

# 可視から近赤外におけるタングステン多価イオン発光線の観測

中村信行研究室 船橋 菜由子

2024年3月4日

## 1 序論

### 1.1 多価イオン

多価イオンとは、一般に2価以上の正、負イオンのことである。ここでは特に、価数が2以上の正の原子イオンを指す。Aという元素で価数が $q$ の多価イオンは $A^{q+}$ と表記する。

多価イオンの特徴を示すために、水素様イオンで比較する。ボーアの原子模型で考えると、原子番号を $Z$ 、主量子数を $n$ として、エネルギー $E(n)$ 、軌道半径 $r(n)$ 、軌道速度 $v(n)$ は式1.1、1.2、1.3のようになる[1]。

$$E(n) = -E_0 \frac{Z^2}{2n^2} \simeq -27.2 \frac{Z^2}{2n^2} \text{ (eV)} \quad (1.1)$$

$$r(n) = a_0 \frac{n^2}{Z} \simeq 5.3 \times 10^{-11} \frac{n^2}{Z} \text{ (m)} \quad (1.2)$$

$$v(n) = v_0 \frac{Z}{n} \simeq 2.2 \times 10^6 \frac{Z}{n} \text{ (ms}^{-1}\text{)} \quad (1.3)$$

ここで、 $E_0$ はエネルギーの原子単位、 $a_0$ はボーア半径、 $v_0$ はボーア速度と呼ばれる。 $n$ を固定した場合、軌道速度 $v(n)$ は $Z$ に比例して大きくなり、軌道半径 $r(n)$ は $Z$ に反比例して小さくなる。このため、多価イオンは相対論効果や量子電磁力学効果が顕著になる。

### 1.2 国際熱核融合実験炉 ITER

国際熱核融合実験炉 (ITER) 計画は、2025年の運転開始を目指している国際的なプロジェクトである。

ITERはトカマク型という構造を採用している。ドーナツ型の中核が超高温プラズマとなっており、この周りには超伝導コイルによって強い磁場を作ってプラズマを閉じ込める。プラズマの下部にはダイバータという部分があり、プラズマからの高い熱流や粒子の流れを受け止める役割を持つ。ダイバータの材料には熱負荷に強いタングステンが使用されることになった。

しかし、スパッタリングによってタングステンがプラズマ中に混入し多価イオン化すると、放射損失が大きくなるため、プラズマ温度の低下や閉じ込め性能の低下の原因になる。そのため、タングステンの流入量や流入経路をタングステン多価イオンの分光診断により把握して制御することが必要である[2]。

### 1.3 電子ビームイオントラップ

電子ビームイオントラップ (electron beam ion trap, EBIT) は、1980年代後半に米国のリバモア研究所で開発された多価イオン源である[1]。EBITは図1.1で示すように、電子銃、ドリフトチューブ (Drift Tube, DT)、ヘルクホルツ型超伝導コイル、電子コレクターで構成されている。

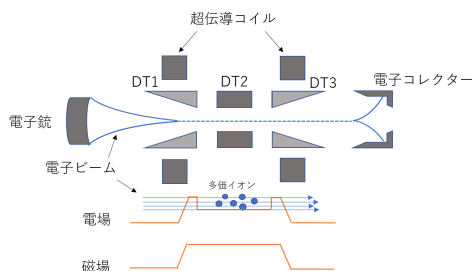


図 1.1: EBIT の概略図

電子銃から出射された電子ビームは、超伝導コイルによって径方向に圧縮されてDT内部を通過し、電子コレクターに回収される。DTは3つあり、DT1とDT3にDT2より高い電圧を印加すると、軸方向に井戸型ポテンシャルができる。また、径方向には電子ビームが空間電荷ポテンシャルをつくる。軸方向と径方向のポテンシャルに3次的にトラップされたイオンは、電子ビームが衝突することによって多価イオン化される。EBITは電子ビームエネルギーを任意の値に設定

できるため、生成する多価イオンの価数がある程度定めることができる。

## 1.4 可視光線と近赤外線

波長範囲に明確な定義はないが、人間の目で見える範囲で波長がおよそ 400 nm～760 nm のものを可視光線という。赤外線はおよそ 700 nm～1 mm の範囲に相当し、ほぼ知覚することができない。赤外線はさらに近赤外線、中赤外線、遠赤外線に分類され、このうち近赤外線は 700 nm～2500 nm の波長範囲とする。

## 1.5 研究目的

本研究の目的は、ITER のプラズマ診断に必要なタングステン多価イオンの分光データを集めることである。今回の実験では、可視～近赤外領域での発光線を観測し、その価数と遷移の同定、波長の決定を行うことを目的とした。近赤外領域の観測を行うことは、ITER の光学的な計測に役立つ。ITER の信号伝送媒体として耐放射線性光ファイバーが利用されるが、光ファイバーの損傷により 600 nm 以下の可視域の発光線は透過率が減少してしまう。700 nm 以上では良好な透光性を示し、炉心のような重照射下で光ファイバーに損傷が起きても実用できることが分かっている [5]。そのため、近赤外領域の分光データを得ることで、ITER のプラズマ診断に貢献できる。

## 2 実験

### 2.1 実験装置

小型電子ビームイオントラップ (Compact EBIT, CoBIT) の概略図を図 2.1 に示す [3]。CoBIT は一般的な EBIT に比べて低エネルギーで運転するため、中程度の価数の多価イオンを扱うのに適している。冷却には液体ヘリウムではなく液体窒素を使用できるので、コストを低く抑えられる。CoBIT にツェルニーター型可視分光器を設置して観測を行った。試料はヘキサカルボニルタングステンを使用した。

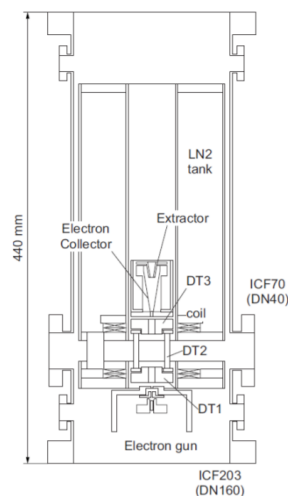


図 2.1: CoBIT の概略図 [3]

### 2.2 波長較正

He、Ar、Xe、Ne の標準ランプを使用して波長較正を行った。得られたスペクトルに正規分布の式をフィッティングして発光線の中心のピクセル位置が得られる。NIST のデータベース [4] と比較して発光線の波長を決定し、ピクセル位置と対応させる。650 nm～950 nm の測定時に求めた発光線のピクセル位置と、適用した NIST のデータベースの波長を表 2.1 に示す。

表 2.1: 650 nm～950 nm の測定に用いた発光線のピクセル値と波長の文献値の対応

	位置 (pixel)	波長 (nm) [4]
He I	92.56	667.8151
	353.49	706.5190
	499.61	728.1349
Ar I	285.69	696.5431
	355.45	706.7218
	408.40	714.7042
Xe I	1547.93	881.94106
	1639.17	895.22509
	1703.32	904.54466
	1784.16	916.26520

これらの結果を 3 次多項式にフィッティングし、ピクセルを波長に変換する式を求めて波長較正に用いた。

### 3 結果および考察

#### 3.1 発光スペクトルの低分散測定

発光線が見られる波長を大まかに把握するために、650 nm～950 nm のスペクトルの低分散測定を行った。測定時間は 30 分で、回折格子の溝本数は 300 g/mm である。ここでは、450 eV～725 eV で観測したものを図 3.1 に示す。

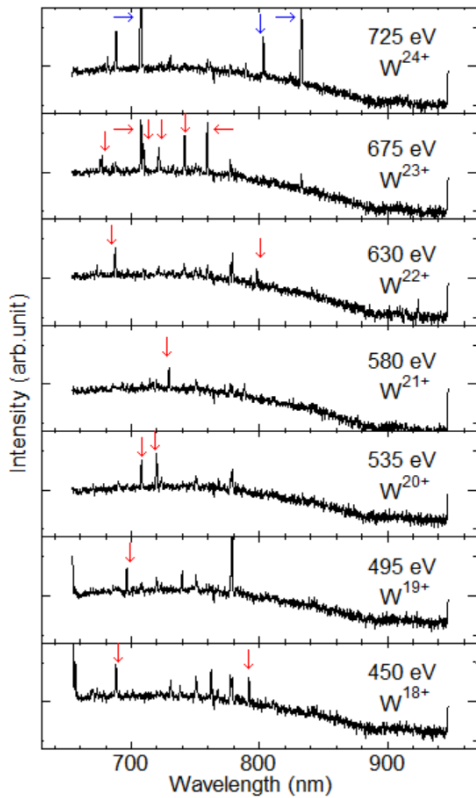


図 3.1: 低分散測定 (450 eV～725 eV)

図 3.1 中の赤矢印で示したように、電子ビームエネルギー依存性から、各電子ビームエネルギーにおいて目的としている価数によるものと思われる発光線が観測された。

#### 3.2 遷移波長と遷移確率の計算

タングステン多価イオンの発光線の波長決定と遷移同定をするために、観測と並行して計算を行った。計算には原子構造や遷移確率を計算できる Flexible Atomic Code(FAC) と呼ばれるコードを用いた。FAC

は M.F.Gu が中心となって開発し管理している公開コードである [6]。今回は、 $W^{21+} \sim W^{23+}$  の FAC 計算を行い、実験で観測された発光線の遷移同定を試みた。

##### 3.2.1 $W^{23+}$ の計算

まず、 $W^{23+}$  について EBIT での観測で強く発光する基底状態への遷移を計算した。図 3.2 に示す。遷移波長を横軸に、上準位の統計重率  $g$  と遷移確率 ( $A$  係数) を掛けた値を縦軸にプロットした。発光線の強度に比例するものは上準位の占有密度と遷移確率の積であるため、 $gA$  値を実験結果の強度と比較することは出来ないが、狭いエネルギー範囲においては占有密度を統計重率で置き換えても遷移の同定に有用である。計算によると、観測実験を行った 650 nm～950 nm には基底状態への遷移がないことが分かる。

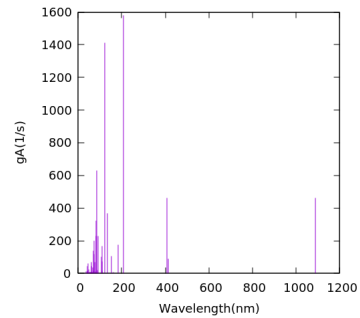


図 3.2: FAC 計算による 23 価の発光線 (基底状態のみ)

そこで、基底状態以外の遷移も含めて計算したものをを用いて計算と実験の発光線の対応を考えた。図 3.3 に示す。

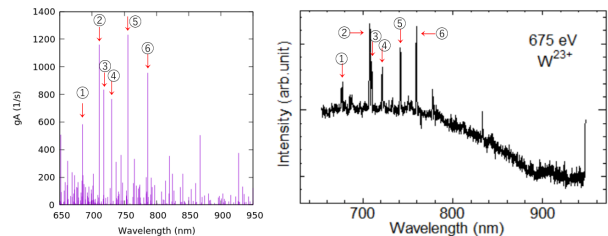


図 3.3:  $W^{23+}$  の FAC 計算と実験結果の比較。左が FAC 計算で、右が低分散測定で得られたスペクトル。

図 3.3 の 6 本の発光線が計算上でどの遷移によるものかを知るために、FAC 計算で得られた結果からエネ

ルギー準位図を作成した。10 eV までの励起準位のみを検討したものを図 3.4 に示す。①と②の遷移はそれよりも高い励起準位のものであったため、計算で求められた遷移である可能性は低いと考えている。

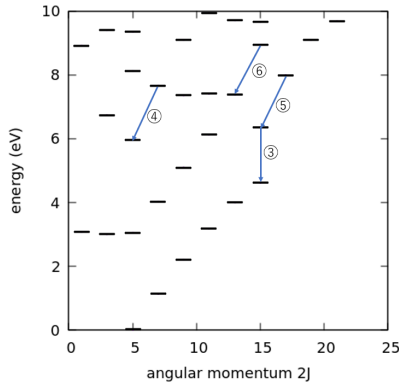


図 3.4: W<sup>23+</sup> のエネルギー準位図

③～⑥の遷移を表 3.1 に示す。③～⑥の遷移もエネルギー準位が高く、EBIT では観測されづらいものである。しかし、図 3.2 の計算結果より、基底状態への遷移が存在しない波長領域であるため、あまり強くない遷移でも観測されている可能性がある。

表 3.1: W<sup>23+</sup> の発光線の遷移同定

番号	遷移
③	$[4f_{5/2}^4 4f_{7/2}^1]_{15/2} \rightarrow [4f_{5/2}^4 4f_{7/2}^1]_{15/2}$
④	$[4f_{5/2}^3 4f_{7/2}^2]_{7/2} \rightarrow [4f_{5/2}^3 4f_{7/2}^2]_{5/2}$
⑤	$[4f_{5/2}^3 4f_{7/2}^2]_{17/2} \rightarrow [4f_{5/2}^4 4f_{7/2}^1]_{15/2}$
⑥	$[4f_{5/2}^3 4f_{7/2}^2]_{15/2} \rightarrow [4f_{5/2}^4 4f_{7/2}^1]_{13/2}$

### 3.2.2 W<sup>22+</sup> の計算

同様に、基底状態以外への遷移を含めた W<sup>22+</sup> の計算を行って実験の発光線と対応付けた。図 3.5 に示す。

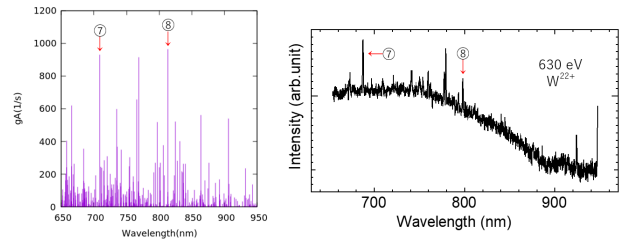


図 3.5: W<sup>22+</sup> の FAC 計算と実験結果の比較。左が FAC 計算で、右が低分散測定で得られたスペクトル。

10 eV の励起準位までのエネルギー準位図を図 3.6 に示す。⑦の遷移はそれよりも高い励起準位のものであった。⑧の遷移を表 3.2 に示す。

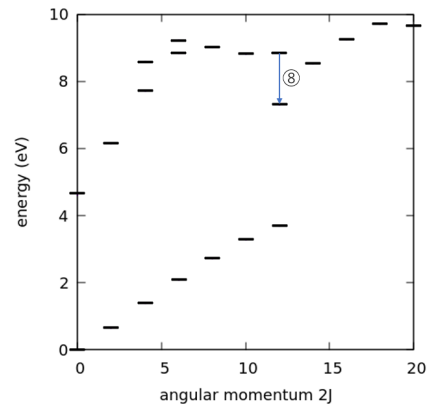


図 3.6: W<sup>22+</sup> のエネルギー準位図

表 3.2: W<sup>22+</sup> の発光線の遷移同定

番号	遷移
⑧	$[4f_{5/2}^4 4f_{7/2}^2]_6 \rightarrow [4f_{5/2}^5 4f_{7/2}^1]_6$

### 3.2.3 W<sup>21+</sup> の計算

FAC 計算で W<sup>21+</sup> の遷移を求めたが、準位が高いものが多く、EBIT で観測できそうな遷移を見つけることはできなかった。

## 3.3 発光スペクトルの高分散測定

波長決定をより詳細に行うために W<sup>21+</sup>～W<sup>23+</sup> の高分散測定を行った。3.1 の低分散測定で観測された

発光線が高分散測定でも観測できるように、波長領域を数回に分けて実験を行った。測定時間は30分で、回折格子の溝本数は1200 g/mmである。W<sup>23+</sup>のスペクトルを図3.7、W<sup>22+</sup>のスペクトルを図3.9、W<sup>21+</sup>のスペクトルを図3.8に示す。図中の矢印は、低分散測定で観測された発光線と対応している。

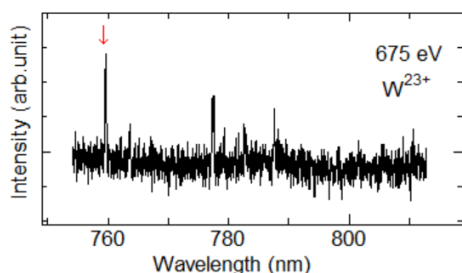
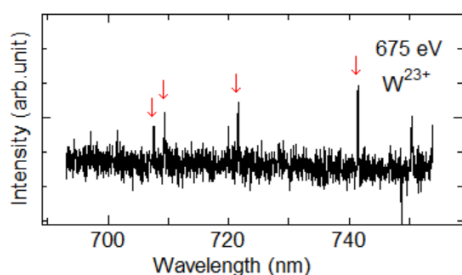
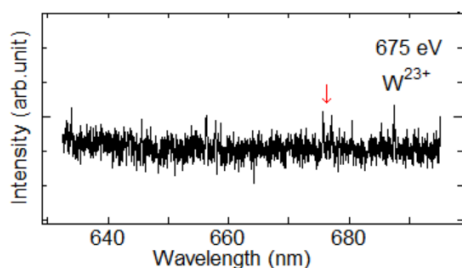


図 3.7: 23 価の高分散測定

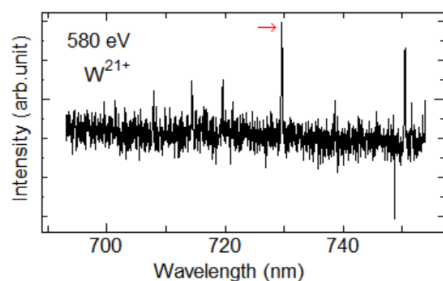


図 3.8: 21 価の高分散測定

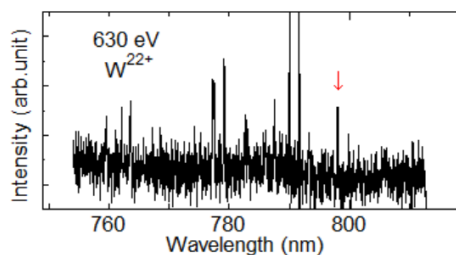
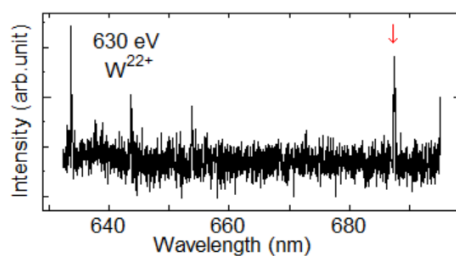


図 3.9: 22 価の高分散測定

観測された発光線が二次光であることを調べるために、波長が2分の1の範囲のスペクトルを確認した。参考にした先行研究 [7] のスペクトルを図 3.10 に示す。図 3.10 より、波長が2分の1の所に発光線は無く、二次光ではないと判断できる。

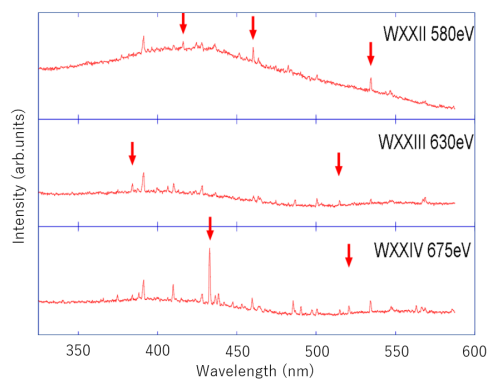


図 3.10: 330 nm～590 nm のタングステン多価イオンのスペクトル [7]

表 3.3 に高分散測定で観測された発光線の波長を示す。

なお、本研究が考慮する波長の不確かさ  $\Delta\lambda$  は、波長較正で使用した標準ランプのスペクトルを波長変換した時の文献値 [4] との差  $\Delta\lambda_{fitting}$ 、分光器の位置のずれ  $\Delta\lambda_{position}$ 、統計不確かさによって生じるフィッティング時の不確かさ  $\Delta\lambda_{static}$  から、式 3.1 によって

求めた。

$$\Delta\lambda = \sqrt{(\Delta\lambda_{fitting})^2 + (\Delta\lambda_{position})^2 + (\Delta\lambda_{static})^2} \quad (3.1)$$

表 3.3: 本研究で観測されたタングステン多価イオン発光線の波長

価数	波長 (nm)	不確かさ $\Delta\lambda$ (nm)
W <sup>21+</sup>	729.49	0.06
	797.98	0.09
W <sup>22+</sup>	687.46	0.3
	707.51	0.1
	709.37	0.1
	721.57	0.1
	741.48	0.1
W <sup>23+</sup>	759.61	0.06

## 4 結論

本研究では、小型電子ビームイオントラップを用いて可視～近赤外領域での発光線を観測した。9本の発光線を観測し、8本の波長を決定し、そのうち5つの遷移を仮に同定することができた。

今後はより詳細な衝突輻射モデル計算などで遷移について再検討する必要がある。

また、より長波長域の測定を行うことが求められる。1000 nm までは分光器の感度があるため、過去に行われた実験 [8] を参考にうまく遮光を行うことで観測が可能であると考えられる。

## 参考文献

- [1] 市川行和、大谷俊介 (2012) 『原子分子物理学ハンドブック』、朝倉書店
- [2] 鈴木哲、秋場真人、齊藤正克 (2006) 「2. ダイバータの構造を理解する (核融合炉・炉内 機器の構造を理解する)」、『プラズマ・核融合学会誌』 82 (10)、p.699-706
- [3] N Nakamura, et al. "Compact electron beam ion trap for spectroscopy of moderate charge state ions" Rev.Sci.Instrum. 79, 063104, June 2008
- [4] NIST, "NIST Atomic Spectra Database", [https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html) (2022.1.19 閲覧)
- [5] 日本原子力研究所、「—先端基礎研究センターワークショップ—光ファイバーの量子計測への応用論文集」(1995)、p.28-31
- [6] Atomic Molecular Data Services, "About Flexible Atomic Code(FAC)", <https://www-amdis.iaea.org/FAC/> (2024.1.4 閲覧)
- [7] 小松明浩 修士論文 (2010) 電気通信大学
- [8] Lu et al., "Direct measurements for the fine-structure splitting of S viii and Cl ix" Phys. Rev. A 102, 042817