

最小の励起エネルギーをもつ原子核状態 $^{229\text{m}}\text{Th}$ の人工的生成

岡山大学 異分野基礎科学研究所

平木 貴宏、海野 弘行、増田 孝彦

岡井 晃一、笹尾 登、吉見 彰洋、吉村 浩司

京都大学 複合原子力科学研究所

北尾 真司、瀬戸 誠

国立研究開発法人理化学研究所 放射光科学研究センター

玉作 賢治

公益財団法人高輝度光科学研究センター

放射光利用研究基盤センター 回折・散乱推進室 依田 芳卓

Abstract

トリウムの同位体の 1 つである ^{229}Th の原子核はおよそ 8 eV という、特異的に低いエネルギーの第一励起状態 ($^{229\text{m}}\text{Th}$) をもつ。 $^{229\text{m}}\text{Th}$ は真空紫外領域のレーザー光で励起が可能であるため、 ^{229}Th 原子核を用いた超高精度な“原子核時計”などの様々な応用の可能性があり、多くの研究者の興味を惹いている。しかしながら、 $^{229\text{m}}\text{Th}$ への励起や、 $^{229\text{m}}\text{Th}$ の脱励起光の観測に成功した例はない。一方、我々のグループは SPring-8 の高品質 X 線ビームを用いた独自の手法で $^{229\text{m}}\text{Th}$ を生成し、世界初の脱励起光観測に向けて研究を進めている。本記事では、2018 年の実験で成功した $^{229\text{m}}\text{Th}$ 生成実験について主に紹介する。

1. 特異な原子核トリウム 229

原子核には原子と同様に多数の励起状態が存在するが、原子核の励起エネルギースケールは keV や MeV であり、原子のように eV 領域のレーザーを使って状態間を操作することはできない。しかし例外が存在し、トリウム (原子番号 90) の同位体の 1 つであるトリウム 229 (^{229}Th) 原子核は、これまで実験的に存在が確認された 3,000 以上の同位体の中で最も、そして特異的に低い 8 eV 程度^[1]のエネルギーの第一励起状態が存在する。また、 ^{229}Th 原子核の第一励起状態は ^{229}Th 原子がイオンである時には脱励起寿命が数分から数時間程度と長い、アイソマー (核異性体) であると予想されている^[2]。

この ^{229}Th 原子核の特異性を活かした応用例が、原子核のレーザー分光、特に原子核遷移を用いた超高精度な時計である。現在 1 秒の定義は ^{133}Cs 原子の超微細分裂間の遷移を周波数標準として用いたもので、その精度は 10^{-16} 程度である。また現在開発の進んでいるレーザーを用いた光原子時計の相対不確かさは 10^{-18} 程度に達している^[3,4]。この原子時計の精度を決定している主な要因は原子と外場の相互作用による擾乱で

ある。一方、原子核は周囲を電子に遮蔽されているために外場の影響を受けにくく、 ^{229}Th 原子核のレーザー遷移を時計遷移として用いることで更に 1 桁程度の精度改善が期待されている^[5]。

^{229}Th の原子核のレーザー遷移を基礎物理に活用する研究も提案されている。微細構造定数 α はその名の通り定数であるものとして通常取り扱っているが、宇宙論では微細構造定数が実はわずかに時間変化する可能性が議論されている^[6]。 ^{229}Th のレーザー分光が実現すればこれまでより数桁良い感度が得られる可能性がある^[7,8]。

2. ^{229}Th 原子核アイソマー状態探索の現状

以上のような応用があるため、 ^{229}Th 原子核のアイソマー状態について精力的に研究が進められてきた。第一励起状態への励起エネルギー (E_{is}) の値を理論的に精度良く計算することは難しく、実験的に決定する必要がある。以下、これまでの研究を簡単に紹介する。

まず ^{229}Th の生成手法であるが、自然界に存在しない ^{229}Th は ^{233}U の α 崩壊でできたものを取り出して使用する。また ^{233}U が α 崩壊すると ^{229}Th 原子核の様々

な励起状態に遷移するが、それらの脱励起過程の中で一部が $^{229\text{m}}\text{Th}$ に遷移する。従来の研究ではこれが $^{229\text{m}}\text{Th}$ を生成する唯一の手法であった。

次に E_{1st} の測定について述べる。1970 年代から行われてきた研究では、 E_{1st} は ^{233}U の α 崩壊で生成した ^{229}Th 原子核の様々な励起状態からの脱励起 γ 線の分光によって間接的に求めている。この手法では 0.5 eV の精度で E_{1st} の値が得られている^[9]。最近になって、ドイツのグループは、 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 原子核イオンが中性化した際に放出される内部転換電子の観測に成功し^[10]、その後内部転換電子の運動エネルギーの測定から現在最も良い精度である $E_{\text{1st}} = 8.28 \pm 0.17 \text{ eV}$ が得られた^[11]（余談だが以下説明する我々のグループの今回の成果は論文^[1]と共に *Nature* 誌に特集号の形で記事になり、表紙には原子核時計のイラストが描かれている）。また内部転換過程による $^{229\text{m}}\text{Th}$ の脱励起は光放出よりずっと速く起こり、半減期は $7 \pm 1 \text{ } \mu\text{s}$ である^[11]。

他にも、 $^{229\text{m}}\text{Th}$ へ直接光励起する試みも行われてきた。このタイプの過去の実験では真空紫外領域の放射光を、波長を変えながら ^{229}Th 標的に照射し、 $^{229\text{m}}\text{Th}$ へ直接光励起した後の脱励起光を観測しようとしたが、直接観測には未だ至っていない^[12,13]。また、 $^{229\text{m}}\text{Th}$ は 1 価以上のイオンの状態ではイオン化エネルギーが E_{1st} より大きくなるため内部転換が起きず、真空紫外光を放出して脱励起するが、その寿命も実験的には分かっていない。

3. SPring-8 を用いた新たなアイソマー状態生成手法

上に述べたように、これまでの研究では $^{229\text{m}}\text{Th}$ の生成には ^{233}U の α 崩壊によって生成されたものを使用するしかなかった。一方、我々のグループは独自の手法で $^{229\text{m}}\text{Th}$ を生成し、そこからの脱励起光を観測しようとして研究を進めている。我々は直接 $^{229\text{m}}\text{Th}$ を光励起で生成する代わりに、図 1 のように SPring-8 の放射光を用いて 1 つ上の第二励起状態に励起させる手法を用いている。第二励起状態に励起された ^{229}Th の一部は第一励起状態に脱励起する、つまり $^{229\text{m}}\text{Th}$ の生成が人工的に実現できる。さて、第二励起状態に励起されたことを確認するためには、核共鳴散乱 (Nuclear Resonance Scattering, NRS) と呼ばれる物性物理で広く使われてきた手法を用いる。核共鳴散乱法では第

二励起状態の寿命程度遅れて脱励起（主に内部転換過程）により発生するトリウム特性 X 線を観測する。本記事は主にこの核共鳴散乱法による $^{229\text{m}}\text{Th}$ の生成実験について説明するが、この観測は当初我々が予想していたより遥かに高難度であった。

図 2 に核共鳴散乱の時間スペクトルの概念図を示す。SPring-8 の X 線バンチビームをトリウム標的に照射すると、トリウムや周囲の物質との散乱により、主要な背景事象である即発事象が大量に発生する。通常の核共鳴散乱の場合、核共鳴励起状態の寿命が十分長い場合、遅れて発生する核共鳴散乱信号は即発事象と比較的に容易に時間的に区別可能で、即発事象発生から遅れたタイミングのデータのみを取得することが可能であった（図 2 左）。一方、 ^{229}Th の第二励起状態の寿命は短く、過去の実験データと理論計算から、半減期 100–200 ps 程度と予想していた（実際測定した半減期は更に短く、検出できるギリギリのところにあつた）。ここまで短寿命であると、即発事象が出ている間データ取得を行わず核共鳴散乱信号のみのデータを取得する手法は利用できない。従って、大量の即発事象と核共鳴散乱を全て取得し、X 線ビームのエネルギーを共鳴条件付近で変化させ、即発事象のテール部分のわずかな信号量の変化を観測する必要がある。言うまでもなく測定器の時間分解能が重要であるが、

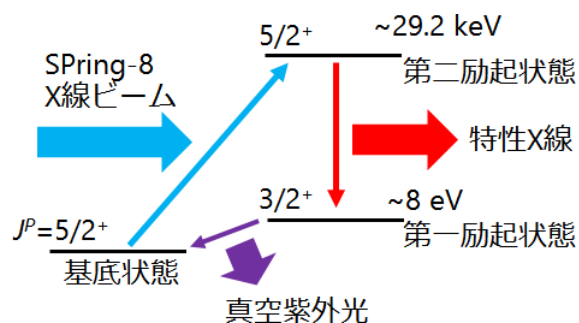


図 1 核共鳴散乱を用いた $^{229\text{m}}\text{Th}$ 生成手法

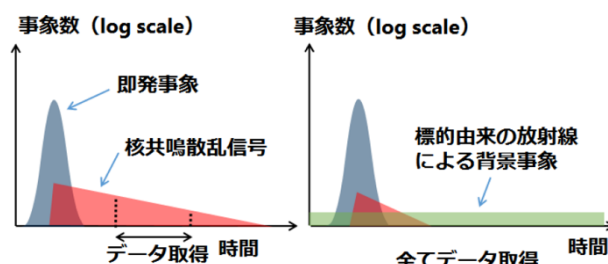


図 2 核共鳴散乱の時間スペクトル。(左)通常の核共鳴散乱実験の場合、(右) ^{229}Th 核共鳴散乱実験の場合。

それだけでなく数 100 ps 程度遅れて検出される信号があるとテール部分と重なってしまうため、そのような事象が少ない測定器を組む必要がある。なお、SPRING-8 の電子ビームバンチは時間幅が半値全幅 40 ps 程度と検出器の時間分解能より短く、またバンチのテールも我々の実験でも問題にならないレベルである。この非常に品質の良いビームが利用できないと ^{229}Th の核共鳴散乱は観測できない。

^{229}Th の核共鳴散乱実験を難しくする 2 つ目の要因はトリウムが放射性元素であることに由来する。 ^{229}Th は半減期約 7800 年の放射性同位体^[14]で、ネプツニウム系列の 1 つである。そのため、 ^{229}Th やその娘核の崩壊に伴って発生する X 線や γ 線がバンチビームと非同期の背景事象として存在することになる (図 2 右)。 ^{229}Th 試料は貴重で大量に用意できるわけではないが、大量に用意したとしても核共鳴散乱信号がこの背景事象に埋もれてしまうのである。より細かい話をすると、 ^{229}Th の試料を入手するには、 ^{233}U が崩壊して生成されたものを分離して取り出して使用するが、実際には ^{233}U 中に ^{232}U が微量に混入しているため、分離する際その娘核の ^{228}Th も混入してしまう^[15]。この ^{228}Th の半減期は 1.9 年で、例えば分離後すぐに核共鳴散乱実験に使用するとトリウム系列の崩壊による背景事象が大量に存在するため信号の観測が難しい。我々の核共鳴散乱実験では、分離後長期間経てトリウム系列がほぼ崩壊しきった ^{229}Th 試料を用いている。

^{229}Th の核共鳴散乱実験が難しかった更なる理由は ^{229}Th 原子核の第二励起状態の励起エネルギー (E_{2nd}) の値が (我々が核共鳴散乱信号を発見するまでは) 精度良く分かっていなかったことにある。 E_{2nd} の値は過去の脱励起 γ 線の測定から 29190 eV 付近である^[16]ことは分かっていたが、数 eV の不定性があった。数 eV であれば十分小さいと思われるかもしれないが、 ^{229}Th の核共鳴散乱の場合は即発事象を削減するため、シリコン結晶を用いたモノクロメータで X 線ビームのエネルギー幅を狭くして核共鳴散乱を探索する必要があった。この点は次節の後半で更に詳しく説明する。

4. ^{229}Th 核共鳴散乱実験セットアップ

^{229}Th の核共鳴散乱探索実験は 2014~2017 年度までは SPRING-8 の BL09XU で、2018 年度は BL19LXU

で行った。図 3 にビームラインのセットアップを示す。アンジュレータで生成された X 線ビームはまず Si(111)結晶を用いて単色化した後、更に別の Si(440)結晶を用いてエネルギー幅 0.26 eV (半値全幅) まで狭めた。X 線のエネルギーはこのモノクロメータの角度を調整することで変化させた。その後前節で述べた放射能バックグラウンドを低減するため、小径トリウム標的に複合屈折レンズを用いて X 線ビームを集光して照射した。標的位置でのビームサイズはおよそ 0.15 mm (水平方向)、0.065 mm (鉛直方向) である。

トリウム標的はより小径に製作できる手法をいくつか試し、最終的に硝酸トリウム溶液をノズル (ϕ 0.15 mm) から加熱したグラファイト板 (ϕ 0.4 mm、深さ 0.2 mm) の溝に少量ずつ垂らしながら乾固させたものを使用した。図 4 に作成途中の標的写真を載せた。その後トリウムの飛散を防ぐため、2 枚のトリウム標的を張り合わせ、更にベリリウムカバーで外側を覆い密封した。また実験中は標的をアクリルボックスの中に配置し (X 線ビームはベリリウム窓を通過)、核燃料物質であるトリウムが万一にも外部に流出しないようにした。

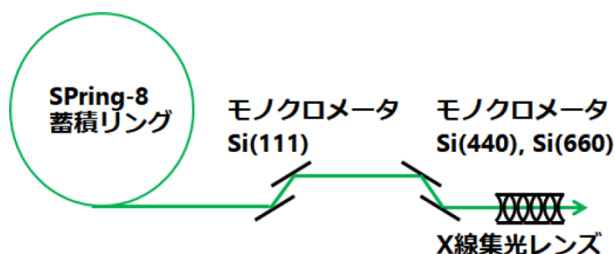


図3 ビームライン上流部セットアップ。はじめに Si(440)モノクロメータを用いて核共鳴散乱信号の探索を行い、信号の兆候を発見した後、よりエネルギー幅の狭い Si(660)モノクロメータに変えて詳細なスキャンを行った。



図4 作成した ϕ 0.4 mm のトリウム標的

前節で述べたように、 ^{229}Th の核共鳴散乱探索には高時間分解能、高レート耐性の検出器を用いる。それに加え背景事象の削減のため、各事象の X 線エネルギー情報も得られるセットアップを構築した。検出器系のセットアップを図 5 に示す。トリウム標的からの X 線信号はまず浜松ホトニクス社製の Si avalanche photodiode (APD) で検出する。この APD (S12053-05) は小型 (ϕ 0.5 mm) で空乏層が薄く時間分解能が良いがアクセプタンスが小さいため、我々は図 6 のように浜松ホトニクス社と共同で 3×3 チャンネルのアレイ状に APD を並べた検出器を製作した。各 APD 検出器からの出力信号は高速プリアンプにより増幅された後、constant-fraction discriminator (CFD) に入力され、デジタル信号を出力する。amplitude-to-time converter (ATC) は波高 (X 線エネルギー) 情報を遅延時間のデジタル情報として変換出力する回路で、1 MHz の高計数率の下でも動作可能である。また ATC では APD 波形のパルス時間幅の情報も出力している。この情報を用いることで信号のパイルアップのような即発事象のテール部分になりうる事象を解析で除くことに成功している。最後に、加速器側から送られるバンチタイミング信号、CFD および ATC のデジタル出力は 100 ps サンプルングのマルチヒット time-to-digital converter (TDC) である MCS6 (FAST Comtec) で計測される。検出器の時間分解能は 120 ps (半値全幅) を達成し、また同時に約 20% (半値全幅) のエネルギー分解能をもっている。これらの検出器系の詳細については文献^[17-19]を参照されたい。

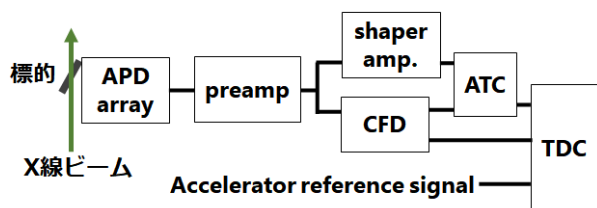


図5 核共鳴散乱実験検出器系セットアップ

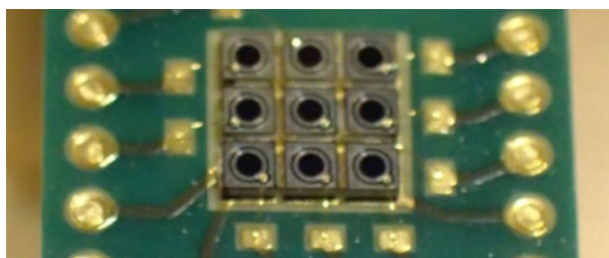


図6 9チャンネルAPD 検出器

^{229}Th の核共鳴散乱探索実験ではモノクロメータの角度を調節し、回折する X 線のエネルギー (波長) を変化させる。この時、X 線のエネルギーはモノクロメータの角度から決定するのであるが、現実には実験環境の変化などで設定値からわずかにずれる。今回のような狭いエネルギー幅の X 線ビームで観測の難しい信号を探索する場合にはビームエネルギーが設定値と異なってしまうと再現性に欠け、核共鳴散乱ピークの発見が困難になる。

そこで産業技術総合研究所の協力の下、2018 年度の実験から検出器の下流側に Bond 法と呼ばれる手法を利用した^[20]X 線の絶対エネルギーモニターを設置し、X 線エネルギーの値に信頼がおける状況で核共鳴散乱探索実験を行った。図 7 に X 線エネルギー測定システムの概略図を示す。原理は単純で、シリコンの単結晶に X 線ビームを照射し、そのラウエ回折角と結晶の格子面間隔から X 線エネルギーを求める。実際には、シリコン結晶を回転させながら入射ビームの両側に現れるラウエ回折ピークを観測し、各ピークに対応する結晶の角度の差から X 線エネルギーを求める (図 7 上)。

ここで用いるシリコン単結晶は格子定数を正確に求めた結晶から切り出したものである (図 7 左下)^[21]が、格子定数は温度依存性をもつため、結晶の周りをケースと発泡スチロールのカバーで覆い (図 7 右下)、温度を常時モニターしている。また X 線エネルギーを高精度で求めるためには回転テーブルの測定精度が重要になってくる。この X 線エネルギーモニターでは

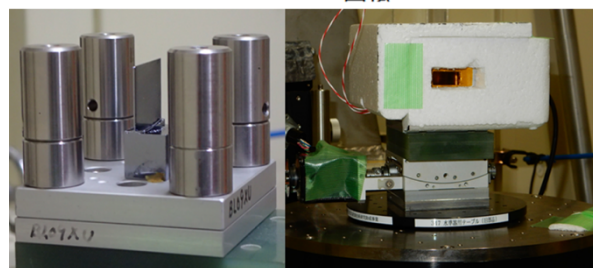
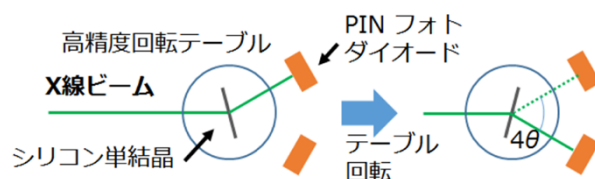


図7 X 線エネルギー測定システム。(上) セットアップ、 θ はブラッグ角。(左下) シリコン結晶写真。(右下) 結晶カバー、回転テーブル写真。

産業技術総合研究所が開発したSelfAと呼ばれる自己校正機能が搭載されているロータリーエンコーダーを回転テーブルに用いている^[22]。このX線エネルギー測定システムによってX線エネルギーを0.1 eV以下の精度でモニターできるようになった。

5. ^{229}Th 核共鳴散乱信号の発見

以下では2018年に行った実験について報告する^[23]。加速器の運転モードはバンチ間隔が均等である(23.6 ns) Aモードで実験を行った。核共鳴散乱信号のピークサーチでは1点30分のデータ取得をX線ビームの入射エネルギーを約0.1 eVずつ変化させながら行った。X線エネルギースキャンの3日目に核共鳴散乱信号の兆候を確認し、その後Si(440)モノクロメータをよりエネルギー幅の狭いSi(660)に変えて詳細なスキャンを行った。図8に、ある30分のデータ取得で得られた全APDチャンネル、全バンチビームのデータ

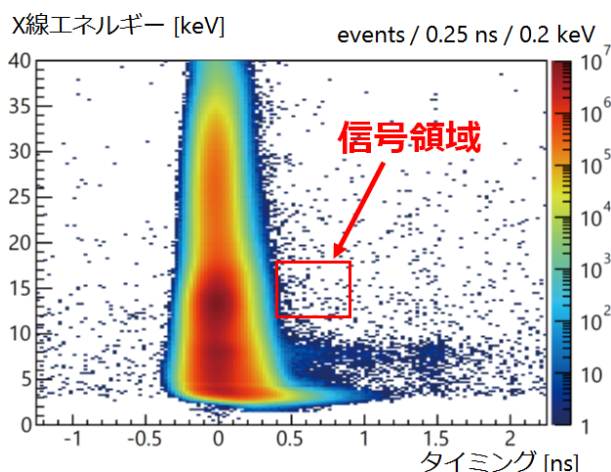


図8 検出事象のタイミング、エネルギー分布。

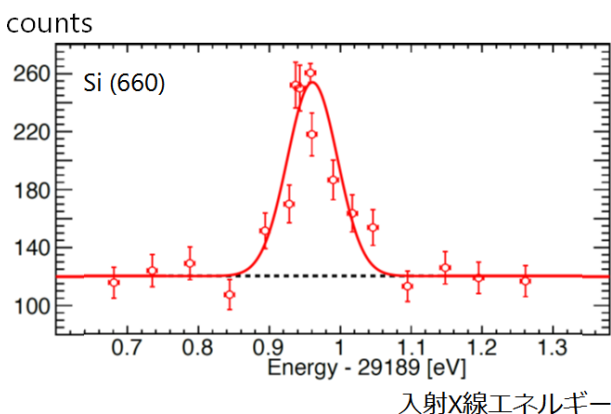


図9 核共鳴散乱信号の共鳴曲線。中心の誤差の小さい点は6時間、他の点は1時間のデータ。

を重ね書きした信号タイミング、エネルギー分布を示す。時間0付近の強いピークが即発事象によるものでそのピーク中心を時間の原点にとった。今回の解析では、0.4 ns から0.9 nsの時間領域と12–18 keVのエネルギー領域を核共鳴散乱の信号領域として設定した。

図9はSi(660)モノクロメータを用い、エネルギースキャンした時の信号数を縦軸にプロットしたものである。核共鳴散乱信号によるピークが明瞭に観測され、世界初の ^{229}Th アイソマー状態の人工的生成に成功した。

6. 解析

この実験では ^{229}Th 原子核第二励起状態に関する様々な情報も得られた^[20]。第二励起状態の励起エネルギー(E_{2nd})は図9の核共鳴散乱ピークから 29189.93 ± 0.07 eVが得られた。この誤差はX線エネルギーモニターの安定性に由来する。第二励起状態の半減期はX線エネルギーを核共鳴エネルギー付近(共鳴条件)と、ずらした場合(非共鳴条件)の時間スペクトルの差分から 82.2 ± 4.0 psと得られた(図10)。この値は現在までに核共鳴散乱実験で測定された半減期の中で最短である(2番目は ^{201}Hg の約630 ps^[24])。もし半減期が50 ps程度であれば観測はほぼ不可能で、その点では幸運であった。

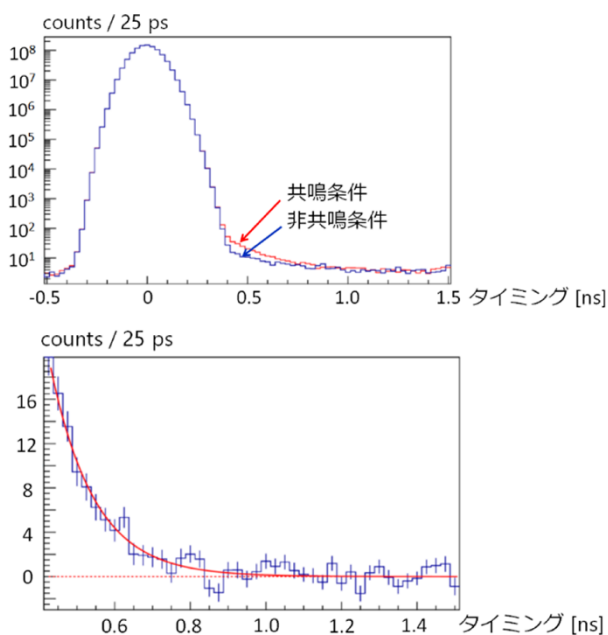


図10 (上) 共鳴条件、非共鳴条件の時間スペクトル、(下) 差分の時間スペクトル。

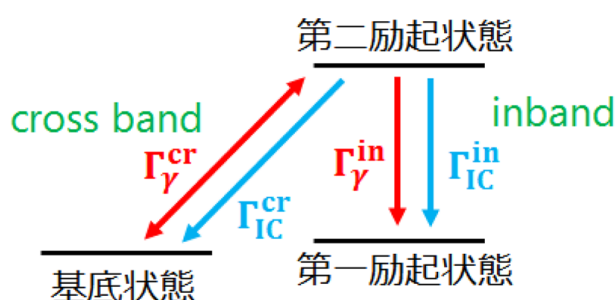
図 11 ^{229}Th 原子核第二励起状態の崩壊モード

図 11 のように第二励起状態は基底状態と第一励起状態の両方に脱励起し、また脱励起の際に光子 (γ) を放出する場合と内部転換 (IC) を起こす場合が存在する。 $^{229\text{m}}\text{Th}$ の生成レートを求めるには第二励起状態から第一励起状態への崩壊分岐比を知る必要があるが、これは以下のように求めた。まず全崩壊幅は第二励起状態の寿命の逆数である。第一励起状態への崩壊幅 ($\Gamma_{\gamma}^{\text{in}}$, $\Gamma_{\text{IC}}^{\text{in}}$) は過去の γ 線分光の実験データ^[16]と理論計算から得られ、基底状態に光子を放出する場合の崩壊幅 ($\Gamma_{\gamma}^{\text{cr}}$) は即発事象と核共鳴散乱信号の生成レートの比から得られる。これらを用いて第一励起状態への崩壊分岐比は 0.58 ± 0.07 と見積もられた。核共鳴散乱実験で使用したトリウム標的の場合、 $^{229\text{m}}\text{Th}$ の生成レートは 2.5×10^4 /s 程度である。

7. アイソマー状態からの真空紫外光観測に向けて

以上のように SPring-8 の高品質ビーム、低線量小径トリウム標的、高時間分解能高レート耐性でエネルギー分解能をもつ測定器、高精度 X 線エネルギーモニターを全て活用し、ようやく核共鳴散乱法による ^{229}Th アイソマー状態 ($^{229\text{m}}\text{Th}$) 生成に成功した。しかし本番はこれからで、2019 年からは生成された $^{229\text{m}}\text{Th}$ からの真空紫外光観測を目標に BL19LXU で実験を続けている。真空紫外光の観測に成功すれば、 $^{229\text{m}}\text{Th}$ の光放出寿命の測定、分光器を用いた脱励起真空紫外光の波長の精密測定を行い、 ^{229}Th のレーザー分光に大きく近づくことができる。

真空紫外光観測実験では 150 nm 付近の波長で標的の透過率が高く、内部転換を防ぐためイオン化した状態の $^{229\text{m}}\text{Th}$ を使用しなければならない。つまり、核共鳴散乱実験で使用したトリウム標的は使用できない。そのためウィーン工科大学のグループが作成した

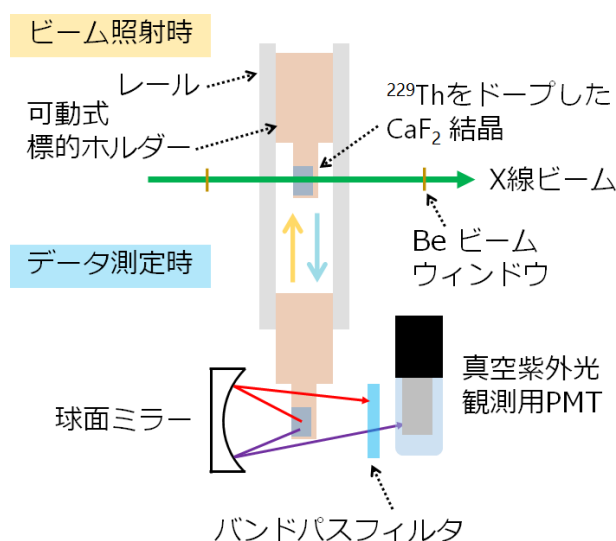


図 12 真空紫外光探索実験セットアップ

^{229}Th をドーピングした CaF_2 結晶を標的として用いている。この結晶中ではトリウムは 4 価の状態でもドーピングされていると考えられている^[25]。

図 12 に簡略化した真空紫外光探索実験セットアップを示す。真空紫外光の透過のため、セットアップは真空チャンバー内に配置している。 $^{229\text{m}}\text{Th}$ から崩壊して発生した真空紫外光はアクセプタンスを稼ぐためミラーで集光し、真空紫外領域でのみ感度のある光電子増倍管で検出される。X 線ビーム照射中は背景事象が多いため、一定時間ビーム照射後ビームを切って結晶をミラー正面に移動させデータ取得を行う。照射後も CaF_2 結晶から様々な波長の光が放出される。そこで特定の波長の光のみを通過させるバンドパスフィルターを用い背景事象を削減する。更に X 線エネルギーを共鳴条件とずらしたデータを用意し差分をとる。これまでに行った実験では主に統計量の不足から真空紫外光の観測に至っていないが、より高濃度の ^{229}Th をドーピングした結晶を使用することにより真空紫外光の観測を目指す。

謝辞

本研究の成果は多くの方々の協力があって初めて達成された。実験は SPring-8 の BL09XU (課題番号: 2014A1334, 2014B1524, 2015B1380, 2016A1420, 2016B1232, 2017B1335) および BL19LXU (課題番号: 2018A1326, 2018B1436, 2019B1619) で行った。SPring-8 での実験では理化学研究所の山口敦史

氏にご協力頂いた。核共鳴散乱実験で使用した ^{229}Th 試料は東北大学の小無健司氏、渡部信氏の協力の下調達した。トリウム標的は大阪大学の笠松良崇氏、理化学研究所の羽場宏光氏、重河優大氏、横北卓也氏の協力の下作成した。高精度 X 線エネルギーモニターは産業技術総合研究所の藤本弘之氏、渡部司氏の協力の下導入した。また核共鳴散乱観測実験の検出器スタディのため岸本俊二氏の協力の下、KEK の PF BL14A でテスト実験を行った。この場を借りて関係者に深く御礼申し上げる。

参考文献

- [1] B. Seiferle *et al.*: *Nature* **573** (2019) 243-246.
- [2] E. V. Tkalya *et al.*: *Phys. Rev. C* **92** (2015) 054324.
- [3] T. L. Nicholson *et al.*: *Nat. Commun.* **6** (2015) 6896.
- [4] N. Huntemann *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 063001.
- [5] C. J. Campbell *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 120802.
- [6] J. P. Uzan: *Rev. Mod. Phys.* **75** (2003) 403-455.
- [7] V. V. Flambaum: *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 092502.
- [8] J. Thielking *et al.*: *Nature* **556** (2018) 321-325.
- [9] B. R. Beck *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 142501.
- [10] L. v. d. Wense *et al.*: *Nature* **533** (2016) 47-51.
- [11] B. Seiferle *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 042501.
- [12] J. Jeet *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 253001.
- [13] A. Yamaguchi *et al.*: *New J. Phys.* **17** (2015) 053053.
- [14] R. M. Essex *et al.*: *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **318** (2018) 515-525.
- [15] 三頭聡明、結城秀行：核データニュース **72** (2002) 50-59.
- [16] V. Barci *et al.*: *Phys. Rev. C* **68** (2003) 034329.
- [17] T. Masuda *et al.*: *Rev. Sci. Instrum.* **88** (2017) 063105.
- [18] T. Masuda *et al.*: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **913** (2019) 72-77.
- [19] T. Masuda *et al.*: *JPS Conf. Proc.* **27** (2019) 012020.
- [20] W. L. Bond: *Acta Crystallographica* **13** (1960) 814-818.
- [21] H. Fujimoto *et al.*: *Metrologia* **48** (2011) S55-S61.
- [22] T. Watanabe *et al.*: *Meas. Sci. Technol.* **25** (2014) 065002.
- [23] T. Masuda *et al.*: *Nature* **573** (2019) 238-242.
- [24] A. Yoshimi *et al.*: *Phys. Rev. C* **97** (2018) 024607.
- [25] S. Stellmer *et al.*: *Sci. Rep.* **5** (2015) 15580.

平木 貴宏 HIRAKI Takahiro

岡山大学 異分野基礎科学研究所
〒700-8530 岡山市北区津島中 3-1-1
TEL : 086-251-8489
e-mail : thiraki@okayama-u.ac.jp

海野 弘行 KAINO Hiroyuki

岡山大学 異分野基礎科学研究所
〒700-8530 岡山市北区津島中 3-1-1
TEL : 086-251-8489
e-mail : pamw1hq8@s.okayama-u.ac.jp

増田 孝彦 MASUDA Takahiko

岡山大学 異分野基礎科学研究所
〒700-8530 岡山市北区津島中 3-1-1
TEL : 086-251-8489
e-mail : masuda@okayama-u.ac.jp

岡井 晃一 OKAI Kouichi

岡山大学 異分野基礎科学研究所
〒700-8530 岡山市北区津島中 3-1-1
TEL : 086-251-8489
e-mail : k_okai@s.okayama-u.ac.jp

笹尾 登 SASAO Noboru

岡山大学 異分野基礎科学研究所
〒700-8530 岡山市北区津島中 3-1-1
TEL : 086-251-7768
e-mail : sasao@okayama-u.ac.jp

吉見 彰洋 YOSHIMI Akihiro

岡山大学 異分野基礎科学研究所
〒700-8530 岡山市北区津島中 3-1-1
TEL : 086-251-8499
e-mail : yoshimi@okayama-u.ac.jp

吉村 浩司 YOSHIMURA Koji

岡山大学 異分野基礎科学研究所
〒700-8530 岡山市北区津島中 3-1-1
TEL : 086-251-8499
e-mail : yosimura@okayama-u.ac.jp

北尾 真司 KITAO Shinji

京都大学 複合原子力科学研究所
〒590-0494 大阪府泉南郡熊取町朝代西 2 丁目
TEL : 072-451-2471
e-mail : kitao@rri.kyoto-u.ac.jp

瀬戸 誠 SETO Makoto

京都大学 複合原子力科学研究所
〒590-0494 大阪府泉南郡熊取町朝代西 2 丁目
TEL : 072-451-2445
e-mail : seto@rri.kyoto-u.ac.jp

玉作 賢治 TAMASAKU Kenji

(国) 理化学研究所 放射光科学研究センター
〒679-5148 兵庫県佐用郡佐用町光都 1-1-1
TEL : 0791-58-0802
e-mail : tamasaku@spring8.or.jp

依田 芳卓 YODA Yoshitaka

(公財) 高輝度光科学研究センター
放射光利用研究基盤センター 回折・散乱推進室
〒679-5198 兵庫県佐用郡佐用町光都 1-1-1
TEL : 0791-58-0802
e-mail : yoda@spring8.or.jp