

# 新たな原子系「多価ミュオンイオン」 の分光観測

奥村 拓馬\*<sup>1</sup>  
Okumura Takuma

岡田 信二\*<sup>2</sup>  
Okada Shinji

東 俊行\*<sup>3,4</sup>  
Azuma Toshiyuki

## 1. はじめに

原子は、陽子と中性子からなる原子核と、その周囲を取り巻く電子により構成される。通常、原子は電的に中性であるが、複数の電子を取り除くことで、「多価イオン」と呼ばれる高い正電荷を持つイオンを生成することができる。多価イオンは、基礎物理学、核融合プラズマ、表面科学、天文学等、様々な科学分野において重要な役割を果たしている。例えば、束縛電子を1個しか含まないU<sup>91+</sup>のような重元素多価イオンは、原子番号の非常に大きい水素原子とみなすことができ（水素様多価イオン）、強電場環境における基礎物理検証のための分光標的として理想的である<sup>1)</sup>。また、核融合プラズマや宇宙空間等、高温のプラズマ中には多数の多価イオンが存在し、それらが放出する電磁波によるプラズマ診断が可能である。近年では、X線観測衛星XRISMによって宇宙空間の高温プラズマ中に存在する多価イオンの発光が精密に分光され、プラズマの温度・速度・組成等が極めて高い精度で測定されるようになってきた<sup>2)</sup>。

筆者らの研究グループでは、多価イオンの新たな形態として、原子核と電子に加えて負の電荷を持つ素粒子「ミュオン」を含む原子系に着目した。一般的に、ミュオンを含む原子系は束縛電子の有無に関わらず「ミュオン原子」と呼ぶことが多いが、本稿では、少数個の束縛電子を含むミュオン原子を特に「多価ミュオンイオン」と呼ぶことにする。多価ミュオンイオンの概念図を図1(a)に示す。ミュオンは第二世代のレプトンであり、2.2 μsの寿命で電子と

ニュートリノへ崩壊する。負電荷を有する負ミュオンは、電子と類似した性質を示すが、その質量は電子よりも207倍重く、物質科学的には「重い電子」とみなせる素粒子である。この質量の違いにより、原子核に束縛された負ミュオンの軌道半径は、対応する電子半径の1/207となり、負ミュオンは原子核に極めて近い軌道を周回する。多価ミュオンイオンは、1つの原子核に電子とミュオンという異なる2種類の荷電粒子が同時に束縛された、極めてユニークな量子少数多体系である。その性質の解明は、新たな研究分野の開拓につながることを期待される。

多価ミュオンイオンの存在は理論的に予測されていたものの、これまで実験的に直接観測された例はなかった。多価ミュオンイオンは高電荷状態にあるため、周囲の物質から電子を引き寄せやすい。固体や液体等の高密度環境で形成された多価ミュオンイ

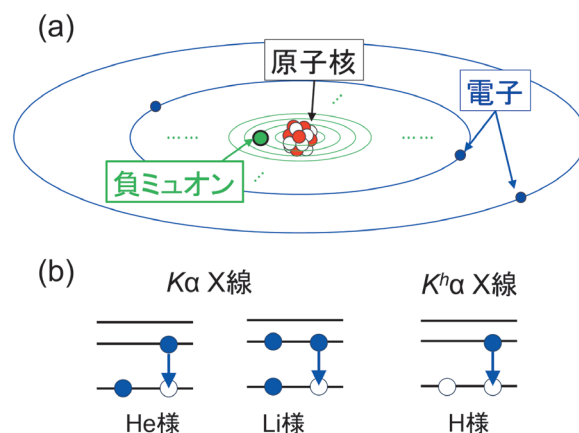


図1 (a)多価ミュオンイオンの概念図と(b)電子特性X線放出過程における電子配置の変化

オンは、生成直後に速やかに周囲から電子を取り込み、低電荷状態へ変化してしまう（電荷移行反応）。そのため、多価ミュオンイオンの観測には、希薄気体等の孤立した環境下で多価ミュオンイオンを生成する必要がある。しかし、希薄気体中で生成できるミュオン原子の数は非常に少なく、検出は容易ではない。加えて、多価ミュオンイオンを識別するには束縛電子の電子状態を区別する必要があるが、電子状態に十分な感度がある分光手法はこれまで存在しなかった。

最近、筆者らは、茨城県東海村の J-PARC 物質・生命科学実験施設で利用可能な大強度負ミュオンビームと、最先端 X 線検出器である超伝導転移端センサー型マイクロカロリメータ（TES 検出器）を組み合わせることで、孤立環境下におけるミュオン原子の精密 X 線分光に成功した<sup>3)</sup>。J-PARC が提供する世界最高強度の負ミュオンビームにより、希薄気体中で可能な限り多くのミュオン原子を生成し、それらが放出する X 線を TES 検出器によって高精度計測した。本成果の詳細については、本誌に既に掲載されている解説記事を参照されたい<sup>4)</sup>。この成果により、多価ミュオンイオン観測における「生成数不足」という課題は解決へと大きく前進した。残る課題は、束縛電子の電子状態を識別できる分光手法の開発である。本稿では、筆者らが近年実現した「電子特性 X 線」の精密分光に基づく多価ミュオンイオンの分光観測実験の結果について解説する<sup>5)</sup>。

## 2. ミュオン原子が放出する電子特性 X 線の精密分光

加速器から供給される高エネルギー負ミュオンビームを物質に照射すると、負ミュオンは電子との相互作用により減速されたのち、物質を構成する原子の 1 つに捕獲される。このとき負ミュオンは標的原子の高励起軌道に捕獲される。例えば、H 原子では捕獲ミュオン軌道の主量子数は  $n_{\mu} \approx 14$  であり、また最近の研究によると Ar 原子では  $n_{\mu} \approx 38$  となることが知られている<sup>6)</sup>。原子によるミュオン捕獲の後、この高励起ミュオンはカスケード的に脱励起していく。カスケードの初期段階では、束縛電子を電離させることで脱励起が進行する。この過程は「ミュオン誘起 Auger 過程」と呼ばれる。更にカスケード

が進行して遷移エネルギーが大きくなると、Auger 過程よりも光子放出による脱励起過程が支配的になる。ミュオンの脱励起に伴って放出される光子は「ミュオン特性 X 線」と呼ばれ、ミュオン原子の検出にはこの X 線が広く利用されている。1s 軌道まで脱励起した負ミュオンは、最終的に 2.2  $\mu\text{s}$  の寿命で崩壊するか、原子核中の陽子と反応して消失する（ミュオン原子核捕獲）。この一連の脱励起過程は「ミュオンカスケード」過程と呼ばれ<sup>7)</sup>、多価ミュオンイオンもこの過程の中で形成されると考えられる。

ミュオンカスケード過程において、ミュオン誘起 Auger 過程によって K 殻に内殻電子空孔が形成されると、電離されずに残っている L 殻電子がこの空孔を埋め、通常の原子同様に電子特性 X 線が放出される。多価イオンの分光実験ではよく知られているように、電子特性 X 線のエネルギーは放出原子の電荷状態や電子状態に依存してシフトする。これは、周囲の電子による原子核電荷の遮蔽の程度が電子状態によって異なり、その結果として電子の束縛エネルギーが変化するためである。このエネルギーシフトは多価ミュオンイオンでも同様に生じると考えられる。例えば、**図 1(b)** に示す 3 種類の多価ミュオンイオンでは、放出される電子特性 X 線のエネルギーが互いに異なる。したがって、多価ミュオンイオンが放出する電子特性 X 線を分光することで、量子状態まで特定した直接観測が可能となる。

一方、電子特性 X 線に現れるエネルギーシフトは比較的小さい。例えば、後述するミュオン Ar ( $\mu\text{Ar}$ ) の系では、電子特性 X 線のエネルギーが約 3 keV であるのに対し、電荷状態の違いによるシフトは  $\sim 100$  eV、電子状態の差異によるシフトは  $\leq 10$  eV である。一般に X 線検出実験で広く用いられる半導体検出器のエネルギー分解能は  $\sim 100$  eV であり、これらの微小なシフトを識別することは困難である。このため、多価ミュオンイオンの分光観測の実現には、より高いエネルギー分解能を有する X 線検出器が不可欠である。

そこで筆者らは、TES 検出器を用いて、ミュオン原子が放出する電子特性 X 線の精密分光実験を実施した。TES 検出器は X 線マイクロカロリメータの 1 種であり、吸収体と温度センサーの 2 つの部位から構成される。マイクロカロリメータでは、X 線吸収に伴う吸収体の温度上昇を温度センサーで測定

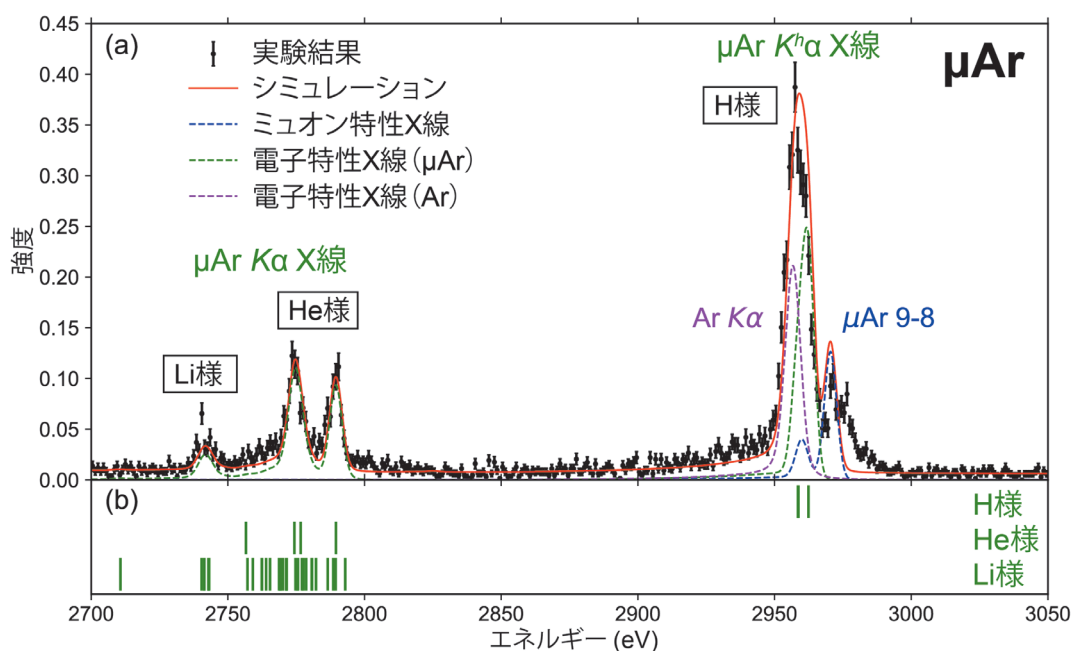


図 2 (a) 観測された  $\mu\text{Ar}$  の電子特性 X 線スペクトルと (b) 理論計算による Cl 多価イオンの電子特性 X 線のエネルギー

文献 5) の図 2 を修正して引用した。

することで、X 線のエネルギーを決定する。TES 検出器では、温度センサーとして超伝導体を用いた「超伝導転移端センサー」を利用する。超伝導転移端センサーは、超伝導転移温度付近で動作させることで、ごくわずかな温度上昇を大きな電気抵抗変化として読み出すことが可能となる。これにより、TES 検出器は非常に高いエネルギー分解能を実現できる。筆者らが保有する TES 検出器では、6 keV の X 線に対してエネルギー分解能  $\Delta E_{\text{FWHM}} \approx 5 \text{ eV}$  を達成しており<sup>8)</sup>、電子特性 X 線のエネルギーシフトを識別するために十分な性能を備えている。

先行研究として、筆者らはミュオン Fe 原子が放出する電子特性 X 線の精密分光に取り組み、ミュオンカスケード過程における電子配置の変化を反映した X 線スペクトルの取得に成功した<sup>9)</sup>。一方、金属 Fe 内における電荷移行反応は極めて速く、多価ミュオンイオンの観測には至らなかった。多価ミュオンイオンの観測には、電荷移行反応が十分に遅い希薄気体を標的とした実験が必要である。

### 3. 多価ミュオンアルゴンの分光観測

筆者らの研究グループは、0.1 atm の Ar を標的として、 $\mu\text{Ar}$  が放出する電子特性 X 線の測定を行った<sup>5)</sup>。

実験結果のスペクトルを図 2(a) に示す。2700～2850 eV の範囲には 3 本のピークが、2900～3000 eV の範囲には 1 本のピークが観測された。後述するように、低エネルギー側に現れる 3 本の構造は  $\mu\text{Ar}$  の  $K\alpha$  X 線 ( $K$  殻空孔が 1 個存在する状態からの発光) によるものであり、高エネルギー側のピークは  $K\beta$  X 線 ( $K$  殻空孔が 2 個存在する状態からの発光) に対応する。特に  $K\alpha$  X 線のピーク間隔は  $\sim 10 \text{ eV}$  と小さく、これは TES 検出器の高いエネルギー分解能によって初めて観測可能となった構造であることを強調しておきたい。

一般的に、ミュオン原子が放出する電子特性 X 線のエネルギーは、原子番号  $Z$  が 1 つ小さい原子 ( $Z-1$  原子) の電子特性 X 線と近い値をとる<sup>10)</sup>。図 1(a) に示すように、束縛ミュオンは原子核のすぐ傍を周回するため、束縛電子から眺めると「ミュオン+原子核」から成る系は、正電荷が  $Z-1$  の擬似原子核として振る舞うと考えることができる。そこで図 2(b) に、Ar の  $Z-1$  系に対応する Cl 多価イオン  $\text{Cl}^{16+}$ ,  $\text{Cl}^{15+}$ ,  $\text{Cl}^{14+}$  の電子特性 X 線エネルギーの計算値を示した。これらはそれぞれ 1 電子系 (H 様)、2 電子系 (He 様)、3 電子系 (Li 様) に対応する。図 2(a) と (b) を比較すると、実験で観測された各ピーク位置に Cl 多価イオンの遷移が対応している

ことが分かる。すなわち、電子特性 X 線スペクトルにおいて、H 様、He 様、Li 様多価  $\mu\text{Ar}$  の形成を示す特徴的な構造の観測に成功した。

図 2(a) と (b) を比較することでスペクトルの帰属を行う。まず、2900~3000 eV に見られるピークは、H 様 Cl による電子特性 X 線の計算値とよく一致しており、このピークは H 様  $\mu\text{Ar}$  の遷移に対応することが分かる。H 様  $\mu\text{Ar}$  に由来する電子特性 X 線には、 $2p_{3/2}-1s_{1/2}$  と  $2p_{1/2}-1s_{1/2}$  の 2 種類の遷移が存在するが、理論計算によれば両者のエネルギー差は僅か 4 eV 程度であり、TES 検出器を用いても分離することは困難である。

次に 2770~2800 eV に観測された 2 本のピークは、それぞれ He 様  $\mu\text{Ar}$  による発光である。Cl 多価イオンの電子特性 X 線の計算結果から、約 2770 eV に見られる低エネルギー側のピークは異重項間遷移  $^3P_{2,1}-^1S_0$  に対応し、高エネルギー側のピークは共鳴遷移  $^1P_1-^1S_0$  に由来する構造である。このように TES 検出器の高いエネルギー分解能により、He 様  $\mu\text{Ar}$  の異なる電子状態からの遷移を識別した分光観測に成功した。なお、He 様多価イオンには禁制遷移  $^3S_1-^1S_0$  による発光も存在することが知られており、通常多価イオンではこの禁制遷移も実験的に観測されている<sup>11)</sup>。しかし、多価  $\mu\text{Ar}$  では禁制遷移による発光は観測されなかった(図 2(b) に示す約 2760 eV の遷移が禁制遷移に対応する)。これは、ミュオン原子核捕獲や後述する電荷移行反応により、X 線を放出する前に  $^3S_1$  状態の He 様  $\mu\text{Ar}$  が速やかに消失してしまうためであり、多価ミュオンイオン特有の現象であると考えられる。

2740 eV に現れるピークは Li 様  $\mu\text{Ar}$  の発光に対応する。図 2(b) から分かるように、このピークは多数の遷移が重なり合って形成されたものである。

最後に多価  $\mu\text{Ar}$  の形成過程について考察する。第 2 節で述べたように、多価  $\mu\text{Ar}$  の一部はミュオンカスケードの途中で形成されたものと考えられる。しかし、Ar は束縛電子数が少ないため、ミュオン誘起 Auger 過程によって K 殻空孔が生成される時点で L 殻電子が残存している確率は低く、カスケード過程で形成された多価  $\mu\text{Ar}$  が放出する電子特性 X 線の強度はかなり弱いと予想される。一方で、実際に観測された電子特性 X 線の強度はミュオン特性 X 線の強度に匹敵する (2900~3000 eV に

観測されたピークの高エネルギー側の構造がミュオン特性 X 線に対応する)。したがって、観測された X 線のすべてを、ミュオンカスケード中に形成された多価  $\mu\text{Ar}$  の発光として解釈することは困難である。

第 1 節で述べたように、多価ミュオンイオンは周囲の原子と電荷移行反応を起こしやすい。0.1 atm の Ar 中における多価  $\mu\text{Ar}$  の電荷移行反応の rate は  $\sim 1 \text{ ns}^{-1}$  と見積もられ、ミュオンカスケード(典型的時間スケール: 10 fs~1 ps) よりも十分遅いが、ミュオン原子核捕獲よりもはるかに速い。このため、ミュオンカスケードにより一時的に生成した束縛電子を持たない“裸の”  $\mu\text{Ar}$  は、原子核捕獲で消失する前に、電荷移行反応により周囲から電子を取り込むことになる。よって、実験で観測された電子特性 X 線の大部分は、電荷移行反応を通じて形成された多価  $\mu\text{Ar}$  による発光であると考えるのが妥当である。実際に、電荷移行反応まで考慮したミュオンカスケード過程のシミュレーション結果を図 2(a) に赤実線で示す。シミュレーション結果は、ミュオン特性 X 線と電子特性 X 線の強度比を含め、実験で得られたスペクトルを見事に再現した。

## 4. まとめと今後の展望

筆者らは、TES 検出器を用いた電子特性 X 線の精密分光により、新たな多価イオンである「多価ミュオンイオン」の分光観測に世界で初めて成功した。多価ミュオンイオンは、1 つの原子核が 2 種類の素粒子を同時に束縛する極めて特異な量子少数多体系であり、原子物理と原子核物理の境界領域にまたがる新たな研究分野を切り拓く可能性を秘めている。

多価ミュオンイオンの応用の 1 つとして、通常多価イオンがプラズマ診断に用いられるのと同様に、多価ミュオンイオンの分光を通じてミュオンカスケード途中の電子ダイナミクスを解析することが考えられる。例えば、ミュオン原子は強電場環境における基礎物理検証実験の標的として近年注目されているが<sup>3,4)</sup>、ミュオン原子に残存する束縛電子の数がその検証精度を左右することが指摘されている。多価ミュオンイオンの分光は、ミュオンカスケード過程における残存電子数を実験的に評価するための有力な手法となる。実際に今回の計測結果から、

---

$\mu\text{Ar}$  のミュオン主量子数  $n_\mu = 4$  の段階における束縛電子数がほぼゼロであることが明らかになった。筆者らは現在、 $\mu\text{Ar}$  を用いた量子電磁力学検証実験の準備を進めているが、本研究の成果を利用することで、将来の実験における系統誤差の大幅な低減が期待できる。

## 参考文献

---

- 1) P. Indelicato, *J. Phys. B*, **52**, 232001 (2019)
- 2) 山口弘悦, *Isotope News*, **801**, 22-26 (2025)
- 3) T. Okumura, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **130**, 173001 (2023)

- 4) 東 俊行, *Isotope News*, **791**, 14 (2024)
- 5) T. Okumura, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **134**, 243001 (2025)
- 6) X. M. Tong, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **134**, 193001 (2025)
- 7) L. M. Simons, *et al.*, (eds.), "Electromagnetic Cascade and Chemistry of Exotic Atoms" (Springer, New York, 1991)
- 8) W. B. Doriese, *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **88**, 053108 (2017)
- 9) T. Okumura, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **127**, 053001 (2021)
- 10) X. M. Tong, *et al.*, *Phys. Rev. A*, **107**, 012804 (2023)
- 11) A. H. Gabriel, *Mon. Nat. R. Astron. Soc.*, **160**, 99 (1972)

(\*<sup>1</sup> 東京都立大学, \*<sup>2</sup> 中部大学, \*<sup>3</sup> 高エネルギー加速器研究機構 QUP, \*<sup>4</sup> 理化学研究所)