# タングステン多価イオンの可視領域発光線の観測

中村信行研究室 三田百恵

平成 28 年 3 月 5 日

# 1 背景

タングステンは融点が非常に高く、耐摩耗性があ り、さらに核融合の材料となるトリチウムの吸蔵度 が低いことから、国際熱核融合実験炉(International Thermonuclear Experimental Reactor : ITER) [1] のダイバータの材料に採用された。しかし、プラズ マ粒子とのスパッタリングによってタングステン原 子がプラズマ中に混入すると多価イオンとなり、X 線を放射し放射冷却を起こしてしまう。これを制御 するためにはタングステン原子の流入量や流入経路 を理解することが重要である。そのためにタングス テン多価イオンの発光によるプラズマ診断が有用で あるため、分光データが必要とされている。しかし、 プラズマ診断に必要である価数の発光線のデータが 不足しているため補う必要がある。また発光線の中 でも、観測にファイバーやレンズを用いられる可視 光がプラズマ診断に有用であるため、可視領域のデ ータが必要とされている。

また、近年、クエーサーからの吸収スペクトルが、 物理定数である微細構造定数 $\alpha$ が $\Delta \alpha / \alpha \sim 10^{-18}$  –  $10^{-19}$  yr<sup>-1</sup>の大きさで空間的に変化することを示唆 している[2],[3]。実験室では、2つの異なる原子時計 の時計周波数遷移の比較によって $\alpha$ の変化の観測が 試みられている。現在の最高精度はHg<sup>+</sup> と Al<sup>+</sup>の比 較から得られる $\Delta \alpha / \alpha = (-1.6 \pm 2.3) \times 10^{-17}$  yr<sup>-1</sup>で あり、ここまでは $\alpha$ に変化がないことが確認されて いる[4]。しかし、示唆されている変化の観測のため には精度が十分でない。よって、より良い $\alpha$ 感度 q を 持つ原子時計が必要とされており、レーザー捕捉さ れた多価イオンがこれまでに利用されてきた原子時 計よりも十分大きなqを持つ原子時計となることが 示されている[5]。特に理論計算によると、タングス テン多価イオンW<sup>6+</sup>,W<sup>7+</sup>,W<sup>8+</sup>からの発光は、 $\alpha$ 感度 qが大きくレーザー捕捉の条件を満たし、かつ線幅の狭い発光を持つと予想されている[3]。よって、これらの多価イオンからの発光を観測することが求められている。

よって本研究の目的は、プラズマ診断と $\alpha$ の変化 の観測に有用である低価数のタングステン多価イオ ンからの発光線の観測をし、波長決定することであ る 。 ま た 、 理 論 計 算 に よ る と  $W^{7+}$  の  $4f^{13}5p^{6\,2}F_{7/2}-{}^2F_{5/2}$  遷移は573.39 nm の波長を持つ と予想されたため[6]、特に 570 nm 付近に着目して 観測を行った。

### 2 実験装置

本実験は小型電子ビームイオントラップ (Compact EBIT: CoBIT)を使用して多価イオン を生成し、発光を観測した。観測した波長域は可視 領域と真空紫外領域であり、それぞれ測定系が異な る。本研究の可視領域スペクトルの分光には、 Czerny-Turner型配置の反射型平面回折格子を用い た。また、真空紫外領域スペクトルの分光には、平 面結像型斜入射分光器を用いた。多価イオンの発光 は分光器チェンバー内の不等間隔凹面回折格子で回 折され、その後 CCD カメラで検出される。極端紫外 領域光は大気に吸収されてしまうため、光学系は高 真空に保たれている。実験装置及び測定系の概略図 を図 2.1 に示す。



図 2.1 CoBIT と測定系の概略図

## 3 結果と考察

本研究は先述した通り、W<sup>6+</sup>からW<sup>8+</sup>に起因する発 光線を同定することを目的としている。よって、表 3.1 のイオン化エネルギーを参考にして電子ビーム エネルギーを115 eVから170 eVに変化させて可視 領域スペクトルの測定を行った。また、可視領域発 光線の価数同定を助けるために、真空紫外領域との 同時測定も行った。他グループによって真空紫外領 域におけるいくつかのタングステンの発光線の価数 同定が行われているため、本研究での真空紫外領域 の測定結果と比較し価数同定を行い、その後本研究 で同時に測定したスペクトルを比較し価数同定を試 みた。

#### 3.1 可視領域測定

図 3.1 は溝本数 300 本の低分散の回折格子測定で 取得した約 370~630 nm の可視領域スペクトルで ある。図中のスペクトル左上に電子ビームエネルギ ー Eeの値を示す。電子ビームエネルギーは 115 eV から 150 eV に変化させて測定を行った。さらに、図 3.1 のスペクトルにおいて、電子ビームエネルギー 115 eV のときに発光が現れていない、もしくは発光 強度が弱いものが、130 eV のときに現れる、もしく は強度が強くなる発光線について、赤色の矢印で示 している。同様に、電子ビームエネルギー130 eVの ときに発光が現れていない、もしくは発光強度が弱 いものが、150 eVのときに現れる、もしくは強度が 強くなる発光線について、青色の矢印で示している。 また、A でラベリングした強い発光線は理論計算で 示された W<sup>7+</sup>の  $4f^{13}5p^{62}F_{7/2} - {}^{2}F_{5/2}$  遷移の可能 性があるため、後の実験で焦点を置いて測定を行っ た。

価数	イオン化エネルギー [eV]
$W^{5+} \rightarrow W^{6+}$	64.77
${ m W^{6+} \rightarrow W^{7+}}$	122.0
$\mathrm{W}^{7+} \rightarrow \mathrm{W}^{8+}$	141.2
$W^{8+} \rightarrow W^{9+}$	160.2
$\mathrm{W}^{9+}{\rightarrow}\mathrm{W}^{10+}$	179.0



図 3.1 溝本数 300 本の回折格子で取得した波長 370~630 [nm]のタングステン多価イオンのスペクトル

図 3.2 は理論計算によって提唱された遷移による 発光線であると予測したものを含む波長 560 nm~ 620 nm 領域のスペクトルである。不純物イオンの有 無を確認するため、タングステンの導入を行わない 場合の測定も行った。なお、この実験の際の電子ビ ームエネルギーは 130 eV である。電子ビームエネル ギーは先の実験と同様に115 eVから150 eV に変化 させて測定を行った。また、図 3.1 と同様の基準で 発光線に矢印でラベリングをし、注目している強い 発光線も同様にAとラベリングした。本実験で観測 された発光線はタングステンを導入しないで測定を 行うと現れていないため、タングステン多価イオン による発光線で間違いがないと考察できる。よって 先に述べた基準とは異なるが、タングステンを導入 しない測定で見えなくなった 570 nm、608 nm、611 nm 付近の発光線もタングステン由来の発光である と判断できるため、茶色の矢印でラベリングした。 さらに、A でラベリングした発光線については、図 3.1 の A でラベリングした発光線と同様の電子ビー ムエネルギー依存性が確認できる。



図 3.2 溝本数 1200 本の回折格子で取得した波長 560~620 [nm]のタングステン多価イオンのスペクトル

#### 3.2 真空紫外領域と可視領域の同時測定

これまでの実験から、可視領域のみの測定では帰 属イオンの完全な同定が難しいことが判明した。よ って先述の通り価数の同定を助けるために、可視領 域のみでなく真空紫外領域でも同時にスペクトルを 測定した。また、真空紫外領域における発光線につ いては、Clementson らによって同定されている[8]。

図 3.3 は溝本数 1200 本の高分散の回折格子を用 いて取得した波長約 560~620 nm 領域の可視領域 スペクトル、図 3.4 は溝本数 1200 本の回折格子を 用いて取得した波長約 19~27 nm の真空紫外領域ス ペクトルの測定結果である。電子ビームエネルギー は 115 eV から 170 eV に変化させて測定を行った。 図 3.3 は測定時の電子ビームエネルギーを各スペク トルの左上に、図 3.4 では右上に記した。そして、 図 3.5 は Clementson らが測定した真空紫外領域ス ペクトルの測定データである。図 3.4 のスペクトル と図 3.5 のスペクトルの比較より、発光線の帰属イ オンは図 3.4 中に示す価数であると同定した。

この図 3.4 を用いて、可視領域での測定結果であ る図 3.3 と比較を行った。図 3.3 中にこれまでと同様 の基準でスペクトルに対応する色で発光線にラベリ ングをした。なお、今回の実験ではトラップを周期 的に掃き出しながら測定を行ったため、これまでの 測定時よりも価数分布が低価数になっている。よっ

てこれまでよりも1段階大きな電子ビームエネルギ ーの発光線にラベリングをした。また、水色の矢印 でラベリングした発光線は、図 3.2 においては確認 されなかった新たに現れたものであるため、さらな る実験でタングステンに由来するか不純物に由来す るかを考察する必要がある。そして緑色の逆三角形 でラベリングした2つの発光線は互いに同様のエネ ルギー依存を示しているが、真空紫外領域のスペク トルでは同様の振る舞いをする発光線が観測されな かったものである。この2つの発光線は、図3.2の 570 nm、611 nm の発光線と波長が一致しているた めタングステン由来の発光を含んでいると考えられ る。また、図 3.2 は電子ビームエネルギーが 170 eV での測定を行っていないため、図 3.4 で電子ビーム エネルギーが 170 eV の際に発光線の強度が大きく なっている原因に不純物の寄与も考えられる。



図 3.3 溝本数 1200 本の回折格子で取得した波長 560~620 [nm]のタングステン多価イオンの可視領域スペクトル

まず、A の発光線は図 3.4 の 20 nm 付近のタング ステン 7 価による発光線と同様のエネルギー依存を 示しているため、この発光線はタングステン 7 価に 帰属すると断定した。また、本実験で観測した A の 発光線の波長は 574.44 nm であるため、理論計算に よって予測されていた  $W^{7+}$ の  $4f^{13}5p^{62}F_{7/2} - {}^{2}F_{5/2}$ 遷移によるものであると同定した。ラベリングをし たが価数の同定ができなかった発光線については、 価数分布を得る等さらなる実験を行うことで同定が 可能であると期待できる。



図 3.4 溝本数 1200 本の回折格子で取得した波長 19~29 [nm] のタングステン多価イオンの真空紫外領域スペクトル



図 3.5 Clementson らによって取得された電子ビームエネルギ -135 eV で観測されたタングステン多価イオンのスペクトル [8]

## 4 まとめと今後の展望

表 4.1 の通りタングステン由来の発光線を観測し、 矢印でラベリングした発光線の波長決定をした。さ らに、理論計算によって予測されていた W<sup>7+</sup>の  $4f^{13}5p^{6\,2}F_{7/2} - {}^{2}F_{5/2}$ 遷移による発光線の同定をした。今後は飛行時間測定法によってトラップ内の価数分布を得たり、理論計算と比較して未同定の発光線の価数・遷移の同定をしたい。また、新たに現れた発光線がタングステン由来であるかを調べるために、図 3.3 の実験と同条件でタングステンを導入しない測定をもう一度行いたい。

表 4.1 波長決定した発光線

スペクトルの波長 [nm]					
419.50	460.37	452.42	467.93	490.44	
508.58	521.35	527.33	533.11	557.63	
561.81	564.74	564.80	570.56	572.33	
572.36	572.56	574.40	576.53	580.27	
582.02	582.55	608.74	611.15		
$W^{7+} 4f^{13}5p^{62}F_{7/2} - {}^{2}F_{5/2}$ 遷移					
574.44					

# 参考文献

[1]http://www.naka.jaea.go.jp/ITER/index.php

- [2] J. K. Webb et al, arXiv:1008.3907 (2011)
- [3] J. C. Berengut et al, Phys. Rev. Lett. **106** 210802 (2011)
- [4] T. Rosenband et al, Science **319** 1808 (2008)
- [5] J. C. Berengut et al, Phys. Rev. Lett. 105 120801(2010)

[6]A. E. Kramida, T. Shirai, Atomic Data and Nuclear Data Tables **95** 305-474 (2009)

[7]J. Scofield, Ionization Energies, Internal report, LLNL, Livermore, USA

[8]J. Clementson et al, Atoms **3**(3):407-421 (2015)