

原子衝突学会誌

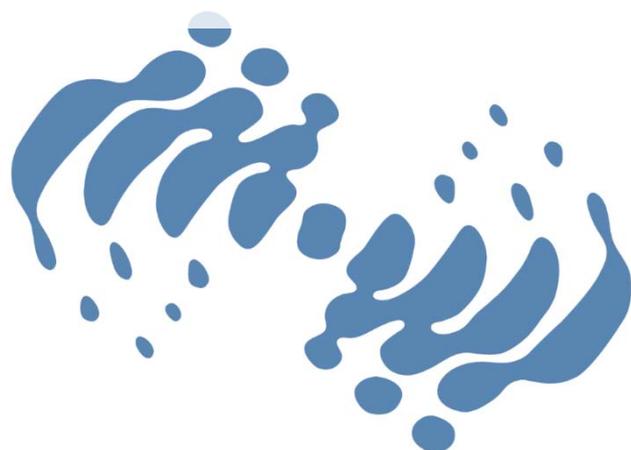
しょうとつ

第 13 巻
第 6 号
2016 年

シリーズ 「多価イオンの物理とその応用：これまでの進展と今後の展開」

第 5 回 コヒーレント共鳴励起による多価イオンの精密分光
中野祐司, 東俊行

キーワード クーロン爆発 間嶋拓也



**THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN**

原子衝突学会賛助会員（五十音順）

アイオーピー・パブリッシング・リミテッド（IOP 英国物理学会出版局）

Institute *of* **Physics**

<http://journals.iop.org/>

アステック株式会社

ASTECH
CORPORATION

<http://www.astechcorp.co.jp/>

アドキャップバキュームテクノロジー株式会社

ADCAP

<http://www.adcap-vacuum.com>

有限会社イーオーアール



Electronics Optics Research Ltd.

<http://www.eor.jp/>

イノベーションサイエンス株式会社



<http://www.innovation-science.co.jp/>

株式会社オプティマ

Optima Corp.

<http://www.optimacorp.co.jp/>

キャンベラジャパン株式会社

A
CANBERRA

<http://www.canberra.com/jp/>

クリムゾン インタラクティブ プライベート リミテッド

enago[™]

<http://www.enago.jp/>

<http://ulatus.jp/>

<http://www.voxtab.jp/>

株式会社サイエンス ラボラトリーズ



株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

<http://www.scilab.co.jp/>

真空光学株式会社

真空光学株式会社 - Vacuum & Optical Instruments -

<http://www.shinku-kogaku.co.jp/>

スペクトラ・フィジックス株式会社

 Spectra-Physics®
A Newport Company

<http://www.spectra-physics.jp/>

ソーラボジャパン株式会社

 THORLABS

<http://www.thorlabs.jp/>

ツジ電子株式会社

 TSUJICON
ツジ電子株式会社

<http://www.tsujicon.jp/>

株式会社東京インスツルメンツ

 TOKYO INSTRUMENTS, INC.

<http://www.tokyoinst.co.jp/>

株式会社トヤマ

 TOYAMA
サイエンスをかたちにするテクノロジー

<http://www.toyama-jp.com/>

株式会社ナバテック

真空機器の未来と歩む
Navatec

<http://www.navatec.co.jp/>

仁木工芸株式会社



TOM J RROW

<http://www.nikiglass.co.jp/>

伯東株式会社



<http://www.g5-hakuto.jp/>

丸菱実業株式会社

丸菱実業株式会社

MARUBISHI CORPORATION

<http://www.ec-marubishi.co.jp/>

株式会社ラボラトリ・イクイップメント・コーポレーション



<http://www.labo-eq.co.jp/>

しょうとつ

第 13 卷 第 6 号



THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN

目 次

シリーズ「多価イオンの物理とその応用：これまでの進展と今後の展開」

第 5 回 コヒーレント共鳴励起による多価イオンの精密分光

中野祐司, 東俊行 ...117

原子衝突のキーワード クーロン爆発

間嶋拓也 ...126

原子衝突学会第 41 回年会プログラム

行事委員会委員長 ...127

原子衝突若手の会第 37 回秋の学校 開催報告

中島功雄 ...128

「しょうとつ」原稿募集

編集委員会事務局 ...130

ユーザー名とパスワード

...130

多価イオンの物理とその応用：これまでの進展と今後の展開 第5回 コヒーレント共鳴励起による多価イオンの精密分光

中野祐司^{1*}, 東俊行^{1,2}

¹ 理化学研究所 東原子分子物理研究室

² 首都大学東京 理工学研究科

nakano-y@riken.jp

平成 28 年 5 月 15 日原稿受付

「結晶場によるコヒーレント共鳴励起は、疑似的な X 線レーザーとして使える」、そう言い始めて 10 数年、多価イオンを研究するツールとして、それなりに実用的な手法と言えるようになってきた。ポンプ・プローブによる状態操作や 2 重励起状態の選択的な生成をはじめ、準安定状態の寿命測定や精密分光による高次 QED 検証など、原子物理学的に実用レベルの研究へと展開されている。新しいツールによって繰りひろげられる多価イオン研究の中から、GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (ドイツ重イオン研究所) で進行している高 Z イオンの精密分光に焦点を当てて現状と今後の展望について紹介する。

1. はじめに

周波数コムによる精密分光で功績をあげた T. Hänsch のノーベル・レクチャーの題目は、“*A passion for precision*”であった。水素原子の $1s-2s$ 分光において、その precision は 15 桁にまで達し、現代の原子モデルは、もはや感動的な精度で確かめられている [1]。一方で、水素原子を 15 桁で調べても見えないものが、原子番号 Z の大きな H 様イオン (1 電子系イオン) を使うと、たった数桁の精度で見えてくることもある。 Z のべき乗でスケールされる量子電磁気学 (QED) や原子核サイズの効果などがそうである。こういった効果を拡大して原子の構造を調べるという意味で、“few-electron heavy ion”としての多価イオンは、ミューオニック原子や反水素原子など並び、ひとときエキゾチックで魅力的な原子系である。

図 1 に水素原子のエネルギー準位を模式的に示した。Schrödinger 描像では主量子数 n によってのみエネルギーが決まるが、相対論を考慮した Dirac 方程式では全角運動量 J による微細構

造が生じる。実際のエネルギーと Dirac 方程式の固有値とのズレは Lamb シフトと呼ばれ、水素原子の $1S$ Lamb shift に対する QED 効果の寄与は $33.8 \mu\text{eV}$ である [2]。そのうち、2 次の効果 (two-loop QED) は数 neV 程度と見積もられており [3]、15 桁の精度をもってすれば十分に測定可能に思えるが、実際には実験値の誤差よりも陽子半径の不確かさの方が大きいため、検証の精度が制限されている。そこで、水素原子に対して精度を追求するのではなく、核電荷 Z を上げて QED 効果を拡大するというアプローチが有効になってくる。例えば、水素原子においてたったの数 neV だった two-loop QED 効果は、H 様ウラン (U^{91+}) では 1 eV 以上、すなわち 10 億倍に拡大される。時に、多価イオンを使って Z を大きくすることは、水素原子において測定精度を何桁にもわたって向上させることに匹敵する効果があるのだ。

とはいえ、H 様イオンの $1s-2p$ 遷移エネルギーは Ar^{17+} で 3 keV、 Xe^{53+} で 30 keV、 U^{91+} では 100 keV (波長にして 0.1 \AA) に達する。周

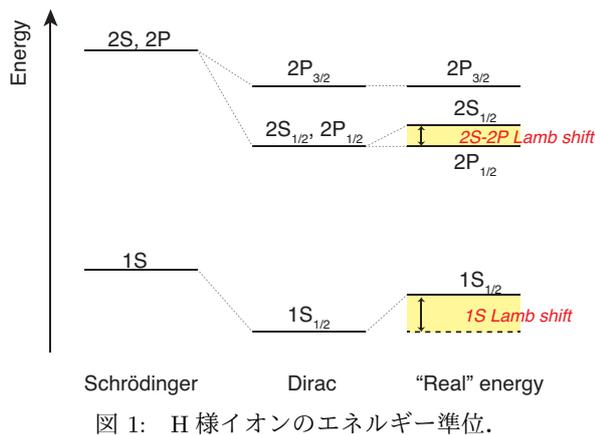


図 1: H 様イオンのエネルギー準位.

波数コムはおろか、レーザー分光ですら容易でないこのような短波長領域で励起状態の多価イオンを作るには原子衝突による手法しかない。特に Z の大きなイオンに関しては、大型の電子ビームイオントラップ (EBIT) や重イオン加速器の貢献が大きい。衝突にともなう発光スペクトルを分光器や半導体検出器で測定するという、いわゆる passive な分光によって多価イオンの構造は調べられてきた。多価イオンに対して active な光学的手法が利用できるようなれば、レーザー分光が現代物理学の発展を大きく推し進めてきたように、飛躍的なブレイクスルーが見込まれる。各国の X 線自由電子レーザー施設も本格的に稼働しはじめ、EBIT を持ち込んだ多価イオンレーザー分光実験が注目を集め始めている [4, 5]。将来的には 10 keV 程度までの範囲で多価イオンの遷移を制御できると期待されている。

一方で、著者らのグループでは、光の代わりに結晶場によるコヒーレント共鳴励起 (Resonant Coherent Excitation; RCE) [6] を利用した多価イオンの精密分光を目指している。RCE とは、高エネルギーで結晶標的を通過していくイオンが、結晶原子のつくる周期クーロン場を振動電場として感じ、共鳴的に励起される現象を指す。これを疑似的に X 線レーザーとして使うことで X 線領域におけるレーザー誘起蛍光分光、すなわち active な精密分光が実現される。次節で RCE の原理と特徴について簡単に解説したのち、GSI における実験について、これまでの

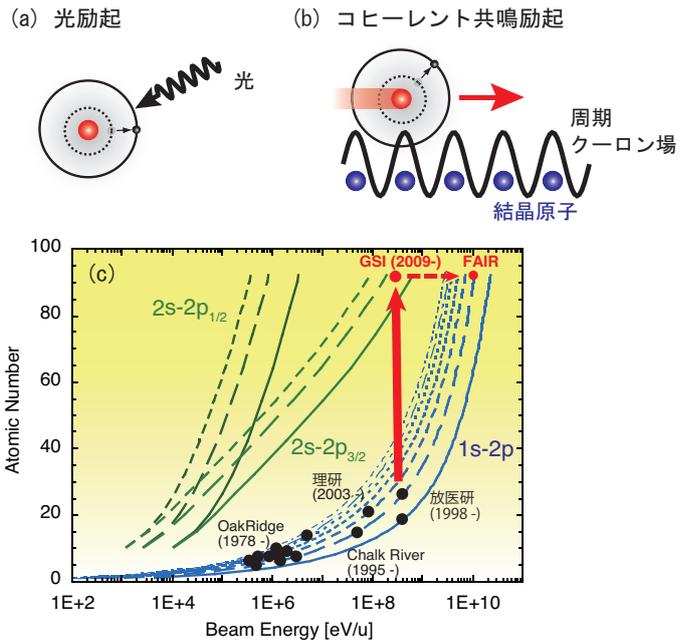


図 2: (a) 光励起と (b) コヒーレント共鳴励起の模式図. (c) H 様, Li 様イオンについて、その原子番号と、 $1s-2p$, $2s-2p$ 遷移を RCE によって励起するために必要なビームエネルギーの関係. ● はこれまでに報告されている主な RCE 実験を示す.

進捗と現状、将来の展望について紹介する。

2. コヒーレント共鳴励起

1965 年、ちょうどレーザー分野では世界初のレーザー (固体ルビーレーザー) が発明されて間もない頃である。V.V. Okorokov は、静止した原子に電磁波を当てるのと同様に、運動する原子が周期的なクーロン場を通過する場合にも、原子の内部状態の共鳴的な励起が起こり得ることを理論的に予測した [6]。これに端を発して 50 年の間、Oak Ridge National Laboratory の S. Datz グループによる先駆的な実験研究 [7] を経て、日本では東大核研 [8]、放医研 [9]、筑波大 [10]、理研 [11] など多価イオンと結晶周期場を用いた RCE の研究が行われてきた。イオンの荷電変化、脱励起 X 線、Convoy 電子、低速二次電子、標的内でのエネルギー損失などさまざまな観測手段が用いられ、RCE の共鳴ダイナミクスおよび標的内での原子過程に関して詳し

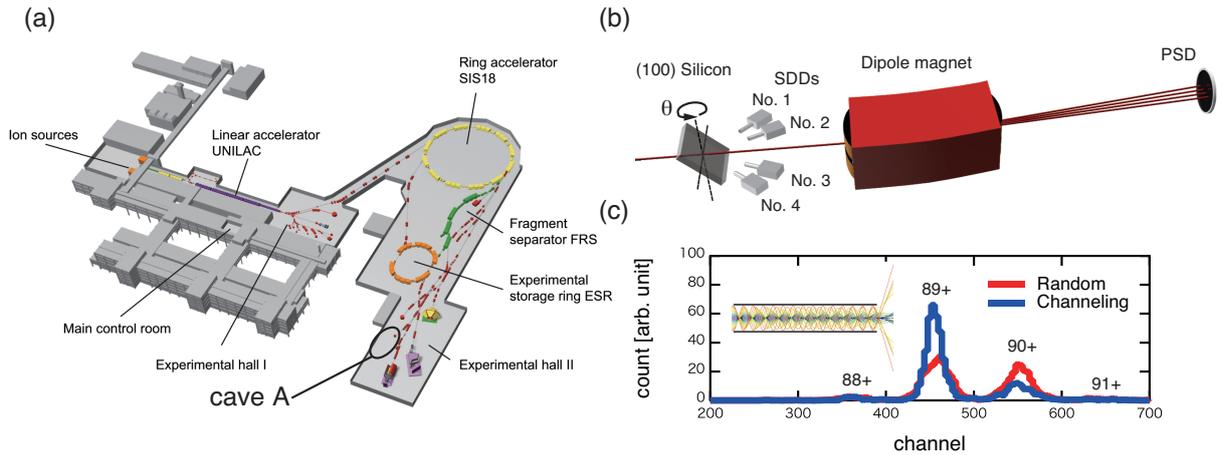


図 3: (a) GSI 加速器施設の全体図 (Image rights: GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research GmbH). (b) 照射室 (cave A) 内の実験装置セットアップの概要および (c) 標的結晶通過後のビームの価数分布 [15].

く調べられた。初期の実験や、共鳴ダイナミクスの詳細については、著者らによるレビューを参照頂きたい [12, 13, 14].

さて高速イオンが速度 v で単結晶ターゲットを通過していくとき、イオンが感じる振動電場は結晶のフーリエポテンシャルをイオン静止系にローレンツ変換することで得られ、

$$F'(t') = \sum_{\mathbf{g}} F'_{\mathbf{g}} \exp(-2\pi i \gamma \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} t'), \quad (1)$$

と表される。ここで \mathbf{g} は結晶の逆格子ベクトル、 $F'_{\mathbf{g}}$ は対応するフーリエ係数、 γ はローレンツ因子である。その大きさは 10^9 V/m 程度であるため、レーザーの集光強度でいえば 10^{16} W/cm² 程度に相当する。振動電場の周波数は $\gamma \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}$ であるため、ビームの速度 v 、あるいは \mathbf{g} と \mathbf{v} の成す角度、すなわち結晶軸に対するイオンの入射角度を調整することで制御できる。結晶の格子間隔 ($d \sim \text{\AA}$) と、相対論的な高速イオン ($v \sim 10^8$ m/s) を使うと、RCE によって X 線領域 (1~10 keV 程度) の遷移が可能となる。さらに高い周波数を得るにはどうすればよいだろうか。ビームの速度は光速を超えられないが、ビームエネルギーを上げていくことで γ を上げ、結晶格子がローレンツ収縮することを利用する。ビームエネルギーを 10 GeV/u まで上げれば γ は 10 を超え、100 keV 以上の遷移に対しても RCE が利用できる。

実験の方法はきわめてシンプルであるが、良

質のイオンビーム (単色性・平行度) と単結晶標的を用意することが重要である。式 (1) から分かるようにイオンの速度ベクトル \mathbf{v} の大きさ、向きの広がりや周波数の幅を拡げてしまう。結晶の湾曲は逆格子ベクトル \mathbf{g} を歪ませ、格子欠陥や格子振動は X 線回折と同様にフーリエ係数を減衰させる。結晶の種類は本質的ではないが、中でも Si 結晶は精度良く格子定数が知られており、エッチング等の技術も完成されているので扱いやすい。

3. Li-様 U^{89+} の RCE

図 2(c) は H 様イオンの $1s - 2p$ 遷移、および Li 様イオンの $2s - 2p$ 遷移について、イオンの原子番号 Z と、RCE を起こすために必要なビームエネルギーの関係を表している。実線が 1 次の共鳴を、破線は振動結晶場の高次周波数による共鳴に対応しており、ビームエネルギーが高いほど Z の大きなイオンの RCE を観測できる。

現在、ドイツの GSI にて建築中の次期国際加速器施設 The Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) では、最も重い安定元素である U を 33 GeV/u まで加速することができる。図に示されるとおり、これは原理的には H 様 U^{91+} の $1s - 2p$ 遷移 (~ 100 keV) の RCE までを観測可能にする。一方でこれまでに報告されてい

る RCE は、図中に黒丸で示すように、 $Z \leq 26$ の領域であり、それ以上のイオンについては全く前例がない。U⁹¹⁺ のような高価数イオンが、固体内でどの程度コヒーレンスを保って結晶原子と相互作用するか、標的内での衝突過程が共鳴スペクトルにどう影響するか、など様々な懸念事項があり、実際に実験をやってみて、これらを確認していく必要があった、

そこで FAIR による $1s - 2p$ 遷移の準備実験として、2009 年に GSI の加速器を用いて、190 MeV/u Li 様 U⁸⁹⁺ を用いた最初の RCE 実験を行った。Li 様の $2s - 2p$ の遷移エネルギーは 4459.37(21) eV [16, 17] であり、既存の加速器で供給可能なエネルギーで RCE が可能だ。また結晶分光器による精密な分光データが存在するため、RCE を用いた精密分光の精度を評価するのに適している。図 3 に GSI の加速器施設の概要を示す。イオン源から引き出された U イオンは、線形加速器 UNILAC、シンクロトロン加速器 SIS18 を用いて 190 MeV/u まで加速される。この間、加速段階に応じて複数のストリッパー (H₂ ガス、炭素薄膜など) を通過し、標的との衝突によって電子を剥がされる。本実験では最終段のストリッパー (10 mg/cm² の Al 薄膜) 通過後のビームから 89 価のイオンを選別して、照射室 (cave A) へと輸送した。照射室内に導入されたビームは、高精度のゴニオメータに取りつけられた厚さ 1~10 μm の Si 結晶を通過し、電磁石にて価数選別されて 2 次元位置検出器にて観測される。平行ビームをスリット、コリメータで切り取って使うため、標的に入射するビーム強度は数 1000 cps 程度である。今回の実験は、標的結晶の原子面に対して平行にビームを入射する、面チャネリング入射と呼ばれる条件で行った。これによりイオンは原子面の隙間を通り抜けるようにして標的内を進行するため、結晶原子とのランダムな衝突の影響を受けにくくなる。RCE の過程においてチャネリング入射は本質的ではないが、実効的な標的密度が低くなり、図 3(c) に示すように、荷電変換せずに通過してくる U⁸⁹⁺ イオンの割合が高くなる。

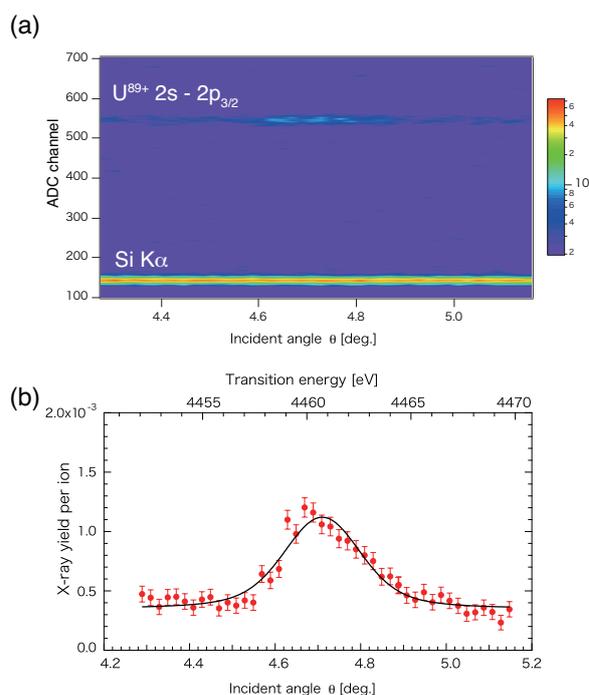


図 4: (a) SDD で得られた X 線スペクトル。縦軸が X 線検出器の波高、横軸がビームに対する Si 結晶の回転角 θ 。(b) 上図において U⁸⁹⁺ の $2s-2p_{3/2}$ 遷移に対応する発光強度と θ の関係。 [15]

標的内でのエネルギー損失がランダム入射時に比べて 50%程度に抑えられることも知られている [18]。

このような条件下で、ビーム入射角 θ をスキャンしながら X 線スペクトルを 4 台のシリコンドリフト検出器 (SDD) で観測する。SDD は近年、顕微鏡や元素分析装置において Si(Li) 検出器の代替として急速に普及しており、エネルギー分解能を落とさずに検出面積を大きく出来ること、液体窒素が不要であることがメリットである。ペルチエ素子の空冷放熱板を銅製の伝熱版に置き換えて熱を逃がすことで真空中でも問題なく動作している。SDD で観測された X 線の波高分布を、入射角 θ を横軸にとって 2 次元プロットした様子を図 4(a) に示した。標的からの発光 (Si K α , 1.74 keV) は θ に依存せず一定の強度として現れる一方、U⁸⁹⁺ の $2s - 2p_{3/2}$ 遷移の発光は $\theta = 4.7^\circ$ 付近に極大を持っていることが分かる。これが RCE によって誘起された共鳴発光である。図 4(a) において U⁸⁹⁺ 発光ライ

ンの強度を θ の関数としてプロットした分光スペクトルが図 4(b) である。式 (1) から入射角 θ は周波数に換算することができ、図横軸 (上) が対応する遷移エネルギーを表す。スペクトルの半値全幅 (FWHM) は 4.4 eV となり、最新の結晶分光器やカロリメータと同等の分解能が与えている。ただし現段階では、ビーム速度の不確かさから、エネルギー軸の絶対値は ± 2.2 eV の系統誤差を持っている。また、ピークの形状がやや非対称になっており、これは標的結晶内でエネルギー損失したイオンの共鳴が θ の大きい側に裾を作っていることが原因と考えられる。

共鳴幅については実験的な拡がり支配的であり、各要因の寄与は表 1 のように見積もられる。もっとも大きな要因はビームの速度拡がり $\Delta v/v$ である。SIS18 内のショットキー検出器におけるイオン周回周波数スペクトルから、 $\Delta v/v \sim 7 \times 10^{-4}$ と見積もられ、これは共鳴スペクトルに 3.1 eV の幅をもたらす。次いで結晶内でのエネルギー損失による速度拡がり、すなわち、結晶の中でビームの速度が変化することによる影響が大きく、幅として 1.9 eV になる。その他、ビームの角度広がりやストラグリング (標的内衝突による運動量拡がり) を見積もると、ビーム拡がりによる幅の二乗和は 3.7 eV と得られる。これをガウシアン分布と仮定すると、共鳴スペクトルはガウス関数とローレンツ関数が畳み込まれた形状をとるため、図 4(b) の実線のように、フォークト関数を用いてスペクトルをフィッティングすることができる。これより得られたローレンツ幅は 1.3 eV である。自然幅は 0.1 eV 程度と十分に小さいため、これが RCE の共鳴幅であり、結晶周期場とのコヒーレントな相互作用時間を反映していると考えられ、これはレーザーにおけるコヒーレンス長に相当する。

以上のように、GSI の加速器を用いることで U^{89+} という高価数の重イオンに対しても RCE が有効な手法であることが実験的に証明された。「精密分光」として目指すスペックにはまだ達しないが、実験の原理実証としては十分に成功と言って良い。とりわけ毎秒 10^3 個程度のビーム

表 1: 共鳴幅に対する各要因の寄与。

要因	値	寄与
縦運動量拡がり	7×10^{-4}	3.1 eV
エネルギー損失	0.15 MeV/u	1.9 eV
エネルギーストラグリング	4 keV/u	0.03 eV
角度拡がり	0.32 mrad	0.37 eV
角度ストラグリング	0.08 mrad	0.09 eV

強度で、1 点 3 分のスキャンで共鳴スペクトルが得られることを考慮すれば、結晶分光器による実験に比べて極めて高効率な手法であると言える。また、共鳴幅の解析結果から、ビーム品質を向上することで 1 eV 台の分解能が達成できるという、期待の膨らむ可能性が示唆されている。

4. 蓄積リングにおけるビーム冷却

U^{89+} の RCE 観測の成功によって、精密分光へ向けたスタートラインに立った。ここからどれだけビームの拡がりを抑え、速度を精密に測定できるかが RCE の分光法としての性能を決定づける。

2010 年より、SIS18 で加速したビームを直接利用するのではなく、一旦イオン蓄積リング ESR へ輸送してリング内の Electron cooler でビームを冷却した後に利用するというのを始めた。手順は以下の通りである。まず SIS18 で加速したビームから He 様 U^{90+} を選んで ESR 内に蓄積し、リング直線部に設置された Electron cooler において、等速度の電子ビームと合流させる。図 5(a) の Electron cooler 拡大図はビーム慣性系における U^{90+} イオン、電子の運動を模式的に示しており、その速度分布からビームの「温度」が求められる。Electron cooler の電子ビームは U^{90+} ビームに比べて極めて温度が低い (速度が揃っている) ため、周回中に電子との弾性散乱を繰り返すことで、 U^{90+} ビームは、電子ビーム温度まで冷却される。これにより運動量拡がりの小さいビームを ESR に準備することができる。Electron cooler 内では、イオンビームの冷却と同時に $U^{90+} + e^- \rightarrow U^{89+}$ の電子捕獲反応が起こ

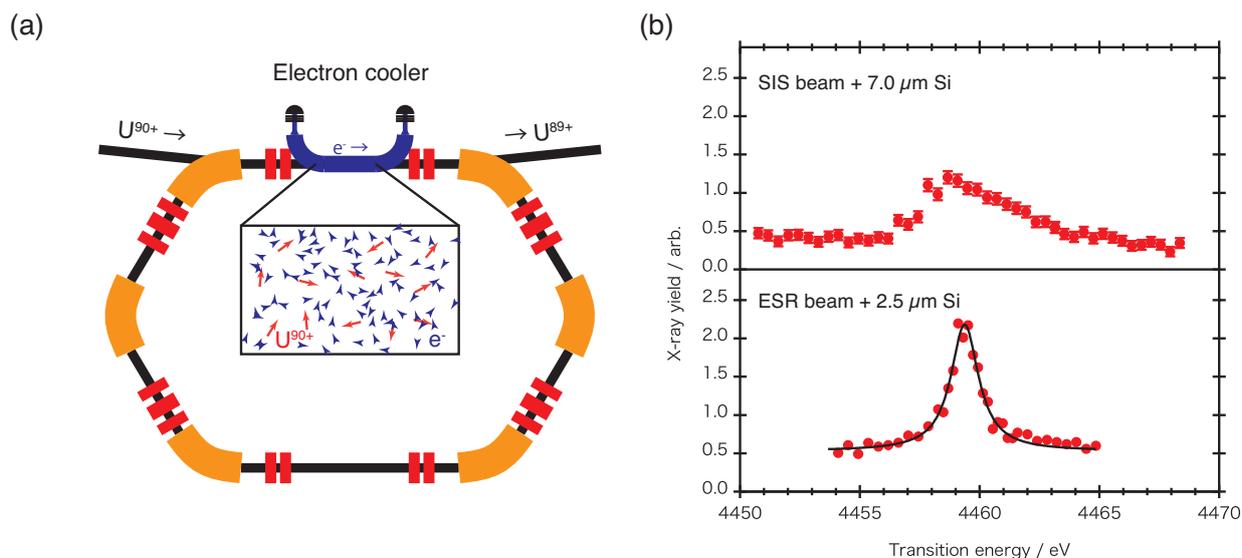


図 5: (a)Experimental Storage Ring (ESR) および Electron cooler の概略. 拡大図はビーム慣性系でのイオン, 電子の運動を示す. (b)Li 様 U^{89+} の RCE スペクトル. SIS18 のビームと $7.0 \mu\text{m}$ の Si 結晶を用いて得られた結果 (上) と, ESR にてビームを冷却し, $2.5 \mu\text{m}$ の Si 結晶を用いて先鋭化された結果 (下).

る. 価数変化した Li 様 U^{89+} は ESR 内の周回軌道から外れ, U^{90+} ビームから分離されてリング外へと運ばれる. 荷電変換を利用した, いわゆる「遅い引き出し」である. こうして引き出された冷たい U^{89+} ビームを照射室へと輸送することにより, ESR への入射 1 ショット毎に数分の間, 標的位置において数 1000 cps の連続ビームを安定して得ることができている. 2012 年に Stockholm 大学の蓄積リング CRYRING が ESR 後段リングとして GSI で運用されることが決まり, ESR からの引き出しビームラインの診断系が改良された. これにより格段に平行度の高いビームを輸送できるようになった.

冷却ビームを用いた RCE 実験では, 標的をさらに薄くし, $1.0 \sim 2.5 \mu\text{m}$ の Si 結晶を, 同じく (220) 面チャネリング条件で用いた. これにより表 1 のエネルギー損失による幅 1.9 eV を, 標的厚さに比例して小さくすることが狙いである. 2014 年に初めて冷却した平行ビームを cave A に輸送することに成功し, RCE スペクトルを観測した. 図 5(b) に, 以前に SIS18 のビームを使って観測したスペクトルと, 最近, ESR で冷却されたビームで観測したスペクトルを比較した. 詳細な解析はまだ進行中であるが, 共鳴幅は FWHM で 4.4 eV から 1.4 eV へと狭くなっ

たため, 分光法としてのエネルギー分解能は 3 倍以上向上した. 表 1 に示したビーム拡がりによる幅は, ビームを冷却して薄い標的を使うことで, 0.7 eV 程度に抑えられていると見積もられる. 同様にフォークト関数を用いて, 実験的なガウス幅を取り除くと, 共鳴のローレンツ幅は約 1.1 eV と得られた. コヒーレンス長で決まる共鳴幅そのものはビームの性質に依存しないので, 2 つのスペクトルから同程度の共鳴幅を持つことはリーズナブルである. また, SIS18 のビームを直接用いた実験ではスペクトルが非対称に広がっていたが, ESR で冷却されたビームを用いるとローレンツ分布に近い対称なピークとなり, 共鳴プロファイルから実験的な拡がりの要因をほぼ取り除けたことを意味している. これによりフィッティングによるピーク位置の決定精度も格段に向上し, 相対的な分光精度としては 5×10^{-6} を達成している.

一方, 遷移エネルギーの絶対値を測定するためには, ビーム速度を精度良く測定することが必要となる. SIS18 のからのビームを使った場合, ビーム速度の精度は 10^{-3} 程度であり, これが大きく精度を制限していた. しかし Electron cooler を使うと, cooler の電子ビーム速度から, より精度よくイオンビームの速度を求めること



図 6: 実験に用いた高電圧分圧器の写真.

ができる. 190 MeV/u の U^{89+} イオンビーム速度に相当する電子ビームの加速電圧は約 100 kV である. 精度の良い分圧回路を用いてこれを測定し, 電子ビームに対する空間電荷効果を補正することで U^{89+} ビームのエネルギーが求められる. 2014 年の実験では分圧回路の校正が不十分であったため, 遷移エネルギーの絶対値としては 1×10^{-4} 程度の精度にとどまっているが, 最近 Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB) と GSI で開発された高精度分圧器を使うと, これを 1.3×10^{-5} の精度で測定することができる [19]. 現在, U^{89+} の $1s-2p_{3/2}$ 遷移エネルギーとして広く用いられている値は $4459.37(21) \text{ eV}$, すなわち 47 ppm の精度であるが, 高精度分圧器を用いた RCE 実験では 10 ppm 以下の精度が期待できる.

5. 現状と今後の展望

ビーム速度の絶対値を精度よく測定すること. これが精密分光を行うための最終ステップである. 本稿を書き始めたいま, まさにビーム速度を校正したスペクトルを観測することを目的とした, ビームタイム実験の最中である. 現在は GSI で開発された分圧器を, PTB 製の校正用分圧器と併用することで 10 V 程度の精度で加速電圧を測定できている (図 6). これにより,

50 ppm 程度の精度で遷移エネルギーを決められる見込みである. これは Beiersdorfer らによる報告値と同じくらいの精度ではあるが, Electron cooler におけるビーム冷却, 速度校正をともなった, RCE による初めての「絶対値」精密分光として重要なマイルストーンとなる.

今後, PTB 製の高精度分圧器を使うことで数 ppm 程度までは, 困難なく精度を向上できるものと期待できる. X 線領域の多価イオン遷移について, 高精度で遷移エネルギーを測定していくことで強電磁場中の高次 QED, 原子核のサイズ効果を, これまでにない高精度で実験的に検証していくことが可能となる. 高エネルギーのイオンを直接分光可能であるという RCE の特徴を活かし, 短寿命の不安定核イオンの構造などの研究への応用も有望である. また, 分光に限らず, 禁制遷移の寿命測定や, X 線の角度分布測定などを通して, 相対論, QED 効果を観測していくことも選択肢に挙がる.

次期加速器施設 FAIR のプロジェクト (図 7) も現在進行中である. 現存のシンクロトロン SIS18 の周長が約 200 m であるのに対し, これを入射器として, 周長 1000 m 以上のシンクロトロン 2 台を建設し, 後段に複数のリングやフラグメントセパレータが続くという壮大な計画である. 図 2 で示したように, SIS100 からのより高エネルギーのビームを用いれば, H 様 U^{91+} の $1s-2p$ 遷移の RCE 観測が原理上可能である. エネルギーが高くなることにより, ローレンツ変換によって, 結晶場の振動振幅数 10 倍に拡大される, 検出器の実効的な検出立体角が上がるなどのメリットもある. また, 比較的シンプルなセットアップで実験が可能なおもあり, RCE による Lamb シフトの高精度分光は FAIR の APPA (Atomic Physics, Plasma and Applied sciences) コラボレーションの実験プログラムうち, day-one experiment, すなわち FAIR 完成後に最初に行う実験の候補のひとつとなっている [20].

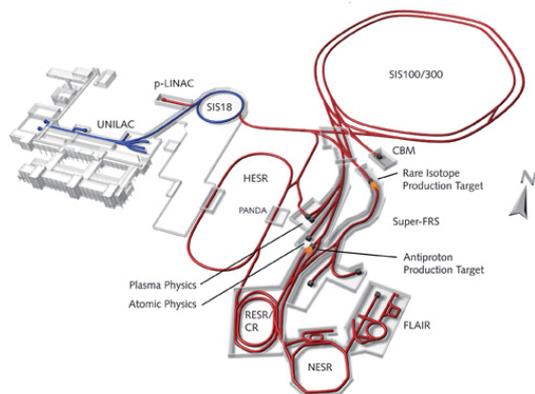


図 7: Image rights: Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH (FAIR GmbH)

6. おわりに

RCE を用いた多価イオン研究について、GSI での精密分光実験に焦点を絞って紹介した。最も重い安定元素である U を使った初めての RCE 観測から、蓄積リング ESR におけるビーム冷却、エネルギー校正に成功し、FAIR での将来計画は大きく期待されている。

他方で、放医研の加速器 HIMAC を利用した RCE 実験でも、ユニークな研究が展開されている。レーザーや放射光など、画期的な光源が登場する度に新しいことが見えてきたように、RCE を X 線光源とすることで、新しいフィールドが開かれようとしている。同時に、各国の X 線自由電子レーザー施設でも多価イオンに関連した実験が開始されている。カロリメーターや半導体素子などの X 線素子では新しい技術が次々と実用化され、X 線領域の多価イオン研究は着実に進展している。宇宙の果てからも、すざくを初めとする X 線天文衛星から多価イオンに関するさまざまな話題が届いている。X 線衛星「ひとみ」の運用停止は残念なニュースであったが、その反響の大きさは、国内外の多くの原子物理研究者の X 線天文観測に対する関心の高さを伺わせた。このように活気のある X 線多価イオン研究の魅力の一端にふれていただき、またその

手法のひとつとして、結晶場を使った RCE に関心を寄せて今後の進展を楽しみとさせていただけたら幸いである。

7. 謝辞

本研究は、GSI 原子物理グループの A. Bräuning-Demian, Th. Stöhlker, 加速器グループの H. Bräuning, C. Kleffner との共同研究によるものである。初期の実験については理研原子物理研究室の T. Ikeda, Y. Kanai, Y. Yamazaki, および Lyon 大学の D. Dauvergne と共同で行った。また学生・ポスドクとして実験に加わった A. Ananyeva (Frankfurt 大), Y. Takano (東大), S. Suda (首都大), T. Shindo (首都大), S. Menk (理研) の貢献に感謝する。研究の一部は科研費 (No. 19104010, 26287141) の補助を受けて行われた。

参考文献

- [1] C. G. Parthey, A. Matveev, J. Alnis, B. Bernhardt, A. Beyer, R. Holzwarth, A. Maistrou, R. Pohl, K. Predehl, T. Udem, T. Wilken, N. Kolachevsky, M. Abgrall, D. Rovera, C. Salomon, P. Laurent, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 203001 (2011).
- [2] T. Udem, A. Huber, M. Weitz, D. Leibfried, W. König, M. Prevedelli, A. Dimitriev, H. Geiger, and T. W. Hänsch, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **46**, 166 (1997).
- [3] M. Weitz, A. Huber, F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried, W. Vassen, C. Zimmermann, K. Pachucki, T. W. Hänsch, L. Julien, and F. Biraben, *Phys. Rev. A* **52**, 2664 (1995).
- [4] S. W. Epp, J. R. C. López-Urrutia, G. Brenner, V. Mäckel, P. H. Mokler, R. Treusch, M. Kuhlmann, M. V.

- Yurkov, J. Feldhaus, J. R. Schneider, M. Wellhöfer, M. Martins, W. Wurth, and J. Ullrich, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 183001 (2007).
- [5] S. Bernitt, G. V. Brown, J. K. Rudolph, R. Steinbrügge, A. Graf, M. Leutenegger, S. W. Epp, S. Eberle, K. Kubiček, V. Mäckel, M. C. Simon, E. Träbert, E. W. Magee, C. Beilmann, N. Hell, S. Schippers, A. Müller, S. M. Kahn, A. Surzhykov, Z. Harman, C. H. Keitel, J. Clementson, F. S. Porter, W. Schlottter, J. J. Turner, J. Ullrich, P. Beiersdorfer, and J. R. C. López-Urrutia, *Nature* **492**, 225 (2012).
- [6] V. Okorokov, *JETP Lett.* **2**, 111 (1965).
- [7] S. Datz, C. D. Moak, O. H. Crawford, H. F. Krause, P. F. Dittner, J. G. Del Campo, J. A. Biggerstaff, P. D. Miller, P. Hvelplund, and H. Knudsen, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 843 (1978).
- [8] F. Fujimoto, K. Komaki, A. Ootuka, E. Vilalta, Y. Iwata, Y. Hirao, T. Hasegawa, M. Sekiguchi, A. Mizobuchi, T. Hattori, and K. Kimura, *Nucl. Instrum. Methods B* **33**, 354 (1988).
- [9] T. Azuma, T. Ito, K. Komaki, Y. Yamazaki, M. Sano, M. Torikoshi, A. Kitagawa, E. Takada, and T. Murakami, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 528 (1999).
- [10] H. Kudo, M. Nagata, H. Wakamatsu, and S. Tomita, *Nucl. Instrum. Methods B* **229**, 227 (2005).
- [11] Y. Nakai, T. Ikeda, Y. Kanai, T. Kambara, and N. Fukunishi, *Nucl. Instrum. Methods B* **205**, 784 (2003).
- [12] 東俊行, *日本物理学会誌*, **7**, 502 (2001).
- [13] 中野祐司, 東俊行, *日本物理学会誌*, **65**, 516 (2010).
- [14] 中野祐司, しょうとつ, **7**, 5 (2010).
- [15] Y. Nakano, Y. Takano, T. Ikeda, Y. Kanai, S. Suda, T. Azuma, H. Bräuning, A. Bräuning-Demian, D. Dauvergne, T. Stöhlker, and Y. Yamazaki, *Phys. Rev. A* **87**, 060501 (2013).
- [16] P. Beiersdorfer, D. Knapp, R. E. Marrs, S. R. Elliott, and M. H. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3939 (1993).
- [17] P. Beiersdorfer, *Nucl. Instrum. Methods B* **99**, 114 (1995).
- [18] T. Ito, T. Azuma, K. Komaki, Y. Yamazaki, M. Sano, M. Torikoshi, A. Kitagawa, E. Takada, and T. Murakami, *Nucl. Instrum. Methods B* **135**, 132 (1998).
- [19] J. Ullmann, Z. Andelkovic, A. Dax, W. Geithner, C. Geppert, C. Gorges, M. Hammen, V. Hannen, S. Kaufmann, K. König, Y. Litvinov, M. Lochmann, B. Maass, J. Meisner, T. Murböck, R. Sánchez, M. Schmidt, S. Schmidt, M. Steck, T. Stöhlker, R. C. Thompson, J. Vollbrecht, C. Weinheimer, and W. Nörtershäuser, *J. Phys. B* **48**, 144022 (2015).
- [20] T. Stöhlker, V. Bagnoud, K. Blaum, A. Blazevic, A. Bräuning-Demian, M. Durante, F. Herfurth, M. Lestinsky, Y. Litvinov, S. Neff, R. Pleskac, R. Schuch, S. Schippers, D. Severin, A. Tauschwitz, C. Trautmann, D. Varantsov, and E. Widmann, *Nucl. Instrum. Methods B* **365**, 680 (2015).

「原子衝突のキーワード」

クーロン爆発 (Coulomb explosion)

1 つの分子から多数の電子が瞬間的に剥ぎ取られると、斥力的なポテンシャルエネルギー曲面に沿って分子は速やかに解離に至る。このとき、狭い空間に複数の正イオン(コア)が生成されるため、クーロン斥力によって、高い運動エネルギーを持つ解離イオンが放出される。このような、クーロン斥力ポテンシャルに起因する“爆発的”な解離現象を「クーロン爆発」と呼ぶ。クーロン爆発は、巨大クラスター[1,2]や絶縁物表面[3]でも報告されている(ただし表面では、絶縁体でも電荷の緩和が競合するため、クーロン爆発が起きるかどうかは自明ではないとされている[3])。また最近、アルカリ金属と水の接触というマクロな現象においても、クーロン爆発の寄与が示唆されている[4]。

電子を剥ぎ取る手法としては、低速多価イオンによる多電子移行[5]や高速重イオン衝突[6]、高強度レーザーによる多重電離[7]が挙げられる。また、1 価の分子イオンを MeV 程度に加速して薄膜を透過させることによっても、瞬間的(フェムト秒以下)な分子イオンの多重電離が可能である[8]。

「クーロン爆発」と言った場合には、古典的な点電荷モデルを含意していることが多い。例えば、2 原子分子の多重電離の場合、核間距離 r (Å) だけ離れた位置に、電荷 q_1 と q_2 の点電荷が生成されたと考える。このモデル分子はクーロンポテンシャルに従って解離し、 $14.4q_1q_2/r$ (eV) のポテンシャルエネルギーが、2 つの解離イオンの運動エネルギーへと転換される。点電荷モデルは、全ての外殻電子が電離された場合や、距離 r が十分に大きいところでは良い近似となるが、それ以外では、残された電子の影響が無視できない[5]。また低価数では、準安定状態を経由して解離に至る場合や、3 原子以上の分子であれば段階的に解離が進行する場合もあり[5]、多価分子イオンの解離でも、爆発的とは言えない場合がある。

「クーロン爆発イメージング(Coulomb Explosion Imaging, CEI)法」は、クーロン爆発を利用した、分子構造の分析手法である。クーロン爆発によって放出された解離イオンの3次元的な運動量ベク

トルから、解離直前の分子の幾何構造を再構築する[9]。最初の測定は薄膜透過法[8]でなされたが、最近ではレーザーを用いた研究が多い。レーザーを励起源とする場合、パルス幅が 10 fs 以上であると、多重電離と分子変形が同時進行する可能性があるため、それを含めた考察が必要となる。

CEI 法は、一般的な分子構造解析の手法(各種の分光法や回折法)と比べると精度は低いが、それらの手法が適用できない特殊な条件下での構造決定手法として利用されている。例えば、レーザーを用いた場合には pump-probe 法との相性が良いため、光吸収に伴う分子の変形や解離途中の構造を追跡する時間分解の CEI 測定が可能となる[10]。また、特殊な分子の例として、 He_3 のエフィモフ状態の構造が CEI 法によって明らかにされている[11]。さらには、キラル分子の原子配置の直接的観測にも応用されている[12,13]。

クラスター標的に対する高強度レーザーの照射[1]では、MeV 領域のイオン放出を伴うような、激しい“爆発”が観測され、応用研究としても注目されている。ただし、このような条件では、ナノプラズマの形成によって、クーロン爆発以外の多様なメカニズムが働くため、本稿の範囲を超える。

(京都大学 間嶋拓也)

参考文献

- [1] T. Fennel *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1793 (2010).
- [2] 永谷清信他, *しょうとつ* **10** (4), 81 (2013).
- [3] F. Aumayr and H. Winter, *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* **362**, 77 (2004).
- [4] P. E. Mason *et al.*, *Nature Chem.* **7**, 250 (2015).
- [5] D. Mathur, *Phys. Rep.* **391**, 1 (2004).
- [6] T. Majima *et al.*, *Phys. Rev. A* **90**, 062711 (2014).
- [7] 八ッ橋知幸, 中島信昭, *しょうとつ* **5** (2), 5 (2008).
- [8] Z. Vager *et al.*, *Science* **244**, 426 (1989).
- [9] 菱川明栄, *しょうとつ* **3** (5), 7 (2006).
- [10] J. Xu *et al.*, *J. Phys. B.* **49**, 112001 (2016).
- [11] M. Kunitski *et al.*, *Science* **348**, 551 (2015).
- [12] M. Pitzer *et al.*, *Science* **341**, 1096 (2013).
- [13] P. Herwig *et al.*, *Science* **342**, 1084 (2013).

2016 年度 役員・委員会

会長

東俊行（理化学研究所）

幹事

長嶋泰之（東京理科大学）〔副会長〕

北島昌史（東京工業大学）

酒井康弘（東邦大学）

中野祐司（理化学研究所）

菱川明栄（名古屋大学）

運営委員

石井邦和（奈良女子大学）

足立純一（高エネルギー加速器研究機構）

金井保之（理化学研究所）

高橋正彦（東北大学）

高口博志（広島大学）

中野祐司（理化学研究所）

河内宣之（東京工業大学）

菱川明栄（名古屋大学）

木野康志（東北大学）

平山孝人（立教大学）

酒井康弘（東邦大学）

渡部直樹（北海道大学）

城丸春夫（首都大学東京）

長嶋泰之（東京理科大学）

北島昌史（東京工業大学）

常置委員会

編集委員会

委員長：北島昌史（東京工業大学）

行事委員会

委員長：菱川明栄（名古屋大学）

広報渉外委員会

委員長：酒井康弘（東邦大学）

顕彰委員会

委員長：長嶋泰之（東京理科大学）

庶務委員会

委員長：中野祐司（理化学研究所）

編集委員 五十嵐明則, 岡田邦宏, 北島昌史, 高口博志, 冨田成夫,
中井陽一, 彦坂泰正, 間嶋拓也, 山崎優一



THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN

しょうとつ 第13巻 第6号 (通巻73号)

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2016

<http://www.atomiccollision.jp/>

発行: 2016年11月15日

配信: 原子衝突学会事務局 <acr-post@bunken.co.jp>