



小特集 トレーサー内蔵ペレット (TESPEL) による磁場閉じ込め高温プラズマ研究の進展

4. TESPEL を用いたプラズマ物理の展開

4. Development of the Plasma Physics Research by using the TESPEL

4.4 TESPEL を利用した原子分子過程研究

4.4 Studies on Atomic/Molecular Processes using the TESPEL

鈴木千尋, 村上 泉, 小池 文博¹⁾, 東口 武史²⁾, 大橋 隼人³⁾

SUZUKI Chihiro, MURAKAMI Izumi, KOIKE Fumihiko¹⁾, HIGASHIGUCHI Takeshi²⁾ and OHASHI Hayato³⁾

核融合科学研究所, ¹⁾上智大学, ²⁾宇都宮大学, ³⁾富山大学

(原稿受付: 2014年11月10日)

任意の固体状元素をプラズマ中に導入できるトレーサー内蔵固体ペレット (TESPEL) は, 磁場閉じ込め高温プラズマ中で生じる多様な原子分子過程の研究にも活用することができる. 大型ヘリカル装置 (LHD) では分野間連携の重要性をふまえ, 様々な重元素をプラズマ中に導入することで, 核融合のみならず, プラズマの産業応用上も重要な各種高 Z 元素多価イオンのスペクトルに関する分光研究が活発に行われ, 原子物理学的にも有意義な成果が得られている. 本節ではその中でも極端紫外 (EUV) 領域のスペクトルに関する研究について, これまでに得られた成果を紹介する.

Keywords:

TESPEL, high Z element, highly charged ion, EUV spectrum, tungsten, lanthanide, water window

4.4.1 はじめに

前章までに述べられているように, 任意の固体状元素をプラズマ中の任意の位置に導入できるトレーサー内蔵固体ペレット (TESPEL) は, 磁場閉じ込め高温プラズマ中の不純物輸送研究において, 非常に有用な手段となっている. ペレットが溶発して不純物が逐次電離され多価イオンとなり, プラズマ全体に広がり減衰あるいは蓄積していく過程で, 多種多様な原子分子過程が生じるが, これらは主に分光学的手法で計測・解析することになる. このことは逆に, TESPEL を用いて研究対象としたい任意の元素を積極的にプラズマ中に導入し, 原子分子過程の研究に活用できることを示している. 大型ヘリカル装置 (LHD) で生成されるプラズマの場合, 非常に幅広い電子温度・密度領域を有しており, 中性原子から高価数イオンまで, 多種多様な発光線が高輝度で観測できる. 電子温度・密度分布は高精度のトムソン散乱計測システムで常時計測されているため, 衝突・輻射モデルとの比較にも適している. ペレット溶発雲内部では 10^{22} m^{-3} を超える高密度プラズマが生成され, 溶発雲からのスペクトルはシュタルク広がりや輻射捕獲に関する情報を含んでいる. 強磁場環境であるので, ゼーマン分裂やスペクトル線の偏光も重要な要素である. このように多種多様な原子分子過程研究に活用できる可能性がある.

近年, 国際熱核融合実験炉 (ITER) におけるダイバータ

材料としてタングステンが採用されたのをきっかけとして, 原子番号の大きな (高 Z) 重元素の多価イオンの分光研究が盛んになっている. 核融合分野だけでなく, 極端紫外 (EUV) 光を用いた次世代の半導体リソグラフィや, 生体観察用の短波長光源開発といった産業応用の分野でも, スズ, ガドリニウム, ビスマスといった高 Z 元素のスペクトルに関する基礎データベースの需要が高まっている. このような高 Z 元素多価イオンからの発光スペクトルは, エネルギー準位構造の複雑さを反映して非常に複雑な様相を呈し, 基礎的な分光データベースさえ十分に整備されていないのが現状である. このような背景をふまえ, LHD 実験では, これらの元素を TESPEL 等を用いてプラズマ中に導入することにより, 高 Z 元素の分光研究を近年特に重点的に実施している. 高 Z 元素多価イオンのスペクトルには, 相対論的效果や多電子相関効果といった原子物理学的に興味深い現象が反映されやすいため, 核融合やプラズマ応用のみならず, 基礎的な原子物理学への寄与も期待される.

本節では, TESPEL と斜入射分光器を用いた高 Z 元素多価イオンの EUV スペクトルに関する研究に焦点を絞り, 次項でその概要を簡単に述べた後, 4.4.3以降で具体的な成果の例をいくつか紹介する. レーザー生成プラズマにおける実験結果も合わせて, スペクトルの Z 依存性を整理し, 疑似的なモーゼリー則を導出した結果についても紹介する.

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan

corresponding author's e-mail: csuzuki@nifs.ac.jp

4.4.2 高Z元素導入実験の概要

実験手法の詳細については過去の本誌記事[1]や他の文献[2-5]にゆずり、本項では概要を簡単に述べる。中性粒子ビーム入射 (NBI) 加熱で生成された LHD の水素プラズマ中に、原子数で 10^{17} 個のオーダーの粉末状元素を封入した TESPEL を入射して、EUV 領域のスペクトルを観測した。スペクトルは 2 m の Schwob-Fraenkel 型斜入射分光器 (SOXMOS) [6] で観測された。使用した回折格子の刻線数は 600 nm^{-1} で、最終的な波長分解能は 0.01 nm 程度である。炭素や希ガスの既知のラインを観測することで、誤差 0.01 nm 以下の精度で波長校正を行うことができた。フレームレートは $0.1-0.2 \text{ s}$ に設定し、LHD プラズマの横長断面中心を通る視線積分のスペクトルを観測した。

原子番号50以上で、これまでに TESPEL 入射実績のある元素を表1に示す。放射崩壊を起こさない範囲で、トレーサーの量、背景プラズマ密度、加熱パワーを制御することで、様々な電子温度の状態を得ることができる。特に、TESPEL 入射後に加熱パワーを下げることで、中心部のみで局所的に温度が急激に低下し、最終的には中空状の電子温度分布をもつプラズマが得られている。この中空状プラズマの電子温度は、LHD としては非常に低い 500 eV 程度以下で、狭帯域化した特徴的なスペクトルが得られている[5]。この方法で得られた電子温度によるスペクトルの顕著な変化の一例を、テルビウム (Tb) に関して図1に示す。

磁場閉じ込めトラスプラズマを利用した重元素多価イオンからの EUV スペクトルの観測は、過去にも多くの元素について行われているが、不純物はレーザーブローオフ法で導入されたため、高価数イオンと低価数イオンの発光が重畳したスペクトルが得られている[7]。図1に見られるような電子温度によるスペクトルの明瞭な変化は、不純物の導入に TESPEL を用いたことで得られた結果といえる。

表1 これまでに TESPEL 入射実績のある重元素 ($Z \geq 50$)。

Z	50	60	62	64	65	66
Atom	Sn	Nd	Sm	Gd	Tb	Dy
Z	68	70	74	79	82	83
Atom	Er	Yb	W	Au	Pb	Bi

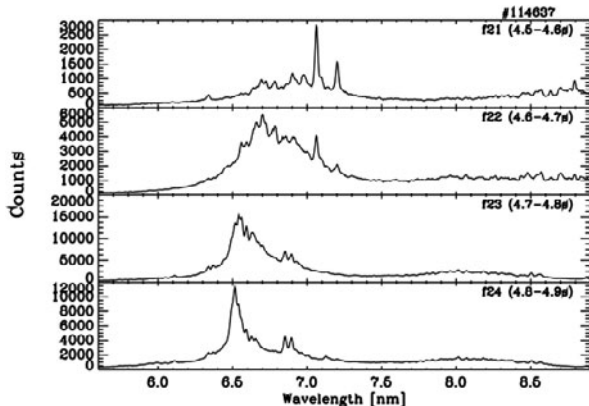


図1 電子温度による Tb の EUV スペクトルの変化。(上から、最大電子温度 1.5 keV , 1.1 keV , 0.6 keV , 0.4 keV)

4.4.3 タングステンのスペクトル

ITER におけるダイバータ材料であるタングステンは、高Z元素ゆえに放射損失によるプラズマへの影響が大きいため、核融合プラズマ中での挙動研究の重要性は高いが、分光解析による挙動研究のためには、スペクトルを十分に記述できる原子モデルが必要である。同時にモデルの妥当性を実験データによって検証する必要がある。我々は、タングステン多価イオンの詳細な原子モデルを構築し、小型電子ビームイオントラップ装置 (CoBIT) を用いたタングステン多価イオンの EUV スペクトル測定や[8], LHD プラズマへ TESPEL 等でタングステンを導入して EUV 分光計測を行い[3, 4], 原子モデルによる計算と比較して検証し、原子モデルの高精度化を進めてきた[9]。本項では、LHD での EUV 分光計測との比較により得られた成果について述べる。

高Z多価イオンのスペクトルは、EUV 領域で Unresolved Transition Array (UTA) とよばれる特徴的な構造を示す[10]。UTA は、本質的に分解不可能な多数の発光線によって形成されている。タングステンの場合、プラズマの電子温度が 1 keV 程度の時、主量子数 $n = 4-4$ 遷移による UTA が、 $4.5-7 \text{ nm}$ の領域に現れる。LHD で観測されたこの領域のスペクトルの一例を図2に示すが、 5 nm 付近と 6 nm 付近にピークがある二山の構造が見られる。タングステン多価イオンの原子構造が十分に考慮されていない従来モデル[11]では、 6 nm の山が再現できていない。我々は、内殻励起状態を含む多くの電子配位と微細構造レベルを取り入れた衝突・輻射モデルを構築し[9], 佐々木の電離平衡モデル[12]を仮定して、図3に示すように、電子温度が 1 keV の場合、タングステン多価イオンの二山ピークの UTA スペクトルが再現できることを確認した。 5 nm は、主に $4d^n-4d^{n-1}4f$ 遷移、 6 nm は、主に $W^{29+}-W^{36+}$ の内殻励起状態からの $4p^64d^n-4p^54d^{n+1}$ 遷移によって形成されている。このような内殻励起状態からの発光が強くなるためには、基底状態からの電子衝突励起だけではなく、さらに上のレベルからの放射遷移等による寄与が重要である

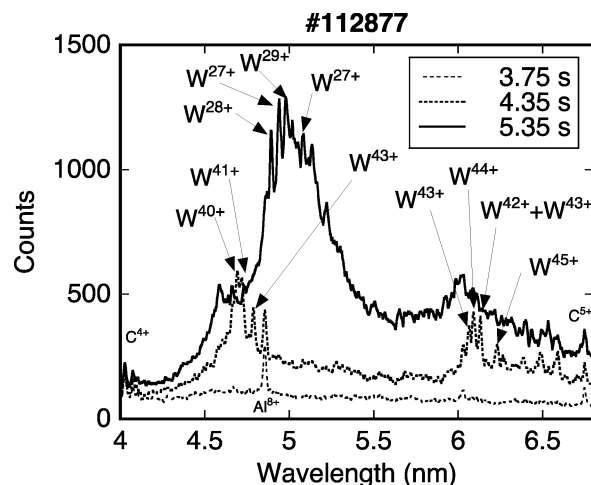


図2 タングステンの EUV スペクトル。3.75秒は TESPEL 入射前、4.35秒は中心電子温度が約 3 keV 、5.35秒は約 1 keV の時のスペクトル。

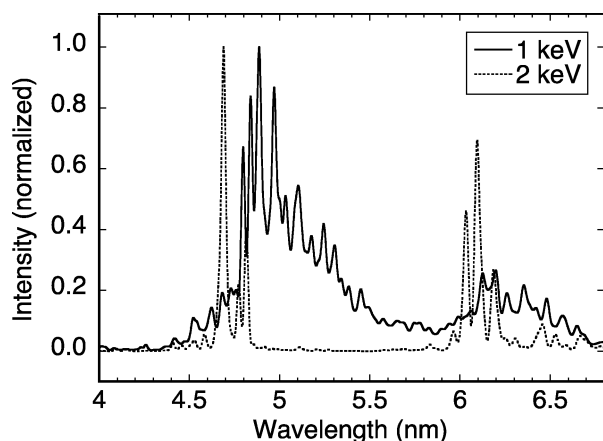


図3 電子温度 1 keV (実線) および 2 keV (点線) の場合における、原子モデルで計算したタングステンのスペクトル。佐々木の電離平衡モデル[12]を仮定した価数分布で合成した。

こともわかった。そのため、多くの内殻励起状態を考慮していない原子モデルでは 6 nm のピークは再現できていない。プラズマの電子温度が 2 keV を超えると UTA ではなく、孤立した発光線群へとスペクトル形状は変わり、 $W^{37+} - W^{45+}$ イオンからの 4p-4d, 4s-4p 遷移による発光線になる。

LHD における最近のタングステン入射実験では、複数の分光器による同時計測を実施して様々な波長域での分光データを取得し、原子モデルとの比較によるスペクトルの理解を進めている。特に、CoBIT の実験により明らかになった、2-4.5 nm 領域に見られる $n=4-5$, $n=4-6$ 遷移による発光ピーク群は、ピーク波長が多価イオンの価数とともにシフトしていることを利用し、 $W^{20+} - W^{30+}$ のタングステン多価イオンの価数分布を推定することができるようになった[13]。発光ピーク群は電子温度の変化に敏感に追従して変化し、価数分布も変化していることがわかった。

4.4.4 希土類元素スペクトルの理論的検討

前項のタングステンの例のように、重元素多価イオンからの $n=4-4$ 遷移の UTA 放射は特定の波長範囲内に多数の遷移が集中する。このことは、反射率ピークに波長幅をもつ反射鏡を光学系に用いる、半導体リソグラフィ装置用光源への応用を考えた場合、線スペクトル放射と比較して高強度かつ高変換効率となり得る光源放射特性をもつため都合がよい。このため、スズプラズマからの 13.5 nm 付近の UTA 発光を用いた次世代半導体 EUV リソグラフィ技術が現在開発段階にあり、将来的にはさらに短波長の 6-7 nm 付近の BEUV (Beyond EUV) リソグラフィ用の光源としてガドリニウム近傍の希土類 (ランタノイド) 元素の適用が検討されている[14]。一方で、希土類元素多価イオンからのスペクトルは後述のように原子物理学的にも興味深く、LHD では Z 依存性の理解の観点から広範囲の希土類元素について EUV スペクトルの観測実験を実施している。

希土類元素を封入した TESPEL の入射を受けた LHD

プラズマの電子温度は 200 eV 程度から 2 keV 程度までの非常に広い範囲にわたる。これに応じて、広い範囲の価数の希土類元素多価イオンが生じ、これらからの発光スペクトルを得ることができる。例えば、Tb ($Z=65$, テルビウム) の Pd-like イオン (パラジウム ($Z=46$) 様イオン) の電子状態のエネルギーは中性原子の基底状態を基準として、3 keV 程度であるので、N 殻 (主量子数 $n=4$ の電子殻) 電子の電子殻内副殻間遷移による発光を見ることができる。希土類元素の N 副殻間遷移は 5-10 nm 程度の EUV 領域に観測される。プラズマ中の多価イオンは最外殻が開殻になる場合が多い。このようなイオンの 1 電子双極子遷移は外殻励起状態からの遷移のみならず、内殻励起状態からの遷移も見られる。例えば、 $Tb^{27+} 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^2 = [Ni] 4s^2 4p^6 4d^2$ 配置への副殻間遷移は $4s^2 4p^6 4d 4f$ からの 4d-4f 遷移のみならず内殻励起配置 $4s^2 4p^5 4d^3$ からの 4p-4d 遷移も観測される。実際、 $Z=50$ から希土類元素にかけての N 開殻イオンにおいては、4p-4d 励起と 4d-4f 励起のエネルギーがあまり変わらないので、内殻励起配置 $4s^2 4p^5 4d^3$ と外殻励起配置 $4s^2 4p^6 4d 4f$ がともに存在するのは自然である。さらに、両配置が同一の対称性をとるとき強い配置間相互作用が見られて、励起状態の変形やこの状態からの遷移に特徴的な変化が観測される。

一般に同じ対称性をもつ 2 つの電子配置 φ_1 と φ_2 があり、ハミルトニアン H に対してエネルギー期待値が、 $\langle \varphi_1 | H | \varphi_1 \rangle = H_{11}$, $\langle \varphi_2 | H | \varphi_2 \rangle = H_{22}$, そして、配置間相互作用行列要素が $\langle \varphi_1 | H | \varphi_2 \rangle = H_{12}$ とおけると、配置間相互作用、すなわち、電子相関効果を受けた原子状態のエネルギー期待値 H'_{ii} , $i=1, 2$ は次式で表される[15]。

$$H'_{ii} \cong H_{ii} + \frac{|H_{12}|^2}{(H_{ii} - H_{jj})}, \quad i \neq j = 1, 2. \quad (1)$$

さらに、 φ_1 と φ_2 から基底状態 φ_g への双極子遷移振幅を、 D を双極子演算子として、 $a_i = \langle \varphi_i | D | \varphi_g \rangle$, $i=1, 2$ とおけば、配置間相互作用、すなわち、電子相関効果を受けた原子状態からの双極子遷移振幅 a'_i , $i=1, 2$ は次式で表される[14]。

$$a'_i \cong a_i + \frac{H_{12}}{(H_{ii} - H_{jj})} a_j, \quad i \neq j = 1, 2. \quad (2)$$

したがって、エネルギー差 $H_{11} - H_{22}$ が小さい場合には、双極子遷移振幅は電子相関効果の影響を大きく受けることが考えられる。希土類元素の N 開殻イオンの場合、同一の配置、例えば、 $4s^2 4p^5 4d^3$ や $4s^2 4p^6 4d 4f$ がそれぞれ多くの対称性の異なる (微細構造) 単位に分裂して広いエネルギー範囲に分布してそれぞれブロックを作っているが、(2) 式のような変更は各対称性毎に同様に起こるので、 $4s^2 4p^5 4d^3$ や $4s^2 4p^6 4d 4f$ のいずれかの配置からの遷移がブロックごと消失するといった効果もみることができる。Bauche 等[15]は Pr^{21+} イオンの $4s^2 4p^5 4d^3$ と $4s^2 4p^6 4d 4f$ からの遷移でこの効果を理論的に指摘した。図 1 の Tb イオンのスペクトルが電子温度の低い領域で狭帯域化すること、この効果によって説明できる。このような電子相関効

果によるスペクトルの狭帯域化とエネルギーシフト（(1)式参照）は、希土類元素よりも少し低い原子番号の元素でも起こることが知られており、O'Sullivan 等[16]によって Sn ($Z=50$, スズ) について議論されている。

この効果は、エネルギー差 $H_{11}-H_{22}$ が大きくなると、弱くなると考えられる。最近の LHD での実験では、Yb のスペクトルが調べられたが、4d-4f 遷移と 4p-4d 遷移の UTA は独立に現れスペクトルは分かれて見える。前項で述べた、W ($Z=74$) の LHD での実験や、後述のさらに重い元素のスペクトルでも同じ傾向が観測されている。

4.4.5 水の窓領域の重元素スペクトル

波長 $\lambda = 2.3-4.4$ nm の領域の軟 X 線は「水の窓」と呼ばれており、水にほとんど吸収されない反面、生体を構成する炭素に強く吸収される。この波長領域の X 線を使うと、水分中の生きた細胞の内部構造をナノメートルレベルの分解能で観察することができるようになることから、軟 X 線顕微鏡をめざした研究が行われている。最近では、厚い細胞組織を観察するための $\lambda = 4.5$ nm 領域の炭素の窓についても検討が進められている[17]。いずれにしても、水の窓軟 X 線を用いた生体細胞の撮影をシングルショット、すなわちフラッシュ撮影することは小型の実験室規模では未だに実現されていない。水の窓軟 X 線光源には単一ショットで撮影ができる明るさと照射時間を短くすることも求められている。しかしながら、1 パルスあたりのエネルギーが小さいため、多重ショットを駆使して試料撮影が行われているのが現状である[18]。このため、ターゲットを氷結固定化するなどの工夫を施さなければならない。

著者等はビスマスやジルコニウムを用いる光源を提案している[19, 20]。それは、前項で触れた半導体リソグラフィ露光用 $\lambda = 13.5$ nm 光源および $\lambda = 6-7$ nm 光源の波長を $\lambda = 3-4.5$ nm の水の窓～炭素の窓軟 X 線光源にまで拡張できそうだからである。この拡張性（疑似モズリーの法則）については 4.4.6 で述べることにする。高輝度かつ高効率のレーザー生成重元素プラズマ光源を実現するためには、放射スペクトルや出力エネルギーの評価などの実験的アプローチだけでは不十分であり、衝突・輻射モデルなどによる理論的予測も必要不可欠であることはいうまでもないことである。4.4.3 で述べたように、タングステンプラズマを例とする解析でも衝突・輻射モデルの構築は多準位系の計算であるため、難度の高い研究である。しかしながら、衝突・輻射モデルが高度化すると、放射流体計算との組み合わせで予測とスケールリングが行えるようになり、実験室光源の実現に向けて弾みが付くことになる。したがって、重元素多価イオンの放射スペクトルを衝突・輻射モデルと比較するベンチマーキングが重要になる。

例えば、実験室レベルでのレーザー生成プラズマ (LPP) 方式でビスマス ($_{83}\text{Bi}$) を用いた実験では、電子温度が最大でも $T_e \approx 500$ eV 程度までは生成できよう。衝突・輻射モデルによる数値解析でも予測できることであるが、この程度の電子温度では $\lambda \approx 3.9$ nm の放射が強いことが予測され、LPP でもそのようなスペクトルが観測されている

[19]。数値解析では更なる高温プラズマ、すなわち $T_e > 800$ eV では、 $\lambda \approx 3.2$ nm の放射が強くなることが予想されている。しかしながら、衝突・輻射モデルによる数値解析と比較しやすい、光学的に薄く（電子密度： $n_e = 10^{12}-10^{14}$ cm $^{-3}$ ）かつ高温（電子温度： $T_e = 1-3$ keV）プラズマを実験室レベルで生成することは困難である。そこで、数値予測を実証しつつ、重元素多価イオンのデータベースを構築するため、LHD プラズマに金、鉛、ビスマスを包含した TESPEL を入射し、異なる電子温度における準平衡状態の水の窓軟 X 線のスペクトルを取得し、原子コードと比較することにした。このように、LHD は自由度のある実験を行うことができる装置である。

図 4 は、LHD で観測された各元素からの放射スペクトルである。点線は TESPEL 入射前、実線は TESPEL 入射後の放射スペクトルである。各図の右側には、実線のスペクトルが観測された際の電子温度の空間分布を示している。電子温度により重元素イオンの価数が異なり、UTA スペクトル構造が変わるだけでなく、元素を変えることにより、UTA のピーク波長の変化も観測される。このときのプラズマパラメータはトムソン散乱により評価され、電子密度は $n_e \approx 10^{13}$ cm $^{-3}$ 、最大電子温度は図 4 に示すように $T_e = 1.5-3.2$ keV の領域にある。ここで観測された LHD による keV オーダーの高温プラズマ多価イオンからの各元素の放射スペクトルの主ピークは主量子数 $n=4-4$ 遷移による放射であり、ピーク波長はそれぞれ $\lambda = 4.3$ nm ($_{79}\text{Au}$)、4.1 nm ($_{82}\text{Pb}$)、4.0 nm ($_{83}\text{Bi}$) であった。また、これらのピーク波長は電子温度と共に大きく変わることもなく、相対的に電子温度の低い実験室レベルの LPP からの放射スペクトルのピーク波長とも大きな差はなかった[19]。ところが、LHD と実験室レベルの LPP では電子温度が大きく異なることから、生成されている多価イオンの価数も異なっている。現在、この LHD 放射スペクトルの詳細な解析を行っているところである[21]。

一方、LHD で生成される高温プラズマでは、例えば、ビスマスプラズマからは $\lambda \approx 3.2$ nm の放射があると期待されていたが[19]、観測されることはなかった。このことは、これまでの衝突・輻射モデルの修正と改善が必要であるこ

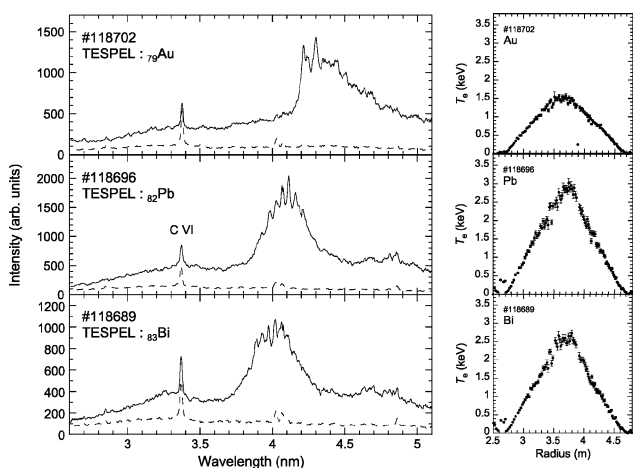


図 4 重元素プラズマ多価イオンからの水の窓軟 X 線スペクトル。

とを示唆している。各種原子コードでの数値解析および他の方法での多価イオン生成実験を併用しながら、理論と実験の不一致を理解していく必要がある[22]。この不一致を理解することにより、実験室レベルでの高輝度水の窓軟X線光源を実現するための指針を明らかにすることができる。重元素多価イオンプラズマのデータベースの構築に TESPEL はなくてはならないターゲットとなっている。

4.4.6 疑似モーズリー則の検討

これまでに述べたように、様々な重元素 TESPEL を用いた LHD プラズマ放射特性に関する研究が行われてきたが、ここでは軟X線～EUV 領域において主要な UTA 放射となる $n=4-4$ 遷移に着目する。シミュレーション計算からは高 Z になるにつれ UTA 放射の発光波長が短波長化していくという原子番号依存性が報告されており[23]、これは適した重元素を用いることでプラズマ光源の UTA 発光波長を選択することが可能であることを示唆している。実験により系統的な原子番号依存性を測定することで具体的な UTA 発光波長をデータベース化することは、UTA プラズマ光源の将来的な汎用性を考えると非常に重要である。実用的にはリソグラフィ用光源のように光学的に厚い LPP の研究が進められているが、LHD プラズマは光学的に薄く、電子温度と電子密度が調節でき直接測定も可能なので、その発光スペクトルは重元素では実験値の再現が難しいモデル計算の評価に適している。

実験と理論両面からの様々な重元素プラズマの発光特性の評価は別の機会に譲り、ここでは $n=4-4$ 遷移の UTA 放射のピーク波長にのみ焦点を絞る。発光波長の原子番号依存性といえば、特性 X 線についてはモーズリー則 (Moseley's law) によって示すことができ、ボーアモデル (Bohr model) から $n-n'$ 遷移の波長は $\lambda_M = R_\infty^{-1} (1/n^2 - 1/n'^2)^{-1} (Z-s)^{-2}$ と表わすことができる。ここで、 R_∞ はリュドベリ定数、 s は遮蔽定数で、遷移に関与する電子より内側の束縛電子による遮蔽効果を補正する項である。例えば、 $n=1-2$ ($\Delta n=1$) 遷移に対応する $K\alpha$ 線の波長は、 $s=1$ より $\lambda_{K\alpha} = 4/3 \times R_\infty^{-1} (Z-1)^{-2}$ と表すことができる[24]。 $n=4-4$ 遷移の UTA 放射についてはどのような関係が成り立つであろうか。 $\Delta n=0$ なのでボーアモデルでは単位のエネルギー差がゼロになってしまうが、実際には主量子数だけでなく角運動量子数の関与もあって決まるので、実験的にはその寄与を含めた遷移波長と原子番号の関係が観測されることになる。

図 5 に ^{83}Bi 、 ^{82}Pb 、 ^{79}Au 、 ^{74}W 、 ^{64}Gd および ^{60}Nd の重元素 TESPEL による LHD プラズマ発光スペクトルを示し、 $n=4-4$ 遷移の UTA 放射ピーク波長の原子番号依存性を、Nd:YAG レーザー (パルス幅 150 ps、波長 1064 nm) による LPP のものと併せて図 6 に示す。電子温度は LHD プラズマとしては相対的に低い 1 keV 以下だが (Bi のみ約 3 keV)、ps-LPP よりは十分高温である。LHD は準平衡状態の発光スペクトルであるのに対し、LPP はプラズマ生成から消失までの時間積分スペクトルであるため、UTA 放射に寄与

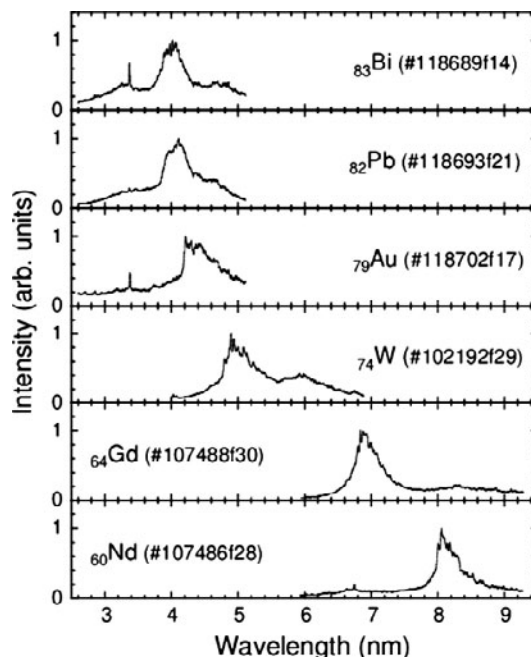


図 5 重元素 TESPEL による LHD 発光スペクトル。

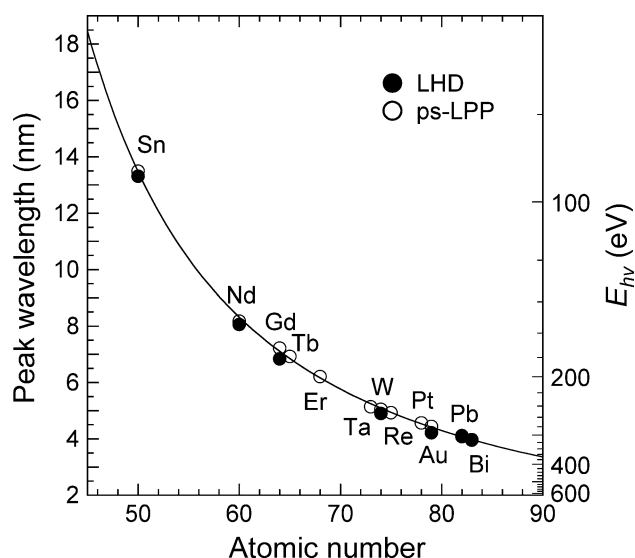


図 6 $n=4-4$ 遷移の UTA 放射ピーク波長の原子番号依存性。曲線は ps-LPP に対する疑似モーズリー則 (本文参照)。

するイオン価数の分布にも違いがあり、ピーク波長が若干異なっている。このようにプラズマ生成条件によって UTA 放射のピーク波長はずれるが、代表的なベンチマークデータとして ps-LPP の原子番号依存性について関係式を導出すると、 $\lambda_{\text{UTA}} = 21.86 \times R_\infty^{-1} (Z-23.23)^{-1.52}$ と疑似モーズリー則 (Quasi-Moseley's law) の形で表せることが明らかになった[25]。UTA 放射は主に $4d-4f$ 遷移が寄与していると考えられるが、スレーター則より求められる $4d$ 電子の遮蔽定数は $s=36-39$ となり、疑似モーズリー則の値よりも大きい。また、有効核電荷のべき乗もモーズリー則からのずれ、前述の $\Delta n=0$ 遷移であることの寄与も総じて、一般的な物理的解釈は明らかにできていないのが現状であり、今後の課題である。しかし、今回導出した疑似モーズリー則を用いれば、どの元素がどの波長の UTA 放

射光源として適しているか見積もることができ、今後、未開拓波長領域の光源を開発するときに非常に有用な式となる。またその際には、対象元素 TESPEL を用いた LHD プラズマのスペクトル解析が光源プラズマ最適化に大きく寄与することになるであろう。

4.4.7 おわりに

本節では、プラズマ中の原子分子過程研究に LHD プラズマと TESPEL を活用した例として、高 Z 多価イオンの EUV スペクトルに関する最近の主要な研究成果を紹介した。多価イオンからの高輝度スペクトルが容易に得られる光源としての LHD と、任意の固体状元素を直接コアプラズマに導入できる TESPEL の特徴により、タングステンなど核融合プラズマ中の不純物挙動の解明のみならず、プラズマの産業応用や、基礎的な原子物理学にも貢献ができる有意義なデータが得られることが示された。

最後に、本節では紙数の制約で省略したが、可視域の分光計測においても、タングステン原子や低価数イオンの未知の発光線の探索や、多価イオン禁制線の新たな同定といった重要な成果が得られていることを強調しておきたい。

謝 辞

本節で紹介した内容の一部は、科学研究費補助金（課題番号23246165, 23740412）および核融合科学研究所共同研究（NIFS12KLPH025, NIFS13KLPH020）の支援による成果である。また、LHD における実験遂行に際しては、LHD 実験グループの支援を得た。

参 考 文 献

- [1] 鈴木千尋：プラズマ・核融合学会誌 **89**, 284 (2013).
- [2] C. Suzuki *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **43**, 074027 (2010).
- [3] C.S. Harte *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **43**, 205004 (2010).
- [4] C. Suzuki *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **44**, 175004 (2011).
- [5] C. Suzuki *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **45**, 135002 (2012).
- [6] J.L. Schwob *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **58**, 1601 (1987).
- [7] K.B. Fournier *et al.*, Phys. Rev. A **50**, 2248 (1994).
- [8] H.A. Sakaue *et al.*, AIP Conf. Proc. **1438**, 91 (2012).
- [9] 村上 泉：プラズマ・核融合学会誌 **89**, 314 (2013).
- [10] G. O'Sullivan and P.K. Carroll, J. Opt. Soc. Am. **71**, 227 (1981).
- [11] T. Pütterich *et al.*, AIP Conf. Proc. **1545**, 132 (2013).
- [12] A. Sasaki and I. Murakami, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **46**, 175701 (2013).
- [13] I. Murakami *et al.*, IAEA 25th FEC, EX/P6-28 (2014).
- [14] S.S. Churilov *et al.*, Phys. Scripta **80**, 045303 (2009).
- [15] J. Bauche *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **20**, 1443 (1987).
- [16] G. O'Sullivan and R. Faukner, Opt. Eng. **33**, 3978 (1994).
- [17] I.A. Artyukov *et al.*, Quant. Electron. **34**, 691 (2004).
- [18] P. Skoglund *et al.*, Appl. Phys. Lett. **96**, 084103 (2010).
- [19] T. Higashiguchi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 014103 (2012).
- [20] B. Li *et al.*, Appl. Phys. Lett. **102**, 041117 (2013).
- [21] H. Ohashi *et al.*, *to be published in* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **48** (2015).
- [22] H. Ohashi *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **488**, 062017 (2014).
- [23] T. Higashiguchi *et al.*, "Shorter-wavelength extreme-UV sources below 10 nm", SPIE Newsroom, 2011.
- [24] H.G.J. Moseley, Phil. Mag. **26**, 1024 (1913).
- [25] H. Ohashi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **104**, 234107 (2014).