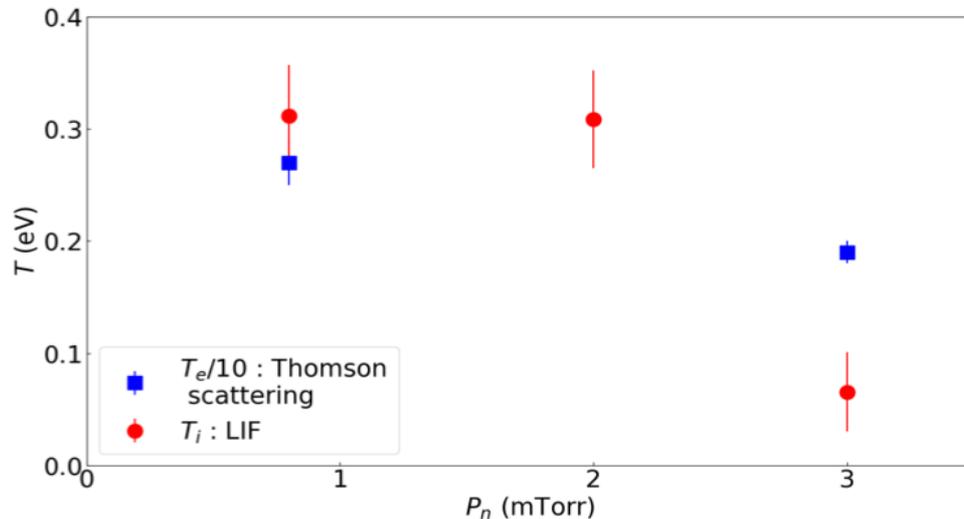


図2 PANTAにおけるイオン温度の入力ガス圧依存性

次に、上記の計測を異なる入射ガス圧力 (0.8, 2, 3 mTorr) に対して繰り返した。その時の結果を図2に示す。このとき同時に計測されていたトムソン散乱による電子温度 (その 1/10 の値) の計測値を青色で示している。これから PANTA では $T_i \ll T_e$ という関係が成り立っていることが示唆される。様々な解析を進める際に冷たいイオンという近似を用いており、これらの結果により従来のモデル解析の妥当性が担保される。より強固な研究基盤を与える結果となっている。

PANTA における LIF 計測が実装され、イオン温度の計測に成功した。また、中性粒子計測用レーザーを本システムに組み込み、光路の切り替えによってイオンおよび中性粒子計測が可能な入射系を構築した。今後は中性粒子計測を順次進める予定である。

成果報告

[1]木村俊介、荒川弘之、稲垣滋、他 10 名、「レーザー誘起蛍光法を用いたイオン温度計測のための高速波長スキャン」、プラズマ・核融合学会第 21 回九州支部大会、佐賀大学 2008.12.16

研究組織

代表者：寺坂健一郎 (九大総理工)

所内世話人：小菅佑輔

研究協力者：稲垣滋 (九大応力研) 荒川弘之 (帝京大学)

プラズマに対向した堆積層の動的水素リテンションに関する研究

京都大学大学院工学研究科 高木郁二

要旨

核融合炉における水素のリテンションを模擬するため、タングステン基板上に蒸着したタングステン膜中の重水素の濃度をその場観察した。RF プラズマに曝した蒸着膜中の重水素濃度は、タングステンバルク材よりも1桁程度低く、373K~600Kの温度範囲では、温度にほとんど依存しなかった。

1. 序論

プラズマに対向した固体表面における水素リテンション（保持量）は、プラズマの長時間維持に大きな影響を及ぼし得る因子である。リテンションは入射水素数と放出水素数を定量的に把握すれば予測できるが、後者の量を決定する再結合定数は理論的な取扱が難しいため、実際に用いられている材料での値を評価する必要がある。

本研究は、実際の核融合炉を想定し、タングステン基板上に蒸着したタングステン膜を試料とし、小型のプラズマ装置と加速器分析を組み合わせたその場観察法でリテンションを調べた。

2. 方法

試料はタングステンをターゲットとして水素プラズマでタングステン基板上にスパッタ蒸着したタングステン膜であり、基板の厚みは1mm、大きさは12x12mm²である。膜の厚みは試料によって異なるが、17W-Bが970nm、17W-aが1060nm、17W-dが740nmである。

リテンションを測定した実験装置の概要を図1に示す。試料を真空槽に取り付け、膜のある側を重水素プラズマに曝し続ける。この状態で45度方向から1.5MeVの³Heイオンビームを試料に照射し、D(³He, p)⁴Heによる核反応を利用して、試料中の重水素濃度の深さ方向分布を、時間の経過と共に断続的に測定した。1回の測定に必要な時間は15分程度であり、プラズマを停止した後も測定を続けた。プラズマはRFによる弱電離によって生成した。水素粒子の典型的なエネルギーは1eV程度である。

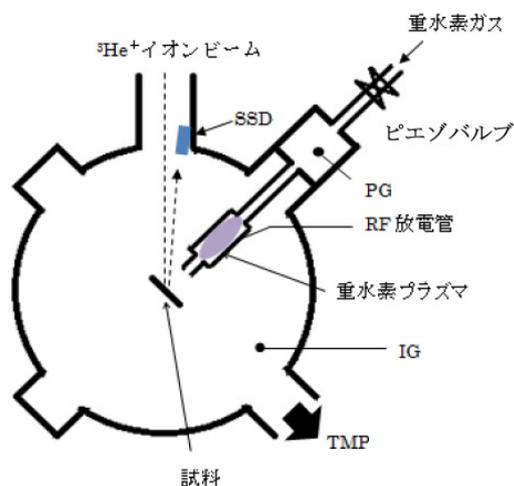


図1 実験装置の概念図

3. 結果

図2に重水素の深さ方向分布の一例を示す。横軸は表面からの深さ、縦軸は重水素濃度である。深さ0に濃度のピークがあるのは、表面に吸着している重水素によるものであり、バルク（正の深さ方向）の重水素は溶解または捕捉されている重水素である。表面の重水素は、系の分解能（半値幅）が100nm程度であるため、バルク領域や負の深さに広がっているように見えている。この影響は200nmより深い領域までは及んでいないと考え、200~800nmの平均濃度を重水素の濃度Cとした。また、-200~+200nmにおける重水

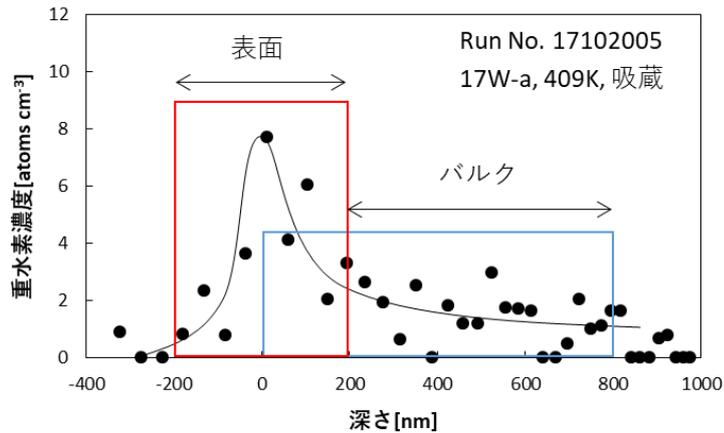


図2 重水素深さ方向分布の一例

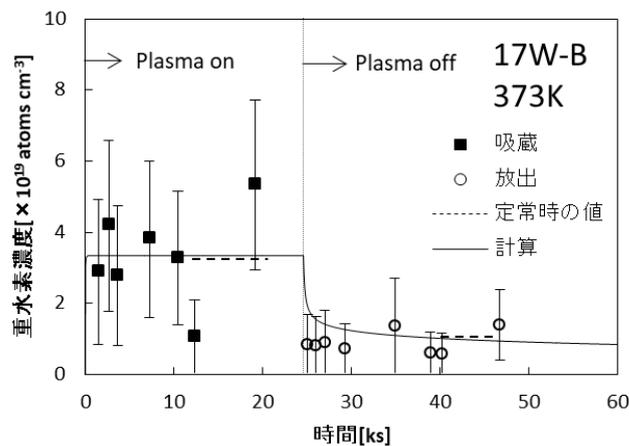


図3 プラズマ曝露中とプラズマ停止中の重水素濃度Cの時間変化の一例

素濃度の積分値から、0-200nmのバルクに存在すると考えられる重水素の量を差し引いた値を、重水素の表面密度Sとした。

試料17W-Bを373Kでプラズマに曝し、続いて停止したときの重水素濃度Cの時間変化を図3に示す。濃度は比較的速やかに増加して $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ に達した。次にプラズマを停止すると濃度は速やかに減少したが、ゼロにはならず、 $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ が残った。この残量は重水素が捕捉サイトに捕捉されている量であり、プラズマ曝露中の量と停止後の残量との差 $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ が動的リテンションであると考えられる。

4. 考察

プラズマに曝露して充分時間が経過したときの重水素濃度Cの温度依存性を図4に示す。塗りつぶした印は当研究室で過去に測定したタングステン材における測定結果であり、プ

ラズマ条件は同じである。◆と●はニラコ製で熱処理を施していない。■と▲はアライドマテリアル製で1173Kで焼鈍し、ダイヤモンドペーストで研磨している。研磨していないニラコの方がやや濃度が低い傾向が見られるものの、両者に大きな差は見られず、500K以上で減少する傾向を示した。これに対し本研究で用いたタングステン蒸着膜では、濃度が1桁低く、600K以下では温度に依存しなかった。

図5は重水素表面密度 S の温度依存性であるが、最も高温の1点を除いては、温度依存性がほとんど見られず、また、値もタングステン材に較べて低い。これらの結果は、タングステン蒸着膜への重水素の侵入が少ないことを示唆している。実際、動的リテンションは溶解している重水素の濃度であり、捕捉されている重水素を平衡が成り立っていることと、表面からの重水素の

放出は濃度 C の2乗と再結合定数の積であることを仮定して、重水素濃度の時間変化を図3の曲線で示したようにシミュレーションしたところ、重水素の侵入確率が1より充分小さいという結果が得られた。一般に、直接内部に注入されるほどのエネルギーを持たない水素の侵入確率は不純物の存在によって小さくなることが知られており、この試料でも同じ理由と考えられる。

図3に示したプラズマ曝露中の測定値は、統計誤差を超えてばらついている。他の試料や温度では、プラズマ曝露中もプラズマ停止中も測定値に大きなばらつきが見られた。このためか、上記のシミュレーションによって得られた再結合定数の値や、図5に示したデータから得た表面再結合の速度定数の値は、ばらつきが大きく、アレニウスプロットしてもデータは直線上に並んでいるようには見えなかった。このばらつきの原因は不明であるが、表面の不純物がプラズマ中や内部から表面に移動してきた重水素と化合し、放出されることによって減少する一方で、残留ガスなどによって増加する過程が競合し、時間に対して一定にな

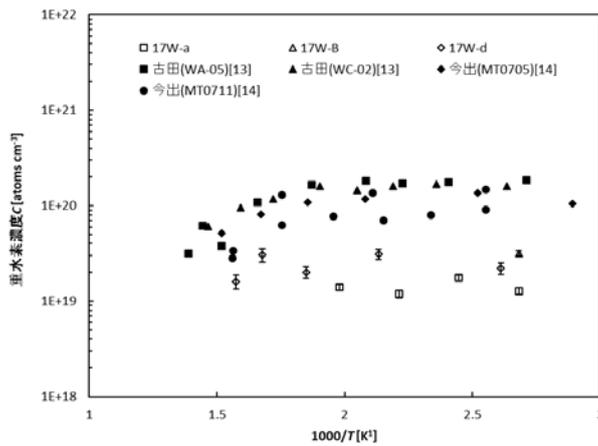


図4 重水素濃度の温度依存性

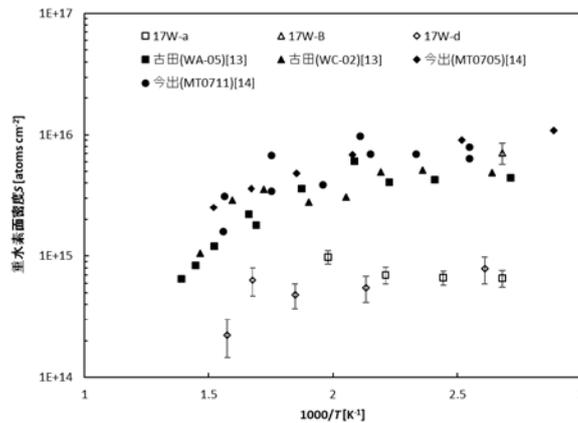


図5 重水素表面密度の温度依存性

らないのではないかと考えている。

このような大きなばらつきのために、溶解している重水素と捕捉されている重水素の平衡定数も正確に求めることはできなかったが、今回の実験では、図3に示したように、溶解している重水素の濃度と捕捉されている重水素の濃度は同じオーダーであり、溶解している重水素（動的リテンション）が、全重水素量に較べて著しく低いということはなかった。

5. まとめ

タングステン基板上にタングステンを蒸着した膜に重水素プラズマを曝した場合の、膜中の重水素の挙動を核反応法を用いて調べた。その結果、(1) プラズマ停止後速やかに膜から放出される動的リテンションが観察された、(2) 動的リテンションの量は全体のリテンションの量（重水素濃度）と同じオーダーであった、(3) 重水素濃度はタングステン材よりも1桁程度低く、600K以下の温度範囲では、温度にほとんど依存しなかった、(4) 測定された重水素濃度に統計誤差を超えるばらつきがあった、ことがわかった。(3)と(4)の共通の原因として、表面に不純物が存在していることが考えられる。

論文・学会発表リスト

学会発表

村上貴俊、平田貴大、高木郁二、花田和明、吉田直亮、「QUESTで生成した堆積層における重水素の吸蔵および放出」、日本原子力学会秋の大会 3O09、2017/9/13-15、北海道札幌.

T. Murakami, T. Hirata, I. Takagi, K. Hanada, N. Yoshida, T. Kobayashi, T. Sasaki, "Hydrogen potential energy in a plasma-induced deposited layer of QUEST", ICFRM18, 8PT37, 2017/11/5-10, Aomori, Japan.

タングステン合金の熱負荷特性に及ぼす添加元素の影響

京都大学原子炉実験所
九州大学応用力学研究所徐 虬
徳永和俊

1. 目的

タングステンは融点が高い、スパッタ率が低い、水素蓄積が少ない利点があるため、プラズマ対向材料として注目されている。一方、低温脆化、再結晶脆化及び照射脆化がタングステンの使用の問題点となっている。TiC、La₂O₃、Y₂O₃などの第2相粒子は、タングステンの低温脆化、再結晶脆化及び照射脆化の問題を解決することが期待されている。例えば、純タングステンより W-La₂O₃ 合金の方がもっと良い機械性質を有し、再結晶温度も高い。従って、W-La₂O₃ 合金が有望なプラズマ対向材である。本研究では、放電プラズマ焼結法(SPS)を用いて、W-La₂O₃ 合金を開発した。開発した W-La₂O₃ 合金の熱特性を評価する前に、重水素保持特性とヘリウム照射特性を調べた。

2. 実験方法

市販のパラタングステン酸アンモニウム(NH₄)₁₀H₂W₁₂O₄₂・XH₂O (APT) と硝酸ランタン水合物により La ドープされたパラタングステン酸アンモニウムを合成した。この前駆体を粉碎し、高純度水素を流した管状炉内に 5K/分の速度で 1073K まで加熱した。その後、W/La₂O₃ 粉末を直径 50mm のグラフアイトダイスに詰め、圧力をかけながら高温で固め、La₂O₃ を添加したタングステン合金を得た。この合金から厚み 0.3mm、直径 3mm または 5mm の試料を切り出した。試料の表面を粗研磨から鏡面研磨まで実施した。前者は透過型電子顕微鏡 (TEM) による微細構造の観察に使用され、後者は重水素の熱脱離試験に使用された。比較のため、1773K でよく焼鈍した市販の純タングステン及び SPS で作られたタングステンも使われた。マグネットセパレータ付重水素イオン銃 (オメガトロン社製) を用いて 5keV で重水素を注入した。重水素の照射量は 1.0×10²⁰ から 1.0×10²² D⁺/m² であった。注入後、1073K まで昇温脱離ガス分析法 (TDS) により重水素の放出を調べた。昇温速度は 1K/s であった。透過型電子顕微鏡その場観察用イオン照射装置を用いて、773K、973K 及び 1173K で予め薄膜化した W-La₂O₃ と純 W にヘリウムイオン照射を行った。ヘリウムイオンエネルギーは 5keV であった。最大照射量は 1.8×10²¹ He⁺/m² であった。

3. 実験結果と考察

図 1 に重水素を照射した W-La₂O₃ 合金における重水素放出の温度依存性を示す。比較のため、1773K でよく焼鈍した市販の純タングステンと SPS で作られたタングステンの重水素放出の特性も示す。図 1 (a)、(b) と (c) はそれぞれ市販の純タングステン、SPS の純タングステン及び W-La₂O₃ 合金の重水素脱離スペクトルである。すべての試料においては、放出された重水素の量が照射量の増加と共に増加した。SPS のタングステンの重水素放出量が最も多かった。このことからドープされた La₂O₃ 粒子がタングステン中の重水素の蓄積を抑制したことが分かった。市販の純タングステンにおいては、1.0×10²² D⁺/m² まで照射しても重水素放出ピークは 1 つしかなかった。その放出ピークの温度は 430K であった。一方、SPS の純タングステンは照射量の増加につれて、600K で新たに放出ピークが現れた。W-La₂O₃ 合金においては、SPS の純タングステンと同様に 700K で新たに放出ピークが現れた。この放出ピークは試料中に既存の欠陥によるものと思われる。また、400K で現れたピークが照射量の増加と共に高温側にシフトした。

W-La₂O₃ 合金においては、773K、973K 及び 1173K でヘリウム照射によって形成されたバルブが観察された。図 2 に各温度で形成されたバルブの密度とボイドスエリングの照射量を示す。比較のため、1173K で市販の純タングステンの照射データも示す。いずれの温度においても、W-La₂O₃ 合金におけるヘリウムバルブの密度が照射量の増加と共に増加し、その後減少した。密度の減少はヘリウムバルブの成長によるものであった。一方、W-La₂O₃ 合金におけるボイドスエリングがヘリウムの照射量の増加と共に増加した。1173K で、純タングステンのボイドスエリングに比べ、W-La₂O₃ 合金の方が低かった。これは La₂O₃ の第 2 相粒子がヘリウムバルブの成長に抑制することを示唆している。

4. まとめ

放電プラズマ焼結法で W-La₂O₃ 合金の開発を成功した。ドープされた La₂O₃ 粒子がタングステン中の重水素の蓄積を抑えた。また、ヘリウムバルブの成長も抑制した。

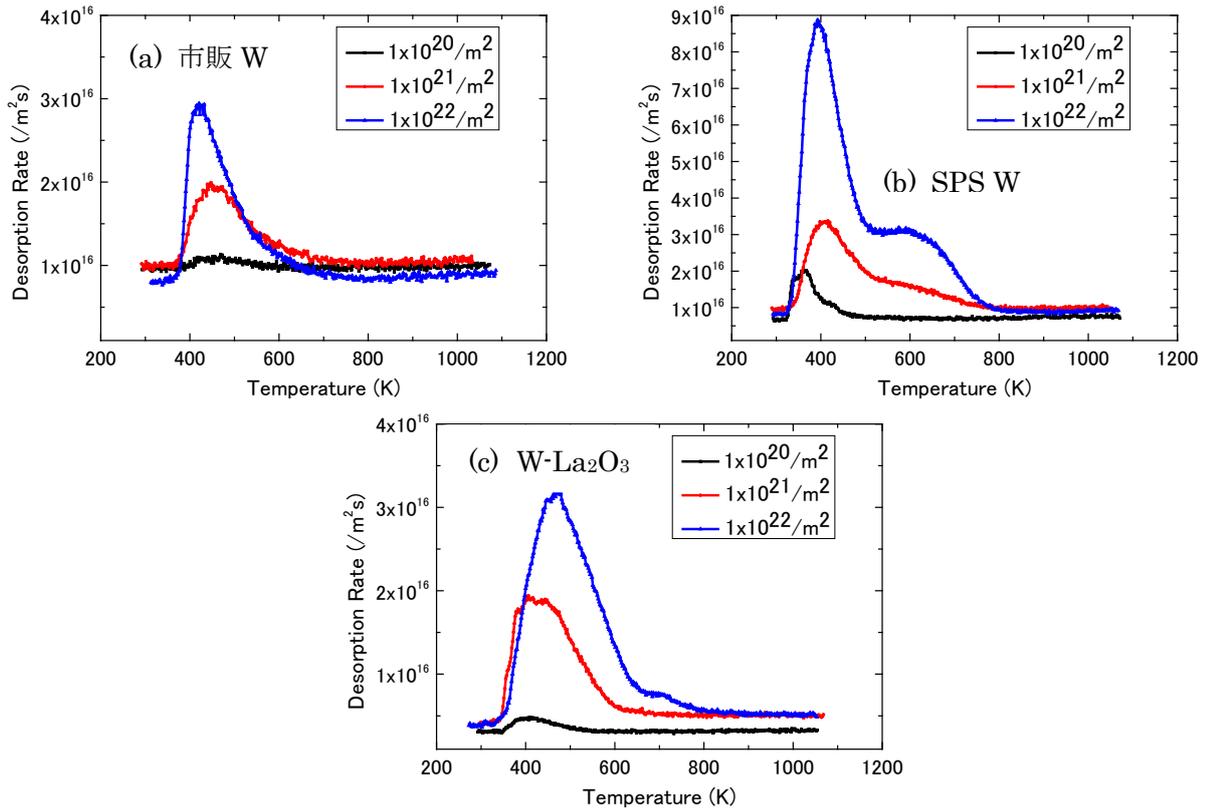


図1 重水素放出の温度依存性

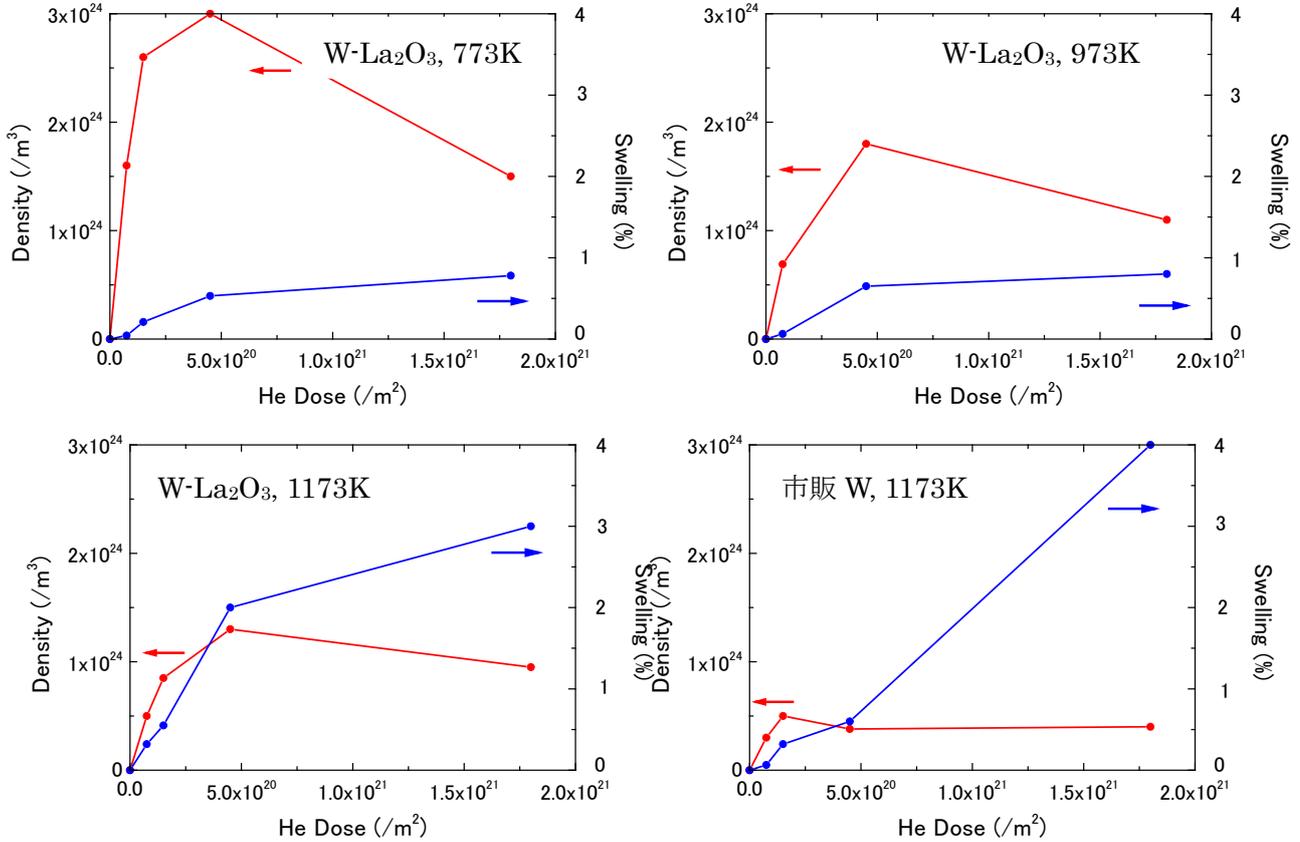


図2 ヘリウムバルブの密度とボイドスエリングの照射量依存性

Modeling of Plasmas and Neutrals Including Plasma-Wall Interaction for Long Term Tokamak Operation

Akiyoshi Hatayama¹, Kousuke Okamoto¹, Ryoko Tatsumi¹, Kazuhiro. Abe¹,¹
and Kazuaki Hanada²

畑山明聖¹, 岡本浩輔¹, 巽瞭子¹, 阿部和広¹, 花田和明²

¹Graduate School of science and Technology, Keio Univ., Japan

²Advanced Fusion Research Center, RIAM, Kyushu Univ., Japan.

¹慶應義塾大学大学院理工学研究科, ²九州大学応用力学研究所高温プラズマ理工学研究センター

The purpose of this study is to develop a plasma-neutral model including a long time scale interaction with metal PFMs. As a first step, we have developed a simple zero dimensional (0D) model which consists of the particle balance equations for the following three different particle species: i) hydrogen plasma, ii) neutral atoms (H) and molecules(H₂) in the gas phase and iii) the wall-stored H atoms. The model has been applied to simulate a long term operation with the limiter configuration of the QUEST tokamak. Modeling results of the long time evolution of the plasma and neutrals reasonably reproduce experimental tendency. Although the present model is relatively simple, it is useful to understand the basic characteristics of overall plasma particle balance, the density control of the main plasma and also H atom wall-inventory for the long term operation.

1. Introduction

Metal plasma facing materials (PFMs) are expected to be one of the promising candidates for future fusion power plants. One main reason is its favorable property of the tritium wall retention in comparison with carbon based plasma facing materials. In such future power plants, a long term steady-state operation will be expected. The density control of the core/main plasma is one of the critical issues. However, the effect of the wall retention of fuel hydrogen on the main plasma density control has not been completely understood yet. Recently, experimental studies on the effects of such a long time scale plasma-wall interaction on the main plasma density and its control have been done in the QUEST tokamak [1,2,3].

The purpose of this study is to develop a plasma and neutral model which includes the long term plasma-wall interaction, especially the interaction between the plasma and metal PFMs in order to understand basic characteristics of the long term behavior of the plasma and neutral particle balance. The model is a very simple zero-dimensional (0D) model. It may be, however, useful to understand the basic characteristics of the overall particle balance of the fusion devices and the control of the main plasma density for the long term operation expected in the future fusion reactors, because the present 2D/3D multi-dimensional models of SOL and divertor plasmas [4,5] for such long time scale phenomena seem to be too massive to simulate with reasonable computational costs.

In the present paper, the initial comparison of the modeling results has been made with those of long term (~ over 100 seconds) limiter discharge

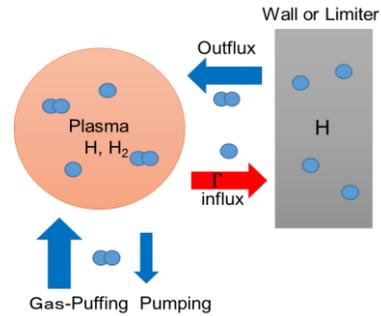


Fig.1 Overall concept of the present model

operation in the QUEST tokamak for the model validation and for making clear the points to be improved in the next step.

2. Model equations for the particle balance

2.1 Plasma Particle Balance Time evolution of the volume averaged densities of the main and SOL plasmas are modeled respectively by

$$\frac{d\bar{n}_M}{dt} = -\frac{\bar{n}_M}{\tau_M} + \bar{S}_M, \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{n}_{SOL}}{dt} = (1 - f_{wall}) \frac{\bar{n}_M}{\tau_M} - \frac{\bar{n}_{SOL}}{\tau_{||}} + \bar{S}_{SOL}, \quad (2)$$

where τ_M and $\tau_{||}$ are the confinement time of the main and the SOL plasmas, respectively. The fraction of the particle source which contributes to the wall is denoted by f_{wall} . The symbols \bar{S}_M and \bar{S}_{SOL} are the ionization and recycling source term.

2.2 Neutral Particle Balance The volume averaged density of H₂ molecules and H atoms are given,

$$\frac{d\bar{n}_{H_2}}{dt} = \bar{S}_{H_2}^{Gas-Puff} + \bar{S}_{H_2}^{Wall/Lim} + \bar{S}_{H_2}^{gain} - \bar{S}_{H_2}^{loss} - \bar{S}_{H_2}^{Pump} - \frac{\bar{n}_{H_2}}{\tau_{H_2}} \quad (3)$$

$$\frac{d\bar{n}_H}{dt} = \bar{S}_H^{gain} - \bar{S}_H^{loss} - \bar{S}_H^{CX} - \frac{\bar{n}_H}{\tau_H}. \quad (4)$$

In Eq.(3), $\bar{S}_{H_2}^{Gas-Puff}$ and $\bar{S}_{H_2}^{Pump}$ are the molecular source and sink by the external gas puffing and pumping. The symbol $\bar{S}_{H_2}^{Wall/Lim}$ is the molecular source by the out-flux from the wall and limiter/divertor. These terms are calculated by the wall and limiter/divertor surface model below. In addition, $\bar{S}_{H_2}^{gain}$, $\bar{S}_{H_2}^{loss}$, \bar{S}_H^{gain} and \bar{S}_H^{loss} are the source and sink due to molecular and atomic processes in the gas phase. Finally, the last term of Eqs. (3) and (4) is the transport loss term. In order to compare the H α intensity from the excited H atom with the experiments, the Collisional-Radiative (CR) model developed in Ref. [6,7] has been used.

2.3 Surface Model The average density \bar{n}_{Wall} of the wall-stored H atom in the surface re-deposition layer with the width d_{wall} is given by [1, 2]

$$\frac{d\bar{n}_{Wall}}{dt} = \frac{\Gamma_{Wall}}{d_{Wall}} - \frac{2k_{Wall}}{d_{Wall}} \bar{n}_{Wall}^2, \quad (5)$$

where k_{Wall} is the recombination coefficient. The particle flux density Γ_{Wall} at the wall is calculated from the transport loss term in Eq.(1) and CX neutral flux in Eq. (4). In the same manner, the H atom density in the limiter or divertor plates is calculated by

$$\frac{d\bar{n}_{Lim/Div}}{dt} = \frac{\Gamma_{Lim/Div}}{d_{Lim/Div}} - \frac{2k_{Lim/Div}}{d_{Lim/Div}} \bar{n}_{Lim/Div}^2. \quad (6)$$

3. Numerical Results

The main assumptions/conditions are as follows. The volume and surface area of the vacuum vessel are $V_v=12.8 \text{ m}^3$ and $A_v=26.5 \text{ m}^2$. Major and minor radius of the main plasma are $R=0.68 \text{ m}$, $a=0.4 \text{ m}$. Temperatures of each species are $T_e=10\text{eV}$, $T_i=1\text{eV}$, $T_{H_2}=0.01\text{eV}$ and $T_H=0.1\text{eV}$, respectively. The confinement time for each species is estimated by the device dimension, thermal velocity for the neutral, while by diffusion coefficient $D=0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ for the main plasma. Due to relatively low density operation of the main plasma, the sheath limited low recycling state has been assumed. Also, the wall and limiter recombination coefficients are the same $k_{Wall}=k_{Lim}=1.0 \times 10^{-38} \text{ m}^4/\text{s}$ for simplicity.

The density feedback control has been done by diagnosing the H α signal as in the experiments. If the H α intensity becomes below a certain preset level, then the external gas puffing (with 3×10^{18} molecules for 10 ms) has been done.

Figure 2 shows the time evolution of the plasma density and H α intensity calculated from the present model. Figure 3 shows the time evolution of the H atom wall-inventory. From Fig.2 and Fig.3, the characteristic features are summarized as follows:

- 1) During early phase ($0 \leq t \leq 30 \text{ s}$) before the saturation of the H atom wall-inventory, the frequency of gas puffing (corresponding to the rapid increase in H α signal) is relatively large.

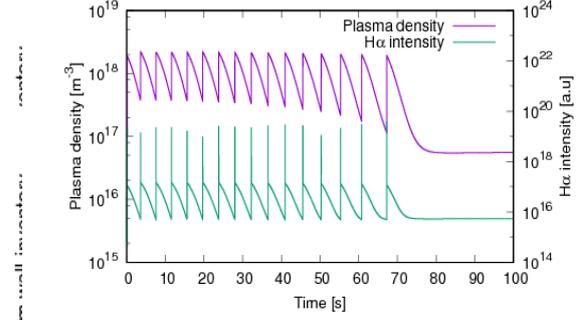


Fig.2 Time evolution of the plasma density and H α intensity

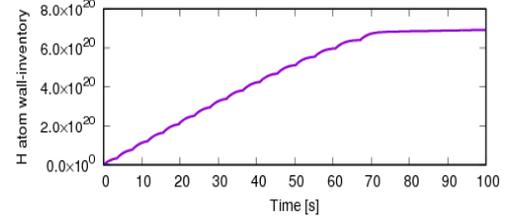


Fig.3 Time evolution of the wall H atom wall-inventory

- 2) The frequency is gradually getting smaller as time goes on. In other words, the time period between H α peak is gradually getting larger.
- 3) After the wall saturation ($t > 70 \text{ s}$), H α signal is almost constant and the plasma density is mainly sustained by the gas feed from the wall.

These tendencies have been observed also in the experiments [2,3], The plasma density in the experiments, however, is about two or three times larger than that obtained by the present model.

4. Summary and future study

We are developing the model which includes the long term plasma-wall interaction. To validate the model, the initial application to a long term operation in the QUEST tokamak has been done.

Although the present model is relatively simple, it is useful to understand the basic characteristics of the overall plasma/neutral particle balance and H atom wall-inventory. However, it will be necessary to improve the model in the future by the sensitivity study of the modeling results on assumptions, simplifications and input parameters in the wide range of the parameter space, and their comparisons with the experimental results.

References

- [1] K. Hanada, et al., Nucl. Fusion **57**(2017)126061.
- [2] K. Hanada, et al., Plasma Science and Technology **18**(2016) 1069.
- [3] T. Honda, Department of Advanced Energy Engineering Science, Kyushu University, Master's thesis (2014).
- [4] R. Schneider et al: Contrib. Plasma Phys. **46** (2006) 3.
- [5] Y. Feng et al: Comp. Phys. Communications **184**(2013) 1555.
- [6] T. Shibata, et al., J. App. Phys. **114**(2013)143301.
- [7] T. Shibata, et al., Plasma Fusion and Research **9**(2014) 1401011.

ジャイロ流体モデルによる直線装置 PANTA における ITG モードのシミュレーション研究

量子科学技術研究開発機構 矢木雅敏

目的

九大応力研付属の直線装置 PANTA ではイオン温度勾配モード(ITG モード)の励起実験が検討されている。このため、理論・シミュレーションの観点から ITG モードが線形的に不安定になるパラメータ領域を調べ、実験にフィードバックすることを研究目的とする。

研究成果

磁場閉じ込めプラズマにおける異常輸送の原因の 1 つにイオン温度勾配による微視的不安定性(ITG 不安定性)が挙げられる。ITG 不安定性の励起条件や、それらモード間の非線形結合の研究は、直線型磁化プラズマを用いた基礎実験において行われており[1]、直線装置 PANTA においても、イオン温度計測が進められ流体モデルを用いた ITG 不安定性の解析が行われている[2]。ITG 不安定性はイオンの温度勾配 $L_T = -d(\ln T)/dr$ と密度勾配 $L_n = -d(\ln n)/dr$ の比 $\eta_i = L_n/L_T$ が閾値を超えることにより励起されるがイオン温度が数[eV]と低くても $k_\perp \rho_s \sim 1$ のモードが不安定となり得ることが確認されている[2]。そのため、有限ラーマ半径(FLR)効果を考慮したモデルによる解析が必要となる。これまでに、ジャイロ運動論方程式のモーメントをとることにより導出されるジャイロ流体方程式を用いた局所解析を行い、研究成果として ITG 不安定性の線形成長率のパラメータ依存性を取得している[3]。本研究では、ジャイロ流体モデルについて、ITG 不安定性の径方向分布を含む固有関数を解くためにグローバルコードを開発した[4]。今回は、そのグローバルコードを用いて得られた PANTA における ITG 不安定性の線形成長率のモード構造とパラメータ依存性を報告する[5、6]。

プラズマの幾何学的形状は単純な円筒形状であり、磁場は均一な軸方向成分のみを有する。シミュレーションでは、以下の PANTA のアルゴン放電実験パラメータを使用する； $L_z = 4.0\text{m}$ 、 $a = 0.07\text{m}$ 、 $L_n = 0.07\text{m}$ 、密度 $n = 1.0 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、 $T_{i0} = 0.3\text{eV}$ 、 $T_{e0} = 3\text{eV}$ 、磁場 $B = 0.1\text{T}$ 、 $\nu_{ii} = 350\text{s}^{-1}$ 。開発したジャイロ流体コードを用いて数値解析を行った。グローバルコードでは、成長率および固有周波数に加えて、 T_\perp 、 T_\parallel 、 n 、 u_\parallel 、 Φ および Ψ の径方向分布を得ることができる。図 1 は、 $m = 2$ 、 $\eta_\parallel = \eta_\perp = 2$ 、 $\tau = 1$ の場合の T_\perp と T_\parallel の径方向分布を示している。 $m = 2$ のモードが最も不安定であり、 $\omega_r = 1.3 \times 10^{-2}$ 、 $\omega_i = 1.6 \times 10^{-2}$ となる。ここで導出される k_r を導入した局所モデル解析と同様の結果が得られた。ITG 不安定性の傾向を理解するため ITG 不安定性にとって最も重要なイオン温度に関する依存性をみる。ここでは、イオン温度の大きさおよび勾配長に対する依存性を評価する。図 2 に、 $\eta_\parallel = \eta_\perp = \eta$ と仮定して、 $\tau - \eta$ 空間における成長率の等高線プロットを示す。ITG 不安定性の閾値 η_c は、 τ の大きさに依存して変化する。最小値 $\eta_c = 0.8$ より、 η_c は τ が増加するにつれて増加する($\tau = 1.0$ のとき $\eta_c = 1.7$)。これは局所解析の結果と同じ傾向を示している。図 2 の×字は、PANTA における実験条件の 1 例

を示している（アルゴン放電， $\tau = 0.1$ 、 $\eta = 0.2$ ）。この結果は PANTA で ITG モードを励起させるためには、より高い温度勾配が必要であることを示している。他の実験パラメータについても評価した。イオン質量はガスの種類によって異なり、ラーマ半径も異なる。空間長はラーマ半径により規格化されるため、実効的なプラズマ半径が変化する。ヘリウム、ネオン、アルゴンの場合を評価した結果、ヘリウムの η_c の最小値は、アルゴンの η_c よりも約 20% 小さいことが明らかになった。

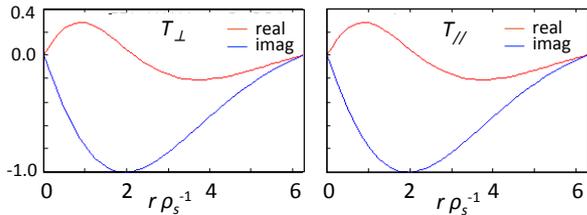


図 1: $\eta_{//} = \eta_{\perp} = 2$, $\tau = 1$ の時の T_{\perp} と $T_{//}$ の線形固有モードの径方向分布

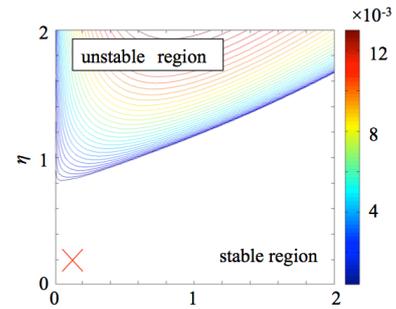


図 2: $m = 2$ の時の $\tau - \eta$ 空間における成長率の等高線プロット

以上まとめると、直線装置 PANTA における ITG モードの励起条件を調べるために、線形成長率を計算した。解析には、グローバルな固有関数を解く FLR 効果を含むジャイロ流体モデルを使用した。グローバルモデル解析の結果は局所モデルの結果を再現し、不安定性励起の閾値に対する依存性を示した。PANTA の実験パラメータは安定領域に存在し、ITG 不安定性の励起には 4 倍以上大きい η が必要であることが判明した。一方、直線装置 CLM では、密度勾配と温度勾配の急峻な位置が径方向で異なる場合に、ITG 不安定性が観測されている [1]。したがって、温度および密度の分布制御によって不安定性の励起条件を探る必要があることが明らかとなった。今後は直線装置における ITG 乱流輸送のシミュレーション研究へと展開する予定である。

参考文献

- [1] A.K.Sen, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 429 (1991)
- [2] Y Miwa, *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403133(2013)
- [3] G. Hattori, *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3401060 (2015)
- [4] 応用力学研究所共同利用研究平成 27 年度成果報告 28FP-6
- [5] 大野友嗣、”Global Mode Analysis of Ion-Temperature-Gradient Instabilities in Magnetized Cylindrical Plasmas”、九州大学 総合理工学府、修士論文 2018
- [6] T. Ohno *et al.*, “Global mode analysis of ion-temperature-gradient instabilities using the gyro-fluid model in linear devices”, submitted to PFR.

研究組織

矢木雅敏(量研機構)、糟谷直宏(九大応力研)、佐々木真(九大応力研)、稲垣滋(九大応力研)、糟谷和賀子(応用流れ研究所)

研究課題名：金属、合金および酸化物セラミックス中の水素同位体の溶解、拡散、放出挙動に関する研究

A study on dissolution, diffusion and desorption of hydrogen isotopes in metals, alloys and oxide ceramics

九州大学大学院総合理工学研究院
エネルギー理工学部門
橋爪 健一1. 目的

液体リチウム (Li) を冷却材兼増殖材として利用する核融合炉システムでは、生成したトリチウムを Li よりも活性な金属を使って回収することが考えられている。表 1 の水素溶解熱[1]に示すように Li と水素の結合は強く、Li よりも水素との結合力の高い金属としてはイットリウム (Y) が最も有力である。しかし、金属 Y は非常に活性で室温でも大気中で表面酸化し易く化学的安定性に欠ける。ジルコニウム (Zr) は、Y には及ばないが水素との結合力が強く、また、Li との共存性も良いことから、Li からのトリチウム回収の可能性のある金属であると考えられる。また、Zr は Y に比べ大気中でも安定で、取り扱いが容易である。本研究では、Zr からのトリチウム回収を前提に、Zr に溶解した水素を高温での放出挙動を明らかにすることを目的とした。また、Zr には多量に酸素が溶解して Zr-O 系固溶体を形成することが知られているので、酸素が溶解した Zr からの水素の高温放出挙動についても応用力学研究所および当研究室の昇温脱離ガス分析装置 (TDS) を用いて調べた。さらに、拡散解析ソフトである TMAP-4 を用いて、Zr からの水素の放出挙動をシミュレートし、実験結果と比較した。

表 1 金属への水素の溶解熱[1]

Metal	ΔH_s (eV)
Li	-0.54
Y	-0.85
Zr	-0.67

2. 実験

板状の金属 Zr (7x14x0.15 mm³) を用い、酸素濃度の異なる 3 種類の試料を準備した。まず、Zr 受入材を 10⁻⁵Pa 以下の圧力で真空焼鈍 (800°C、1h) し、これを純 Zr 試料とした。酸素溶解 Zr 試料としては、700°C で 1h、大気中で酸化したもの、および、同様に 750°C で酸化した試料の 2 種類を準備した。これらの酸化試料は、10⁻⁵Pa 以下の圧力で真空焼鈍 (800°C、24h) し、酸素を試料中に均一溶解させた。酸素濃度は、酸化時の重量増加から、酸素濃度を均一溶解したとしてそれぞれ、ZrO_{0.09}、ZrO_{0.14} であった。これら 3 種類の Zr 試料に、重水素を 500°C でガス吸収法で溶解させ、さらにそのまま拡散焼鈍 (1h) し、TDS 用の試料とした。TDS 装置にて昇温速度 1°C/sec で 1000°C まで試料を加熱し、H₂、D₂ のスペクトルを測定した。

3. TMAP-4

INEL (Idaho National Engineering Laboratory) で開発された TMAP4 (Tritium Migration Analysis Program ver.4) を用いて、Zr からの重水素の放出挙動を計算した。Zr の厚さは実験に用いた試料と同じ 0.15mm とし、水素が 1%均一に Zr に溶解しているという初期条件で計算した。Zr 中の水素の拡散係数としては、

$$D \text{ (m}^2/\text{s)} = 6.9 \times 10^{-7} \exp\left(-\frac{44.5 \text{ kJ/mol}}{RT}\right) \quad (1)$$

を用いた。[2] 境界条件としては、表面水素濃度をゼロとして拡散律速で水素放出が起こる場合を基準として水素の放出スペクトルを計算した。さらに、実験結果を再現できるように、拡散係数の活性化エネルギーを変化させた計算を実施した。加えて、表面での境界条件を変更し、水素の再結合速度を考慮した計算も行った。具体的には再結合速度が水素の表面濃度 C_{surf} の二乗に比例し ($= kC_{surf}^2$)、その再結合係数 k が下記の式で表せるものとして、その活性化エネルギー E_{rec} を変化させた計算を行った。

$$k = 10^{-20} \exp\left(-\frac{E_{rec}}{RT}\right) \quad (2)$$

4. 結果と考察

真空焼鈍後 1%重水素溶解させた Zr、ZrO_{0.09}、ZrO_{0.14} からの D₂ と H₂ の TDS スペクトル (イオン電流値) を図 1~3 に示す。検出された水素はほぼ D₂ であり、H₂ は少量であった。また、水蒸気の放出はほとんど見られなかった。D₂ の放出スペクトルには、ピーク形状、温度および放出量に酸素量に対する変化が見られた。図 4 に酸素濃度に対する放出ピークの最高温度を示す。酸素濃度の上昇とともにピーク温度は上昇傾向にある。これは水素の拡散が酸素濃度増加とともに遅くなっていることを示唆している。ただ、D₂ の放出量が酸素濃度に対して減少している原因については現状明確になっておらず、さらに追加実験、検討を要する。図 5~7 に TDS 結果をシミュレートした TMAP-4 の計算結果を示す。図 5 は水素の単純な拡散律速での放出である。実験結果と比較すると、100°C 程度から放出が始まり、ピーク温度も 380°C でいずれも実験より低く実験を再現していない。図 6 は拡散係数の活性化エネルギーを高めた結果で、水素の Zr 中のトラップを、また、図 7 は、水素の表面再結合の変化を模擬している。放出のピーク温度の上昇とピークの形状の変化を定性的には説明できるが、まだ完全に再現できてはいない。今後、さらにパラメータ等を検討し、Zr からの水素の放出挙動の描像を明らかにしたい。

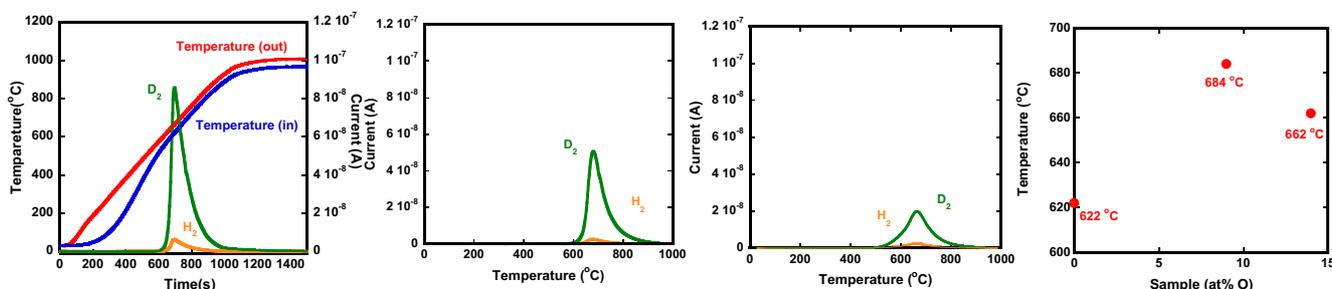


図 1 Zr の TDS 結果

図 2 ZrO_{0.09} の TDS 結果

図 3 ZrO_{0.14} の TDS 結果

図 4 放出ピーク温度

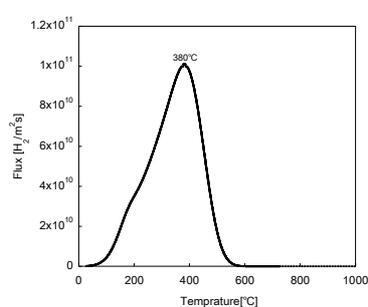


図 5 Zr からの拡散律速での放出

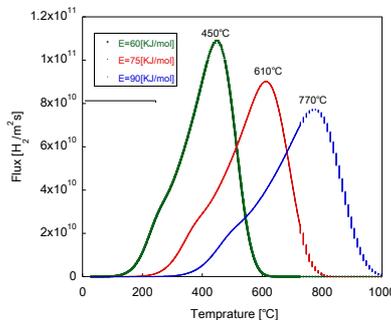


図 6 拡散の活性化エネルギーの影響

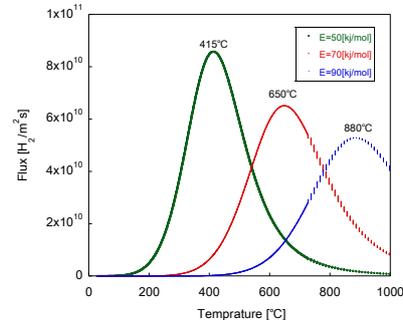


図 7 再結合係数の影響

4. まとめ

本年度行った TDS 実験の結果は、Zr 中に溶解した重水素の放出挙動は、単純な拡散律速によるものではなく、水素の表面での再結合、および、拡散係数の低下が支配していることを示唆した。

5. 研究組織

九大総理工：橋爪健一 大学院生：城戸佑介、城慎之介、森玉貴也、岩佐匡浩
 学部生：川口要人、江副樹蘭、桑原孝輔、重松和磨、長崎青波、面谷紘奎
 九大応力研：渡辺英雄、牟田口崇史

参考文献

- [1] Y. Fukai, "The metal-hydrogen system", Springer-Verlag (1993).
- [2] K. Hashizume *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol., 31 (1994) 1294.

不純物イオン発光線の高波長分解分光による
QUEST 周辺プラズマのトロイダル流れ計測

京都大学大学院工学研究科 四竈 泰一

目的

最外殻磁気面近傍からスクレイプオフ層に至るトカマク周辺部のイオン流れは、プラズマ不安定性の抑制、ブロップ輸送、ダイバータでの中性粒子圧縮等の事象の制御因子であることが明らかになっている。このためイオン流れの空間分布診断にもとづく流れの駆動および散逸機構の解明に向けた研究が進められている。

このような状況の中で、申請者等は高波長分解の可視分光を用いて QUEST 周辺部における不純物イオン発光線のドップラーシフトを計測し、イオンのトロイダル速度を推定することを試みている。本研究では 2 種類の不純物イオン C^{2+} 、 O^{+} の温度およびトロイダル速度を計測し、両者の比較から水素、不純物イオン間での速度分布の緩和を検証した。

方法

QUEST において、中心ソレノイドコイルによる電磁誘導を重畳した 8.2 GHz 電子サイクロトロン共鳴加熱放電を用いて実験を行った。波長 465 nm 付近に存在する C^{2+} 、 O^{+} イオン発光線を計測対象とした。

観測は中央平面の MH16 ポートに設置した合成石英窓を通して行った。弱磁場側周辺部に放射状の 14 視線を配置し、定常状態のプラズマからの発光を集光した (図 1)。集光した光はバンドル型光ファイバ (三菱電線工業 ST230D; コア径 230 μm , クラッド径 250 μm , 開口数 0.2) を用いて伝送し、

ツェルニターナ型分光器 (Acton Research AM-510; 焦点距離 1 m, 回折格子 1800 本/mm) および CCD (Andor DU440-BU2) を用いてスペクトルを計測した。波長分解能は約 50 pm 以下であった。放電間に波長リファレンス光源を計測することで波長誤差を 0.5 pm 以下 (速度換算で約 0.3 km/s 以下) に低減した。

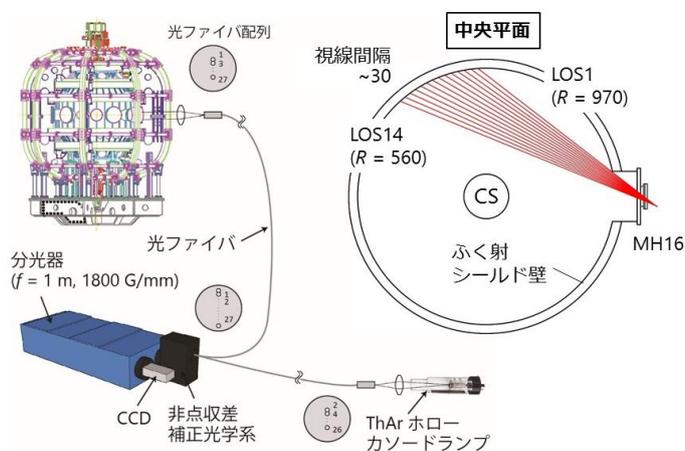


図 1. 計測系と視線

結果

視線 7 で計測したスペクトルを図 2 に示す。 C^{2+} 、 O^{+} イオンの微細構造遷移による複数の発光線が観測された。図中に矢印で示した 2 本の発光線を解析した。

計測スペクトルは視線上に存在する局所的な発光線を視線に沿って積分したものとなる。イオンの放射率、温度、トロイダル速度の局所値を求めるために、トロイダル断面内のプラズマの軸対称性を仮定した逆変換を行った。中央平面をリング状の領域 (シェル) に分割し、各領域に視線が 1 本ずつ含まれるようにシェルの境界を配置した。トーラス外側から内側に向かって、各視線で計測される発光線形状の計算値を実験値に対して最小 2 乗フィッティングし、シェル内のイオンのパラメータを決定した。逆変換の範囲は、有意なフィッティング結果を得るのに必要な S/N のスペクトルが得られた視線から最も内側の視線までとした。得られ

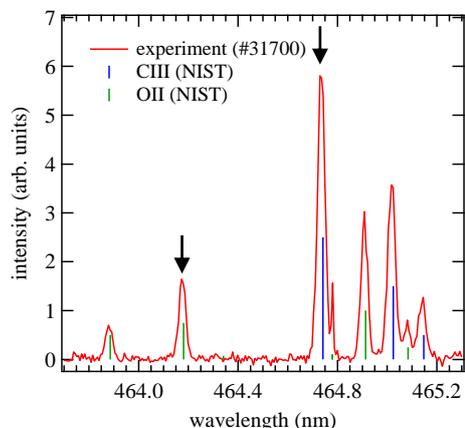


図 2. 視線 7 で計測したスペクトル

た C^{2+} , O^{+} イオンの温度, トロイダル速度を図 3 に示す.

不純物イオントロイダル流れの駆動・散逸機構は不明であるため, 各イオン種がどのような速度を持つかは予測できない. しかし, 一般に不純物イオン速度はイオンの質量及び電荷に依存すると考えられる. これに対して, 本実験で得られたトロイダル速度は, C^{2+} , O^{+} イオンで同程度となったことから, 水素及び不純物イオン間の衝突による速度緩和が強く作用している可能性が考えられる.

この仮説を検証するために, イオンが電離により失われるまでの平均自由時間と, 速度緩和時間を比較した. 前者の計算には, IAEA データベースに収録されている基底状態からの電離断面積を使用し, 電子温度・密度は代表値として 800 eV, $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ を用いた. 一方, 後者の計算にはブラジンスキーの式を用い, イオン温度はイオン種によらず 4 eV, 水素イオン密度は上記の代表値を用いた. 得られた電離の平均自由時間は C^{2+} , O^{+} イオンでそれぞれ 10^{-3} , 10^{-4} s のオーダーとなり, 速度緩和時間は両イオン共に 10^{-4} s のオーダーとなった. また, イオン温度についても両イオンで同程度の計測値となっており, 温度緩和時間を計算すると 10^{-4} s のオーダーとなる. これらの結果から, 上記仮説が妥当であると考えられる.

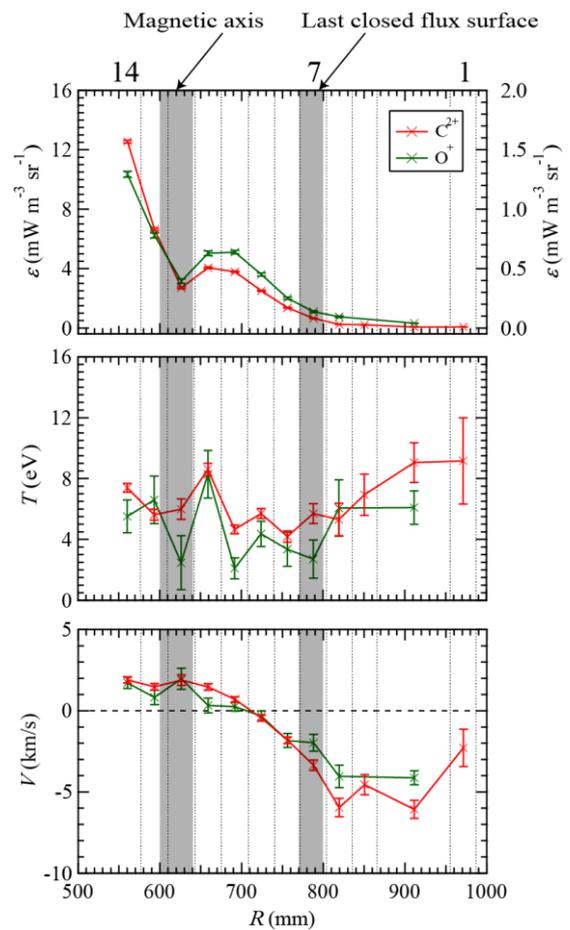


図 3. C^{2+} , O^{+} イオンの放射率, 温度, トロイダル速度 (#31700)

成果報告

- [1] T. Shikama, K. Hanada, A. Fujikawa, *et al.*, “Development of a visible spectroscopy system to study intrinsic toroidal rotation in QUES”, 3rd UNIST- Kyoto Univ. workshop on “Physics validation and control of turbulent transport and MHD in fusion plasmas” 2017/5 (口頭).
- [2] 藤川 祥亘, 四竈 泰一, 花田 和明, 他, 「QUEST おける ECH 球状トカマクプラズマ中の水素原子分子密度計測」 Plasma2017 22Ca-06 2017/11 (口頭).
- [3] N. Yoneda, T. Shikama, H. Zushi, *et al.*, “Spectroscopic measurements of impurity ion toroidal and poloidal flow velocities and their dependence on vertical magnetic field in QUEST toroidal ECR plasmas” ITC26 P2-34, 2017/12 (ポスター).
- [4] T. Shikama, “Spectroscopic measurements of intrinsic toroidal rotation in QUEST” 6th QUEST Workshop 2018/2 (口頭).
- [5] 米田 奈生, 四竈 泰一, 花田 和明, 他, 「多視線発光分光を用いた QUEST ECH プラズマ中不純物イオンのトロイダル流れ計測」 日本物理学会 第 73 回年次大会 22aK609-6 2018/3 (口頭).

プラズマ乱流における非線形時系列データの統計解析

Statistical analysis of nonlinear time series in plasma turbulence

富山大学・人間発達科学部 成行 泰裕

研究目的：

プラズマ乱流の性質を理解する場合、その乱流を形成している擾乱間の非線形相互作用の解明が重要になる。一方で、プラズマ中には速度分布に起因する微視的不安定性や熱的ノイズなどが存在するため、コヒーレントな波動間相互作用が卓越するとは限らない。また、線形の分散関係がほぼ満たされている弱乱流と非線形性が卓越する発達した乱流とではスペクトルのべき指数等性質そのものが異なることも知られている。

本研究課題では、統計解析法の改良およびその手法の数値計算データや観測データへの適用を目指す。本年度は、(1)前年度から引き続き行っている機械学習を用いた解析、(2)ソリトン理論を用いた解析、の2つを用いた議論を行った。

研究方法：

本研究の推進に当たっては、それぞれの研究グループが理論的・数値的に発展させた結果について、定期的に筑紫キャンパスに参集して議論を行うことを基本としている。

研究成果：

(1)機械学習を用いた実験データ解析

本年度は、前年度から用いている九州大学応用力学研究所の PANTA 実験装置で生成されたプラズマ乱流(静電ポテンシャル)の時系列データに対し、ランダムフォレスト[1]を用いて特定のプローブで観測されたデータに対する回帰モデルを作成した。前年度はあるプローブで観測された時系列データを別プローブで観測したデータを用いて補間し、プローブ間隔に対する依存性を議論した。本年度は、KdV 方程式などの2次の非線形項を持つ物理モデルを想定し、静電ポテンシャル φ にサブグリッドスケールフィルタをかけた量 $\bar{\varphi}$ の発展方程式上に現れるサブグリッドスケール項($F = \overline{\varphi^2} - \bar{\varphi}^2$)を、 $\bar{\varphi}$ を用いて回帰する。乱流の数値計算では、機械学習を用いた同様の試みが行われている[e.g., 2]。

前年度と同様に、32本配置されている PANTA のプローブの中のある一つのプローブの観測データを目的変数、他のプローブ(6本)が観測したデータを説明変数として、統計ソフト R(3.1.3)[3]の randomForest パッケージ[4]を用いて計算を行った。計算ではサブグリッドスケールフィルタのサイズをプローブ2本分にとり、回帰の際は昨年度の解析と同様に目的のプローブの両側4本のデータ(各時系列1万点)を用いて回帰モデルを作成した。Figure 1(a)は回帰モデルを用いた予測結果である。昨年度同様、学習に用いた時間帯とは別の時間帯のデータを検証用に用いている。相関係数は 0.84 であり、 φ を直接用いた場合の値

(0.81)よりも僅かに良くなっている。randomForest パッケージ内で学習の際に Out-of-bag で評価される精度は 99%以上である。実際に KdV 方程式を用いたモデル化を行う場合は物理的要因からくるずれが大きくなるが、同様の手法を用いて補正項を含んだ改良モデルを構築することは可能である。

(2)ソリトン理論を用いた解析

ドリフト波乱流中のストリーマの生成過程に重要な役割を果たす媒介波のモデルとして、Hasegawa-Mima 方程式から漸近展開で得られるソリトン解が知られている[5]。近年では、ソリトン解の関数形を用いた波形の直接フィッティングも行われている[6]。本研究では、逆散乱法を数値的に行いソリトン解の固有値を逆算する方法(数値逆散乱法[7]、または非線形スペクトラム分解[8])を行うコードを作成し、テストデータを用いて解析を行った。ここでは、KdV 方程式の逆散乱法の数値化を行った。Figure 1(b)は与えた固有値に対し計算した固有値を書いたもので、波形から固有値が正確に計算できていることが分かる。今後は、(1)の議論と連結させて、実験データから非線形波動の性質を抽出する手法の検討を行う。

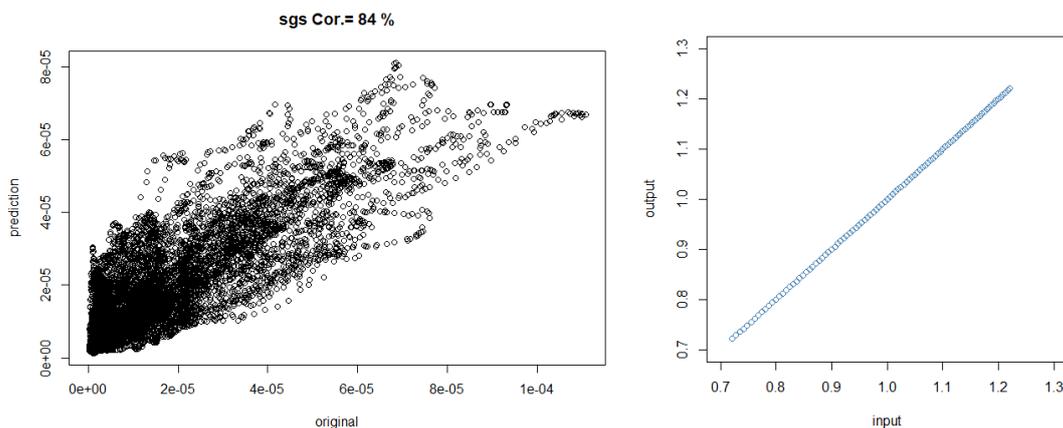


Fig.1 (a)観測データ(横軸)と予測データ(縦軸)の散布図。(b)数値逆散乱法で評価した元データの固有値(横軸)に対する計算した固有値(縦軸)

引用文献: [1] L. Breiman, Machine Learning, 45, 5–32 (2001); 平井有三, はじめてのパターン認識, 森北出版(2012). [2] Wu et al, Flow Turbulence Combust., 2017. [3] R Core Team (2015). R: A language and environment for statistical computing. R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria. URL <http://www.R-project.org/>. [4] A. Liaw and M. Wiener (2002). Classification and Regression by randomForest. R News 2(3), 18-22. [5] T. Yamada et al, Phys. Rev. Lett., 105, 225002 (2010). [6]金他, Plasma Conference 2017, 21P-34, オンライン予稿集(2017). [7]T. Hada, Geophys. Res. Lett., 20(9), 779-782 (1994). [8]川原琢治, ソリトンからカオスへ—非線形発展方程式の世界, 朝倉書店(1993).

公表状況：なし

研究組織：

成行泰裕 (富大・人間発達)、佐々木真 (九大・応力研)、羽田亨 (九大・総理工)

機械的合金化と高温等方加圧によるナノ粒子分散強化銅合金の微細構造における
高エネルギーイオン照射の影響

核融合科学研究所 室賀健夫

1. 目的

ヘリカル型核融合炉 (FFHR) の設計において、ダイバータの配置変更による中性子負荷の低減の可能性が明らかにされている。この中性子負荷の低減によってダイバータを構成する部材に適用する候補材料として銅合金が再び注目されている。過去に、高温強度、耐照射性に優れた合金として、アルミナ分散強化銅合金 (Glidcop) が、ダイバータ構成部材として検討され、数多くの試験結果が報告されている。核融合科学研究所では、Glidcop の製法や微細構造を改良することによる分散強化銅合金の大幅な特性改善を目的に、機械的合金化 (MA) と高温等方加圧焼結 (HIP) を組み合わせた新たな分散強化銅合金の製法 (MA-HIP 法) の研究を開始した。本研究ではこれらの合金特性の改善と同時に微細構造における照射損傷現象及びその強度特性への効果の理解のため、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、イオンビーム照射した分散強化銅合金の微視組織と強度を明らかにすることを目的とする。

2. 方法

MA-HIP 法による種々の分散強化銅合金製作は次のように行った。基材となる純銅は 99.8 % の粒子を使用した。また添加粒子は、Gridcop® との比較のため、純度 99.98 % のアルミニウム (Al) を用いた。試料は、高純度不活性ガスグローブボックス内において、純銅に添加材を 1Wt. % となるよう Al を添加し、遊星型ボールミル装置により 250 rpm、1~32 時間 MA 処理を行った。その後、粉末試料を、500 °C の高温脱気処理に供した後、大気に曝すことなく軟鋼カプセルへ真空封入した。HIP 処理では、950 °C、150 MPa の環境で 1 時間保持することにより焼結を行った。得られた焼結材について、カプセル開封後、光学顕微鏡 (OM) および走査型電子顕微鏡 (SEM) により組織観察を行い、ビッカース硬さ試験機を用いて機械的特性を評価した。また X 線回折装置を用いた MA 及び HIP 処理による格子定数の変化測定、電気伝導度の測定、透過型電子顕微鏡 (TEM) による内部組織観察により材料学的評価を行った。続いて、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 (タンデム型加速器) で重イオン照射を行い、照射量及び照射温度をパラメータとした照射試料の準備を進めた。

3. 照射試験

製作試料を 0.1mm 厚さ、3mm 径のディスクに打ち抜き、表面を電解研磨した。重イオン照射は、2.4MeV の Cu^{2+} イオンを用い、 2×10^{-4} dpa/s の照射強度で 0.1, 1, 5, 10, 20, 30 dpa 照射を進めている。また比較のため無酸素銅を 600°C 2 時間焼鈍した材料も同様に照射を進めている。現在は、照射試料の製作が終了し、マイクロビッカース硬度、TEM 観察の準備を進めている。(図 1. 図 2 参照)

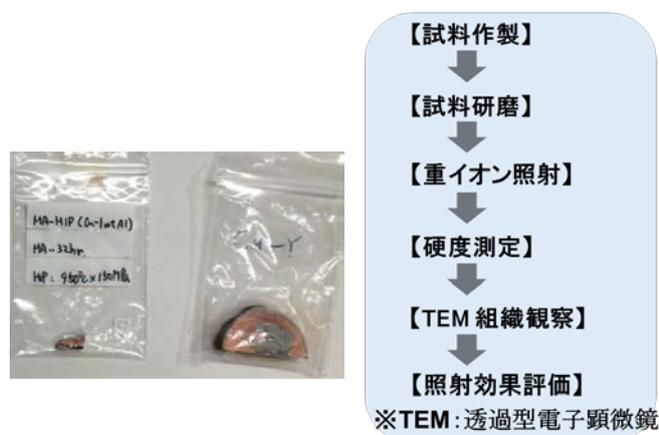


図 1 イオン照射用サンプルと評価手順

【重イオン照射】

照射装置	タンデム型加速器
照射イオン	Cu^{2+} (2.4MeV)
照射速度	2.0×10^{-4} dpa/s
照射温度	400°C 一定
照射量	30 dpa (5 dpa 毎) (同一試料同一箇所)
試料サイズ	直径 3mm Φ

【硬度測定】

測定装置	超微小押し込み硬さ試験機
試料台温度	28 ± 0.2 °C
荷重	1000 mgf
ステップ インターバル	20 msec

図 2 イオン照射条件と硬さ評価 (パラメータ)

4. 研究組織

室賀健夫、菱沼良光、能登裕之 (以上核融合科学研究所)、渡辺英雄 (九大応力研)。

鉄合金の劣化挙動に関する基礎的検討

東芝エネルギーシステムズ 鹿野文寿

1. はじめに

原子炉の高経年化対策では、交換が困難である原子炉圧力容器の照射脆化への対応が必要である。照射脆化による材料劣化について、運転年数の短い低照射領域では理解が進んでいるが、40年以上の高照射領域での振る舞いやメカニズムは、まだ十分に理解されていない。これまで、照射脆化は、Cu等のクラスタ（析出物）とマトリクス欠陥（主に照射による転位ループ）に起因すると考えられており、特にクラスタの寄与が大きいと考えられてきた。一方で高照射領域ではCuクラスタが飽和傾向にあり、その他の脆化因子の寄与が顕在化するという指摘がある。

本研究は、中性子照射によりCuクラスタ密度が飽和した高照射領域での照射挙動を知るため、模擬的にCuクラスタを作り、分布の妥当性をマイクロ組織から検証し、その追加照射によって、高照射領域での照射挙動を知るための一助とすることを目的とする。本報告は、その第一ステップとして、Cuクラスタ模擬材のマイクロ組織評価を行ったものである。

2. 試験方法

Fe中のCuは、析出強化元素として知られており、熱処理を活用することで、自動車をはじめとして、一般的に産業利用されている。このような知見を活用し、熱処理で、模擬脆化材を作製を試みた。これまでの検討で、実用材程度のCu量（0.1%以下）では、熱処理でCu析出物を作製するのが容易でないため、規格上限である0.4%のCuを含む低合金鋼で、熱処理を行った。これはCu濃度が高いため、熱処理条件によっては、Cu析出物の粗大化や、数密度が過剰になる可能性がある。

これまでも熱処理による脆化模擬の報告はされているが、Fe-Cu、Fe-Cu-Mnなど鉄系2元および3元系合金が主体であった。これは、試験目的の違いもあるが、低合金鋼でのCu析出条件の決定が難しいことがある。本試験は、低合金鋼規格で実施した貴重な試験となる。

なお、中性子照射されたCu析出物は、照射誘起によるCuクラスタと区別されている。Cuクラスタは、その中心部に原子空孔集合体（Vクラスタ）や母材であるFeが存在し、その周辺にCu原子が偏析した構造であり、Cuの構成率は30～50%程度とされている。一方Cu析出は、熱活性化プロセスであり、Cu主体で構成され、析出初期にはBCC構造を持つフェライト相に整合なBCCクラスタが生成するが、時効の進行に伴い稠密積層構造である9RからFCCへと構造が変化する。BCCでは母材であるFeと格子定数が近いこと、電子回折現象を活用したコントラストを得る明視野像で認識することは容易ではなく、回折斑点も重なるため、暗視野像の取得も難しいという特徴を有する。

熱時効処理は、450℃で約100時間から200時間まで、段階的に時間で区切った。熱処理終了後、硬さ測定を実施し、硬さ上昇が見られたものを選定し、電解ジェット研磨で、試験材を薄膜化した。その後、電解エッチング中に溶解した析出物（金属間化合物）が、観察分析対象となる薄膜に再付着することによる析出物分布測定時の誤差を回避するため、低角度で短時間のArイオン研磨を行った。

TEM観察・分析は、応用力学研究所（馬出アイソトープ実験センター内実験室）の200kV原子分解能顕微鏡を用い、併せてEDS分析を実施した。組成分析（マッピング）は電子線プローブ径0.2nmで、1ドットのビーム滞在時間20m秒、画素数256×256ドットで実施した。

3. 結果と考察

典型的な明視野（BF）像とCu、Ni、Mo、Mn組成マップ像の重ね合せ像を図1と2に示す。注目箇所には図中に赤円を追記した。

熱時効前では、製造時の粗大な析出物はあるが、Cuを含め、他の元素分布に偏在は見られない。図1の熱時効時間132時間では、Cu分布が、転位の周辺に集積することが観察された。明視野像（BF）ではCuの集積は確認できない。Cu以外の元素については集積が確認できなかった。Cu析出物の平均サイズは2.8nm、数密度は $1.9 \times 10^{23} / \text{m}^3$ であり、これは、30～40年相当の照射材に類似している。図2の熱時効時間167時間は、最も硬さが大きかった。Cuが明瞭な析出物となり、転位の周辺で確認された。132時間時効材に比べ、サイズは大きく、数密度は低い。Cu以外の元素についてはCu析出物周辺で、Ni、Mo、Mnの集積が確認できた。Cuの集積は、明瞭であり、Ni、Mnはそれより大きく、明瞭ではない。これは、Cuの周囲にこれら元素が薄く集積していることを示唆している。Moの集積は明瞭であり、Cu析出と隣接している。このような転位近傍での特徴的な分布は、すべての転位に対して見られているわけではない。

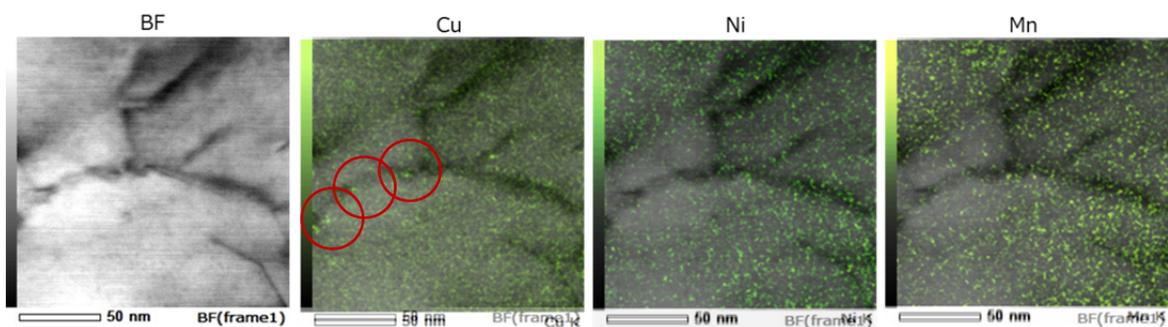


図1 450℃、132時間熱時効材のマイクロ組織像と元素の組成マップ像の重ね合せ

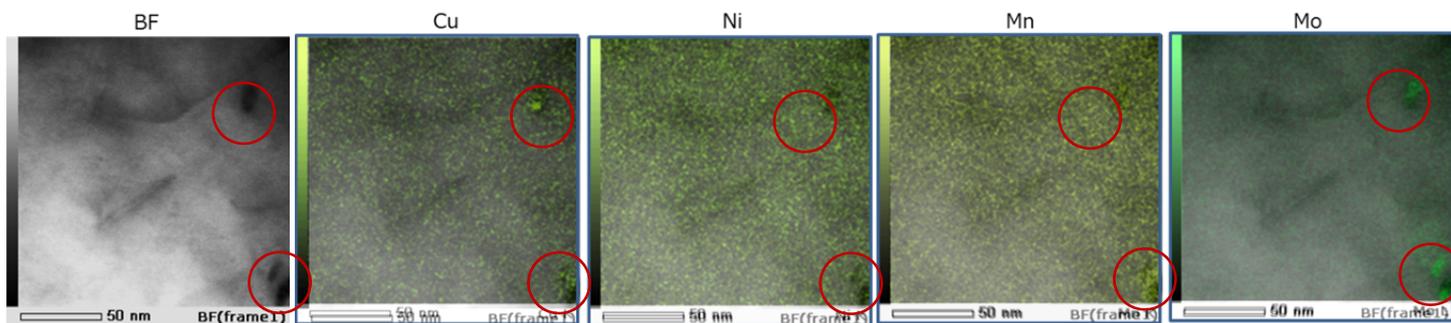


図2 450℃、167時間熱時効材のマイクロ組織像と元素の組成マップ像の重ね合せ

4. まとめ

熱時効処理によって、照射脆化した照射材に類似したCu析出物分布を450℃、132時間時効で再現できた。

5. 今後の予定

熱処理材は過飽和なCuを含んでおり、熱時効材と照射材では、原子空孔を含めたマトリクス欠陥濃度は異なっている。上記熱時効材に追加照射して、中性子照射材と比較することで、Cu析出物やマトリクス欠陥の寄与度を明らかにするとともに、高照射時の挙動予測の検討を進めていきたい。

6. 研究成果報告

無し

研究代表者 東芝エネルギーシステムズ：鹿野文寿

研究協力者 東芝エネルギーシステムズ：藤田敏之、片山義紀、 応研：渡邊英雄、島袋瞬

鉄系合金の電磁気特性と照射ナノ組織の関係

岩手大学理工学部 物理・材料理工学科 鎌田康寛

目的

Fe-Cr 系合金は耐食性・高温強度に優れており、原子力プラントでの機器構造材として利用されている。しかし、高温や照射環境下で脆化するため、安全利用のために非破壊評価法の開発が必要である。これまでの研究で熱脆化評価については磁気特性やゼーベック係数の計測が有望と報告されている。ところで、熱脆化の主因は Fe と Cr の相分離であり、その機構として①核生成・成長と②スピノーダル分解がある。合金組成や時効条件により相分離機構が変わり、物理特性の変化挙動や機械特性との相関も変わると予想されるが、詳しい研究報告は無い。さらに、熱と照射が脆化に与える相乗効果に関して、十分に解明されていない。本年度は、(1) 組成の異なる Fe-Cr 二元合金を等温時効して硬さと種々の物理特性の変化挙動を詳しく調べ、相分離機構の違いが与える影響を検討した。また、軽水炉圧力容器の非破壊評価法の研究として、(2) ステンレス鋼を肉盛溶接した原子炉圧力容器 (RPV) の溶接マイクロ組織と硬さおよび電磁気特性との関係を調査した。(3) Fe-Ni 合金薄膜のイオン照射実験も行ったが、ここでは報告を省略する。

研究成果 1 (Fe-Cr モデル合金の熱時効による二相分離と硬さ・磁気特性変化)

Fe- x at%Cr ($x = 20, 30, 45$) 二元合金の板状試験片($15 \times 3 \times 1\text{mm}^3$)を作製した。1000°Cで 1h 均質化処理後、500°Cで所定の時間(10~960h)時効した。3つの試料の相分離機構については、20%合金は①核生成・成長、30%及び 45%合金は②スピノーダル分解と言われている(図 1 [1])。マイクロビッカース硬さおよび、物理特性として磁気特性($B-H$ 曲線)、ゼーベック係数、電気抵抗率を測定し、時効時間依存性を調べた。さらに FIB 加工により TEM 用試料を切り出し、ARM (JEOL 原子分解能分析電顕、九大) を用いて時効による元素分布の変化を調べた。

図 2 に 960h 時効した 3つの合金の STEM 像と EDS 元素マップを示す。いずれの試料も Fe と Cr の分離が確認できたが、組成による違いははっきりしなかった。その理由として、これらの時効材では相分離が十分に進んだことが考えられ、相分離機構の違いを確認する上で、短時間側の時効組織を調べる必要がある。図 3 と 4 に、硬さの増加量と透磁率(保磁力の磁場での $B-H$ 曲線の傾き)の熱時効時間依存性をそれぞれ示す。硬さはいずれの合金も時効時間とともに増加した。20%に比べて 30%, 45%合金で増加量が大きく、後者の2つは変化挙動が似ていた(図 3)。透磁率は 20%ではあまり変化しないが、30%, 45%合金では大きく減少した(図 4)。後者の合金では、硬さと透磁率の間に良い相関が見られ(図 5)、硬化型脆化の非破壊評価の指標として透磁率が有望と考えられる。一方、保磁力は特に 45%合金で大きく増加し、高 Cr 濃度では指標としての利用が難しいことがわかった。

研究成果 2 (クラッド付圧力容器鋼の溶接熱影響組織と硬さ・磁気特性の関係)

圧力容器鋼の溶接熱影響部の組織、硬さ、保磁力の関係を調べた。硬さと保磁力の間に良い相関が見られ、ARM による炭化物の詳しい観察結果をもとに相関機構を説明した。

まとめ

Fe-x at%Cr 二元合金の熱時効材の組織評価と、硬さおよび磁気測定を実施し、30%, 45% 合金では、硬さと透磁率の間に良い相関があることを見出した。これまでの研究で、20% 合金では保磁力の測定が有効であることがわかっており、複数の磁気特性量を組み合わせることで、相分離機構の異なる Fe-Cr 合金の硬さを推定できる可能性があることがわかった。

参考文献：[1] W. Xiong *et al.*, *CALPHAD* **35** (2011) 355-366

成果報告：

相原雄太, 鎌田康寛, 村上武, 小林悟, 渡辺英雄, “クラッド付圧力容器鋼の磁気ヒステリシス特性とビッカース硬さの相関”, 日本金属学会誌, Vol.81 (2017) 475 (査読あり)

生内幸垂, 貝沼携, 鎌田康寛, 村上武, 小林悟, 渡辺英雄, “等温時効による Fe-x%Cr(x=20,30,45)合金の硬さ物理特性の変化挙動”, 日本金属学会 2017 年秋期講演大会(第 161 回), 講演概要集 P85, 北大, 札幌, 2017.9.6

Y. Kamada, T. Oyake, T. Takahashi, T. Murakami, S. Kobayashi, H. Watanabe, “Magnetic properties of ion-irradiated Fe-Ni alloys”, ICFRM18, 9PT64, November 9 (5-10), 2017, Link Station Hall Aomori, Aomori ほか

研究組織：鎌田康寛, 小林悟, 村上武, 小宅智樹：岩手大・理工、渡辺英雄：九大・応力研

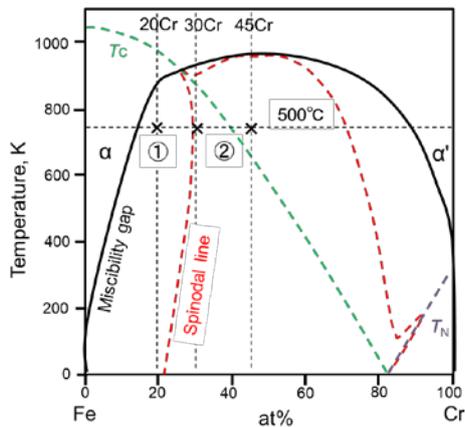


図 1 Fe-Cr 系の相分離機構[1]

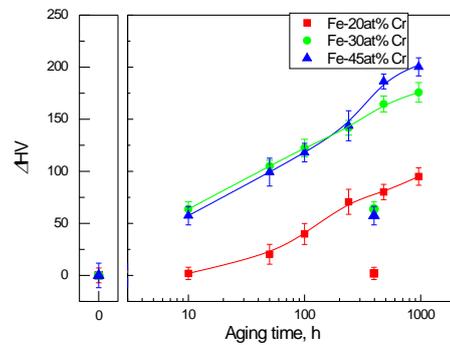


図 3 硬さの増加量の熱時効時間依存性

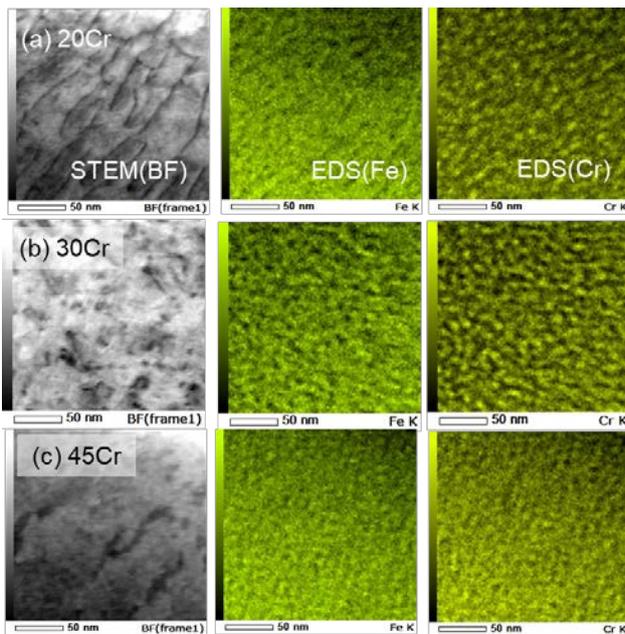


図 2 500°C, 960h 熱時効した Fe-Cr 合金の STEM 像と EDS マップ(a)20%Cr, (b)30%Cr, (c)45%Cr

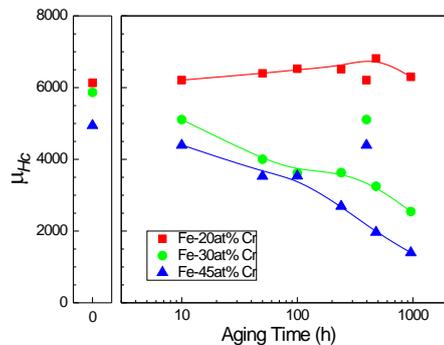


図 4 透磁率の熱時効時間依存性

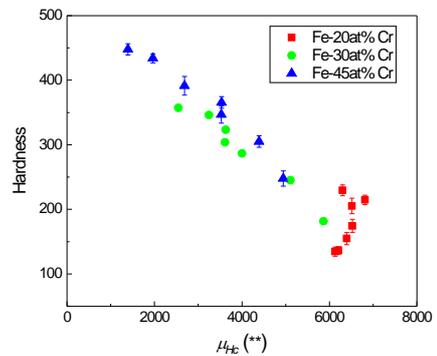


図 5 硬さと透磁率の相関

直線プラズマ装置 PANTA における音速分子ビーム入射装置を用いた密度プロファイル制御

核融合科学研究所 小林達哉

研究目的

直線プラズマ装置 PANTA では磁場閉じ込めプラズマ中のドリフト波不安定性の非線形乱流構造の選択則を明らかにするため、実験パラメータを変えた放電を行い、様々な非線形乱流構造を再現する実験が行われている。変化させるパラメータは主に閉じ込め磁場強度と中性ガス圧の 2 つである。中性ガス圧を変化させると、イオン-中性粒子衝突周波数と電子密度勾配が同時に変化してしまう。これらの量はそれぞれドリフト波の線形減衰率と線形成長率を変化させる。このためこれまでのパラメータスキャン実験では非線形乱流構造発展の際に、線形不安定性が及ぼす影響の切り分けが困難であった。新たなコントロールノブを導入し、イオン-中性粒子衝突周波数を変化させずにプロファイルをコントロールする方法（若しくはその逆）の開発が望まれている。

直線プラズマ装置 PANTA には、主に計測ビームとして SMBI (Super Molecular Beam Injection, 超音速分子ビーム入射) 装置が導入されている。SMBI を入射し、密度揺動パターンの応答を観測することを本研究の目的とする。本年度はこれまで行われた磁場-中性ガス圧パラメータスキャン実験のデータを解析し、現状の実験フレームワーク下での非線形乱流構造選択則をまとめた[1]。また初期実験として、ヘリウム SMBI を入射した際の密度揺動の変化を観測した。

研究結果

直線装置 PANTA では、磁場が低い場合に単一线形ドリフト波が観測され、磁場を上げるとドリフト波が非線形化する。中性ガス圧が低い際にはストリーマと呼ばれる、Azimuthal 方向に局在化し、半径方向に伸びた非線形構造が、中性ガス圧が高い際には孤立波と呼ばれる、鋸歯状の波形をした大振幅の非線形波形がそれぞれ観測される。両者はそれぞれ時空間発展及び周波数・波数スペクトルに異なる特徴を持つ。この特徴を利用して各放電に於けるストリーマ・孤立波の強度を定義して 2 次元パラメータ空間での選択則を定量化した[1]。

次に、SMBI 入射実験の結果について説明する。PANTA に設置されている SMBI

装置のシステム改良を行い、SMBI 入射のルーチン化を行った。これによりプラズマ揺動の応答を計測することに成功した。図1は SMBI 入射前と入射後の密度揺動スペクトルである。入射前は強度の異なるコヒーレントなスペクトルピークが複数見られていたのに対し、入射後は揺動パワーが周方向モード数1、周波数 ~ 3.5 kHzの単一ピークに集中していることがわかる。当初の予測と異なり、ドリフト波の線形成長率や固有関数に影響を与える密度プロファイルに大きな変化はなかった。この揺動パターンの変化の原因を明らかにするため、来年度はプラズマパラメータスキャンや、ガス種の変更を行う。

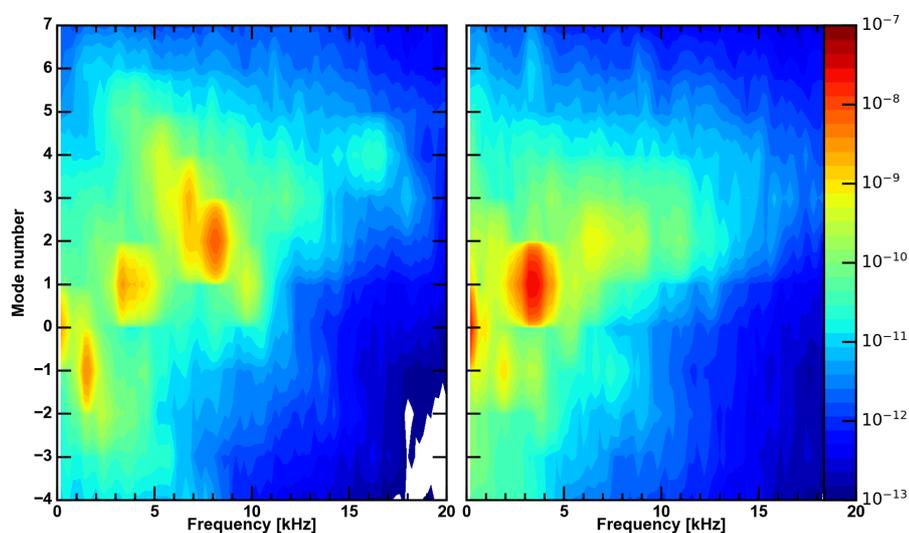


図1. 周波数-周方向モード数スペクトル. 左が SMBI 入射前, 右が入射後

参考文献

- [1] Tatsuya KOBAYASHI, Sigeru INAGAKI, Makoto SASAKI, Yusuke KOSUGA, Hiroyuki ARAKAWA, Fumiyoshi KIN, Takuma YAMADA, Yoshihiko NAGASHIMA, Naohiro KASUYA, Akihide FUJISAWA, Sanae-I. ITOH and Kimitaka ITOH, “Phenomenological Classification of Turbulence States in Linear Magnetized Plasma PANTA” Plasma and Fusion Research 12, 1401019 (2017)

研究組織

稲垣滋（九大応力研），佐々木真（九大応力研）

収差補正機能付き分析電子顕微鏡による構造材料の高精度定量分析

公益財団法人若狭湾エネルギー研究センター 安永和史

1. 緒言

ジルカロイ 2 は沸騰水型の軽水炉 (BWR) の燃料被覆管材料として用いられている。この材料は母相の Zr に、機械的特性、耐酸化性、耐食性の改善を目的として様々な元素 (Fe、Cr、Ni、Sn) が添加されており、添加元素の一部は金属間化合物として母相に析出している。ジルカロイ 2 は高燃焼度において脆化することが知られており、金属間化合物、水素化物、照射欠陥の存在が複雑に絡まり合った現象と考えられている。

昨年度は、ジルカロイ 2 中の添加金属元素が析出した金属間化合物の構成元素の重イオン照射による変化について調査した。その結果、金属間化合物中の Fe の含有率の減少の程度から、重イオン照射下での相安定性は $Zr_2(Fe, Ni)$ の方が $Zr(Fe, Cr)_2$ よりも高いことが明らかとなった。本年度は、ジルカロイ 2 の製造時において存在する水素化物 (不純物として含まれる H に由来) の重イオン照射による影響について調査した結果を報告する。

2. 実験方法

試料はジルカロイ 2 で、その成分元素 (上段) 及び不純物元素 (下段) の分析値を表 1 に示す。焼鈍したジルカロイ 2 試料は、九州大学応用力学研究所に設置されたタンデム型加速器を用いて重イオンを照射した。重イオンの照射条件は、イオンエネルギー及びイオン種は 3.2 MeV の Ni^{3+} 、試料温度は 400°C、ピーク照射量は 30 dpa である。重イオン照射された試料は、断面方向から観察するために集束イオンビーム装置 (Focused Ion Beam; FIB、FB-2100、HITACHI) を用いて薄膜化した。試料の微細組織の観察には透過型電子顕微鏡 (TEM、JEM-3000F、JEOL) を用い、STEM (Scanning Transmission Electron Microscopy) 明視野像を取得した。電子の加速電圧は 300 kV である。

3. 結果および考察

図 1 は、重イオン照射されたジルカロイ 2 を断面方向から観察した STEM 明視野像である。Ni イオンの入射方向は図面左から右である。筋状の黒いコントラストを呈する水素化物が存在しており、一例としてある水素化物を点線の楕円で囲んで示した。水素化物の分布には縦破線の左右で顕著な違いが認められ、破線より左の領域では右の領域と比較して密度が低い。破線は試料表面から 2 μm の深さである。この深さは弾き出し損傷により析出物の組成に顕著な変化が確認された領域の表面からの深さに対応している (平成 28 年度)。試料表面から 2 μm の領域において水素化物の密度が低いことは、析出物の組成変化と同様に弾き出し損傷に起因していると考えられる。そこで以下では、破線の左右の領域を損傷領域及び非損傷領域とよぶことにする。

次に、弾き出し損傷が水素化物の密度やサイズにどの程度の影響を与えているのかについて定量的に示す。水素化物の体積密度は、非損傷領域において $1.9 \times 10^{20}/\text{m}^3$ 、損傷領域において $9.2 \times 10^{19}/\text{m}^3$ と評価された。損傷領域における体積密度は、非損傷領域の $48 \pm 8\%$ である。図 2 は水素化物のサイズとそのカウント数を非損傷領域 (a) および損傷領域 (b) について計測した結果である。ここで、横軸は水素化物のサイズ (長軸長さ)、縦軸はそのカウント数である。非損傷領域と損傷領域のサイズ分布を比較すると、顕著な違いが 150 nm 未満のサイズの水素化物に確認された。この領域は図 2 中に破線及び矢印で明示している。150 nm 未満のサイズの水素化物の全体積密度に占める割合は、非損傷領域では $63 \pm 10\%$ 、損傷領域では $24 \pm 8\%$ である。

表 2 は、サイズが 150 nm 未満及びそれ以上に分布する水素化物の体積密度を損傷領域及び非損傷領域で比較した結果である。サイズが 150 nm 以上では、損傷領域及び非損傷領域において水素化物の体積密度に変化はみられない。一方、サイズが 150 nm 未満では、損傷領域における水素化物の体積密度は非損傷領域の $18 \pm 6\%$ に過ぎない。これらの結果から、損傷領域での水素化物の体積密度の減少は、弾き出し損傷により 150 nm 未満のサイズの水素化物が顕著に消滅した

ことに起因すると考えられる。この機構として、弾き出しにより生ずる空孔と H の反応による母相の Zr への H の再固溶等が考えられる。Zr 中での水素化物（長軸長さ約 100 nm）の存在は、製造時に不純物として含まれていた 50 wt. ppm の H に起因するとの報告⁽¹⁾がある。本研究で用いたジルカロイ 2 にも同様に製造時に H が不純物として 25 wt. ppm 含まれており（表 1）、水素化物として存在していた可能性が高い。すなわち、今回の結果は一定量の H を含有するジルカロイ 2 中での水素化物の照射下安定性に関するものである。炉の運転中、母相である Zr 中の H 濃度は、被覆管表面と高温水との反応等により増加するため、サイズのより小さな水素化物でも安定な可能性が指摘される。

4. まとめ

重イオン照射によるジルカロイ 2 試料中の損傷及び非損傷領域の微細組織を比較することにより、製造時からの存在と考えられる水素化物の弾き出し環境下での挙動を調査した。その結果、弾き出し損傷により 150 nm 未満のサイズの水素化物の密度が低下する現象が確認され、空孔と H の反応により母相の Zr 中へ H が再固溶した可能性が考えられる。

参考文献 (1) 電力中央研究所報告書 Q06020, 2007.

研究組織

研究代表者：安永和史（公益財団法人若狭湾エネルギー研究センター主任研究員）

研究世話人：渡辺英雄（九州大学応用力学研究所准教授）

研究協力者：牟田口嵩史（九州大学応用力学研究所技術職員）

研究協力者：島袋瞬（九州大学応用力学研究所技術職員）

表 1 ジルカロイ 2 の成分元素及び不純物元素の分析値

	Sn	Fe	Cr	Ni	Zr
wt. %	1.38	0.15	0.09	0.05	Bal.
	H	C	N		
wt. ppm	25	270	80		

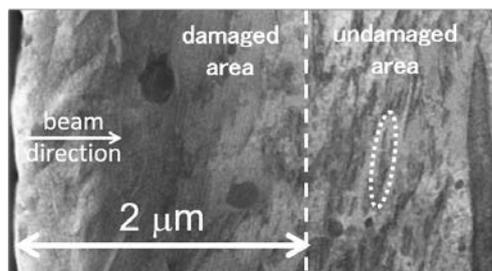


図 1 重イオン照射されたジルカロイ 2 を断面方向から観察した STEM 明視野像。水素化物を楕円で囲んで示した。

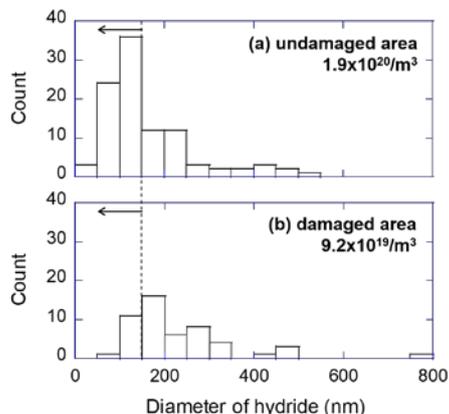


図 2 非損傷領域(a)および損傷領域(b)における水素化物のサイズ分布の比較。

表 2 サイズ 150 nm 未満及び以上の水素化物の体積密度の損傷及び非損傷領域での比較。

サイズ	体積密度 (m ⁻³)	
	損傷領域	非損傷領域
150 nm 未満	2.2x10 ¹⁹	1.2x10 ²⁰
150 nm 以上	7.0x10 ¹⁹	7.0x10 ¹⁹

先進ブランケットを指向した酸化物絶縁被覆材の微細構造における 高エネルギーイオン照射の影響

核融合科学研究所 菱沼 良光

1. 研究目的

液体金属や熔融塩を用いた核融合先進ブランケットの要素技術開発において、MHD による液体金属の圧損や透過によるトリチウム漏洩の抑制は大きな課題である。その対策としてブランケット部材への酸化物被覆が検討されている。酸化物被覆層における中性子照射効果は、先進ブランケットを設計する上で、大変重要な因子である。しかしながら、中性子照射効果については国内的に原子炉が停止している事情も申ことながら、大変手間がかかる上に長期間の照射時間を要する。一方で、イオン照射は損傷領域が限定されるものの短時間で大きな照射量が期待できる。イオン照射は、中性子照射の加速試験に相当するものであり、酸化物被覆材の中性子照射効果を検討する上で重要な知見を与えるものである。そこで、九州大学応用力学研究所に設置されている重イオン照射が可能な高エネルギーイオン発生装置にて照射損傷された酸化物被覆層の微視的構造及び膜質の変化を明らかにすることを目的とする。

2. 実験方法

SUS316 基板(基板温度 500°C)に Y_2O_3 層を成膜した後、核融合研の MOCVD 装置にて $Er_2O_3/Y_2O_3/SUS$ 二重被覆膜を成膜した。MOCVD 被覆は直径 10 mm、厚さ 1 mm の SUS 基板上に成膜し、その成膜条件は 500 °C の 3 時間とした。MOCVD 成膜後の Er_2O_3 及び Y_2O_3 被覆の膜厚はおよそ 800nm 及び 500nm であった。製作した $Er_2O_3/Y_2O_3/SUS316$ 二重被覆材を九州大学応用力学研究所のタンデム型イオン加速器にて成膜表面に対してイオンビーム照射を実施した。なお、イオン源は 2.4 MeV の Cu^{2+} イオンとした。イオンビーム照射前に Transport of Ions in Matter (TRIM)コードにて $Er_2O_3/Y_2O_3/SUS$ における照射損傷速度を計算した。TRIM 計算結果を基に室温にて 0.01 から 1.5 dpa 相当の Cu^{2+} イオン照射を実施した。

一方、 Cu^{2+} イオン照射前後の $Er_2O_3/Y_2O_3/SUS$ 二重被覆材の膜質変化の 1 つとして、酸化物被覆層と SUS 基板との間の剥離強度に注目したスクラッチ試験も同時に実施した。スクラッチ試験は、自動車の多重塗膜や DLC 等の硬質被膜の剥離を数値化する目的で頻繁に用いられており、すでに日本工業規格 (JIS) にも認定されている試験法である。

3. 結果と考察

3-1. Cu^{2+} イオン照射による $Er_2O_3/Y_2O_3/SUS$ 二重被覆層の照射損傷速度

図 1 に MOCVD 成膜された $Er_2O_3/Y_2O_3/SUS$ 二重被覆層における Cu^{2+} イオン照射損傷速度を示す。試料表面から試料深さ方向に照射損傷速度が違う傾向が見られた。これは材質の違いによるものと考えられ、MOCVD 酸化物被覆層の方が少ない照射損傷であることが示唆された。一方、 Er_2O_3 被覆層と Y_2O_3 被覆層で比較すると、 Er_2O_3 層の高い照射損傷が示唆された。本研究における照射損傷速度は Er_2O_3 層の中心付

近である 1.44×10^{-5} dpa/sec とした。

3-2. スクラッチ試験による $\text{Er}_2\text{O}_3/\text{Y}_2\text{O}_3/\text{SUS}$ 層界面における剥離強度評価

スクラッチ試験は、ダイヤモンド圧子の荷重を増加させながら被覆膜に押し付けるために、摩擦力も増加する。被覆膜の表面を滑っている状態では、摩擦係数に比例して摩擦力は単調に増加する。しかしながら、膜の剥離が発生すると顕著な摩擦係数の変化が現れる。この摩擦力に変化が生じる荷重を剥離する臨界荷重とし、剥離強度として評価している。

図 2 に $\text{Er}_2\text{O}_3/\text{Y}_2\text{O}_3/\text{SUS}$ 二重被覆における代表的なスクラッチデータを示す。圧子荷重に増加に伴って、被覆膜表面の摩擦係数が増加していることが分かる。特徴的に摩擦係数の急激な上昇が見られる圧子荷重があるが、スクラッチ装置に装備されている CCD カメラ像でも明確な酸化物層の剥離が観察された。つまり、その荷重にて剥離が起こっていると考えられ、本研究ではその荷重を臨界密着強度 (critical adhesion strength) と定義した。 $\text{Er}_2\text{O}_3/\text{Y}_2\text{O}_3/\text{SUS}$ 二重被覆の密着強度における照射損傷量依存性を図 3 に示す。照射損傷量の増加に伴って密着強度は単調に低下する傾向が観測された。そして、1.5 dpa の照射損傷では、未照射と比較して約 70%の強度まで低下した。 Cu^{2+} イオン照射による密着強度の低下要因については、各層界面での微細構造変化が重要であり、透過電子顕微鏡等を用いたイオン照射前後の組織変化を検討する予定である。

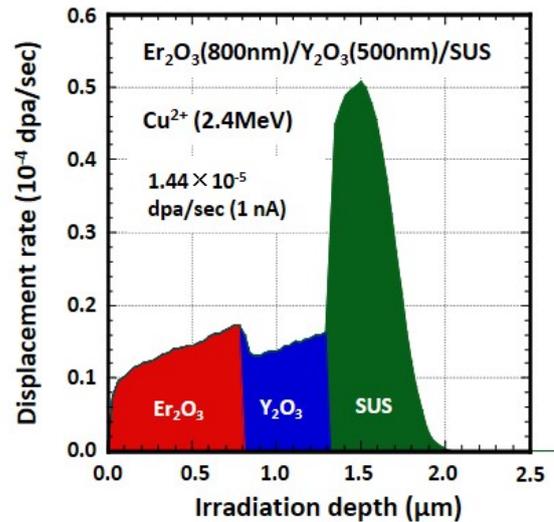


図 1 $\text{Er}_2\text{O}_3/\text{Y}_2\text{O}_3/\text{SUS}$ 二重被覆層の Cu^{2+} イオン照射損傷速度の深さ依存性

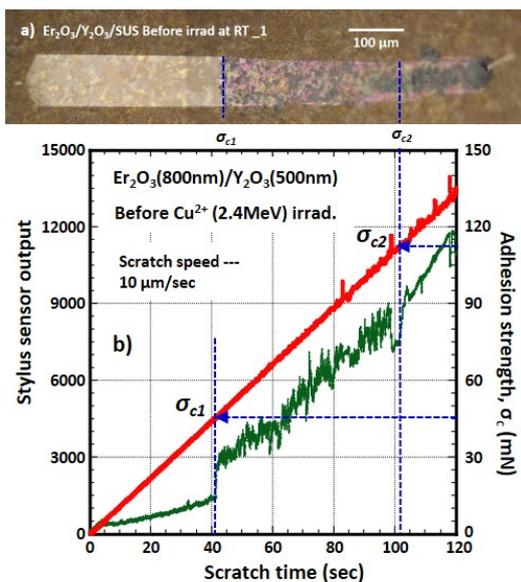


図 2 $\text{Er}_2\text{O}_3/\text{Y}_2\text{O}_3/\text{SUS}$ 二重被覆層における Cu^{2+} イオン照射前のスクラッチデータ

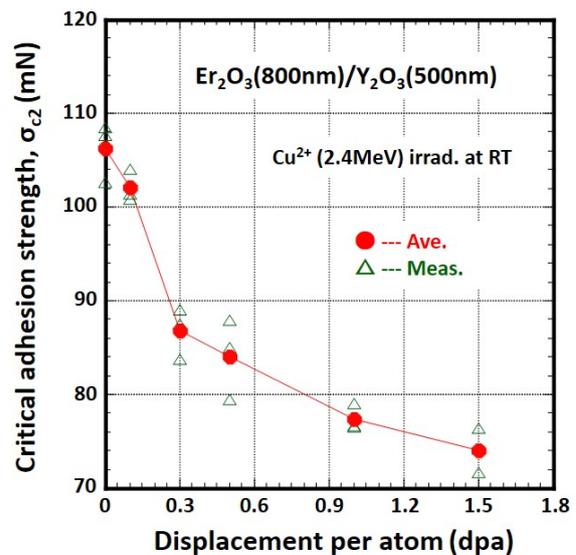


図 3 $\text{Er}_2\text{O}_3/\text{Y}_2\text{O}_3/\text{SUS}$ 二重被覆層の密着強度における Cu^{2+} イオン照射損傷量依存性

磁化プラズマの簡約化 MHD シミュレーション

法政大学 理工学部 電気電子工学科 西村征也

【研究目的】

磁場閉じ込め方式の核融合装置や天体近傍の宇宙空間においては、高温プラズマが背景磁場に磁化された状態にある。このような磁化プラズマにおいては、磁気再結合や圧力駆動型モードなどの電磁流体力学的 (MHD) 不安定性が発生する。

磁場閉じ込め核融合装置においては、トロイダルコイルの設置誤差や外部コイルによって磁場摂動が発生するが、有理面と共鳴するようなものを共鳴磁場摂動 (RMP) と呼ぶ。RMP は強制的に磁気再結合を起こして磁気島やストキャスティック層を形成するが、この過程を RMP のしみ込みと呼ぶ。プラズマ流が存在する場合には、プラズマ流による遮蔽効果が存在するため必ずしも RMP のしみ込みが起きるとは限らない。

磁場閉じ込め核融合装置の一つであるトカマクにおいては、新古典テアリングモード (NTM) の不安定化によって磁気島が発生する。装置に内在する誤差磁場による RMP がある場合には、RMP と磁気島の結合による電磁トルクが発生し、磁気島の回転のロッキングが起きる。しかし、安定な NTM と RMP の共存状態については十分に調べられていない。本年度は、安定な NTM に対する RMP の作用について調べることを目的とした。

【研究方法】

磁化プラズマを記述する簡約化 MHD 方程式をモデルとして用いる。モデルは、渦度方程式、一般化されたオームの法則、圧力の発展方程式によって構成される。ポロイダル断面をスラブ近似し、小半径方向とポロイダル方向の 2 次元空間において、簡約化 MHD 方程式の初期値境界値問題を数値的に解くコードを開発する。コードにおいては、空間微分を 2 次精度の有限差分で近似し、時間積分を 4 次精度のルンゲクッタ法で求めるアルゴリズムを用いる。渦度から流れ関数 (静電ポテンシャル) を求めるためのポアソン方程式を数値的に解くルーチンにおいては、FFT を用いる高速解法を用いている。

【研究結果】

本年度実施した研究について、以下の内容を報告する。

1. シミュレーションモデルの拡張

NTM を扱うために、ブートストラップ電流摂動の効果を現象論的に含む項を、一般化されたオームの法則に導入した。また、RMP のしみ込みに対する反磁性ドリフトの効果を加味するために、電子反磁性ドリフトとイオン反磁性ドリフトを含む Hazeltine (1984) の簡約化 MHD モデルを導入した。以上の拡張モデルを前年度までに開発したシミュレーションコードに実装した。

2. 安定な NTM に対する RMP のしみ込みの効果

図 1 にプラズマフローの径分布、図 2 に磁束の等値面を示す。図 1 の $x=0.5$ 付近においてプラズマフローが比較的平坦な場合は、図 2(a) のように磁気島は小さなサイズである。図 1 の $x=0.5$ 付近においてプラズマフローが凹型になっている場合は、図 2(b) のように磁気島は大きなサイズまで成長する。図 1 においては、凹型のプラズマフローの値が $x=0.5$ において 0 とならないのは、電子反

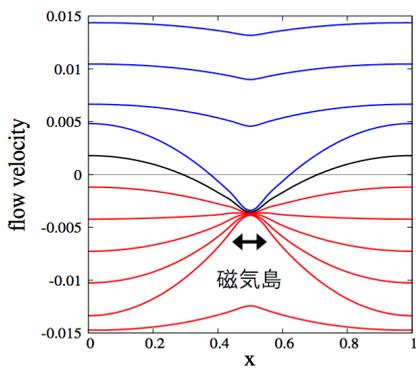


図1 プラズマフローの径分布

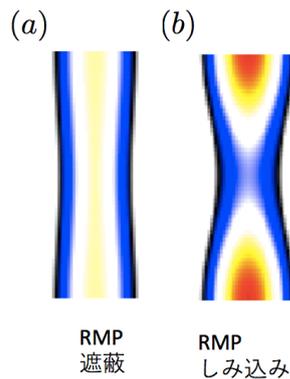


図2 磁束の等値面

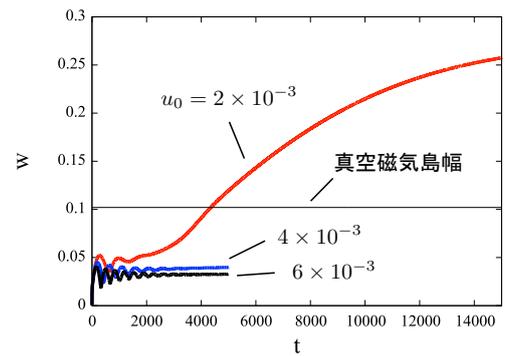


図3 磁気島幅の時間依存性

磁性ドリフトの正の方向の回転に起因する。図3に、プラズマフロー速度 u_0 を変化させた場合の磁気島幅 w の時間発展を示す。フローが強い場合には RMP はしみ込まず、磁気島幅は真空磁気島よりはるかに小さい（黒線、青線）。一方、フローが弱い場合には RMP がしみ込むと同時に、真空磁気島幅を上回る大きさまで磁気島が成長する（赤線）。我々のパラメータにおいては、NTM はあらゆる磁気島の初期幅に対して安定である。従って、図3の結果は、RMP によって NTM が誘発される機構が存在することを示している。RMP のしみ込みは、種磁気島の形成だけではなく、テアリング不安定性そのものに影響を与えていると考えられる。

【まとめと今後の課題】

ミュレーションモデルを拡張し、安定な NTM に対する RMP の作用について調べた。RMP がしみ込んだ場合、NTM が不安定化して磁気島が拡大する機構が存在することが、新たに明らかになった。結果として形成される磁気島は、形成された段階で回転周波数を持たないロックモードである。これは、回転する磁気島が RMP によってロックされて発生するロックモードとは異なる過程によって発生するロックモードである。実験観測においては、このようなモードのことを「生まれつきのロックモード (born-locked mode)」と現象論的に呼んでいる。今後は、シミュレーション結果の解析とパラメータサーベイを進める予定である。

【学会発表リスト】

- [1] 西村征也, 外部印可磁気島と圧力駆動型モードの非線形相互作用, Plasma Conference 2017, 22P-44, 2017.11.22
- [2] 西村征也, 共鳴磁場摂動のしみ込みによって誘発される新古典テアリングモード, 第73回日本物理学会年次大会, 23aK601-5, 2018.3.23

研究者情報： 西村征也

計測シミュレータによる運動論的プラズマ・シミュレーションの
定量的な Validation 解析核融合科学研究所 ヘリカル研究部
沼波 政倫

研究の目的

磁場閉じ込めプラズマの粒子や熱の輸送機構の解明、および輸送レベルの定量的な予測は磁場閉じ込め核融合研究における最重要課題の一つに位置づけられている。ドリフト運動論やジャイロ運動論といったプラズマの位相空間分布関数の時間発展を扱うことが出来る運動論的な数値解析手法は、このプラズマ輸送を第一原理的に評価し得る強力な解析手法として広く用いられている。特に、近年のシミュレーション・プログラムの精力的な研究開発や、大型計算機の性能向上が、この運動論的手法によるシミュレーション研究の可能性を大きく広げている。しかし、詳細な計算結果を与えるようになってきたシミュレーション研究に対しては、より定量的な解析や輸送予測、そして、結果の妥当性確認といった計算の信頼性に関する課題と要望が、強くなってきている。このような状況にあって、本研究課題の目的は、ジャイロ運動論的乱流シミュレーションに対して代表者らがこれまでに実施した乱流計測シミュレータ [1] を用いた実験計測模擬の手法と応用を基礎にして、新古典輸送シミュレーションへも対象を広げながら、運動論的プラズマ・シミュレーションのより高い信頼性の獲得を目指し、定量的な Validation を推進することである。これまでの共同研究では、乱流揺動分布の解析に威力を発揮する位相コントラスト・イメージング (PCI) による数値計測を実行し、乱流揺動のスペクトル構造や空間分布を解析することが可能になってきた。本研究課題では、重イオンビームプローブ (HIBP) によるプラズマ中の電場測定なども研究対象に新たに含め、運動論的シミュレーションを系統的かつ定量的な乱流解析手法に発展させることを目指す。

研究方法

本研究課題では、フラックス・チューブ近似の下でのジャイロ運動論的コード GKV[2] による乱流シミュレーションと、新古典輸送を解析する大域的粒子シミュレーション・コード FORTEC-3D[3] を基礎にして進める。これらのコードを用いたシミュレーション結果から、ジャイロ運動論的シミュレーションでの乱流揺動データは PCI 計測モジュールでの揺動計測模擬を実施し、ドリフト運動論的シミュレーションでの密度分布データは HIBP 計測モジュールによる電場計測模擬を実施する。同時に、シミュレーションと数値計測が系統的かつ効率的に実施できるような手法開発を進める。

- 乱流揺動計測模擬による乱流輸送特性の解析
これまでに実施したジャイロ運動論的乱流シミュレーション・データを利用し、プラズマの温度・密度プロファイルや磁場配位における乱流揺動スペクトルの計測結果への影響を詳しく解析し、実験との Validation 解析を通じて、より正確で定量的な輸送解析を進める。例として、核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (LHD) の配位におけるイオン温度勾配 (ITG) 乱流シミュレーションから得た密度揺動の 3 次元空間分布のデータを対象にして、実際の LHD 実験で用いられている PCI での計測視線を考慮して計測模擬を行う。特に、計測模擬の分解能の向上を目指し、観測点数と分解能の関係についての評価も行う。
- 電場計測模擬による新古典輸送特性の解析
ドリフト運動論に基づく新古典粒子シミュレーションから得られる密度分布データを利用し、重イオン・ビーム・プローブを模擬できるモジュールを用いて、電場の計測模擬を行う。実験計測における電場測定結果との比較を通じて、シミュレーションの妥当性確認はもとより、実験計測データにおける高精度解析にもつなげる。

今年度の成果

今年度の乱流計測模擬 (PCI 計測模擬) 研究においては、乱流シミュレーションデータからの数値計測における空間解像度の向上、特に、シミュレーション上の座標系と実験観測での座標系の差異を小さくするために、観測点数やその範囲と分解能の関係の明確化、また、磁気シア法の適用による波数スペクトルの推定を進めた。また、GKV による複数のフラックスチューブのシミュレーション結果を組み合わせたデータを用いた解析により単一のフラックスチューブ・データからでは得られなかった複数のピークを持つ視線方向の揺動分布を得ることができた [4]。

一方、ドリフト運動論的粒子シミュレーションによる新古典輸送解析で得られる密度分布データの、計測シミュレータ内 HIBP モジュールへの適用について、初期調査を進めた。HIBP モジュールでは、図の示すように、グラフィカルインターフェイス (GUI) により、与えられたポテンシャル分布に対して、HIBP で入射されるビームを条件毎に解析することが可能であり、最終的に検出される粒子分布とポテンシャル分布データとの対応で、プラズマ内のポテンシャル推定を行う。この模擬計測結果を、LHD 実験データとの比較を行えるよう、データ整合等の初期研究を進めた。

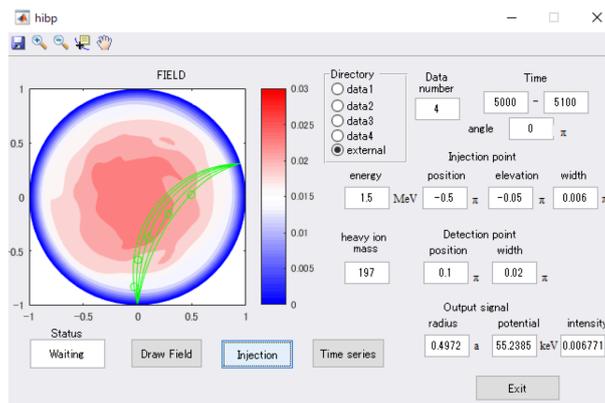


図 1: 数値計測シミュレータによる重イオンビームプローブ (HIBP) 計測模擬の例。

まとめ

数値計測シミュレータは、プラズマの計算機シミュレーションと実際の実験計測結果を、直接的に比較するという意味で、シミュレーション研究の最終的な妥当性確認手法と言える。本共同研究では、近年、実験との定量的な比較や再現が求められている運動論的シミュレーション研究、特に乱流輸送、新古典輸送シミュレーションから得られた計算データを対象にして、乱流構造の理解に強力な手法の一つとなる PCI 計測や、プラズマ中の電場の計測手法である HIBP 計測の数値模擬を目指し、計測シミュレータにおける各モジュールをこれまで実施したシミュレーション・データに適用した。PCI 計測モジュールによる乱流シミュレーションの乱流密度揺動データの解析では、模擬計測の解像度や計測位置等の相関を調べながら、より分解能の高い模擬計測手法の開発を進めた。一方、PCI 計測模擬のみならず、プラズマ中の電場計測に威力を発揮する HIBP 計測のモジュールを新古典シミュレーションで得られる電位分布データに適用する手法開発にも着手した。今後は、LHD 等の実際の実験条件で実施した新古典的粒子シミュレーションでの密度分布データを HIBP 計測模擬に適用し、電場計測についても、実験観測との定量的な比較および妥当性確認を進めていきたいと考えている。

参考文献

- [1] N. Kasuya, *et al.*, Plasma Sci. Technol. **13**, 326 (2011).
- [2] M. Nunami, *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 016 (2010).
- [3] S. Satake, *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1062 (2008).
- [4] N. Kasuya, *et al.*, 21st ISHW, P2-20 (2017).

核融合プラズマ対向壁としてのベリリウムの表面特性

島根大学大学院総合理工学研究科 宮本光貴

1. はじめに

国際熱核融合実験炉(ITER)では、プラズマ対向壁面の大部分にベリリウムタイルの使用が予定されているが、取り扱い上の問題もあり、プラズマ表面相互作用(PSI; Plasma-Surface Interaction)に関する知見は乏しい。本研究では、ベリリウムの取り扱いを十分な安全対策を行った島根大学内に限り、PSIで問題となる水素同位体およびヘリウム挙動を定量的に評価するとともに、原子レベルでの組織観察を行い、微視的観点から現象のメカニズムを解明する事を目指した。一方、九州大学応用力学研究所では、各種イオン照射装置や多様な表面分析機器を用いて模擬試料や比較試料の評価を行うとともに、ベリリウム試料に関する豊富な研究実績に基づいた議論を通して、本研究課題の評価を行った。

2. 実験方法

本研究では、取り扱いに注意を要するベリリウムを主要な研究対象としている。ベリリウムに関しては既に使用実績があり、島根大学ではグローブボックス内での試料準備、加工が十分安全に行える設備を整えている。試料調整後、イオン照射装置と昇温脱離ガス分析装置を用いて、室温で 3keV-D_2^+ 、および 3keV-He^+ 照射した後、昇温脱離実験を行った。さらに、薄膜化加工したベリリウム試料に、島根大学のイオン照射装置直結型電子顕微鏡を用いて、照射下、および照射後昇温下における微細組織変化をその場観察した。

3. 結果および考察

図1には室温で 3keV-D_2^+ を照射したベリリウム試料の昇温脱離スペクトル(a)と同様に照射した薄膜試料における照射後昇温下における微細組織変化のその場観察の結果(b)をあわせて示す。

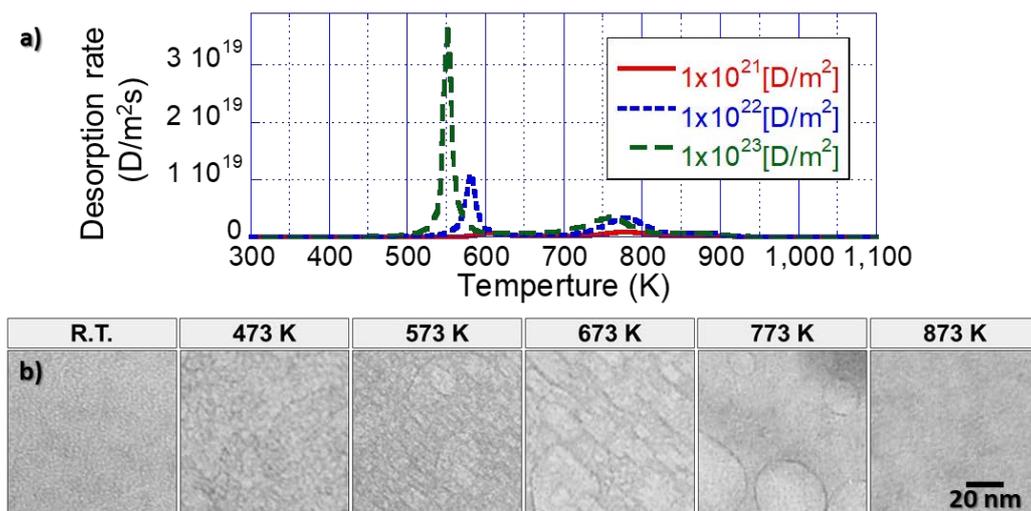


図1 室温で重水素(3keV-D_2^+)を照射後の昇温脱離スペクトル(a)と昇温下における微細組織変化(b).

重水素の昇温脱離スペクトルには大まかに低温側(500-600 K)と高温側(700-800 K)の2つのピークが確認できる。微細組織観察では、これらの温度域で、微細なバブルの成長と、大きなバブルの消失が見ら

れることから、これらの脱離ピークは、それぞれ、微細なバブルの移動やバブル間の破断、および大きなバブルからの放出に起因するものだと考えられる。

また、図2には室温で3keV-He⁺を照射したベリリウム試料の昇温脱離スペクトル(a)と照射後昇温下における微細組織変化のその場観察の結果(b)を同様に示す。

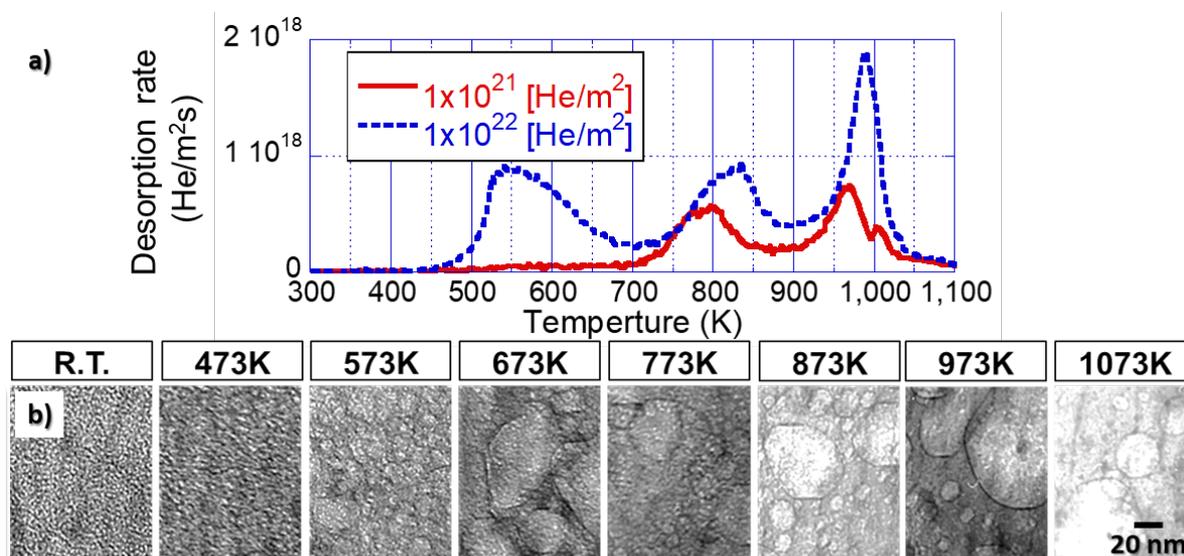


図2 室温でヘリウム(3keV-He⁺)を照射後の昇温脱離スペクトル(a)と昇温下における微細組織変化(b).

ヘリウム照射においては、照射量の増加に伴い3つの脱離ピークが見られ、重水素の場合と異なり高温までヘリウムが保持されていることが分かる。微細組織においても1000Kを超える高温まで安定にヘリウムバブルが存在していることが確認できる。また、ヘリウム照射した試料においても、大きな重水素バブルからの放出に起因する脱離ピーク(950-1050 K)が確認できたが、バブルの消失挙動に大きな相違が観察された。図3には、(a)重水素バブル(~773K)、および(b)ヘリウムバブル(~1073K)の消失過程を観察した際の連続写真を示す。

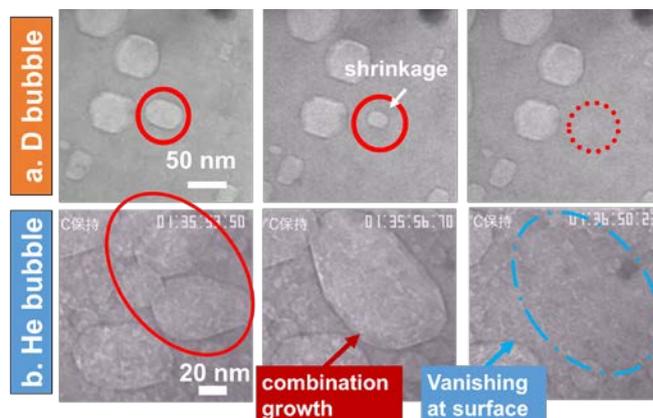


図3 ベリリウム中の重水素バブル、およびヘリウムバブルの焼鈍下での消失過程の比較。

重水素バブルは約773 Kで徐々にバブルが収縮していくのに対し、ヘリウムバブルは比較的高温まで試料中に保持され、約1073 Kでバブル同士の合体と瞬間的に消滅する様子が観察された。この結果は、重水素バブルとヘリウムバブルの熱的安定性が明確に異なることを示しており、今後、バブルの移動度や、温度依存性等についてより詳細に評価していく予定である。

● 研究組織

研究代表者： 宮本光貴 (島根大学大学院総合理工学研究科准教授)

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： 東 勇太, 杉本有隆, 松田伊久磨 (島根大学大学院総合理工学研究科博士前期課程)

吉田直亮 (九州大学応用力学研究所名誉教授)

高温プラズマ曝露炉内機器の表面変質と損傷に関する総合的研究

九州大学応用力学研究所 吉田直亮

1. 研究目的

第一壁やダイバータ、計測機器など高温プラズマ閉じ込め装置内部に設置された各種機器のプラズマ対向表面はプラズマとの強い相互作用によって様々に変質し、その性能や寿命のみならずプラズマの特性や制御にも少なからぬ影響を及ぼすことが知られている。近年の研究により、この現象は特に長時間放電下で顕在化し、放電の持続を妨げる重大な原因の一つであることが明らかになってきた。この現象を司るメカニズムを明らかにし、定常放電実現への対応策を見出すことは、核融合炉開発の基礎研究として重要な課題である。

本研究組織では長年にわたり長時間放電が頻繁に行われている QUEST および LHD におけるプラズマ・壁相互作用を調べるために多くのプローブ試料を真空容器内に設置し、実機における高温プラズマによるプラズマ対向壁表面の変質について調べてきた。本年度も応用力学研究設置の多様なプラズマ・壁相互作用研究用実験装置等を用いて引き続き研究を実施した。本稿では QUEST における高温プラズマ曝露プローブ試料の表面変質と損傷に関する研究成果に絞り報告する。

2. 実験方法・結果と考察

QUEST における 2016A/W、2017S/S、2017A/W の各実験キャンペーンにおいてプラズマに曝したプローブ試料 (W、Mo、SUS316L 等) について透過型電子顕微鏡 (TEM)、走査型電子顕微鏡 (SEM) およびグロー放電発光分析装置 (GD-OES、富山大学) 等を用いてプラズマ曝露による表面変質と内部組織・組成変化を調べた。

2.1 2016A/W 放電による表面変質と内部組織・組成変化

2016A/W キャンペーンの大きな特徴は、キャンペーンの途中から運転開始以降初めてトロイダル磁場を反転させ、プラズマの挙動を上下逆転させた放電が行われたことである。従来の放電では粒子バランスの崩壊により最長放電時間は2時間弱程度にとどまっていたが、磁場反転後の放電においては粒子バランスを長時間保つことができ放電持続時間を6時間に延ばすことができた。これまでの研究から長時間放電下での粒子バランスの崩壊は、プラズマ対向壁からの水素の再放出速度が放電途中から異常に増加し排気速度を上回るために起こることがわかっており、反転磁場条件では何らかの原因で異常再放出が長時間にわたり抑制されたことが推察される。

従来用いてきたトロイダル磁場配位 (標準磁場配位) における PWI の特徴は、①上部壁においては左方からの強い水素イオン照射によっていわゆる損耗ドミナントな現象が起こり、飛来した Fe, W, C, O 等の不純物原子は深さ数 nm までの最表面にミキシング層となって僅かに残るものの、一旦付着した不純物原子の殆どはその後プラズマ粒子によってスパッターされ再びプラズマ中に戻って行く。一方、②下部壁では上部壁と大差無い量の不純物が飛来するものの、水素イオン束が低いいためその多くが表面に留まり Fe, W, C, O を主成分とする堆積層を形成する。

長時間放電の初期段階 (壁による水素の吸蔵>壁からの再放出) では $H\alpha$ の発光は壁上下で大差無いが、放電時間が長くなると上部壁領域での発光が顕著になり、水素供給無し状態で放電が持続する。放電時間が更に伸びると、上部壁での発光が不安定になり放電が停止する。このことは水素イオン束が大きく W の表面がほぼむき出しになっている上部壁での水素の挙動が長時間放電の鍵を握っていることを示唆している。従って、本研究では壁からの異常再放出に密接に関係していると思われるプラズマ対向面の状態に注目し詳細に調べた。

図1は2016A/Wにおいてキャンペーンを通してプラズマ曝露されたMo試料における表面変質の深さ分布を示す断面TEM写真(明視野像)である。下部壁に設置した試料の表面は、キャンペーン前半に行われた標準磁場配位での放電により不純物が柱状に積み重なった厚さ12nm程度のポーラスな不純物堆積層で覆われている。一方、上部壁に設置した試料は厚さ4nm程度のコントラストの異なる層で覆われている。この層は損耗ドミナント領域で見られるミキシング層ではなく、W, Fe等の不純物原子が深さ方向に一様に分布する堆積層であることがGD-OES測定から確認された。これらの結果は6時間放電が行われたキャンペーン後半では磁場反転によって上部壁が堆積ドミナント表面に転じていること、下部壁側は強い水素イオン束に曝される損耗ドミナントな条件になったにもかかわらず、なお、表面は堆積層で覆われ、真空容器内のどの場所もWがむき出しになっていないことを示している。これらの実験結果は、表面がむき出しになった壁面を通して大量の水素がW壁に直接侵入することが、長時間放電での異常再放出に関連している可能性を示唆するものである。

QUESTの上部壁および下部壁は内部に亀裂や空隙が非常に多いAPS-WをSUS316L基板の上に0.2mm溶射したもので一般的なW板材に比べ水素を吸蔵し易く加熱すると広い温度範囲に渡って水素を放出する。このようなAPS-Wの水素吸蔵・放出特性が異常再放出の原因とも考えられるが、結論を得るには実際にQUEST内で使用され不純物が堆積したAPS-W壁を用いての直接的な検証が必要であり、来期の課題としたい。

2.2 2017S/Sおよび2017A/W放電による表面変質と内部組織・組成変化

これらの実験キャンペーンでは新たに設置された28GHz-RF加熱装置の立ち上げと、それを用いた放電実験が行われた。放電時間は短い(秒オーダー)ため顕著な不純物の再堆積は赤道壁以外では見られなかった。不純物の大半はCとOであり、2016A/Wでは50%以上あった金属不純物(W, Fe, Cr等)は殆ど見られなかった。しかしながら特筆すべきは試料内に発生した顕著な照射損傷である。図2は2017S/Sキャンペーン(28GHz-RF加熱)と2016A/Wキャンペーン(8.2GHz-RF加熱)での照射損傷を比較したものである。プラズマ曝露時間ははるかに短いものの、Mo試料内には原子弾き出し損傷によって発生した大量の格子間原子型転位ループが形成されており、28GHz-RFによって1keVを超える高いエネルギーの水素プラズマが発生していることを検証することができた。

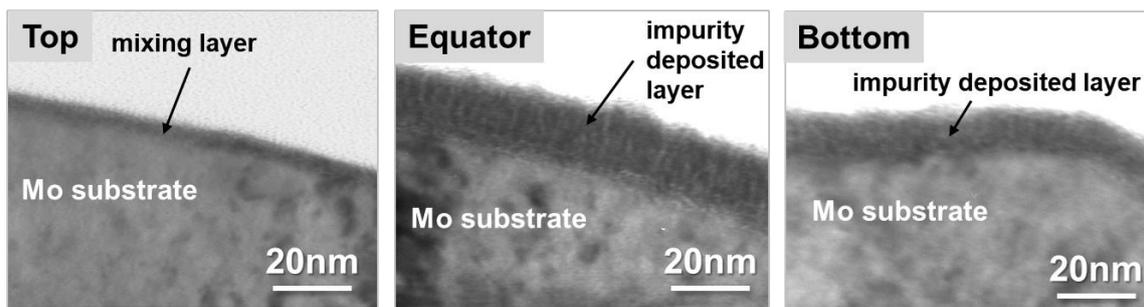


図1 2016A/Wプラズマ曝露試料(Mo)の断面組織を示すTEM像(明視野像)

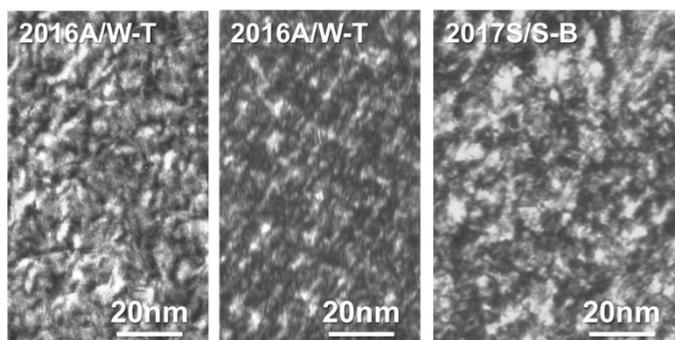


図2 プラズマ照射損傷を示すTEM写真(暗視野像)。2016A/Wに比べ2017S/Sではより激しい照射損傷が起きていることがわかる。

構造材料中の水素挙動に及ぼす照射損傷の影響

茨城大学工学部 車田 亮

1. 研究目的

核融合実験装置等の構造材料は、プラズマ対向材料を透過した中性子損傷を受けるとともに、重水素やトリチウム等が材料内部に拡散すると考えられる。一方、構造材料のき裂進展や破壊には、応力腐食割れ (SCC) や活性経路割れ (APC) 等がしばしば問題となり、その1つの要因として材料中の水素の影響が懸念されている。そこで、本研究では、構造材料 (ステンレス鋼やアルミニウム合金等) 中の水素の透過・放出挙動が、照射環境下でどのように変化するかを調査することを目的とする。そのために、茨城大学の水素マイクロプリント法 (HMPT) や昇温脱離ガス分析装置 (TDS) と、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や SEM・TEM の微細組織観察装置を共同研究に利用する。その結果、材料に関する豊富な知識と経験を共有しながら、核融合実験装置等の構造材料中の水素の透過・放出挙動を解明することにより、重水素やトリチウムと構造壁との相互作用を抑制・制御できる知見を得て、核融合実験装置等の構造材料の健全性および実用寿命の延長に貢献する。

2. 実験方法

2.1 試料

供試材料は、オーステナイト系ステンレス鋼の SUS304L およびアルミニウム合金の A7075-T6 を採用した。特徴として、SUS304L 材は高強度鋼の欠点である応力腐食割れや粒界腐食等の発生が抑制され、大型装置の構造材料として広く利用されている。A7075-T6 材はアルミニウム合金中で最高強度を有し、航空機等の主要な構造材料として利用されている。本実験に使用する試料形状は、両材料共に 5×5[mm] の正方形で、SUS304L 材は厚み 0.3[mm]、A7075-T6 材では 0.6[mm] とした。それらの材料表面は、湿式研磨 (~#2000) とバフ研磨 (~#0.3μm) を施し鏡面に仕上げた。その後、H₂SO₄ 水溶液 (pH=2.0, 触媒: 0.1[mass% NH₄SCN]) を用いて、陰極を試験片、陽極を Pt とし、電圧 10[V]、電流密度 10[mA/cm²]、30[min] の電気分解を利用した水素チャージを実施した。また、SUS304L 材には、構造機器を製作する際の塑性加工を考慮して、加工ひずみ 45[%] と 60[%] をそれぞれ与えた。さらに、試験片中央 (φ4 mm) には、銅イオン (Cu²⁺) を 1dpa 照射した。

2.2 水素マイクロプリント法 (HMPT)

水素マイクロプリント法 (HMPT) は、試料表面から放出された水素を、写真用乳剤に含まれる臭化銀の擬似的な感光現象により可視化する手法である。金属材料から放出される水素は、化学的に原子状態となっているため、放出された水素は、臭化銀中の銀イオンと(1)式に示すような還元反応を起こして金属銀を生じる。



その後、現像処理により金属銀を安定化し、定着処理により未反応の臭化銀粒子を溶解、除去する。こうして得られた試料表面上の SEM 観察と EDXS 分析を行い、銀粒子の位置と量から水素放出挙動を解明する^{1,2)}。

3. 実験結果及び考察

Fig. 1 は、水素電解チャージを施し、HMPT 試験後の SUS304L 材の SEM 観察画像を示す。図中の赤丸で示した部分や白色の粒子が銀粒子である。また、図中の(a)は SUS304L 材の受入れ材、(b)は SUS304L 材に銅イオンを 1dpa 照射した照射材、(c)は SUS304L 材に加工ひずみ 45%を負荷した 45%ひずみ材、(d)は SUS304L 材に銅イオンを 1dpa 照射かつ加工ひずみ 45%を負荷した 45%ひずみ照射材の SEM 像を示す。受入れ材では、水素放出量が非常に少なく、一部の粒界から局所的に水素の放出が確認された。また、その放出経路は主に粒界であった。照射材では、粒界や

粒内からも水素放出が確認された。銅イオン照射により、材料表面層の転位密度が増大し、転位ループやボイドを形成し、粒界のみではなく粒内からも水素の放出が起こったと考えられた。また、銀粒子の粗大化も確認された。

また、45%ひずみ材は、粒界のみならず、粒内のすべり線上からも銀粒子が観察され、加工ひずみの負荷による生じたすべり線からも水素の放出が起こることが分かった。45%ひずみ照射材は、加工ひずみの負荷によるすべり線に加えて、照射損傷により生じた材料表面層の転位密度の増大や、転位ループやボイド等の形成により、粒界や粒内から大きな銀粒子が検出され、多くの水素放出が起こった。

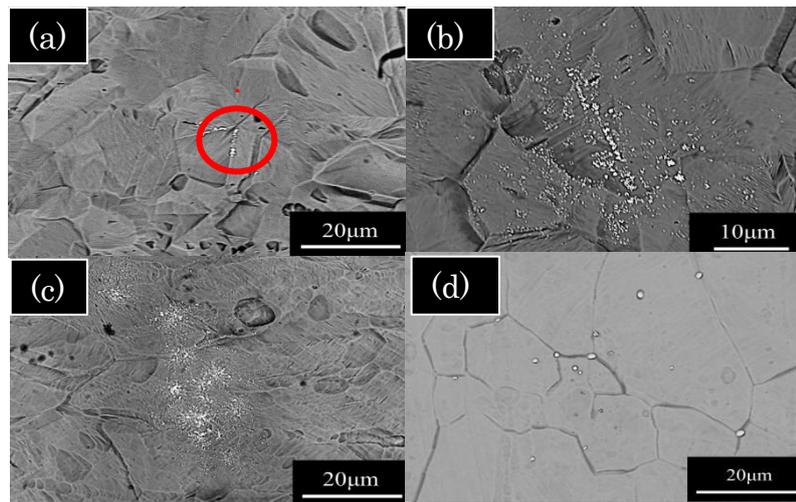


Fig.1 SEM images after HMPT of SUS304L. (a) as received, (b) 1 dpa irradiated, (c) 45% strained and (d) strained and irradiated.

4. まとめ

本研究は、銅イオン照射損傷を施したオーステナイト系ステンレス鋼 SUS304L 材及びアルミニウム合金 A7075-T6 材の 2 種類の構造材料について、水素を可視化する手法である水素マイクロプリント法 (HMPT) を用いて、材料表面から侵入及び放出される水素の挙動およびその水素のトラップサイトと照射損傷との関連を調査した。以下に得られた結果を要約して示す。

(1) 構造材料 (SUS304L 材、A7075-T6 材) の HMPT より、母材では、粒界析出物にトラップされた水素が粒界を通して放出され、照射損傷材では、銅イオン照射により、材料表面層の転位密度が増加し、転位ループやボイドを形成して、多量に水素が導入され、粒界のみならず粒内からも水素放出が確認された。

(2) 加工ひずみ材は、粒界のみならず粒内やすべり線上からも水素放出が確認され、ひずみ照射材は、加工ひずみの負荷によるすべり線に加えて、照射損傷により生じた材料表面層の転位密度の増大や、転位ループやボイド等の形成により、粒界や粒内から大きな銀粒子が検出され、多くの水素放出が起こった。

以上の結果から、構造材料が照射損傷と加工変形を同時に受けた場合には、多量の水素が導入および放出されることが明らかとなった。この多量の水素侵入は、構造材料の応力腐食割れや活性経路割れ等を生じさせるため、プラズマグロー放電等による水素除去熱処理が必要であると考えられた。

参考文献：1-2)和田,車田,他,茨城講演会講演論文集,(2015,2016),133-134, 101-102.

核融合炉用 SiC 材料の水素同位体及びヘリウム照射効果

琉球大学教育学部 岩切宏友, 野原翔
量子科学技術研究開発機構 渡辺淑之
九州大学応用力学研究所 渡邊英雄, 吉田直亮

【研究の目的】

炭化ケイ素 (SiC) は核融合炉壁の材料として注目されている。最近の実験的研究により、高エネルギーの粒子線照射を受けた SiC において原因不明の体積膨張が生ずることが報告されている。これは、照射により形成される原子空孔や格子間原子などの点欠陥が集合化した欠陥集合体の周辺原子が電氣的反発などの影響で外向きに大きく歪むことに起因すると考えられているが、現状では機構論的な解明には至っていない。スエリングは、材料内に局所的な寸法変化や内部応力変化をもたらす、材料に深刻な影響を与える。従って、スエリング挙動の理解を得るためには、欠陥集合体の形成挙動を解明する必要がある。本研究では、第一原理計算と分子動力学計算を相互補完的に用いたマルチスケールモデリングという手法で、SiC 中の点欠陥構造を明らかにし、微細な点欠陥による膨張現象などのメカニズムを解明することを目的とする。

【研究方法】

本研究では、密度汎関数法に基づいた第一原理計算コードである SIESTA を使用した。SIESTA では各原子に帰属する実在波動関数を基底関数として用いており、格子欠陥周辺などの局所的な電子状態を知るための効果的手法である。計算条件としては、原子数 64~512 個のスーパーセルを対象とし、k 点サンプリングは $2 \times 2 \times 2$, $4 \times 4 \times 4$, 擬ポテンシャルのカットオフ半径を 200 Ry とした。

【研究結果および考察】

核融合反応の過程において、高エネルギーのガス原子が炉壁材料内に注入され、内部の格子欠陥等と相互作用を起こし、劣化を促進する可能性があることから、まず、SiC 結晶中での水素同位体の挙動や電子状態について計算を行ったところ、5つの安定サイトを導出した。エネルギー的に最安定だった Site-1 は Si を頂点とする 4 面体中心の T-site (T: Tetrahedron)。次に安定な Site-2 と Site-3 は近傍の C と結合した構造であるが Site-2 と Site-3 では、水素周囲の Si の配位が異なる。Site-4 は水素の両サイドに炭素が配位しており、水素と 2 個の炭素が形作る三角形の角度は 150 度である。Site-5 は C を頂点とする 4 面体中心の T-site である。次にこれらのサイトにおける水素の固溶エネルギー (真空中の H₂ 分子と比較したもの) を以下の式で求めた。

$$E_H^f = E_{tot(Mwith H)} - (E_M + E_H)$$

ここで、「 E_H^f 」は格子間水素の形成エネルギー、「 $E_{tot(Mwith H)}$ 」は水素を含めた系全体のエネルギー、「 E_M 」は完全結晶(SiC)のエネルギー、そして「 E_H 」は水素単体のエネルギーを表している。

5つの固溶エネルギーを比較すると Site-1 は 2.56eV, Site-2 は 2.87eV, Site-3 は 2.89eV, Site-4 は 3.02eV, Site-5 は 3.24eV であり、固溶エネルギーは最低でも 2.56 eV と正の値であるため、SiC が水

素に対して吸熱型の材料であり、水素は SiC 結晶中に固溶しにくいことが明らかになった。一方で、鉄中における水素の固溶エネルギーは 0.25~0.30eV 程度であり、その他既知の金属材料において、もっとも固溶エネルギーの高いタングステンでも 1.10 eV であるため、SiC がかなり水素を固溶しにくい材料であることがわかる。

SiC 中において水素がどのように保持されているかを定性的に評価するために、Mulliken Population 解析法を用いて、それぞれサイト内の原子と水素との電子的な相互関係を調べた。Site-1 の解析結果を見ると、Si が正に帯電しており、H も正に帯電している。このことから電荷による、Si と H のイオン結合性は見られない。overlap population を調べ、共有結合の度合いを判別すると、その値は 0.076 と小さく、最安定サイトでありながら、ほとんど共有結合性は見られない。これは、Site-1 の固溶エネルギー 2.56 eV 値が 5 つのサイトのなかでは最低値であったものの、一般の金属と比べると高く、SiC は結晶内に水素が固溶しにくい材料だったためである。SiC の格子の隙間 Tsite の位置に存在し、周囲の原子と結合性を示さなかったことが不安定な状態であることを示している。したがって、水素が SiC 結晶内に存在するとエネルギー的に損するということが、固溶エネルギーの高さだけでなく、マリケン解析からも評価できる。

捕獲サイトに水素が捕獲されると周囲の原子が変異したり、電子状態が変化したりするように、隣接したサイトに水素が複数捕獲された場合は当然そのときのエネルギー状態も変化する。そのため隣接する格子間サイトに水素が複数存在する場合、近接効果により結合力や反発力が生ずる。これを水素のペアリング効果という。格子間位置で隣接した 2 個の水素の組合せを考慮し、ペアリング効果に関する計算を行った。もっとも安定な状態は、site1+site4 (A) の T_{Si} サイトと CH ダンベルが近接して存在する状態であり、結合エネルギーは 2.06 eV~2.10 eV の範囲である。分子化していないにも関わらず強い結合力が作用しており、このペアリングの形で結晶中の水素が凝集していく可能性がある。また、site2+site4 (A) 等の結果より、SiC 中の T_{Si} サイト中において H₂ 分子の形成が生ずることが明らかとなった。マリケン解析で詳細を調査したところ、H の電荷が+0.168 であり、Si の電荷は+0.510 であった。Overlap population の値は、Si-H 間では 0.057、H-H 間では 0.433 となっており、水素同士の値は、真空中の水素分子の 0.428 と非常に近く、距離もペアリングでは、0.788~0.801 Å であり、水素分子は 0.741 Å と近い値となっている。この結果から Tsite 内で分子化したと判断できる。このときの H 同士の結合エネルギーは最安定状態の Tsite・CH ダンベルよりも僅かに低く、1.97 eV~2.04 eV である。この程度のエネルギー差であれば、双方のペアリング状態は共存すると考えられる。本研究では 2 個の水素の相互作用の計算にとどまっているが、今後は、さらに多くの (3 個以上の) 水素同士の相互作用についても計算を実施する必要がある。もし、水素の数が増えてもこれらの結合エネルギーの値が大きければ、水素は材料内で水素の集合体として蓄積していき、水素ガスの気泡を形成する可能性もある。その場合、マクロ的欠陥へと成長して材料を膨張させる可能性がある。

(成果発表)

- 野原翔, 「物理教育高度化のための計算機シミュレーション ~固体材料中におけるガス原子の存在状態~」, 2018 年 琉球大学大学院教育学研究科, 修士論文

電子ビーム照射による材料表面の高エネルギー密度入射損耗開始閾値の評価（第5報） 極限状態材料の損耗破壊監視計測法の確立を目指して

応用ながれ研究所、レーザー技術総合研究所

糟谷 紘一

概要

表記の課題に関連する、最近の共同研究結果について、下記の諸項目についてその概要を述べる。(1) 複合材料と厚さ計による損耗破壊監視計測法の設計と検討、(2) 関連分光分析のための計測器の整備と初期テスト、(3) 放射のアップコンバージョン法を利用する新しい計測法の予備試験、(4) 関連調査項目。

目的 応用力学研究所の電子ビーム熱負荷発生装置を用いて、諸材料表面を照射し、各種計測装置により、表面損耗量（喪失総質量）等を測定する。同時に、レーザー変位計等を用いて、3次元表面損耗状態を観測する。これらの結果を生かして、極限状態材料の損耗破壊監視計測法の確立を目指す。これらが本共同研究の最終目標である。本研究では、近く再開する電子ビーム照射のために、関連計測装置の準備と新規な方法の調査・提案を行った。

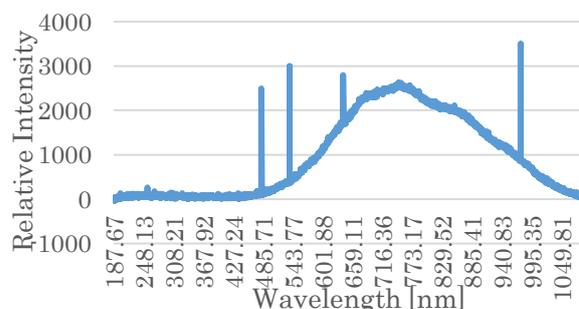
複合材料と厚さ計による損耗破壊監視計測法の設計と検討 極限状態に対向するタングステン箔と透明 SiC 薄板の組み合わせヘッド背後から、SiC 板の厚さを監視する方法については、厚さ計を新規に購入すれば実現可能であることが確認できた。但し、高低いずれの厚さ計を用意する場合にも、経費の工面ができるまで待つ必要があることが判った。

放射のアップコンバージョンと関連分光分析を含む、新しい計測法開発のための計測器の整備と予備実験結果 前項とは少々異なるアイデアとして、高温核融合炉壁等からの熱放射を測る方法として、アップコンバージョン法を利用する新規な方法を提案しているが、ここでは、複雑な放射やノイズの影

響を除いた、目的とする放射スペクトル領域に限定した有用な計測法開発のための準備結果を示す。

計測用検出ヘッド先端薄板の高温化で発生する近赤外光を、アップコンバージョンにより可視光に変換し、これを透明SiC越しに観測し、薄板そのものの温度を測りたい。もちろん、貫通と同時に外方向に出てくる内部からの電磁波そのものも検出できるから、アップコンバージョンしなくとも、これらを検出すれば、破壊の瞬間を検知できるから、一応は、大型装置の破壊に至る危険な状態は十分にモニターできる。これとは別に、破壊前後の検出ヘッド薄板の温度変化の・その場測定が、アップコンバージョン光の計測によりできることになれば、新しい方法論的成果が得られることになる。

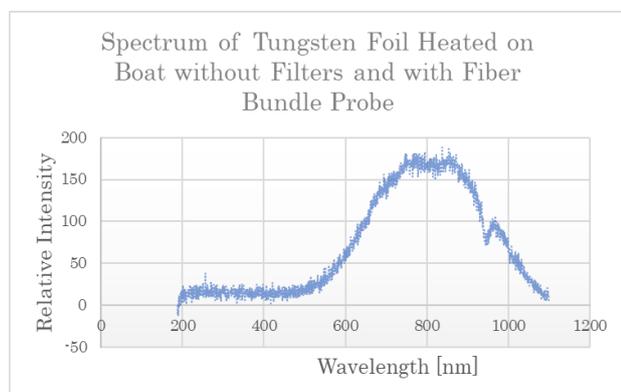
まず初めに、東京工業大学・ファインセラミックス研究所の小型真空蒸着装置(日本真空アルバック社)により、タングステン箔やアルミナ薄板を加熱し、応用ながれ研究所の既有溶融石英ファイバーと、九州大学・応用力学研究所の小型分光器(Ocean Optics 社・HR2000CG 高速ブロードバンド分光器)により、発光スペクトルを測定した。結果の1例を第1図に示す。図中の4本の縦線は、Sunstone Nanocrystals UCP 538, (Sigma-Aldrich社・



第1図 加熱タングステン表面からの放射スペクトル測定結果（旧・光ファイバーを使用）

No. 66698)の対応波長箇所、右から左に向かって、976nm (近赤外励起光)、誘起可視光 (642nm-赤、538nm-緑、483nm-紫)の位置を示す。

つぎに、同じ分光器による測定をより確実なものにするため、追加できる小物部品を整備した。関連購入品は、(1)反射/後方散乱測定用プローブファイバーバンドル、(2)バンドパスフィルター、(3)ロングパスフィルターである。また、アップコンバージョン光の強度分布を比較測定するために、Diode Module、5V Linear Supply、Laser Viewing Cardも購入した。これらを併用して、蒸着装置のタングステンボート上の加熱タングステン箔からの放射・分光測定した結果を第2図に示す。



第2図 加熱タングステン表面からの放射スペクトル測定結果 (新規購入部品併用装置を使用)

容易に入手できる市販のアップコンバージョン光発生用蛍光剤として、米国より、上記のUCP 538を用意しておいたが、サンプルの保存期間や保存状態の不適切さから、今回の光照射時には、カプセル内の溶媒が皆無になっていた。そこで、蒸留水を混ぜて超音波懸濁した後に、この薄層をタングステンとアルミナ薄板上に作成し、上記の蒸着装置タングステンボート上で加熱した。先と同様の発光・分光測定を試みたが、ノイズレベルを上回る強度の変換光は観測できなかった。蛍光剤の性能ダウンの可能性もあり、現在、その詳細理由を検討中である。

上記の蛍光剤は、主に生体内注入等を目的として販売されているものであり、本研究の目的に最も適しているかどうかは疑問である。以前から変換効率

の高い蛍光剤を探しており、中国産の製品に、粉体の蛍光剤があるのは知っていたが、購入可能な最少量が多過ぎ、かつその購入価格がかなり高いものしかなかった。ところが、ごく最近に、より少量で安価に入手できそうな製品が見つかったので、近くこれを試験してみる予定である。

元々、眼に見えない近赤外光を可視域に変換するのが目的であるから、サンプル照射箇所の特定や、本当に光変換できているかどうかをチェックする必要がある。そこで、先に用意したCPS980レーザーの980nm光をレーザー検出カードVRC4 (プラスチック基板使用)に当てて、アップコンバージョン光を、分光分析した。この場合は、かなり明るい可視光群を観測することができた。したがって、この検出カードと同類の蛍光剤を、タングステンやアルミナ薄板上に塗布すれば、目的とする光変換が可能となりそうなので、上記のVRC4特注品製作依頼の可能性検討と、中国産蛍光剤による試みを早急を実施する予定である。

関連調査項目 関連する興味深い研究項目を列举すると、大阪工業大学・田原研究室と群馬大学・舩津研究室の訪問などによるプラズマジェット装置利用に関する調査、蛾の眼の構造に習った光反射率低下・無反射コート層の本研究への応用、光増幅器等による微弱光の増幅応用等 である。

謝辞 この研究は、九州大学応用力学研究所との国内共同研究費 (分類番号29FP-26)の援助を受けて実施した。本研究を進めるにあたり、九州大学応用力学研究所 (徳永和俊准教授、糟谷直宏准教授)、東京工業大学フロンティア材料研究所・川路均教授、応用ながれ研究所 (糟谷恵子副代表)、核融合科学研究所の各位 などの方々にお世話になった。

参考資料 糟谷紘一ほか、九州大学応用力学研究所共同利用研究成果報告書、平成 28 年度 (第20号) pp.91-92, 2018.

2018/02/28 報告

大規模シミュレーションによる MHD 不安定性の 3 次元構造解析

核融合科学研究所 ヘリカル研究部 佐藤雅彦

大型ヘリカル装置(LHD)の MHD 特性及び輸送特性は、磁気軸のシフトに依存している。理論的には真空磁気軸をトーラス内側に寄せる(内寄せ配位)では、輸送特性は良いものの MHD 特性は悪い。しかしながら、近年の LHD 実験で達成されている、体積平均ベータ値が約 5%の高ベータプラズマは、内寄せ配位において実現されている。このような内寄せ LHD 配位では、プラズマ周辺部が常に磁気丘であり、理想 MHD モードが線形不安定である。しかしながら、MHD 不安定性はプラズマ周辺部にて局所的な圧力分布の平坦化を引き起こすものの、閉じ込め性能を大きく劣化させないため、高ベータプラズマが得られている。MHD モデルに基づいた非線形シミュレーション研究では、周辺部にて抵抗性バルーニングモードが最も不安定であり、異なるトロイダル数を持つ抵抗性バルーニングモード間のモードカップリングにより、巨視的な構造を持つ低次のトロイダルモードが励起され、この低次のトロイダルモード自身のモードカップリングにより、コア領域の圧力が著しく減少することを示してきた[1]。このように、これまでのところ、シミュレーションにより、LHD 実験結果を再現するに至っていない。このシミュレーションと実験の不一致の原因の一つとして、これまでのシミュレーション研究では、等方的な散逸モデルを用いてきたことが挙げられる。実際のプラズマでは磁力線に平行方向の散逸係数は、磁力線に垂直方向の散逸係数よりも非常に大きい。特に、バルーニングモードは図 1 に示すように、トーラス外側に局在化した構造をもつため、磁力線に平行方向の早い輸送により抑制される可能性がある。そこで本研究においては、高ベータ LHD プラズマでの抵抗性バルーニングモードに対する磁力線に平行方向の早い輸送の効果の影響について調べた[2]。

本研究では MIPS コードを用いた。MIPS コードは、MHD 方程式を円柱座標系のもとで、4 次精度の中心差分法を用いて離散化し、4 次精度のルンゲ・クッタ法を用いて時間積分を行なっている。これまでの研究においては等方的な散逸係数を仮定してきたが、ここでは、粘性係数及び熱伝導係数の異方性を考慮し、下記に示す方程式を用いた。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_m}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}), \\ \rho_m \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} &= -\rho_m (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{4}{3} \nabla [\nu \rho_m (\nabla \cdot \mathbf{u})] - \nabla \times (\nu \rho_m \nabla \times \mathbf{u}) \\ &\quad + \nu_{\parallel} \nabla \cdot [3\rho (\mathbf{b}\mathbf{b} - \frac{1}{3}\mathbf{I})(\mathbf{b}\mathbf{b} - \frac{1}{3}\mathbf{I}) : \nabla \mathbf{v}], \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{E}, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\nabla \cdot (p\mathbf{u}) - (\gamma - 1)p\nabla \cdot \mathbf{u} \\ &\quad + (\gamma - 1) \left[\nu \rho_m |\nabla \times \mathbf{u}|^2 + \frac{4}{3} \nu \rho_m (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 + \eta \mathbf{j} \cdot (\mathbf{j} - \mathbf{j}_{eq}) \right] + \chi_{\perp} \nabla^2 (p - p_{eq}) \\ &\quad + (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) \nabla \cdot [(\mathbf{b} \cdot \nabla p) \mathbf{b}] \\ \mathbf{E} &= -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \eta(\mathbf{j} - \mathbf{j}_{eq}), \\ \mathbf{j} &= \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \end{aligned}$$

ここで、 $\rho_m, \mathbf{v}, \mathbf{B}, \mathbf{E}, p, \mathbf{j}$ は、それぞれ密度、速度、磁場、電場、圧力、電流であり、下付きの eq は平衡量を表す。 μ_0 は真空の透磁率を表す。散逸係数である ν, χ, η は、それぞれ、粘性係数、熱

伝導係数、抵抗であり、散逸は摂動成分のみに対して働く。粘性係数及び熱伝導係数に対しては異方性を考慮し、下付き \parallel 及び \perp は、磁力線に平行方向、垂直方向を表している。ヘリカル磁場に対する新古典輸送理論に基づいて磁力線方向の粘性係数及び熱伝導係数を評価すると、本研究が対象とするプラズマはプラトー領域に対応し、 $\nu_{\parallel}=0.5v_aR_0$ 、 $\chi_{\parallel}=20v_aR_0$ と評価することができる。ここで、 v_a 、 R_0 はアルフヴェン速度、プラズマ大半径である。本研究においては、数値計算の負荷の問題から、実験値に対応した値よりもやや小さい値である、 $\nu_{\parallel}=0.1v_aR_0$ 、 $\chi_{\parallel}=10v_aR_0$ を用いて計算を行なった。磁力線に垂直方向の粘性係数及び熱伝導係数はそれぞれ $\nu_{\perp}=\chi_{\perp}=10^7$ を仮定した。MHD 平衡は磁気面を仮定しない平衡コードである HINT コードにより構築し、中心ベータ値は 7.5%を仮定した。MIPS コードでは有限差分法を用いているため、個々の固有モードの成長率、固有関数を評価するためには、磁気座標系上でフーリエモード展開し、固有モードの分離を行う必要がある。本論文では、Boozer 座標系を用いてモード展開を行っている。

図 2 では、 $n=10$ の抵抗性バルーニングモードの線形成長率の散逸係数依存性を示している。ここで n はトロイダルモード数である。磁気レイノルズ数 S が $S=10^5$ の時、 ν_{\parallel} 、 χ_{\parallel} が大きくなると線形成長率が減少していることから、磁力線に平行方向の早い輸送がバルーニングモードに対して安定化効果があることがわかる。 ν_{\parallel} 、 χ_{\parallel} の効果をそれぞれ比較すると、 χ_{\parallel} の効果の方が強く、 $(\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}, \chi_{\parallel}/\chi_{\perp})=(1, 10^8)$ と $(\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}, \chi_{\parallel}/\chi_{\perp})=(10^6, 10^8)$ の結果に大きな差はない。抵抗性バルーニングモードであるため、散逸係数が等方的な場合、 S が大きくなると線形成長率は $S^{-1/3}$ にしたがって減少する。 $S=10^5$ 及び $S=10^6$ での ν_{\parallel} による安定化効果を比較すると、 $S=10^6$ の方が安定化効果が大きくなっていることがわかる。ここでは $S=10^6$ に対する χ_{\parallel} を大きくした計算を行っていないが、 $S=10^5$ の結果から類推すると、 $(\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}, \chi_{\parallel}/\chi_{\perp})=(10^6, 1)$ で得られた線形成長率よりもさらに小さな線形成長率が得られるものと考えられる。今後は、熱伝導係数の異方性を考慮した高磁気レイノルズ数領域での線形成長率の評価、及び、非線形発展の様子について調べる予定である。

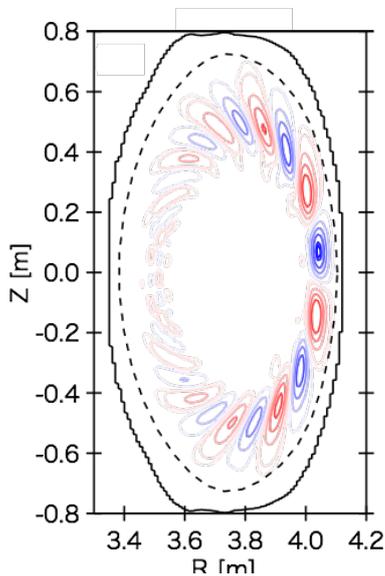


図 1. 縦長断面での抵抗性バルーニングモードの摂動圧力の等高線図。赤は正、青は負の振幅に対応している。

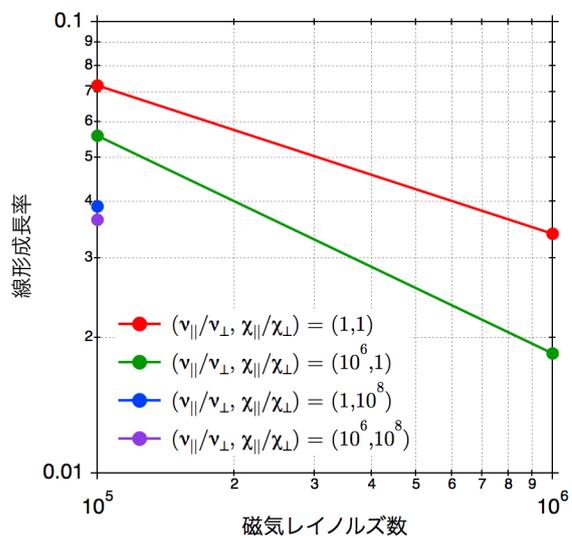


図 2. 抵抗性バルーニングモードの線形成長率の散逸係数依存性。

[1] M. Sato et al, Nuclear Fusion 57 (2017) 126023.

[2] M. Sato et al, "21st International Stellarator – Heliotoron Workshop, 2017 年 10 月 2 日～6 日.

タングステンにおける複合イオン照射下の欠陥形成と水素同位体滞留ダイナミクス

静岡大学大学院理学領域 大矢恭久

【目的】

核融合炉プラズマ対向材料であるタングステン (W) には、炉運転中に中性子や水素同位体、ヘリウム (He) などの高エネルギー粒子に曝され、水素同位体捕捉サイトとなる欠陥が導入されるとともに、He バブルが形成される。実炉環境下での水素同位体ダイナミクスを理解するため、照射欠陥および He バブル形成過程が水素同位体滞留挙動へ及ぼす影響を明らかにすることが重要である。さらに、実炉の運転環境下では、W は水素同位体と He に高温で長時間照射される。そのため、本研究では照射温度を制御して He と水素同位体を同時照射した W に対し、九州大学応用力学研究所の透過電子顕微鏡 (TEM) を用いて照射欠陥および He バブルの挙動の観察を行った。また、He の滞留挙動を昇温脱離法 (TDS) およびグロー放電分析法 (GD-OES) によって評価することで、実機環境で He 滞留挙動に及ぼす照射欠陥および He バブルの影響を明らかにした。

【実験】

試料としてアライドマテリアル社製歪取加工多結晶 W (10 mm^φ, 0.5 mm^l) を用いた。高真空下 (<10⁻⁶ Pa)、1173 K で 30 分間加熱処理することで不純物除去を行った。この試料に対して静岡大学の 3 種イオン同時照射装置を用いて、3keV He⁺-1 keV H₂⁺同時照射を行った。He フラックス 1.0×10¹⁸ He m⁻²s⁻¹、H フラックス 1.0×10¹⁸ H m⁻²s⁻¹にて、He フルエンス 1.0×10²² He m⁻²、H フルエンス 1.0×10²² H m⁻²まで同時照射を行った。照射温度は、室温、573K および 873 K である。その後、照射した試料を九州大学応用力学研究所にて TEM 観察を行った。また、室温同時照射した試料に対して、873K および 1073K にて 30 分アニーリングすることで、照射欠陥、He バブルの成長、および回復挙動を観察する。また、高温同時照射下での He 挙動を理解するために、核融合科学研究所および富山大学水素同位体科学研究センターにて、HT-TDS および GD-OES 測定を行った。

【結果・考察】

図 1 に同時照射した W 表面の TEM 観察結果を示す。室温照射した試料に多くの He バブルと転位ループが見られた。室温照射した W を 873 K にて加熱すると、バブルが成長すると共に、転位ループのサイズも大きくなると共に、転位ループの数が減少した。先行研究[1]の結果により、He TDS スペクトルからこの温度領域では大きく He 放出ピークが存在する。このことから、900 K にて He による転位ループが集合することが確認できた。また、照射した W を 1073 K に加熱すると、TEM 写真に白い円形の構造が見られる。この原因は熱により、試料表面にてブリスターが形成されているためであると考えられる。一方で大きくなった転位ループがまた観察

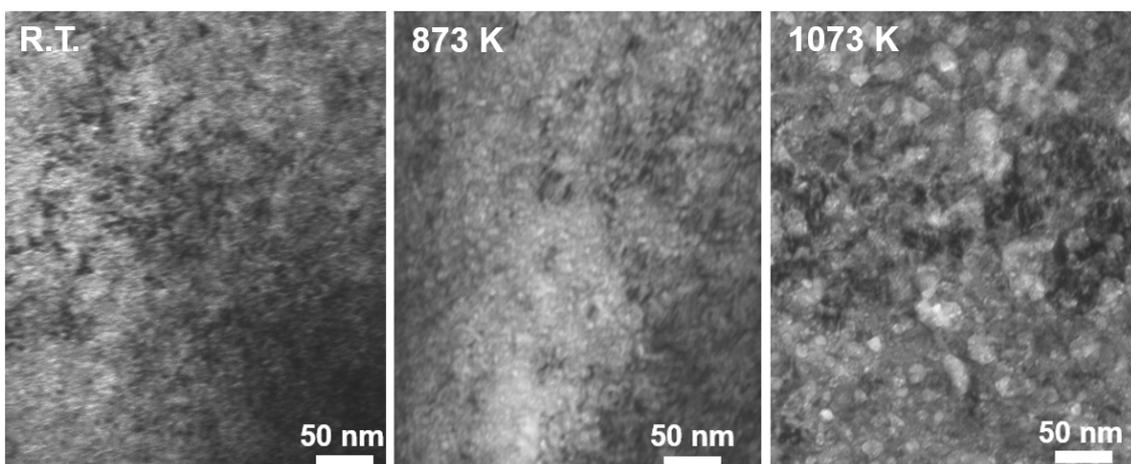


図 1 室温 He-H 同時照射した W 表面の TEM 観察結果

された。このことから、He により転位ループのような欠陥は安定化され、高温でも回復しないことが確かめられた。

図 2 に 873K にて高温同時照射した W 試料の TEM 観察結果を示す。左図に直径 40 nm 程の He バブルが見られた。同じ温度にてアニーリングした W に比べて、He バブルが顕著に成長することが示唆された。右図の同一試料のほかの箇所を撮影した写真をからも、ブリストアも形成していることがあきらかとなった。その原因のひとつに高温照射の時間が 1000s とアニーリング時間より長いため、熱により He バブルやブリストアなどがよく成長するしたことが挙げられる。

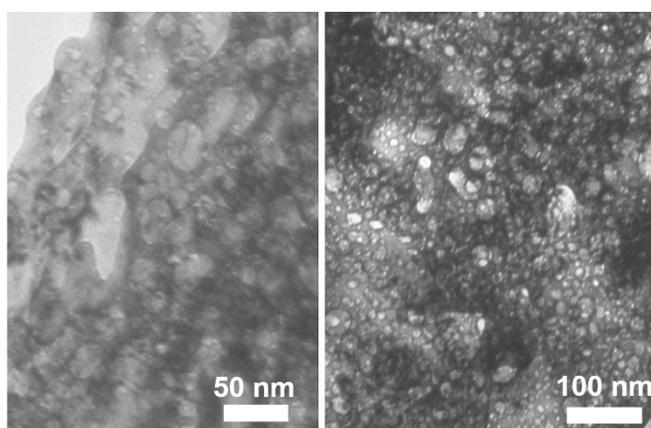


図 2 873 K にて同時照射した W 表面の TEM 観察結果

図 3 に He 単独照射および同時照射した W 中の He 深さ分布を示す。左図に室温および 873K

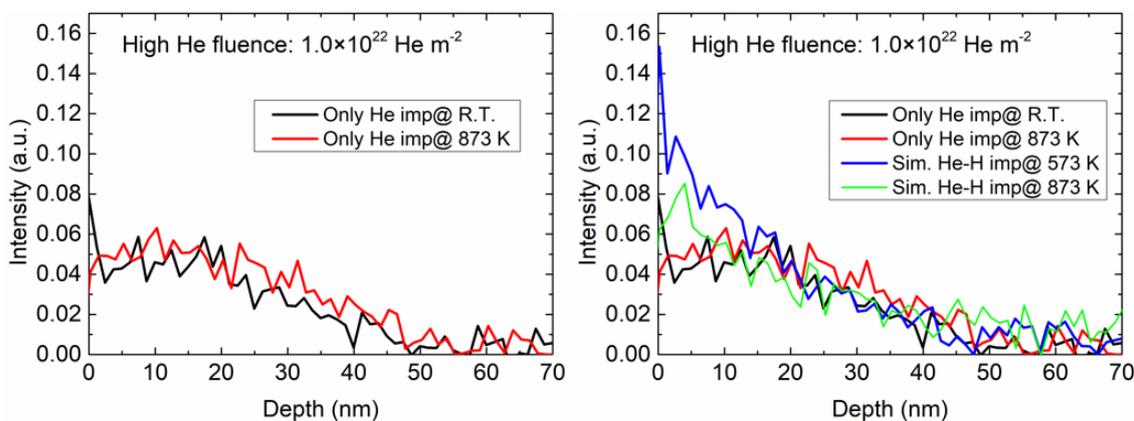


図 3 GD-OES 測定による W 中の He 深さ分布

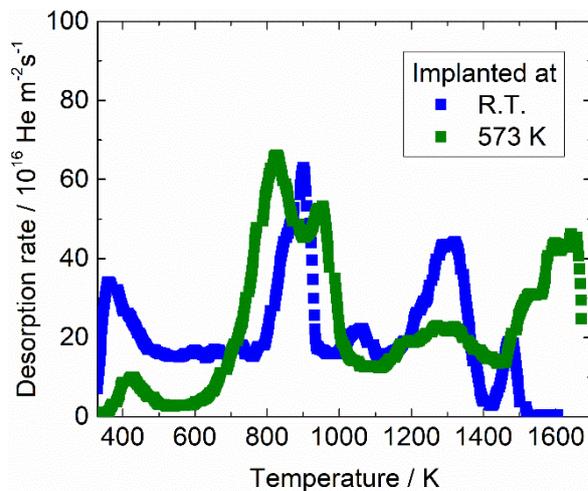


図4 高温照射および室温 He-H 同時照射した W による He TDS スペクトル

にて He 単独照射した W 試料中の He 深さ分布を示す。He 単独照射の際に W 表面の He が減少していることから、He がバルクに拡散したと考えられる。右図に示した 573 K での He-H 同時照射の結果に注目すると、水素による影響がはっきりと見られた。573 K 同時照射の際に、1 keV 水素により He が W 表面によく捕捉されたと考えられる。図 4 に 573 K で He 照射した際の He TDS スペクトルを示した。室温照射と同様に 900 K にて放出ピークがあり、また 1500 K 付近で He 放出が始まった。そこで、水素の影響により He は転位ループおよび He バブルとして滞留し

た。図 3 の 873 K にて高温同時照射を行った W 試料の GD-OES 測定結果から、室温照射より W 表面の He は多い。以上のことから、将来の核融合炉環境（ダイバーに温度が 873 K 以上で長時間放電）を考えると、水素による He 滞留への影響を考慮しなくてはならないと結論づけられる。

参考文献

- [1] Q.Zhou, et al., J. Nucl. Mater.502(2018)289.

プラズマ乱流現象に関する可視化手法および卓上簡易再現装置の開発

有明工業高等専門学校・一般教育科 竹内伯夫

【研究目的】

ライトフィールドカメラを用いてプラズマの乱流現象を容易に可視化し、卓上装置で再現することを最終目的とし、本年度はまずは画像からプラズマの位置を特定するプログラムを作成する。

【ライトフィールドカメラの原理】

ライトフィールドカメラの特徴は、通常のカメラと異なり、写真を撮影した後にピントを合わせなおすことができることである。同一の写真に対してピント位置を変えた画像2枚を図1に示す。



図1 ピント位置を変えた写真

(a) ピントが奥の場合 (b) ピントが手前の場合

ライトフィールドカメラの構造は、通常のカメラのセンサーが存在する場所にマイクロレンズが取り付けられており、さらにマイクロレンズの後方にセンサーが配置されている。つまり、マイクロレンズの一部分に集まった光が、複数のセン

サーに入る仕組みとなっている^[1]。また、ライトフィールドカメラの解像度は、マイクロレンズの数とセンサーの数で算出される。例えば1つのマイクロレンズの後のセンサーの数を1マイクロレンズあたり100個とすると、2000万画素のカメラのセンサーを使った場合、1/100の20万画素となる。1回の撮影で多大な処理を行うため現状では連続撮影が難しい性質がある。ただし、近い将来解像度の問題を何らかの方法で解消することが可能となれば、ライトフィールドカメラはさまざまな分野で重宝されることが期待できる。

【解析手法】

プラズマの位置を特定するために、画像の最も明るい点の座標を読み取るプログラムを制作する。その際、初心者が簡単にプログラムを書きやすい点、画像処理が容易で、グラフィックに特化している点から JAVA 系の言語（ソフトウェア）「Processing」を用いた。

本プログラムにおいて、プラズマを認識するために画像をグレースケールに変換した後、画像の明るい点を座標で見つるアルゴリズムを採用した。図2にプログラムの流れ、図3にプログラムを示した。

- ① 画像全体を調べる
- ② 画素から色情報を入手する
- ③ 色情報をグレースケールに変換する
- ④ 最も明るい色情報を記憶する
- ⑤ ①～③を再び実行する
- ⑥ 最も明るい点の座標を出力する

図2 プログラムの流れ

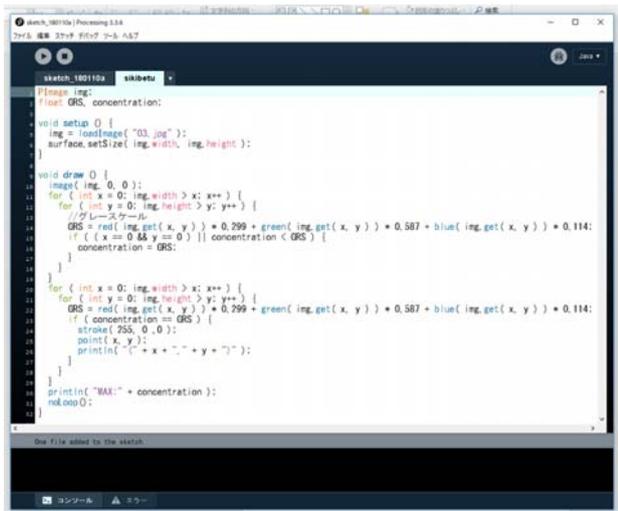


図3 プログラム

【実行結果】

サンプルとして煙の画像を用いてプログラムを実行した。実行結果を図4に示す。赤い点が最も明るい点を示している。黒い画面（コンソール）に最も明るい点の座標と明るさの最大値を表示している。

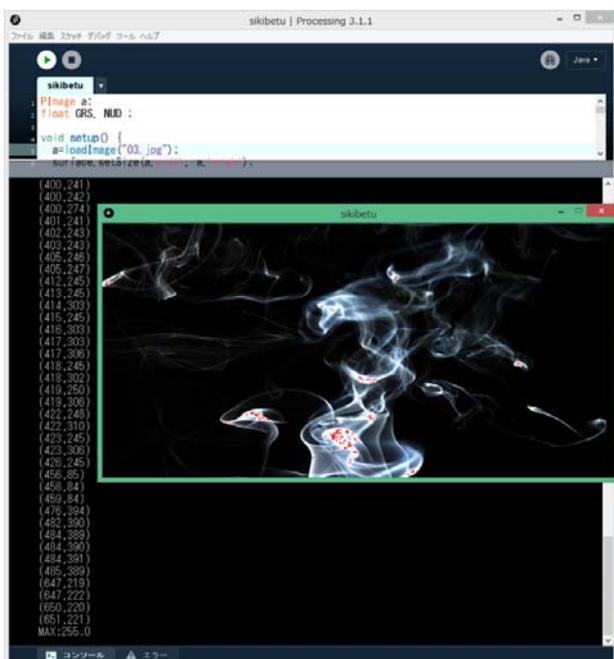


図4 実行結果

【まとめと今後の予定】

今回のプログラムにおいて1枚の画像をグレースケール変換し、最も明度の高い値を探し出し

その座標を全て抽出するプログラムの制作に成功した。まだ写真1枚のみしか判定できない段階であり、現在はプラズマ乱流装置のプラズマ写真（図5）を複数用いてそれぞれ色情報を抽出して3次元表示するプログラムを作成している。

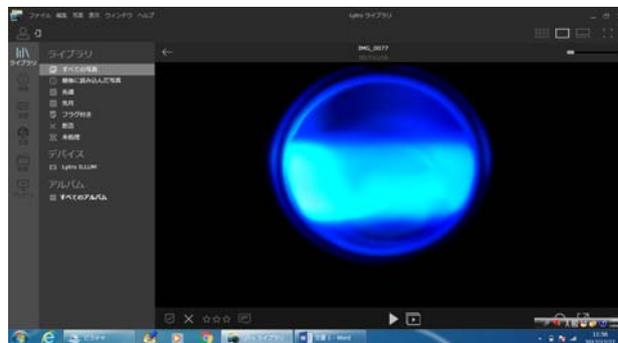


図5 プラズマ乱流装置のプラズマ画像

今後は、ライトフィールドカメラのピント調整機能を用いることで、プラズマの集団運動を立体的に表現できるように、また、ライトフィールドカメラによって連続撮影されたプラズマの画像をリアルタイムで画像処理および識別できるプログラムに改良していく。平行して今年度実現できなかったプラズマの卓上簡易再現装置の開発を継続する。

【研究体制】

- ・代表者 有明高専 一般教育科 竹内 伯夫
- ・協力者 有明高専 一般教育科 鮫島 朋子
有明高専 教育研究技術支援センター
森田 恵一
- ・世話人 九州大学 応用力学研究所 稲垣 滋

【謝辞】

一緒に研究を実施した有明高専電気工学科3年の宇都隆史氏、鳴海裕太氏、西村勇輝氏、電子情報工学科3年の田尻和樹氏に感謝申し上げます。

【参考文献】

- [1] 「ライトフィールドカメラの原理」
https://www.photosepia.co.jp/light_field_camera.html

長時間放電におけるタングステン壁排気の物理素過程の解明と制御

九州大学応用力学研究所 中村一男

目的：QUEST および LHD における長時間放電を支配する壁排気について、タングステンに特化してその物理過程の解明と制御を目的とする。LHD におけるヘリウム長時間放電では、Phase 1 において高い正の排気率を示し、Phase 2 において負の排気率に転じ、Phase 3 において再び正の排気率が復活する。壁飽和と堆積層で解釈されている。QUEST における水素長時間放電では、Phase 1 において高い正の排気率を示し、粒子供給は時間とともに減少する。Phase 2 において粒子供給は停止したり再開したりを繰り返す。Phase 3 において粒子供給は全く行われなくなり、 H_α 一定制御不可となる。高温壁における APS-W の壁排気で解釈されている。本共同利用研究では、APS-W の壁排気の物理素過程を解明するとともに、その制御の方法の探索を目的とする。

序論：タングステン (W) は高融点、高熱伝導度、低熱膨張率、高質量密度を有する耐熱材料である。Wコーティングは核融合炉における冷却配管、熱シールドなどの表面特性の改善に利用される。Wコーティングの技術として APS (Atmospheric Pressure Spray) と VPS (Vacuum Plasma Spray) がある [1]。溶射Wの壁排気の物理素過程を解明するには、溶射過程の解明、溶射Wの特性評価が必要である。溶射Wの熱的特性評価として、電子ビームを熱源とした熱負荷装置を用いた熱負荷実験、市販ソフトウェア ANSYS を用いた熱解析が共同利用研究でなされている [2]。熱解析のための有限要素法を用いた ANSYS に習熟するため、熱シールドではなく磁気シールドの解析を実施したので、その方法と結果について報告する。

計算方法：熱シールドと同様に磁気シールドについても偏微分方程式で記述されるので、有限要素法を用いて解析可能である。磁気シールドに関する偏微分方程式はマクスウェル方程式であるが、定常磁気シールドの場合は、磁気ポテンシャルに関するラプラス方程式となる。そのスカラーポテンシャルは解析関数となる。円形断面磁気シールドの磁気ポテンシャルは解析的に解くことができるので、その等角写像により楕円断面磁気シールドの磁気ポテンシャルを解析的に求めることが可能である。

図 1 に示す 2 重円筒に垂直磁場を印加した場合の磁気ポテンシャルは次の複素関数の実部となる。

$$\phi_r(z_1) = jH_0 \left[z_1 - \frac{\mu_r(\mu_r + 1)b^2(b^2 - a^2) - (\mu_r - 1)c^2(b^2 + a^2)}{-\mu_r(\mu_r - 1)c^2(b^2 - a^2) - (\mu_r + 1)b^2(b^2 + a^2)} \right] c^2 / D / z_1$$

$$\phi_o(z_1) = jH_0 \left[\frac{2\{\mu_r(b^2 - a^2) + (b^2 + a^2)\} / D * z_1}{+ 2b^2 \{-\mu_r(b^2 - a^2) + (b^2 + a^2)\} / D / z_1} \right] c^2$$

$$\phi_i(z_1) = jH_0 [4\mu_r b^2 \{z_1 + a^2 / z_1\} / D] c^2$$

$$D = -\mu_r(\mu_r - 1)b^2(b^2 - a^2) + (\mu_r + 1)c^2(b^2 + a^2) + \mu_r(\mu_r + 1)c^2(b^2 - a^2) + (\mu_r - 1)b^2(b^2 + a^2)$$

但し、中心側から順に円の半径は a, b, c であり、比透磁率は

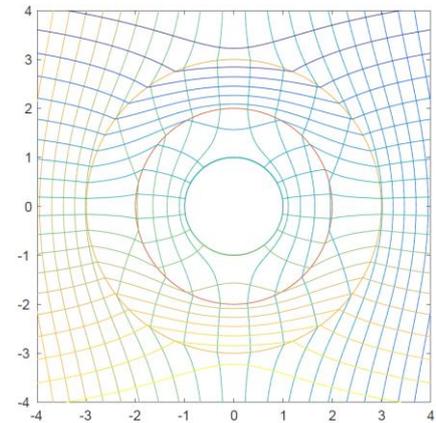


図 1. 水平磁場中における磁気面 (磁力線) および等磁気ポテンシャル面

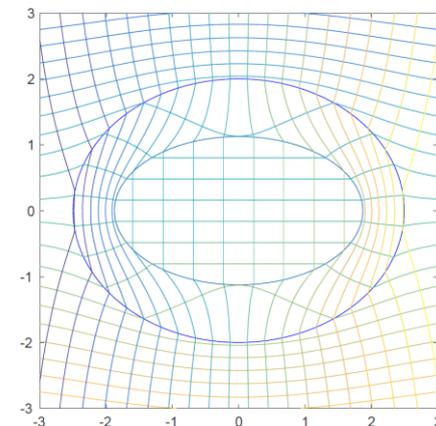


図 2. 垂直磁場中における磁気面 (磁力線) および等磁気ポテンシャル面

$\infty, 1, \mu_r, 1$ である。 z_1 平面から z 平面へ次の等角写像を行う[3]。

$$z = \frac{f}{2} \left(\frac{z_1 + \frac{a}{z_1}}{\frac{a}{z_1} + z_1} \right)$$

この写像により、中心の円柱は x 軸上の線分に写像され、2重円筒は1重横長楕円筒に写像される(図2)。垂直磁場中における横長楕円筒の磁気シールド係数は次式となる。

$$\frac{B_y(\infty, \theta)}{B_y(r, \theta)} = \frac{2D}{8\mu_r b^2 c^2} = \frac{\left\{ -\mu_r(\mu_r - 1)(m+n)^3 n + (\mu_r + 1)(m_o + n_o)^2(m+n)m \right\}}{\left\{ +\mu_r(\mu_r + 1)(m_o + n_o)^2(m+n)n + (\mu_r - 1)(m+n)^3 m \right\}} / \left\{ 2\mu_r(m+n)^2(m_o + n_o)^2 \right\}$$

但し、 m, n は楕円の内側長半径、短半径であり、 m_o, n_o は外側長半径、短半径である。同様に、水平磁場中における横長楕円筒の磁気シールド係数は次式となる。

$$\frac{B_x(\infty, \theta)}{B_x(r, \theta)} = \frac{2D}{8\mu_r b^2 c^2} = \frac{\left\{ \mu_r(\mu_r - 1)(m+n)^3 n - (\mu_r + 1)(m_o + n_o)^2(m+n)m \right\}}{\left\{ -\mu_r(\mu_r + 1)(m_o + n_o)^2(m+n)n - (\mu_r - 1)(m+n)^3 m \right\}} / \left\{ 2\mu_r(m+n)^2(m_o + n_o)^2 \right\}$$

計算結果：解析的に求めた磁気シールド係数の楕円度（縦横比）依存性を図3に示す。ANSYS を用いて計算した磁気シールド係数のアスペクト比（縦横比）依存性を図4に示す。図3における青実線は図4における”Aspect ratio<1”に相当する。

考察：ANSYS を用いて計算する場合は、楕円筒の軸方向の並進対称性を考慮して、ベクトルポテンシャル A_z を用い、外部磁場は電流源を用いて印加したため、理想的な一様磁場にはならず、解析解と数値解の間に誤差が生じた。図4に示すように矩形筒についても磁気シールド係数の数値解を求めたが、解析解が存在しないため誤差の評価が困難である[4]。

[1] O. Kovarik, P. Hausild, J. Siegl, T. Chraska, J. Matejicek, Z. Pala, M. Boulos: The influence of substrate temperature on properties of APS and VPS W coatings, Surface & Coatings Technology 268 (2015) 7-14.

[2] K. Tokunaga, T. Hotta, K. Araki, Y. Miyamoto, T. Fujiwara, M. Hasegawa, K. Nakamura, A. Kurumada, M. Tokitani, S. Masuzaki, K. Ezato, S. Suzuki, M. Enoda, M. Akiba: Thermomechanical Behavior of Plasma Spray Tungsten Coated Reduced-Activation Ferritic/Martensitic Steel, Journal of IAPS, Vol.24, No.2 (2016) 73-78.

[3] William R. Smythe: Static and Dynamic Electricity, McGraw-Hill Book Co. Inc. (1950).

[4] Y. Tanabe, K. Yamamoto: Shielding Factor for Magnetic Shield Tube with Rectangular Cross Section, T. IEE Japan, vol. 119-A, no. 11 (1999) 1368-1373.

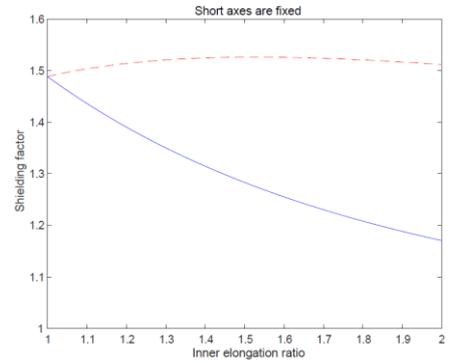


図3．解析的に求めた磁気シールド係数の内側縦横比依存性（内側、外側楕円の短半径は固定、 $\mu_r = 5$ ）青実線：垂直磁場、赤破線：水平磁場

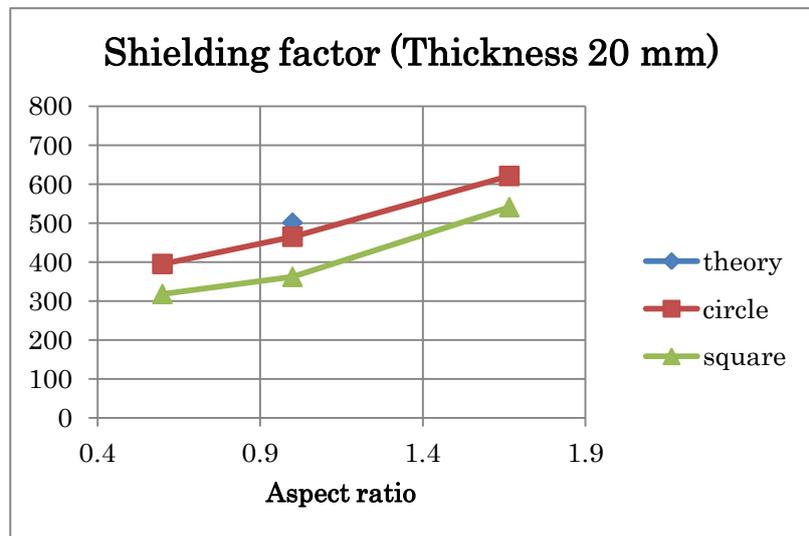


図4．ANSYS を用いて計算した垂直磁場中における磁気シールド係数のアスペクト比依存性（ $\mu_r = 100$ ）

オーステナイト系ステンレス鋼の照射特性評価

日立製作所 研究開発グループ 王昀

1. 目的

沸騰水型原子炉（BWR）の炉内構造材を適用対象として、耐食性、耐応力腐食割れ（SCC）性並びに耐照射性を向上した材料の開発に取り組んでいる。溶接熱影響部（HAZ）は、照射誘起応力腐食割れ（IASCC）の感受性が高いため、本材料開発の一環として、HAZの照射特性に及ぼす合金添加元素影響を明らかにすることを目的とし、オーステナイト系ステンレス鋼の基材に安定化元素を添加した開発材のHAZを対象に、ランダム粒界における照射誘起偏析（RIS）の定量評価を行った。

2. 開発材の化学成分

耐照射性への添加元素影響を明確化することを目的として、不純物安定化元素種及び安定化元素濃度を変化させた開発材を試作した。また、比較のため、現行材 SUS316L と市販の冷間圧延材 SUS310S を用意した。表 1 にこれらの開発材と比較材の目標化学組成を示す。

表 1 開発材の化学成分 (mass%)

照射試験	開発材	C	Si	Mn	P	S	Cu	Ni	Cr	Mo	V	Nb	Ta	Al	N	O	Base material
×	H23-1	0.014	0.49	0.93	0.025	0.002	0.27	19.09	25.20	<0.01	0.08	0.10	<0.01	0.041	0.019	0.003	SUS310S
○	H23-2	0.013	0.48	0.93	0.022	0.002	0.28	18.89	25.15	<0.01	0.08	0.15	<0.01	0.033	0.018	0.004	SUS310S
○	H23-3	0.013	0.52	0.93	0.025	0.001	0.29	14.30	17.57	2.2	0.07	<0.002	0.43	0.039	0.020	0.003	SUS316L
○	H23-4	0.013	0.49	0.93	0.022	0.002	0.28	18.94	25.03	<0.01	0.08	<0.002	0.21	0.047	0.021	0.004	SUS310S
○	H23-5	0.013	0.50	0.92	0.023	0.002	0.29	19.36	25.03	<0.01	0.08	<0.002	0.40	0.030	0.020	0.007	SUS310S
○	H23-6	0.013	0.51	0.93	0.024	0.001	0.28	21.52	20.94	2.2	0.08	0.00	0.41	0.047	0.019	0.004	γ相安定化
○	SUS310S	0.050	0.58	0.74	0.020	<0.001		19.22	25.41								
○	SUS316L	0.009	0.60	0.89	0.018	0.005		12.26	16.31	2.1							

3. 継ぎ手溶接試験片

溶接金属は、現行 SUS316L 製シュラウドの実機溶接部に適用した YS308L を用いた。BWR シュラウド溶接施工条件を参考して、TIG 溶接で継ぎ手溶接試験片を作製した。図 1 に継ぎ手溶接試験片の外観写真を示す。さらに、HAZ からφ3mm×0.2mm^Tの円盤試験片を作製して、照射試験に供した。

4. HAZ の照射誘起粒界偏析分析

照射量 3dpa の Fe²⁺イオンで照射した HAZ 試験片のランダム粒界を対象に、RIS 分析を実施した。RIS 分析は、収差補正走査・透過電子顕微鏡 (STEM) JEM-ARM200F に搭載されたエネルギー分散型 X 線 (EDX) 分析ユニットを用いて行った。分析位置は、最大照射損傷深さ 800 nm 近傍とした。分析の代表例として、試験片 H23-3 における粒界近傍の STEM の明視野と RIS 分析位置を図 2 に示す。

各試験片の HAZ における照射誘起粒界偏析の分析結果を図 3 にまとめた。SUS310S、H23-4 と H23-5 の結果からは、同じ Cr と Ni 量の試験片の場合、Ta 添加による RIS の低減効果が確認された。また、Nb を添加した H23-2 では RIS が発生した結果から、RIS 低減の観点からは 0.15%Nb より 0.4%Ta を添加した方が好ましい。一方、高 Cr 高 Ni に 0.4%Ta を添加した H23-6 は RIS が生じず、優れた照射特性が得られた。

5. まとめ

開発材の HAZ を対象に実施した照射誘起粒界偏析評価の結果、Ta 添加による RIS の低減効果が確認され、高 Cr 高 Ni ステンレス鋼に Ta を添加することにより、優れた照射特性を得ることが実証された。

6. 今後の課題と対応

今後は開発材の母材と HAZ の照射特性の違いを理解するため、転位ループサイズや密度分布と照射硬化との相関を検討する。また、添加した安定化元素 Ta や Nb などの分布を考察し、安定化元素による照射誘起粒界偏析の低減効果のメカニズムを明らかにする予定である。

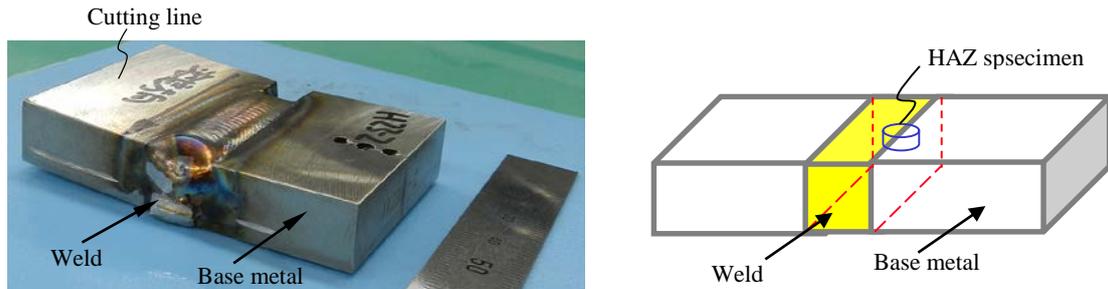


図1 継ぎ手溶接試験片の外観および照射試験片の作製位置

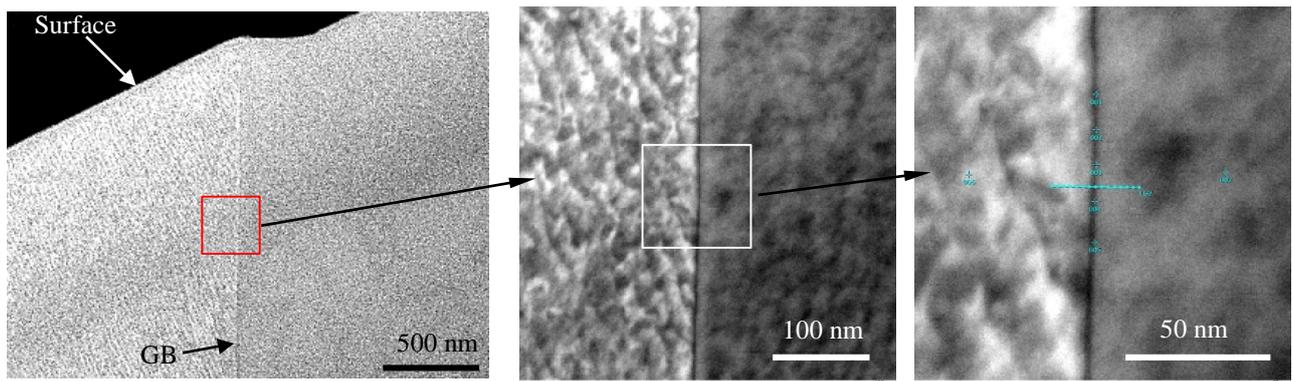


図2 試験片 H23-3 の HAZ における粒界付近の STEM の明視野

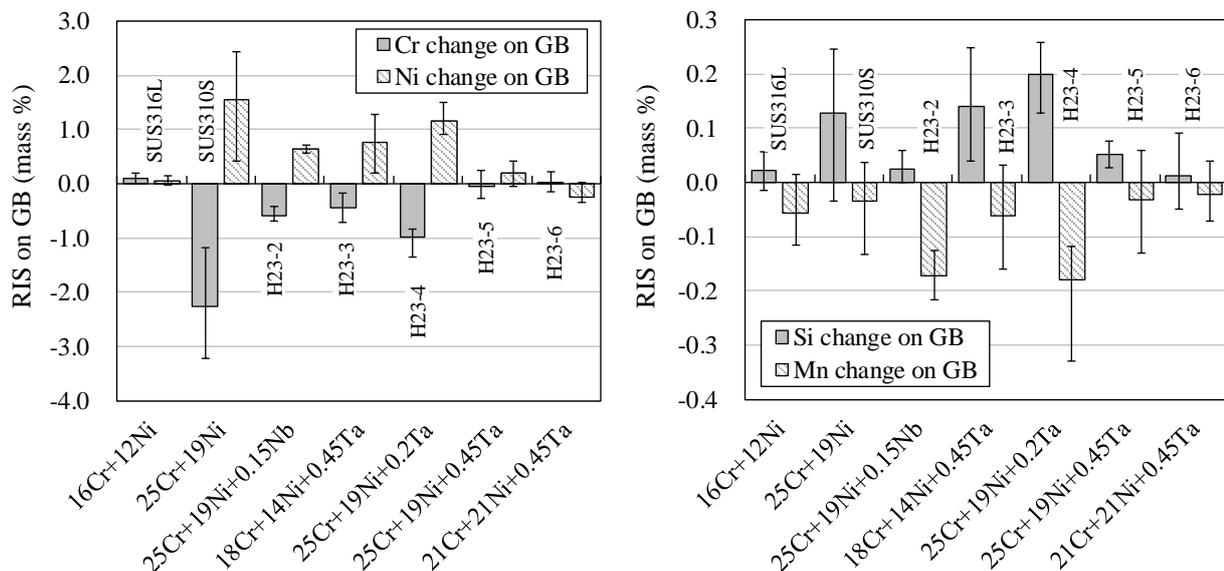


図3 HAZ における照射誘起粒界偏析の定量評価結果 (3dpa)

プラズマ乱流における非線形伝搬と、局地集中豪雨の統計解析への応用の研究

(Nonlinear Propagation Phenomena in Plasma Turbulence

and Its Application to Statistical Analysis of Localized Torrential Rainfall)

杉田 暁¹、佐々木 真²、荒川弘之³¹中部大学 中部高等学術研究所 国際GISセンター、²九州大学 応用力学研究所、³帝京大学

序論

近年、乱流プラズマに外部から擾乱を印加することにより、プラズマの強い応答が非線形・非局所的に伝搬することが、実験 [1]、及び非線形シミュレーション [2] で明らかにされた。この応答の非局所的かつ弾道的な伝搬過程は、広く自然科学、社会科学の分野において重要となる現象である。大気・海洋・土壌汚染に代表される環境問題や、伝染病の感染、各種災害時の正誤入り混じった情報など、リスクが相互に関連した事象や情報は、非線形的に、時空間的に波及・伝搬する特徴を有しているが、既存の古典的な拡散モデルでは記述できない現象であり、このような事象を理解し、共存し、持続可能な社会を構築することは、人類社会に課せられた大きな課題である。特に、平成26年8月に広島市を襲った豪雨に代表される、突発的な局地的大雨や集中豪雨、及びそれに伴う洪水・内水氾濫や、地すべり・土石流などの災害に、急激な状況変化への対応ができず、被害が生じる事例が増加している。近年整備されてきた、時空間に高分解能かつ国土全域を覆う気象データを利用して、局地的大雨や集中豪雨に関する知見を得、そのダイナミクスを理解することにより、減災に寄与することは重要である。

著者は、これまで核融合プラズマ乱流中で、乱流の塊（クランプ、ブロッブ）が非線形的に伝搬し、非拡散的な輸送を駆動する現象について非線形シミュレーションと統計的解析手法を用いて研究を行ってきた [3]。また、地理情報システム／デジタルアースを利用した防災に関する研究を行い、気象と自然災害の重要性に着目している [4]。これらの経緯から、気象、特に局所的な集中豪雨に関しての実証的な統計的定量化、及び非線形ダイナミクスの統計的手法による定式化の可能性があるため、今回の研究対象の情報として選択した。

方法

本研究で取り扱う気象データとして、気象庁・一般財団法人気象業務支援センターの配信する「高解像度降水ナウキャスト」を用いた。高解像度降水ナウキャストは、2014年8月7日から配信の始まった新しいデータで、5分間隔で配信される全国250mメッシュの格子データであり、そのサイズは、圧縮状態で1日あたり46GBにもなる大規模データである。全国20ヵ所のドップラーレーダー、気象庁・国交省・地方自治体の保有する全国10,000ヵ所の雨量計の観測データ、国交省XRAIN等を活用することで実現されている。本年は、この大規模データを用いて直近の降水状況についてWebGISでの可視化を行うとともに、過去の降水データについて、任意の時期・時間帯の降

水データを初等的な解析を行った上でハンドリングのよい形式で出力できるシステム構築を行った。

結果

まず、高解像度ナウキャストについて、大規模データの取扱い、局所的集中豪雨についての統計的定量化の基盤を構築するため、Web GIS 上での可視化を行った(図1)。過去のデータについては、閲覧、検索、解析を目的に2015年11月初頭より上記のデータ配信を受け、中部大学中部高等学術研究所国際GISセンターのデジタルアース・サーバに蓄積を行っており、一部をウェブ・サービスとして公開している[5]。

高解像度ナウキャストの大規模データについて、従来のシステムでは気象業務支援センターから配信を受けたデータの直近のものを可視化していたが、過去のデータについては別のストレージに圧縮効率のよいGRIB2形式で蓄積しているため、データのハンドリングが困難であった。そこで、任意の時期・時間帯のデータをハンドリングのよいGeoTIFF形式に変換し出力するシステムを構築し、デジタルアース・サーバに実装した(図2)。

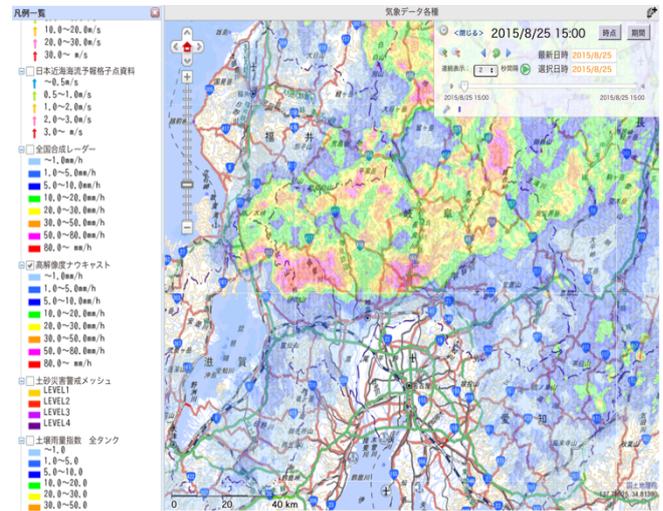


図1 高解像度降水ナウキャストのWeb GIS 上での可視化

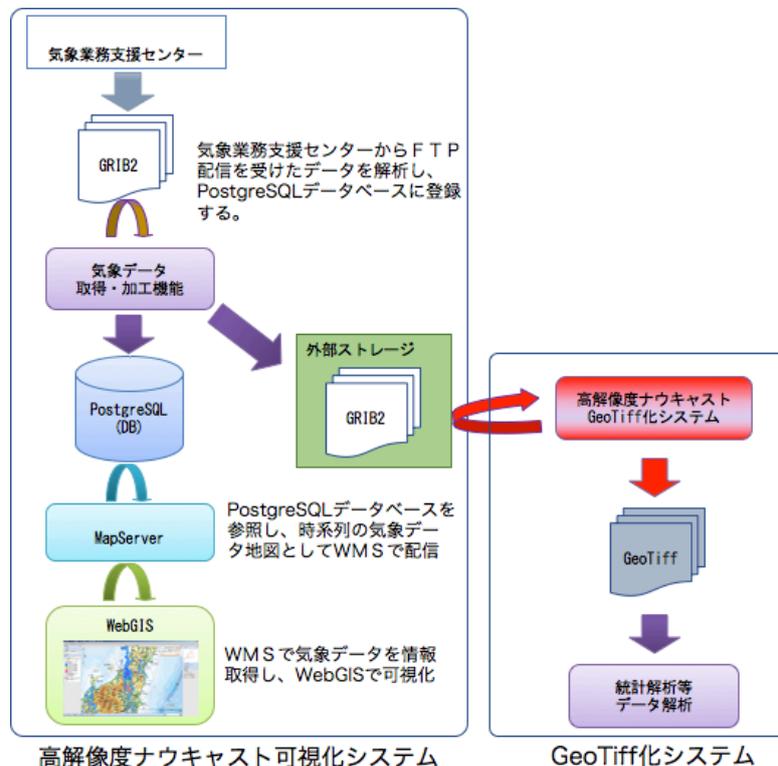


図2 実装したシステムの模式図

謝辞

本研究は、九州大学応用力学研究所平成28年度共同利用・共同研究 29FP-32、中部大学問題複合体を対象とする共同利用・共同研究 IDEAS201732、及び文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業 (S1201030) の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] S. Inagaki, et al., Nuclear Fusion 53 (2013) 113006.
- [2] N. Kasuya, et al., Plasma Phys. Contrl. Fusion 57 (2015) 044010.
- [3] S. Sugita, et al., Plasma Fusion Res. 9 (2014) 1203044.
- [4] S. Sugita, et al., 5th Digital Earth Summit (2014) and 6th Digital Earth Summit (2016).
- [5] <http://de08.digitalasia.chubu.ac.jp/map/index.jsp> (要ログイン)

中性粒子風由来のブロップの発生と輸送特性

中部大学中部高等学術研究所 杉田暁

九州大学応用力学研究所 小菅佑輔

目的

本研究の目的は、中性粒子風に由来する荷電分離およびブロップの生成・伝搬が発生する条件を数値実験により明らかにし、直線装置 PANTA による核融合周辺領域 (SoL 領域) の模擬実験の可能性を探ることにある。トロイダルプラズマを対象とした研究から、不均一磁場に由来する荷電分離とその結果生じるブロップの輸送特性が研究されている[1,2]。これはトロイダルプラズマに特有の磁場不均一性や曲率に由来する遠心力から生じる効果であるが、同様の効果が中性粒子流の効果を考慮することで得られることが報告されている[3]。本研究では、トロイダルプラズマを対象として申請者が開発したコードをベースに、中性粒子流を取り入れたモデルとの対応を明らかにし、直線装置でブロップの発生を許す中性粒子の密度や流速のパラメータサーベイを行うことを目的とする。

結果

今年度の研究では、中性粒子風由来ブロップモデルの導出を行い、数値コードが解いているトロイダルプラズマにおけるモデルとの比較をし、重要となる物理過程とパラメータを明らかにすることを目的とした。従来報告されている中性粒子風由来モデルに対して、磁場方向の電流、境界条件を精査し、ボームポテンシャルを導入することでより正確なモデルを導出した。

$$\frac{d}{dt} \rho_s^2 \nabla_{\perp}^2 \frac{e\varphi}{T_e} + \eta_n c_s \partial_x \ln n = \frac{c_s}{L_{\parallel}} \frac{e\varphi}{T_e}$$

$$\frac{d}{dt} n = \left(-1 + \frac{e\varphi}{T_e} \right) \frac{c_s}{L_{\parallel}} n$$

ここで、 e は電荷、 T_e は電子温度、 ρ_s は電子温度で評価したイオンラーマー半径、 c_s はイオン音速、 L_{\parallel} は平行方向の連結長、 n は電子密度、 d/dt は \mathbf{ExB} 速度に沿った微分である。中性粒子に由来するパラメータ η_n は

$$\eta_n = \left| \frac{v_{in} V_n}{\omega_{ci} c_s} \right| + \left| \frac{v_{en} V_n}{\omega_{ce} c_s} \right|$$

で与えられる。ここで $\omega_{ci,e}$ はイオン・電子サイクロトロン周波数、 $v_{in,en}$ はイオン/電子と中性粒子との衝突周波数、 V_n は中性粒子速度である。従来のモデル[1,2]では、ブロッブのダイナミクスは簡約化された流体モデルに基づいており、2次元渦度と圧力場を含めた方程式系となっている。ブロッブの駆動項は磁場曲率に由来する遠心力と圧力勾配の積からなる。その一方で、本モデルでは、時間発展を考える物理量は2次元渦度と密度であり本質的な違いはないが、駆動項が中性粒子パラメータ η_n に置き換わっている。この項は一方向に吹く中性粒子風からくる摩擦力に由来し、トロイダルプラズマにおける遠心力に変わる役割を果たす。中性粒子の効果を取り入れることで、直線プラズマにおいてもブロッブのダイナミクスを同一の方程式系で考察することがわかった。また、従来の中性粒子風由来ブロッブモデル[3]に対して、このモデルでは平行方向のシーラック電流、境界条件、ボームポテンシャルを取り入れており、トロイダルモデル[1,2]との対応がより明らかとなっている。これらの結果から、従来のトロイダルプラズマを対象として開発されたコードを、中性粒子が重要となる直線プラズマにおけるブロッブの解析に適用できることが示唆される。ブロッブが発生するための具体的なパラメータなどについては現在精査中である。磁力線方向波数がゼロに近い揺動も PANTA で観測されており[4]、交換型不安定性との比較が今後ますます重要となる。数値コードを整備することにより、直線装置 PANTA 実験との比較などをより迅速に進めることが可能となる。

参考文献：

- [1] D.A. D'Ippolito, et al., Phys. Plasmas 9 222 (2002)
- [2] S. Sugita, et al., J. Phys. Soc. Japan 79 044502 (2010)
- [3] S. I. Krasheninnikov and A.I. Smolyakov, Phys. Plasmas 10 3020 (2003)

成果論文：

- [4] 福田郁未、他7名、「直線磁化プラズマにおける軸方向不均一性の観測」プラズマカンファレンス、23p-20、2017.11.20-24 姫路

研究組織

代表者：杉田暁（中部大学）

所内世話人：小菅佑輔

複合照射環境下におけるタングステンの水素同位体吸蔵特性に関する研究

筑波大学数理物質系 坂本瑞樹

1. はじめに

高温のプラズマに晒される極限環境下における材料の表面状態は、照射損傷、スパッタリング、再堆積、バブル形成等の様々なプラズマ・壁相互作用 (PWI) 現象に起因して変化する。さらに核融合炉におけるプラズマ対向材料は、中性子、水素同位体、ヘリウムの複合照射環境下に置かれることになる。このような複合照射環境下における材料の水素吸蔵特性に関するデータは数少なく、今後データベースを構築していく必要がある。本研究では、低損耗、高融点、低水素吸蔵率という特長から核融合炉のプラズマ対向材料の最有力候補であるタングステン材料に注目した。中性子を模擬した重イオンによる表面改質及び重イオンとヘリウムや水素同位体の複合照射による材料の表面改質が水素吸蔵特性へ与える影響を明らかにすることを目指している。

2. 実験結果及び考察

本年度は加速器を用いた重イオンと軽イオンの複合照射のための予備実験として、銅イオン照射とヘリウムイオン照射の各々が重水素吸蔵特性に与える影響について調査した。銅イオン照射効果に関しては、再結晶タングステン試料に 2.4MeV の Cu^{2+} イオンを照射した後、その試料に小型プラズマ生成装置 APSEDAS (筑波大学) を用いて低エネルギー・高フラックスの重水素プラズマを照射し、昇温脱離ガス測定から水素同位体吸蔵特性を評価した。本研究で用いた試料は、2000°C で 1 時間焼鈍した再結晶タングステン (10mm × 10mm × 1mm) である。結晶粒径は 10~50 μm 程度であり、表面は鏡面研磨されている。再結晶タングステンを用いる理由は、材料中の潜在的な欠陥の影響を極力減らし、重イオン照射の影響を見やすくするためである。

小型プラズマ生成装置 APSEDAS における重水素プラズマの電子温度と電子密度はそれぞれ約 10 eV と約 $2.8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ である。フラックスは約 $3.7 \times 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ であり、フルエンスが $2.0 \times 10^{25} \text{ m}^{-2}$ までプラズマ照射した。プラズマの空間電位は約 30V であり、接地電位の試料に入射する重水素イオンのエネルギーは 30eV と考えられる。放射温度計で測定した照射中の試料表面温度は約 480K であった。プラズマ照射後に試料を昇温脱離装置に移し、十分に真空排気を行った後に、1K/s の昇温速度で 1173K まで加熱して重水素の昇温脱離特性を調べた。銅イオン照射された再結晶タングステン試料からの重水素の昇温脱離スペクトルには、銅イオン未照射試料にはない高温側の脱離ピークが新たに出現することが分かった。これまでの研究から、高温側の新しい脱離ピークは、銅イオン照射によって形成された nano-void と vacancy cluster の重水素捕捉によるものであると考えられる。また、銅イオン照射による損傷レベル (dpa) が重水素吸蔵量に与える影響は、銅イオ

ンのフラックスにより異なる結果が得られた。銅イオンフラックスが $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の照射では、重水素吸蔵量は 0.4dpa 程度までは損傷レベルとともに増加するが、損傷レベルが 0.4dpa 以上では重水素吸蔵量が飽和することが分かった。一方、銅イオンフラックスが $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の低フラックス照射では、重水素吸蔵量は 2dpa まで単調に増加した。これは、高エネルギー銅イオンのフラックスにより欠陥生成プロセスが異なることを示唆している。この原因究明は今後の課題である。

ヘリウム照射がタングステンの重水素吸蔵特性に与える影響については、APSEDAS において低エネルギーのヘリウムプラズマ照射を行った後に重水素プラズマ照射を行うことで評価した。昇温脱離ガスの測定には四重極分析器を用いるため、重水素とヘリウムを区別することができない。このため、ヘリウムプラズマ照射を行った後に昇温脱離測定を行い、ヘリウムが脱離しなくなったことを確認してから重水素プラズマ照射を行った。ヘリウムプラズマ照射を行うことで、重水素の昇温脱離スペクトルがヘリウムプラズマ照射を行っていない試料に比べて低温側にシフトすることが分かった。

今後、タングステン試料に対して重イオンと軽イオンの同時照射を行い、同時照射（複合照射）が水素同位体特性に与える影響を調査する必要がある。今回は準備段階として個別の照射の影響を調査した。次のステップとしては、水素またはヘリウムのプラズマを照射した試料に対して銅イオン照射を行い、タングステン中に水素またはヘリウムが存在している時に銅イオン照射による欠陥生成がどのように影響を受けるかについて調査する。

3. 研究組織

氏名	所属	職名等	役割分担
坂本 瑞樹	筑波大学・数理物質系	教授	代表者
坂本 隆一	核融合科学研究所	教授	微細組織解析
時谷 政行	核融合科学研究所	助教	微細組織解析
寺門 明紘	筑波大学・数理物質科学研究科	大学院生 (D2)	表面計測
野尻 訓平	筑波大学・数理物質科学研究科	大学院生 (D2)	プラズマ計測
伊能 俊太郎	筑波大学・数理物質科学研究科	大学院生 (M2)	水素吸蔵解析
鈴木 佑	筑波大学・数理物質科学研究科	大学院生 (M2)	材料表面解析
渡邊 英雄	九州大学・応力研	准教授	所内世話人

4. 成果報告

- (1) S. Ino, M. Sakamoto, Y. Suzuki, H. Watanabe, N. Ashikawa, M Tokitani, et al., "Properties of hydrogen isotope retention in tungsten deposited layer", Plasma Conference 2017 (姫路商工会議所、平成 29 年 11 月) 23P-96.

水素プラズマスパッタ法で形成される多孔質金属膜への水素混入とエネルギー付与効果

九州大学大学院総合理工学研究院 片山一成

【緒言】

水素は利用時に環境負荷が小さいことからクリーンな二次エネルギーとして注目されており、水素の製造・貯蔵・輸送に関連する技術開発が進められている。水素の安全取扱の観点や高機能材料開発の観点から、種々の材料における水素挙動の理解が求められている。ジルコニウムやパラジウム等が高い水素吸蔵特性を有するのに対して、白金やタングステン(W)等はほとんど水素を吸蔵しないことが知られている。しかし報告者らの研究により、水素プラズマスパッタリングを利用してこれらの金属から形成される薄膜は、膜形成過程で多量の水素を捕捉することが明らかとなっている。また、形成後に重水素プラズマを照射すると、比較的高濃度に重水素が保持されることも観測されている。応用力学研究所とのこれまでの共同研究により、重水素プラズマスパッタリングにより形成されるW膜は、数nmの微結晶粒から構成され多くの空隙を有することがわかっている。このことから捕捉された水素の多くはナノスケールの微結晶粒の境界や空隙に捕捉されていると推定される。このような知見は、将来水素貯蔵用機能性材料の開発に進展をもたらす可能性がある。しかしながら、成膜過程での水素挙動については十分には理解されておらず、微細構造と水素吸蔵・放出挙動との関係性や水素取込に寄与する放電中の水素形態について詳しく調べる必要がある。

スパッタ・成膜過程では、膜成長表面はワーキングガスである水素ガス、プラズマからの水素イオン、スパッタターゲットからの反跳水素等にさらされる。しかしながら、それぞれの水素がW膜形成過程での水素捕捉にどのように寄与しているかについては明らかとなっていなかった。一昨年度の応用力学研究所との共同研究において、プラズマスパッタ装置内に基板設置ステージを取り付け、異なる環境下におけるW膜と水素捕捉量を調査した。その結果、スパッタターゲットからの反跳水素の影響が支配的であることが示唆された。反跳水素が膜表面に衝突した後、プラズマ中に反射するもの、表面層に蓄積するもの、内部へ浸透するものが想定されるが、未だ明らかにされていない。本研究では、成膜過程での水素挙動の理解を深めるため、成膜過程で膜を透過する水素挙動の把握を目的とした。堆積層形成基板の背面を真空排気し、膜及び基板を透過した水素挙動を質量分析計を用いて観測した。

【実験方法】

これまで用いてきたRF水素プラズマスパッタリング装置の接地電極を改造し、膜及び基板を透過した水素を質量分析計で測定できるようにした。図1に改良した装置概略図を示す。真空チャンバー下部フランジから1/2インチステンレス管を挿入し、金属ジョイントを介してICF34フランジが溶接された1/4インチステンレス管を取り付けた。ターゲットからの距離を変更することができるよう、金属ジョイントに挿入した1/4インチステンレスはOリングにより固定し、可変かつ気密性が保持される構造とした。ICF34フランジに、銅ガスケット、ニッケル基板を乗せ、最後にICF34穴あきフランジで挟み込んで締め付けた。ニッケル基板によってスパッタリング装置内の空間と接地電極内の空間とが物理的に隔離されている。RF電極には、タングステン板を設置した。ICFフランジ近傍にプローブを設置し流入する電流値を測定した。

ターボ分子ポンプによりプラズマ側及び透過側の真空排気を十分に行い、プラズマ側の真空ポンプをロータリーポンプに切り替えた。透過側に設置された四重極質量分析計(QMS)を立ち上げて、信号の安定待ちを行った。その後、プラズマ側にマスフローコントローラーを介して水素ガスを導入しガス圧を調整した。また、この際供給した水素の透過側へのリークがないことを確認した。その後RF電極に13.56MHzの高周波電力を印加して電極間にプラズマを点火し、ニッケル基板上への薄膜の形成をはじめた。Table1に標準的な実験条件を示す。透過した水素QMSにより測定した。

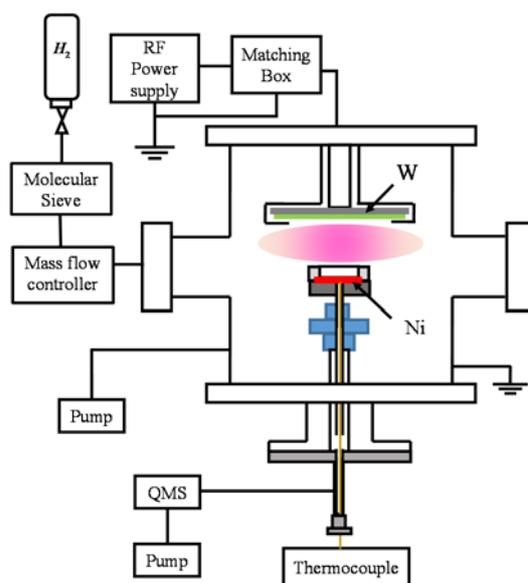


Fig.1 RF水素プラズマスパッタリング装置

Table1 標準的な実験条件

基板材料	Ni
基板厚み [μm]	20
導入ガス	H ₂
ガス圧力 [Pa]	10
RF電力 [W]	100
実験時間 [h]	124

【結果及び考察】

QMS で得られた水素透過フラックスとプローブで測定された電流値から算出された水素入射フラックスを Fig.2 に示す。プラズマ放電開始後およそ 400 秒から水素の透過が観測された。放電時間につれて透過量が減少していることから、W 膜の形成が透過量に影響を与えていることがわかる。今回の実験体系では堆積層の厚みをその場測定することができないので、これまでに同条件で得られている成膜速度から膜の空隙率を 0.5 と仮定して厚みを $1.28\mu\text{m}$ と算出した。なお、成膜量を成膜時間で割ることで厚みの経時変化を算出した。水素入射フラックスが断続的に低下している部分では、プラズマが不安定になり、消滅・点火を繰り返していた。プラズマが消滅した際には、透過フラックスも不連続に低下しており、プラズマにより水素透過が駆動されていることを示している。

ここで、水素入射フラックスの導出過程について示す。穴あきフランジの厚みにより、膜成長表面はプラズマには接していない。そのため、主にターゲットで反跳された高エネルギーの水素が膜に入射することで、水素透過が生じると考えている。プラズマ中における水素イオンフラックスはプローブによって測定した。これまでの測定データより、本実験条件ではターゲットの電位はおよそ -500V と推定される。そこで、入射エネルギー 500eV での水素イオンの反跳について TRIM コードで計算を行った。その結果、粒子反射係数は 0.34 と得られた。また、得られた反跳エネルギーから膜に入射する水素の反射係数と飛程を計算した。この際、反跳粒子はプラズマ中の水素に比べて非常に高いエネルギーを持っているため、衝突によるエネルギー損失を無視した。その結果、膜表面における粒子反射係数は 0.33 という値が得られた。これらの値を用いて、Fig.2 に示す水素入射フラックス及び Fig.3 に示す水素入射飛程が算出された。表面から 5nm 付近に入射飛程のピークが現れその後徐々に低下することが示された。

次に得られた膜厚み、入射フラックス、飛程を用いて TMAP コードにより実験体系を模擬したシミュレーションを行い再結合係数によるフィッティングを試みた。なお、拡散係数は本研究グループでこれまでに得られている値を用いた。膜厚は時間に比例して増加すると仮定した。Fig.4 に実験値と TMAP による 2 つの再結合係数の値を仮定したシミュレーションを比較して示す。シミュレーション結果は、実験結果と同様の時間変化を示すものの、透過フラックスの絶対値に一桁程度の差が生じた。原因としては、解析において実際の厚みより薄く仮定されていること、拡散係数が大きく見積もられていることなどが考えられる。今後、膜厚分布を正確に測定し、改めて拡散係数を求める計画である。

【まとめ】

- ・ RF 水素プラズマスパッタ装置の接地電力を改造し、成膜基板背面への透過水素を観測できる構造とした。
- ・ 透過水素の観測に成功し、放電時間に伴って水素透過フラックスが低下することがわかった。
- ・ TMAP コードを用いた水素透過シミュレーションを行ったところ、時間変化の傾向は再現できたものの、透過フラックスの絶対値は一致しなかった。今後透過モデルの改良を進めていく予定である。

本研究は、九州大学応用力学研究所の共同利用研究の助成を受けたものである。

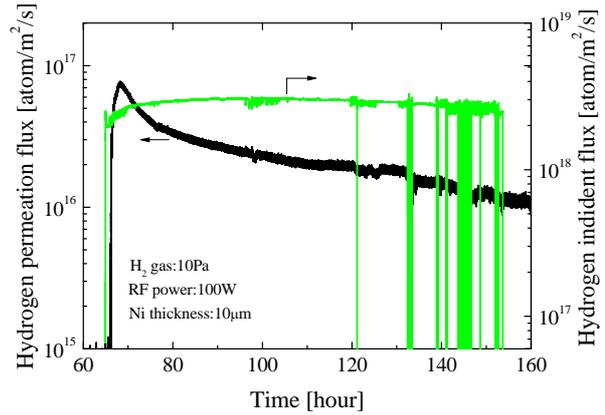


Fig.2 水素透過フラックスと水素入射フラックス

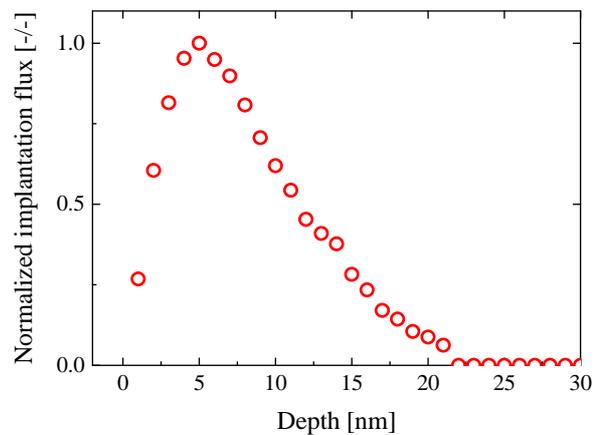


Fig.3 W 膜への水素入射飛程の計算値

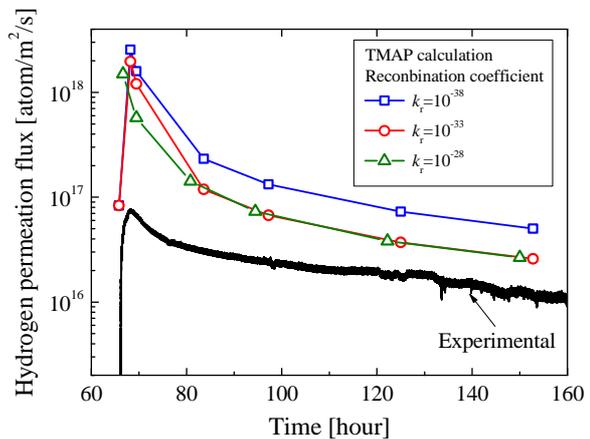


Fig.4 実験値と TMAP シミュレーションの比較

酸化物結晶における照射欠陥形成およびその安定性

九大工 山口理一郎 (院), 山口芳昭 (院), 吉岡 聰, 安田和弘, 松村 晶

CEA-Saclay Jean-Marc Costantini

1. 目的

蛍石型酸化物は耐放射損傷性に優れ、放射線照射下で使用される材料として重要な役割を果たしている。例えば、二酸化ウランは軽水炉燃料として長期に亘る使用実績があり、立方晶安定化ジルコニアは長寿命核種を核変換処理するための母相材料の候補である。原子炉燃料には、燃焼度を調節するために酸化ガドリニウム(Gd_2O_3)などの可燃性毒物がドーブされる。3 価の陽イオンをドーブすると、蛍石型酸化物中の 4 価の陽イオンとの価数の違いから電気的中性条件を保つために酸素イオン副格子に空孔が導入される。一方、蛍石型酸化物においては、陽イオンと酸素イオンの質量が大きく異なり、かつはじき出しエネルギーは陽イオンの方が大きいので、酸素イオンのはじき出し損傷速度は金属イオンと比べて著しく大きくなる。このため、放射線の照射下ではエネルギーや質量に依存して酸素イオンの選択的はじき出し損傷が誘起される。これまでの研究により、1.3 MeV 以下の電子を照射した蛍石構造の CeO_2 中には、酸素イオンのみにより構成される転位ループが形成・成長することが報告されている。3 価陽イオンをドーブした CeO_2 では、導入された酸素空孔は照射によって形成される酸素イオン格子間原子の再結合サイトとして働くと考えられるが、3 価陽イオンをドーブした CeO_2 中の転位ループ形成・成長に関する報告は殆どない。本研究では、3 価陽イオン(Gd^{3+} および Er^{3+})をドーブした二酸化セリウム(CeO_2)に対して透過型電子顕微鏡(TEM)内で電子線照射を行いながら照射欠陥の形成・成長過程を「その場」観察し、転位ループの形成・成長に及ぼす 3 価イオンの効果について明らかにすることを目的とした。

2. 実験方法

CeO_2 粉末、および Gd_2O_3 あるいは Gd_2O_3 粉末(レアメタリック社製、純度 99%)を混合し、ボールミルにより 24 時間攪拌した後、一軸加圧および静水圧加圧によってペレット状に成型した。作製したペレットは非ドーブ CeO_2 試料、 Gd_2O_3 あるいは Gd_2O_3 を 0.5 mol%ドーブした CeO_2 試料である。これらの試料は 1773 K で 24 時間ほど大気中で加熱し、1473 K で 3 時間ほど保持した後に冷却した。焼結体はアルキメデス法および $Cu-K\alpha$ 線を用いた X 線回折(XRD)測定により、その密度ならびに結晶構造を評価した。得られた焼結体から直径 3 mm の円板状試料を成形し、機械研磨、および Ar イオン研磨を施すことにより透過電子顕微鏡(TEM)観察用の薄膜試料を作製した。これを九州大学超顕微解析研究センターの TEM を用いて 200 keV (汎用電子顕微鏡)、または 1250 keV (超高压電子顕微鏡)の電子照射を行いながら照射欠陥の形成・成長過程を「その場」観察した。電子線束密度は $(1.0 - 1.8) \times 10^{23} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であり、照射時間は 30 分とした。 Gd_2O_3 および Er_2O_3 をドーブした CeO_2 試料につ

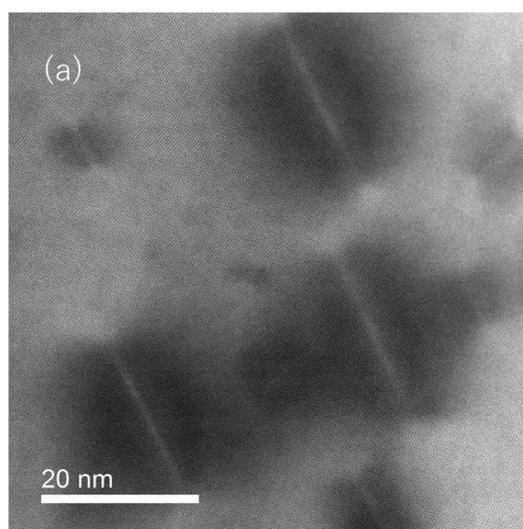


図 1 200 MeV Xe イオンを $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 照射した同一視野 YSZ TEM 明視野像。 Δf は、デフォーカス量の値を示している。

いては、電子照射を行った後でエネルギー分散 X 線分光法(EDS)により添加元素のマッピングおよび点分析を行った。

3. 結果および考察

作製した焼結体の密度をアルキメデス法で測定した結果、非ドーパ試料、0.5 mol%の Gd_2O_3 をドーパした試料、および0.5 mol%の Er_2O_3 をドーパした試料は、それぞれ理論密度の96.0%、87.5%および97.2%の密度の緻密な焼結体となっていた。XRD測定の結果、非ドーパ試料および Gd_2O_3 もしくは Er_2O_3 をドーパした CeO_2 試料のいずれにも蛍石構造に起因する回折ピークのみが現れていた。図1に0.5 mol% Gd_2O_3 ドーパ CeO_2 試料に1250 keV電子を室温にて照射することにより形成された転位ループの走査透過型電子顕微鏡像を示す。図1は[011]方向から撮影した環状明視野像である。図1中の矢印で示される線状のコントラストは{111}面上に存在する転位ループを示している。転位ループサイズは約20 nmであり、周囲には暗いコントラストを伴う強い歪場が誘起されている。このコントラストは非ドーパ CeO_2 試料に形成された転位ループに類似していること、および1250 keV電子照射下では、 CeO_2 中には酸素イオンのみにはじき出し損傷が誘起されることから、 Gd_2O_3 ドーパ CeO_2 試料に形成された転位ループは酸素イオンのみによって構成される不定比性転位ループであると考えられる。

図2は非ドーパ CeO_2 試料、0.5 mol% Gd_2O_3 あるいは0.5 mol% Er_2O_3 をドーパした CeO_2 試料に200および1250 keVの電子照射を行い、転位ループの形成・成長過程を観察した結果をまとめたTEM明視野像である。図2(a)~(f)に示すように、全ての試料で強い歪コントラストを伴う転位ループが形成された。これらは、図1に示した転位ループと同じ性状の{111}面上の格子間型酸素イオン転位ループであると考えられる。それぞれの試料中に形成された転位ループの大きさを比較すると、エネルギーの低い200 keV電子照射において大きな転位ループが形成されており、特に非ドーパ CeO_2 試料のサイズが大きくなっている。また、転位ループの密度に注目すると、非ドーパ試料、ドーパ試料のいずれにおいても、1250 keVの電子照射の方が転位ループ密度は高くなっている。転位ループサイズおよび密度の電子エネルギーならびにドーパの有無により相違は、3価イオンのドーパによる酸素副格子への空孔の導入、異種原子による点欠陥のトラップ効果、はじき出し損傷速度の相違などが関与していると考えられる。

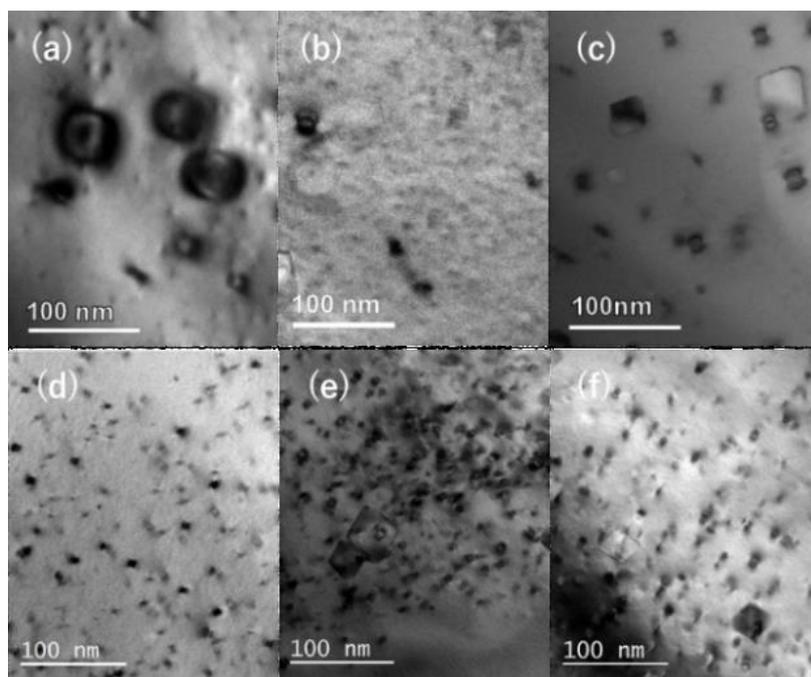


図2 YSZ 中イオントラックの面密度の照射量依存性。CeO₂のデータはTakakiらによる。S. Takaki, et al. Nucl. Instr. Meth. B, 326 (2014) 140.

高エネルギーイオン照射による貴金属フリー新規磁石材料の開発

東北大学 金属材料研究所 水口 将輝

目的

貴金属などの希少金属を含まない磁石材料の開発が急務となっている。炭素系物質においても高エネルギーイオン照射などによって強磁性的な挙動が観察されたという報告がなされている[1]。これらの炭素系の磁性物質においては、グラファイト構造のエッジやトポロジカルな欠陥が磁性発現に寄与していると考えられており[2]、このため、高エネルギーイオン照射によるエッジの局所原子構造や終端原子種を制御する方法を確立することが炭素系磁石材料を開発するためには不可欠となる。本研究では局所構造制御の最初の段階として、グラフェンへの新たなヘテロ原子ドーピング法の開発を目的とした。従来のグラフェンへのヘテロ原子ドーピング法では、化学気相蒸着 (CVD) 法によるグラフェン成長の際にヘテロ原子を前駆体気体分子に混入させる方法が一般的である。しかしながら同方法ではドーピング可能な原子種が制限されるという問題がある。そこで本研究では、化学的手法が抱える困難を克服して種々のヘテロ原子ドーピングを可能にする新たなアプローチとして、化学結合エネルギーを遥かに超える高エネルギーのイオン照射がもたらす特徴的な非平衡励起反応場に着目したヘテロ原子ドーピング法に取り組む。具体的には、ドーピング原子を含む薄膜とグラフェンとのヘテロ界面を作製し、同界面に高エネルギーイオンを照射する。同界面へのイオン照射に伴うグラフェンの原子構造や電子状態の変化を明らかにする。

実験方法

はじめに、単層グラフェン (SLG) を多結晶 Cu 基板上に化学気相蒸着法により成長した (SLG/Cu)。次に同 SLG 上に 100 nm の厚さの LiF を成膜した (LiF/SLG/Cu)。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、真空中において同ヘテロ界面に LiF 層側から高エネルギーイオン ($2.4 \text{ MeV } ^{63}\text{Cu}^{2+}$) を照射した。イオン照射後の試料は、純水リンスによって LiF 層を除去した後に電子状態や原子構造を顕微ラマン分光および X 線吸収端近傍微細構造 (NEXAFS) により評価した。

実験結果・考察

図 1 にイオン照射に伴うグラフェンのラマンスペクトルの変化を示す。1350 cm^{-1} 付近に見られる D バンドの挙動から、イオン照射量の増大に伴いグラフェン中の欠陥生成が促進されることが分かった。さらに、LiF/SLG/Cu ヘテロ構造へのイオン照射では、SLG/Cu への照射と比較して欠陥の生成が顕著となることが明らかになった。D バンドと G バンド (1580 cm^{-1}) の強度比から欠陥間距離を見積もると照射量 $10^{14} \text{ ions/cm}^2$

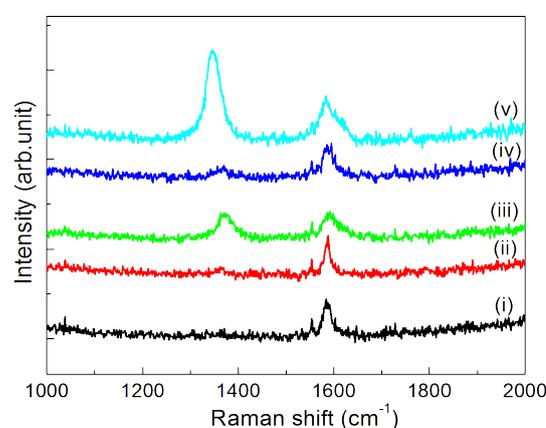


図 1: 高エネルギーイオン照射に伴うグラフェンのラマンスペクトルの変化。(i) 照射前, (ii) SLG/Cu, 照射量: $10^{13} \text{ ions/cm}^2$ (iii) SLG/Cu, $10^{14} \text{ ions/cm}^2$ (iv) LiF/SLG/Cu, $10^{13} \text{ ions/cm}^2$ (v) LiF/SLG/Cu, $10^{14} \text{ ions/cm}^2$ 。

の場合で LiF/SLG/Cu が 5 nm, SLG/Cu が 10 nm であることが分かった。これらの値は 4% および 1% の欠陥密度に相当する。

そこで欠陥の生成が顕著であった LiF/SLG/Cu についてイオン照射後の SLG の電子状態を C K 吸収端 NEXAFS によって調べた (図 2)。イオン未照射のグラフェンと比較して P1 ピークが減少するとともに, $\sigma^*(\text{C-F})$ 由来の P2 構造[3]が観察された。さらに X 線が斜入射の際の P2 構造の強度は垂直入射に比べて明らかに大きいことから, C-F 結合はグラフェンシートの面に対して垂直方向に配向していることが分かった。以上の NEXAFS の測定結果から, LiF/SLG/Cu への高エネルギーイオン照射によって F 原子がグラフェンシート上に化学結合を形成することが明らかになった。

このようなヘテロ原子ドーピングは, 電子励起相互作用が支配的なエネルギー領域 (数 MeV) のイオンビームをグラフェンに照射することによって, 電子励起後の緩和過程で, 空間的に近接し同様に励起状態にあるヘテロ原子 (LiF 層中の F 原子) との間で結合の組換えが生じることに起因していると考えられる。

参考文献

- [1] H. Ohldag, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 187204 (2007).
- [2] *Carbon Based Magnetism*, T. Makarova and F. Palacio (Elsevier B.V, Amsterdam, 2006).
- [3] K.-J. Jeon, *et al.*, ACS Nano **5**, 1042 (2011).

成果報告

- 1) S. Entani, M. Mizuguchi, H. Watanabe, L. Yu. Antipina, P. B. Sorokin, P. V. Avramov, H. Naramoto, S. Sakai, “Fluorination control of single-layer graphene by high energy ion irradiation”, *Carbon submitted*.
- 2) 圓谷志郎, 水口将輝, 渡辺英雄, 檜本洋, 境誠司, 「高エネルギーイオン照射によるグラフェンへのヘテロ原子ドーピング」第 63 回応用物理学会春季学術講演会, 20p-S011-14.

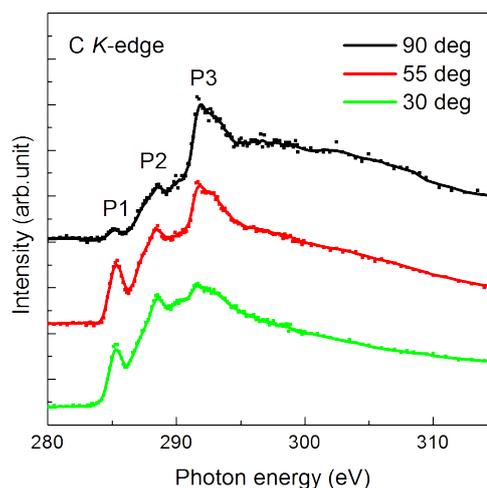


図 2: LiF/SLG/Cu へのイオン照射 (10^{14} ions/cm²) 後の C K 吸収端 NEXAFS スペクトル。 $\pi^*(\text{C}=\text{C})$ (P1), $\sigma^*(\text{C-F})$ (P2) および $\sigma^*(\text{C-C})$ (P3) 由来のピークが観察される。

タングステンの熱負荷特性に及ぼす再結晶の影響

茨城大学工学部 車田 亮

【目的】プラズマ閉じ込め装置のダイバータ板の表面材料としてスパッタリング特性や熱特性が良好なタングステン(W)が使用されている。しかし、Wは低温脆化、再結晶脆化、照射性化の問題がある。特に、高熱負荷を受けるダイバータ板では、再結晶脆化が問題である。このため、再結晶温度が高く、さらに、高温強度が高いKやLaドープW合金が試作されている。しかし、これらのW合金は、ディスラプションやELMs時のパルス熱負荷より突沸等が発生し損耗量が大きいことが明らかとなっている。これに対して、研究代表者らは、熱間等方圧加圧法(HIP)により製作されたW(HIP-W)について研究を進め、最も普及している粉末焼結Wとは組織が異なるためその特性も大きく異なり、たとえば、溶融接合用の電極に使用した場合特性が良好なことを明らかにしてきた。また、粉末焼結Wのような圧延組織を持つWとは異なり残留歪みも小さいと考えられることから再結晶した際の結晶粒の粗大化の影響も少ないことが予想される。本研究では、粉末焼結Wと共に、HIP-Wの再結晶挙動やこれらが熱負荷特性に及ぼす影響を明らかにし、ダイバータ板の表面材料としての性能を評価することを目的とする。

【実験及び解析】粉末焼結WやHIP-W等のW材について、電子ビーム照射による熱負荷実験を行い、再結晶挙動や熱応力負荷による材料挙動を明らかにする。特に、再結晶温度、再結晶による粒の粗大化、再結晶前後の熱応力負荷による材料損傷について着目し実験を行い、再結晶化の影響を評価する。さらに、有限要素法を用いて熱応力解析を行い、熱応力を定量的に評価し、熱応力と材料挙動との関係、及び再結晶化の影響を定量的に明らかにする。この熱負荷実験に加え、高温引張試験を行い、高温時の応力負荷における材料挙動、応力歪み曲線、強度特性を明らかにする。これらの結果から基本的な強度特性を求め、第一壁・ダイバータの設計に有用なデータを取得する。特に、Wでは、応力負荷特性、強度特性に関して、組織、製造方法依存性が大きく、実際使用するWについて、これらを実験することが重要である。

【結果】図1には、粉末焼結W、及び粉末焼結Wを1800°C、1時間の真空熱処理を行った再結晶Wについて高温引張試験を行った結果を示した。引張試験の試験片は、Wの板材から、圧延面に平行な面から、圧延方向に平行な微小試験片(L-R type)と圧延方向に垂直な微小試験片(T-R type)を切り出した。再結晶Wの場合は、未処理材と比較し、引張強さは約半分程度に、また、降伏応力は30から40%程度の低下している。一方、伸びは5倍程度増加していることがわかる。これは、再結晶化されることにより結晶粒が粗大化すると共に転位等の欠陥が回復することにより軟化したものと考えられる。また、再結晶化に伴い結晶粒界における脆化が起こるが、これによる粒界における脆性破壊が発生するよりも粒内での変形が優先されているものと考えられる。さらに、L-RとT-R typeの試験片ではほとんど差がないことがわかる。図2には、試験温度を800°Cから1600°Cまで変化させた際の結果を示した。試験温度が増加するにつれて、降伏応力は低下すると共に、試験温度が低い方が、一様伸びの割合が、局所伸びの割合よりより大きいことがわかる。図3、及び図4には、それぞれ、粉末焼結W、及び再結晶Wについて歪速度を変化させた場合の結果を示した。粉末焼結Wの場合は、どの場合も降伏応力に達した後、局所伸びが起こり、その後、破断している。一方、再結晶Wでは、歪速度が速い方が、降伏応力に達した後の一様伸びの割合が大きく、その後最大応力に達し、局所伸びが起こり破断している。また、歪速度が速い方が、試験温度が低温の場合の応力-歪み曲線の形と同形であることがわかる。図5には、粉末焼結W、及び再結晶Wの表面、及び破断後の断面観察結果を示した。粉末焼結Wでは多数の小さな

くぼみ（ディンプル）と共に縞状の波面が見られる。一方、再結晶 W では、ディンプルが見られ、特に大きな径のくぼみも観察された。

【まとめ】粉末焼結 W、及び再結晶 W では、応力-歪み曲線、破面の形態が大きく異なることが分かった。熱負荷を受けた際の変形挙動についても、これに対応し異なることが予想される。熱負荷用の試料としては、粉末焼結 W、再結晶 W、及び HIP-W の 10mm x 10mm x 1mm の試料に対して、特に、繰り返し熱負荷実験を進め、熱疲労特性に関する実験を進めている。

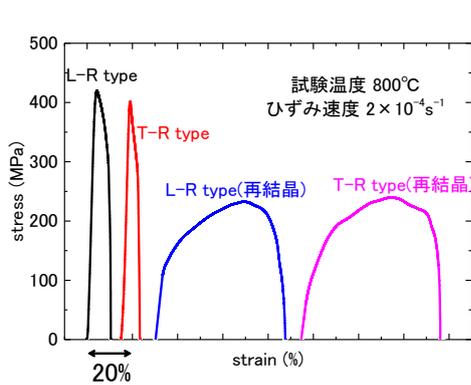


図 1 粉末焼結 W、及び再結晶 W の応力-歪み曲線

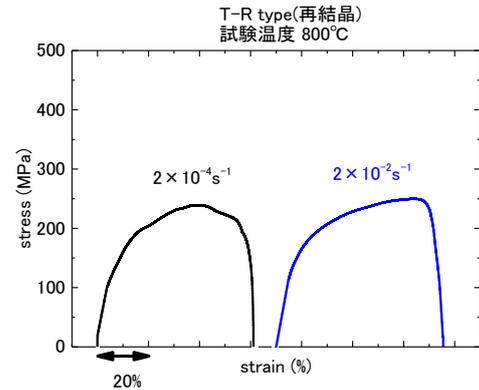


図 4 再結晶 W の応力-歪み曲線の歪み速度依存性

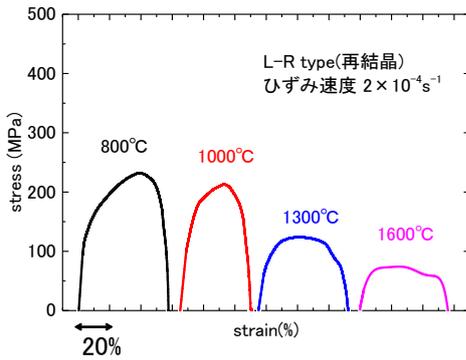


図 2 再結晶 W の応力-歪み曲線の試験温度依存性

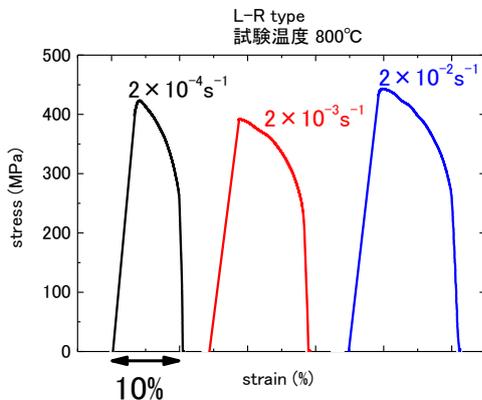


図 3 粉末焼結 W の応力-歪み曲線の歪み速度依存性

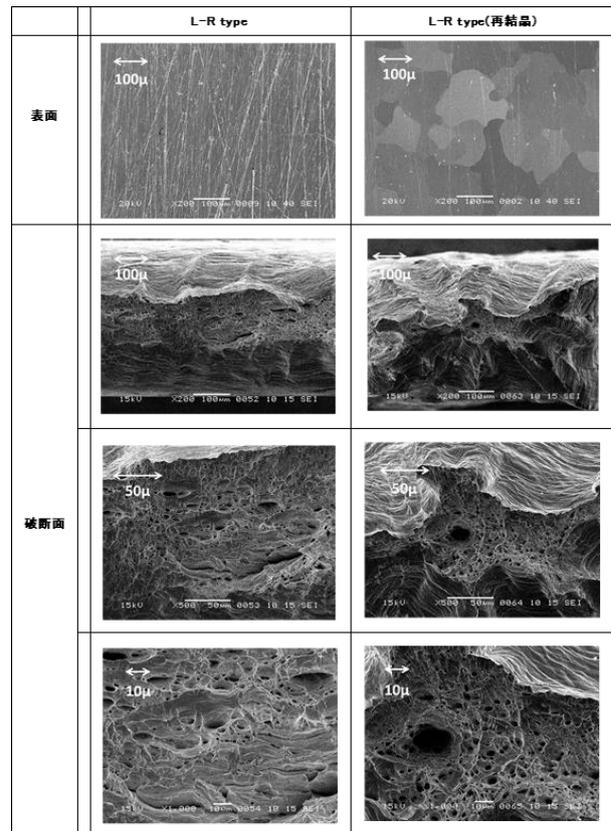


図 5 粉末焼結 W、及び再結晶 W の表面、及び破面観察(SEM 像)、試験温度：800°C、歪み速度 $2 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$

共同利用研究集会

第 15 回トロイダルプラズマ統合コード研究会

15th Burning Plasma Simulation Initiative (BPSI) Meeting

研究代表者 京都大学 村上定義
所内世話人 糟谷直宏

1. 研究集会の開催目的

応用力学研究所においては、これまで京都大学との共同研究により核燃焼プラズマ統合コード構想を発足させ、活動を行ってきた (<http://p-grp.nucleng.kyoto-u.ac.jp/bpsi/>)。このプロジェクトは、科研費「核燃焼プラズマ統合コードによる構造形成と複合ダイナミクスの解析」(2004~2006)、「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」(2007~2010)、「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」(2008~2012)等によって部分的に支援されてきた。各年度の活動状況および次年度の活動計画を含めて研究会を毎年開催している。今回で第 15 回目となるが、第 11 回よりトロイダルプラズマを対象を拡大し、炉心プラズマと周辺プラズマ、MHD 現象と輸送現象、高エネルギー粒子と乱流輸送、加熱・電流駆動と長時間運転等の複合現象の統合モデリングおよびそのシミュレーションについて、包括的なアプローチとして議論している。第 2 回～第 8 回と第 11 回～第 14 回は応用力学研究所の共同研究集会として開催してきた実績がある。

2. 開催日時

開催日程：2017 年 11 月 29 日 (水) - 30 日 (木)

開催場所：九州大学応用力学研究所 2 階大会議室

講演数：18 件、参加者数：26 名

3. 研究集会の内容

トロイダルプラズマにおける複合現象の統合モデリングおよびそのシミュレーションの進展について議論するため研究集会を 2 日間にわたって開催した。外国(韓国)からの参加者も含めて講演 18 件の申し込みが集まった。件数は例年に比べると少なかった。これは他の学会も同様な時期に集中しており参加を見合わせた研究者がいたことが影響している。内容別に分類するとトーラス統合シミュレーション 3 件、加熱・粒子供給 1 件、運動論的効果 2 件、乱流 5 件、輸送 3 件、SOL/ダイバータ 3 件、材料 1 件であった。便宜上分類をしたが複数の分野にまたがる内容も多い。研究の広がりや例年と変わらず、さらにどれも質の高い研究成果報告であった。今回のプログラムの特徴は初日午前中に大型ヘリカル装置 LHD に関するシミュレーションのセッションを構成することができたことである。現在日本で稼働している最大の核融合実験装置で起きる具体的な事象をシミュレーション対象として研究が着実に進展している。また、乱流、運動論効果、SOL・ダイバータ、材料特性などに関して、プラズマ複合現象のシミュレーションの基盤となる基礎研究の発表が数

多くあり、幅広い研究内容を含む研究会とすることができた。このように毎年新たな話題も随所に加えながら研究会の数を重ねることができている。さらに本年もポスドク・学生による講演が4件あり、当該分野の若手の底上げができていることも印象的である。以下に講演内容を抜粋して説明する。

本年度の研究会最初のセッションテーマは LHD に対する統合シミュレーション研究である。登田はジャイロ運動論コード GKV を用いて LHD におけるイオンおよび電子熱輸送をモデル化している。電磁的コードでイオン温度勾配不安定性の評価を行い、乱流強度と帯状流強度について熱輸送係数の依存性を求めた。山口は複数のイオン熱輸送係数モデル(ジャイロボームVT モデル、簡約ジャイロ運動論モデル、実験データベースモデル)を用いて、LHD 放電でのイオン温度分布を計算し比較した。村上は2017年に開始された LHD 重水素実験の解析に統合シミュレーションを適用した。核融合反応に伴う中性子発生と三重水素を GNET コードおよび TASK3D コードで計算し、実験との良い一致を見た。前田は TASK3D コードを用いて LHD 重水素実験における熱輸送シミュレーションを行った。イオンの有効電荷や有効質量に対する依存性に着目し、導出した乱流モデルを適応した結果の比較を行った。山本は GNET コードを用いて ECH 加熱のトロイダル流生成効果について解析した。

続いて行われたのが周辺プラズマのセッションである。滝塚は PARASOL コードを用いた ELM 現象のシミュレーションについて報告した。イオン ∇B ドリフトが ELM による熱負荷の内外非対称性に寄与することを PIC シミュレーションで明らかにした。東郷は SOL 領域における磁気ミラー効果について、Braginskii モデルと非等方イオン圧力モデルの比較を通じて評価した。伊庭野は固体壁の蒸気シールドについて PIC シミュレーションの結果を報告した。プラズマによる熱が固体壁表面温度を決め、温度に応じて物質が蒸発する。そしてプラズマと蒸気は相互作用し、イオン化、再結合、放射などの原子・分子過程を考慮することで蒸気シールド状態が決まる。シミュレーション結果とアルミニウムをコーティングしたタングステンへのプラズマガン入射実験との比較がなされ、エネルギー散逸について良い一致を見た。イオン-中性粒子衝突とともに放射冷却が重要な過程であることが分かった。

その他にも多くの課題について、様々な観点からの研究が報告された。大澤はタングステン中の二原子空孔の安定性に関して報告した。第一原理計算により、水素によって空孔同士の結合が促進されることが分かった。本多は遺伝的アルゴリズムをプラズマモデリングに応用した。磁気軸や X 点の探査、分布形状フィッティング、熱輸送方程式の解の探査の例を挙げその有効性を示した。Hahm は MHD 安定化のために加えられる摂動磁場が帯状流に与える位相混合の効果についての理論解析を紹介した。衝突減衰と同等の影響を持つことが分かった。小菅は磁力線平行方向流れシアに伴うドリフト波のパターン選択についての理論解析を行った。流れシアをパラメータとして、帯状流とストリーマの選択性を評価し、ストリーマ形成のパラメータ窓が存在することを指摘した。佐々木は高エネルギー粒子駆動 GAM が輸送障壁を越えて、揺動を輸送するダイナミクスを提示した。大野はジャイロ流体モデルを用いて円筒プラズマにおけるグローバルモード構造を計算し、イオン温度勾配不安定性の不安定性閾値を評価した。福山は統合コードのデータ交換インターフェイスに関して、TASK コードにおける BPSD インターフェイス開発の進展を報告した。

各種コード間の共通インターフェイスとして国際的に開発が進められている **IMAS** についても紹介した。糟谷は **TASK** コードを用いたトカマクプラズマにおける高 **Z** 不純物輸送解析コード開発の現状と基礎実験装置における中性粒子分布に起因するポテンシャル分布形成機構について紹介した。沼波は複数種粒子を含むプラズマ輸送に関する研究成果について報告した。ITER における乱流粒子フラックスの重水素三重水素比依存性、LHD における乱流および新古典不純物粒子フラックス等の様々な解析から、輸送現象の理解を進めた。矢木はジャイロ流体モデルを用いた乱流シミュレーションから内部輸送障壁の形成機構について報告した。イオン温度分布の準線形的な変形効果の導入が、輸送障壁形成を妨げる方向に働くことを示した。

来年度も第 16 回研究会を九州大学で開催するべく応用力学研究所共同研究に応募すること、プロジェクト内での共同研究を活性化すること、来年度の研究会形式や日程等を議論して、閉会した。

4. 研究集会プログラム

(18 min talk+7 min discuss or (15 or 10) min talk+5min discuss)

11 月 29 日(水)

- 9:30 – 9:40 はじめに 村上 (京大)
- 9:40 – 9:45 事務連絡 糟谷 (九大)
(座長：糟谷)
- 9:45 – 10:10 講演 1-1 登田 (核融合研)
Reduced models for electron and ion heat diffusivities by gyro-kinetic analysis with kinetic electrons in helical plasmas
- 10:10 – 10:35 講演 1-2 山口 (核融合研)
Integrated transport simulation of LHD plasmas with transport models based on GK simulations and experiment database
- 10:35 – 10:55 休憩
- 10:55 – 11:20 講演 1-3 村上 (京大)
Simulation study of fusion reaction rate and comparison with experimental results in LHD
- 11:20 – 11:40 講演 1-4 前田 (京大)
Integrated transport simulation of LHD plasma by TASK3D
- 11:40 – 11:55 講演 1-5 山本 (京大)
Effects of electron cyclotron heating on the toroidal flow in helical plasmas
- 11:55 – 13:00 昼休み
- (座長：本多)
- 13:00 – 13:25 講演 2-1 滝塚 (阪大)
PARASOL simulation of ELM heat flux in tokamak SOL-divertor plasma
- 13:25 – 13:50 講演 2-2 東郷 (筑波大)、代理発表 滝塚
Effect of parallel viscosity approximation in inhomogeneous magnetic fields on

SOL-divertor plasma profiles

13:50 – 14:15 講演 2-3 伊庭野 (阪大)

Simulation of vapor shielding at a solid wall by a weighted PIC method

14:15 – 14:40 講演 2-4 大澤 (九大)

Simulation for stability of di-vacancy in tungsten

14:40 – 15:00 休憩

(座長：福山)

15:00 – 15:25 講演 2-5 本多 (量研機構)

Application of genetic algorithms to modelings of plasma physics

15:25 – 15:50 講演 2-6 Hahm (Seoul Univ.)

Effects of 3D compressional magnetic fields on zonal flows in tokamak plasmas

15:50 – 16:15 講演 2-7 小菅 (九大)

Pattern selection in drift wave turbulence with parallel flows

16:15 – 16:40 講演 2-8 佐々木 (九大)

Suppression and enhancement of turbulence by geodesic acoustic modes

16:40 – 16:55 講演 2-9 大野 (九大)

Analysis of parameter dependency of ion-temperature-gradient instability using a gyro-fluid model in linear devices

16:55 散会

18:30 – 21:30 懇親会 (博多前炉ばた 一承にて)

11月30日(木)

9:30 – 9:35 事務連絡

(座長：村上)

9:35 – 10:00 講演 3-1 福山 (京大)

Progress in development of module interface of integrated code

10:00 – 10:25 講演 3-2 糟谷 (九大)

On effects of impurity and neutral in magnetically confined plasmas

10:25 – 10:45 休憩

10:45 – 11:10 講演 3-3 沼波 (核融合研)

Simulation studies on transport of multi-species plasmas including impurity ion

11:10 – 11:35 講演 3-4 矢木 (量研機構)

Simulation study on internal transport barrier formation using gyro fluid model (II)

11:35 – 11:50 まとめと議論 糟谷 (九大)

Summary and discussion

11:50 – 13:00 昼休み

13:00 – 17:00 核融合エネルギーフォーラムサブクラスター会合

17:00 散会

5. 参加者リスト

氏名	所属	氏名	所属
林伸彦	量研機構	Taik Soo Hahm	SNU
本多充	量研機構	藤田隆明	名古屋大
矢木雅敏	量研機構	東郷訓	筑波大
登田慎一郎	核融合研	大澤一人	九大応力研
沼波政倫	核融合研	糟谷直宏	九大応力研
山口裕之	核融合研	小菅佑輔	九大応力研
横山雅之	核融合研	佐々木真	九大応力研
伊庭野健造	大阪大	大野友嗣	九大総理工
滝塚知典	大阪大	金史良	九大総理工
福山 淳	京大工	河内裕一	九大総理工
村上定義	京大工	岩崎悠也	九大総理工
前田涉吾	京大工	小島信一郎	九大総理工
山本泰弘	京大工	Minoru Masuda	Centap Ltd.

国際プラズマ乱流データ解析ワークショップ

応用力学研究所 稲垣 滋

目的と背景

プラズマ乱流及び乱流輸送に関するデータ解析に関する国際的なワークショップを開催する。本議論を契機にプラズマ乱流実験および乱流物理の理解の深化に寄与する。本研究集会は高エネルギーイオン輻射に関して行ってきたワークショップ及び日中プラズマ乱流データ解析ワークショップという日中の研究者による研究グループが中心となり行われてきた作業会を更に発展させたものである。本作業会を契機にその後大きく進展した研究が多く、近年の乱流物理の進展に大きく寄与している。一例として流れと乱流揺動との関連の理解、ICE と高速イオン分布との相関の観測が挙げられる。このようなこれまでの活動において、応用力学研究所を中心とした研究グループの存在感は極めて高く、中国の若手研究者らを先導する立場にあった。本作業会を主催する事で応用力学研究所のリーダーシップが強化され、アジア及び世界でプラズマ乱流研究を先導する事を目指す。今回は更に応用力学研究所にとって重要なテーマであるデータ駆動サイエンスのプラズマ研究への導入、海洋とプラズマの分野融合についても議論した。

研究集会の開催

第一回

開催日時：2018. 1. 30-2. 1

開催場所：九州大学 応用力学研究所 現地実行委員長：稲垣 滋

第二回

開催日時：2018. 3. 5-9

開催場所：九州大学 応用力学研究所 現地実行委員長：稲垣 滋

第三回

開催日時：2018. 3. 14-16

開催場所：九州大学 応用力学研究所 現地実行委員長：稲垣 滋

予算の執行

KAIST からの 1 名(Y.-C. Ghim), 中国西南物理研究所(SWIP)からの 2 名(D. Jiaqi, Z. Kaijun)、Oxford 大学からの 1 名(J. Mak)の招聘旅費に執行した。

本研究集会の特徴

本研究集会は実作業を重要視する。招待者らによる話題提供、問題定義の後、各テーマの詳細講演を行う。その後データ解析作業を行い、参加者全員が一同に会し途中結果の報告及び議論を行う。最終日には作業結果をレビューし、サマリーを行う、という形式で行われた。

研究集会のまとめ

1. データ駆動プラズマ科学の構築

近年、データサイエンスの手法が様々な分野で取り入れられ大きな成果を上げている。このため本会議ではデータサイエンスの基盤となっている情報学で重要なベイズ統計の理解を深めるとともに、プラズマ研究におけるビッグデータ解析や機械学習の適用について議論を行った。本会議では以下の発表があった。

- Bayesian based analysis and Physics based interpretation of experimental data
- Density and temperature measurements of the negative ions with an experimental evidence of the Boltzmann negative ions in low temperature electronegative plasmas

2. 海洋及びプラズマにおける波・渦・流れ

応用力学研究所では流体を共通キーワードとして、海洋・大気及び電磁流体における波・渦・流れの研究が行われている。本会議では様々な流体におけるその力学の異同を明確化し、異分野融合による新たな学術テーマを見出す事を目的とする。本会議では以下のような発表が予定されている。

- Shear instabilities in incompressible magnetohydro dynamics
- Eddy saturation from a geometrically informed, energetically constrained mesoscale eddy parameterisation

3. 日中データ解析ワークショップ

第7回のワークショップを開催する。今回はIAEA国際会議で発表予定のテーマについて議論する。またSWIPから京都大学滞在中のZang氏を招き、

- Study of a low-frequency mode in Heliotron J

と題した講演も行った。