

ウラン領域の中性子過剰核における殻構造 — 超重核の安定性の解明に向けて —

Shell structure of neutron-rich nuclei in the uranium region — Study on the stability of super-heavy nuclei —

石井 哲朗 Tetsuro Ishii 極限重原子核の殻構造と反応特性の解明グループ

- 中性子過剰な ^{236}Th 、 $^{240,242}\text{U}$ 、 ^{246}Pu 、 ^{250}Cm の脱励起 γ 線の観測に初めて成功し、励起構造を確立した。
- No (Z=102)、Fm (Z=100) で知られていた中性子数 152 の変形閉殻が、Pu (Z=94) では消滅することを明らかにした。
- 殻構造の生成・消滅機構は、超重核の安定性を解明する鍵である。
- Level structures of neutron-rich ^{236}Th , $^{240,242}\text{U}$, ^{246}Pu and ^{250}Cm nuclei were established by measuring the deexcitation γ -rays in these nuclei for the first time.
- It was found that the deformed shell closure of N=152, which exists for No (Z=102) and Fm (Z=100) isotopes, disappears for Pu (Z=94) isotopes.
- Mechanism of evolution of shell structure is important for understanding the stability of super-heavy nuclei.

概要

ウラン領域の中性子過剰核 ^{236}Th 、 $^{240,242}\text{U}$ 、 ^{246}Pu 、 ^{250}Cm の脱励起 γ 線の観測に初めて成功しました。その励起構造より、中性子数 152 の変形閉殻が陽子数 96 の Cm までは存在するものの、陽子数 94 の Pu では消滅することを明らかにしました。この閉殻構造の陽子数依存性より、その要因となる陽子-中子有効相互作用の理解が深まり、超重核の安定性に対する予言能力を向上させることができます。

本研究は、アクチノイド薄膜標的と、これらの標的に高品質な重イオンビームを照射することのできるタンデム加速器施設を利用することにより実現しました。さらに、高分解能の半導体検出器を開発し、生成率の小さな中性子過剰核の識別を可能にしたことにより、その脱励起 γ 線の測定に成功したものです。

本研究の成果の一部は、Phys. Rev. C 72 (2005) 021301 (R) , J. Phys. Soc. Jpn. 75 (2006) 043201 に発表しました。

In-beam γ -rays of neutron-rich nuclei in the uranium region, ^{236}Th , $^{240,242}\text{U}$, ^{246}Pu and ^{250}Cm , were measured for the first time. It was found that the deformed shell closure at neutron number of 152 persists for Cm isotopes (Z=96) and disappears for Pu isotopes (Z=94) . This evolution of the shell structure gives an important clue for understanding the neutron-proton effective interaction in heavy nuclei, leading to accurate prediction of the stability of super-heavy nuclei.

This study was realized both by using thin-foil actinide targets and by using high-quality heavy-ion beams supplied by the JAEA-Tokai tandem accelerator. We have succeeded in measuring deexcitation γ -rays in those neutron-rich nuclei with small production yields using high-resolution semiconductor detectors we have developed.

Parts of the results were already published in Phys. Rev. C 72 (2005) 021301 (R) and J. Phys. Soc. Jpn. 75 (2006) 043201.

1. 研究の背景

(1) 超重核と閉殻構造

原子核は、陽子と中性子が核力により結合してできた系です。陽子（中性子）は順番に軌道に詰まっていき、一つの軌道を占めることのできる陽子（中性子）の数は決まっているために、ある陽子（中性子）数で軌道の席は全て埋まります。次の軌道との間に大きなエネルギーギャップのあるところがあり、そこで原子核は閉殻になります。 ^{208}Pb ($Z=82, N=126$) は陽子軌道、中性子軌道ともに閉殻で二重閉殻構造を持っています。しかし、次に大きな閉殻は分かっておらず、理論により異なった値が予言されています。陽子数が100を超える原子核では、核力を上まわるクーロン斥力が働きます。このような超重核の存在する起源を理解し、重い原子核の極限を探るには、安定性の鍵を握る閉殻構造を解明することが不可欠です。

(2) インビーム γ 線分光法と核構造研究

原子核反応直後の原子核は高励起・高回転状態にあり、多数の γ 線を放出しながら基底状態に遷移します。この脱励起 γ 線のエネルギーや強度などを測定することにより、原子核の励起構造を調べることができます。核反応が起きてからピコ秒程度で γ 線が放出されます。そのため、標的にビームを照射しながらその場で γ 線を観測することが必要になることより、インビーム γ 線分光法と呼ばれています。1960年代にミュンヘン工科大学の森永らによって創められた手法で、原子核の高回転状態の研究をはじめとして、核構造研究になくてはならない実験手法となっています。

(3) タンデム加速器とアクチノイド標的

タンデム加速器は、重イオンを加速するために考案された静電加速器です。原子力機構東海タンデム加速器は、18MV (1,800万ボルト) の電圧を発生し、水素からビスマスまでのほとんど全ての元素を加速することができる世界最大級の加速器です。タンデム加速器では、エネルギー広がり極めて小さく、かつビーム径も小さい高品質な重イオンビームが得られます。

本研究では、Cm (キュリウム) などのアクチノイド標的を使用します。これらの標的は放射能を持

つために、インビーム γ 線分光実験では標的をできる限り小さくする必要があり、ビーム径も小さいことが必要です。アクチノイド標的を利用できるタンデム加速器施設を利用したことにより、本研究は実現しました。

2. 研究の経緯

最大の原子番号を持つ超重元素の合成を目指して競争が続けられています。最近では、理研における113番元素の候補の発見、ロシアのフレロフ研究所での114～118番元素の候補の発見が報告されています。一方、「寿命の長い超重核は存在するのか?」、「どこまで重い原子核が存在するのか?」という基本的な問題も探求され続けています。これらの問題を解き明かすためには、超重核の核構造を理解することが必要です。超重核では、これまでの原子核では知られていない性質が現われることも期待されており、超重核の未知の構造を発見することにより、原子核をより高い次元から理解することが可能になります。

現在の実験技術で原子核構造を調べることのできる領域は、104番元素程度までです。原子力機構においても、タンデム加速器を用いて ^{261}Rf ($Z=104$) や ^{257}No ($Z=102$) などの核構造の研究を進めています。しかし、これまでの超重核の核構造研究では、重イオン融合反応を利用して超重核を合成するために、生成核は必然的に β 安定線^{*1}よりも陽子過剰側の原子核に限られていました。超重核の核構造を探るためには、 β 安定線よりも中性子過剰側の原子核を調べることも必要になります。我々は、重イオン核子移行反応を利用して中性子過剰の原子核を生成し、脱励起 γ 線の測定手法を開発することにより、中性子過剰の超重核の核構造研究に道を拓きました。

*1 β 安定線

β^- 崩壊も β^+ (EC) 崩壊もしない原子核を β 安定核と呼びます。重い原子核では、 α 崩壊や自発核分裂によっても崩壊するために安定核という印象は薄いのですが、 β 崩壊に対して安定な原子核は存在します。ちなみに ^{238}U は β 安定な原子核です。 β 安定な原子核は陽子数 (Z) の増加とともに中性子数 (N) の割合が大きくなります。すなわち、 β 安定線は $Z=N$ の直線よりも中性子側に曲がります。このため、安定核同士の融合反応では陽子過剰核しか生成されません。逆に核分裂では中性子過剰核が生成されます。

3. 研究の内容

タンデム加速器最高電圧の18MVで ^{18}O ビームを162MeVに加速し、 ^{238}U 、 ^{244}Pu 、 ^{248}Cm 標的との間で核反応を起こします。様々な核反応の中から対象とする核反応を選択するために、核反応で放出される散乱粒子をSi ΔE -E検出器^{*2}で測定します。実験に用いたSi ΔE -E検出器は我々が開発製作したもので、散乱粒子を原子番号のみでなく質量数でも分離できる分解能をもっています。図1は、 ^{248}Cm を標的にした実験の時に得られた ΔE -Eの分布図です。核子移行反応で、2つの中性子が ^{18}O ビームより ^{248}Cm 標的に移行した時には、散乱粒子として ^{16}O が放出され、残留核として ^{250}Cm が生成されます。さらに ^{16}O の運動エネルギーを図1の四角で囲んだ領域に限定することにより、 ^{250}Cm の励起エネルギーが中性子分離エネルギー以下になるように選択します。この領域の運動エネルギーをもった ^{16}O と同時に放出される γ 線を測定することにより、 ^{250}Cm の脱励起 γ 線が観測されます(図2)。 ^{238}U 、 ^{244}Pu 標的を使用した場合には、中性子過剰核 ^{240}U 、 ^{246}Pu の γ 線を測定できます。また、2つの陽子が標的から ^{18}O ビームに移行する核子移行反応を利用することによっても中性子過剰核を生成することができます。散乱粒子 ^{20}Ne と同時に放出される γ 線を測定することにより、 ^{242}U (^{244}Pu 標的)と ^{236}Th (^{238}U 標的)の γ 線の観測にも成功しました。全核反応の中で、この2核子移行反応が起きる確立は $1/10^6$ 程度しかありません。本研究では、散乱粒子をSi ΔE -E検出器を用いて識別することにより、ウラン領域の中性子過剰核の脱励起 γ 線の測定を初めて可能にしました。ちなみに ^{242}U は、これまでに確認されたウランの中で最も重いウランです。

図2に示した ^{250}Cm の γ 線エネルギースペクトルには、ほぼ等間隔に γ 線が現われます。これは典型的な回転スペクトルで、 12^+ 状態までの回転状態が確立できました。アクチノイド領域の原子核は回転楕円体に変形していると考えられており、このような回転スペクトルが観測されます。原子核では、2つの核子^{*3}が 0^+ の対になるような相互作用が強く働きます。変形した原子核では、たくさんの核子対の相間によって超流動的な状態になっていると考えられており、原子核の慣性能率は、超流動状態がないと仮定した場合に比べると小さくなっています。一方、閉殻をもつ変形核では、軌道準位の密度が小さくなるために核子対の相関が弱くなり、慣性能率

が大きくなります。このため、回転状態の励起エネルギーは下がります。図3は、第1励起状態の 2^+ 準位のエネルギーの中性子数依存性を示したものです。No(Z=102)からCm(Z=96)までは、中性子数152の閉殻のところで 2^+ 準位が下がる傾向が見られます。しかしPu(Z=94)の 2^+ 準位はN=152で下がることはなく、閉殻の性質は現われません。

閉殻の存在の有無を検証するために、 ^{245}Pu 原子核の励起構造もインビーム核分光実験により確立しました。図4に、中性子数151を持つ原子核の中性子軌道の陽子数依存性を示しました。 $9/2^-$ [734]軌道^{*4}と $1/2^+$ [620] (もしくは $7/2^+$ [613])軌道のエネルギー間隔がN=152のギャップに相当します。陽子数の減少とともに、このギャップは小さくなっており、PuでN=152の閉殻が消滅することを裏付けています。現在の理論計算では、陽子数が小さくなるにつれてN=152のギャップが小さくなる傾向は出ますが、実験で観測されるほど大きな差はできません。中性子(陽子)軌道の閉殻構造が陽子(中性子)数によって生成・消滅する現象は、原子核において広く観測されている現象で、現在精力的に実験され、核子・核子有効相互作用の観点からこの現象を引起す機構について研究されています。N=152で観測された閉殻の消滅機構を明らかにすることにより、さらに重い超重核の閉殻に対する予言能力を向上することが可能になります。

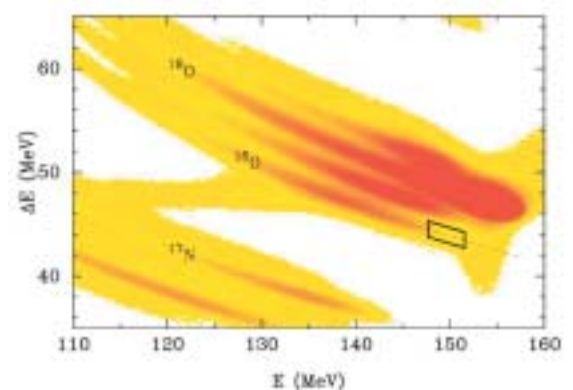


図1 $^{248}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$ (162MeV) 反応で観測された散乱粒子のE- ΔE 分布図。我々の開発したSi ΔE -E検出器を用いて測定したもので、原子番号のみでなく、質量数でも散乱粒子が明瞭に分離されています。

Fig.1 E- ΔE plot measured in the $^{248}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$ (162MeV) reaction. This plot was obtained using a Si ΔE -E detector we have developed. Scattered particles were separated clearly according to mass number as well as atomic number.

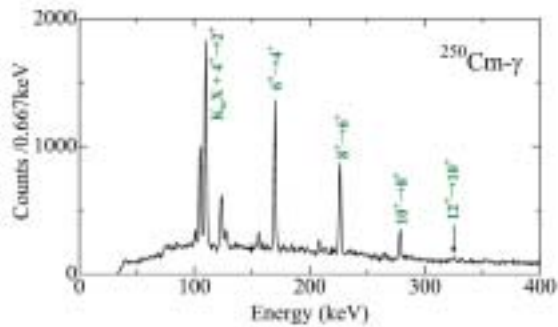


図2 ^{250}Cm の γ 線エネルギースペクトル。図1の四角で囲んだ領域の ^{16}O と同時測定した γ 線。回転バンド特有の等間隔の γ 線が観測されます。

Fig.2 γ -ray spectrum of ^{250}Cm , obtained by setting the gate on the enclosed area in Fig. 1. This energy spectrum shows a characteristic of the rotational band - almost equal energy spacing between the γ -rays.

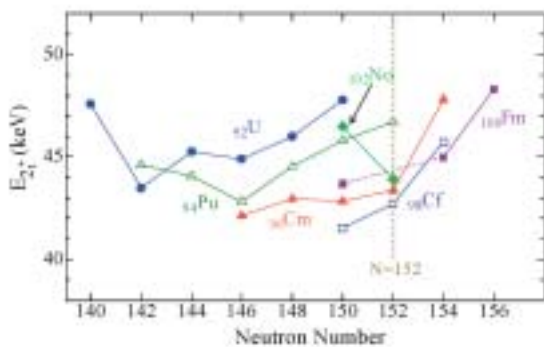


図3 アクチノイド領域の第1励起エネルギー (2^+ 準位)の系統性。Cm ~ No では、 $N=152$ で 2^+ 準位のエネルギーが下がる傾向が見られますが、Pu では単調に増加します。

Fig.3 Systematics of the first 2^+ excitation energies in actinide nuclei. These energies for isotopes from Cm to No are pulled down to lower energies at $N=152$, while those for Pu increase gradually with neutron number.

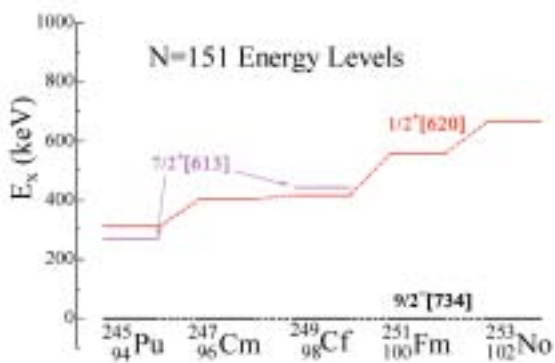


図4 中性子数 151 核のエネルギー準位の系統性。基底状態の $9/2^+$ [734] 中性子軌道と励起準位の $1/2^+$ [620] (もしくは $7/2^+$ [613]) 中性子軌道の間隔が $N=152$ のエネルギーギャップに相当します。陽子数が小さくなるにつれて、この間隔は狭くなります。

Fig.4 Systematics of the energy levels in $N=151$ isotones. Energy spacing between the $9/2^+$ [734] and $1/2^+$ [620] (or $7/2^+$ [613]) neutron orbitals corresponds to the energy gap at $N=152$. This energy spacing decreases with decrease of atomic number.

4. 今後の発展

陽子数のさらに大きな原子核構造を研究するために、Cf ($Z=98$) を標的に用いたインビーム核分光実験を計画しています。Cf は比放射能が高いために、インビーム実験の標的として用いられたことはありません。タンデム加速器の高品質ビームを用いることにより、この実験が可能になると考えています。さらに、深部非弾性散乱*⁵ という多核子移行反応を利用することにより、より中性子過剰な原子核の構造を明らかにします。これらの研究をとおして、超重核における閉殻構造の理解を深め、原子核の本質に迫ります。

* 2 ΔE -E 検出器

質量数 (A)、原子番号 (Z) のイオンが物質中を通過するときのエネルギー損失 ΔE は、入射イオンのエネルギー (E) が十分に高い時には、 $\Delta E \propto AZ^2/E$ の関係が成り立ちます。この関係を利用して粒子を識別するために、エネルギー損失を測定するための薄い透過型 Si 検出器 (ΔE) (本実験では $75 \mu\text{m}$) と全エネルギーを測定するための Si 検出器 (E) を組み合わせます。横軸に E をとり、縦軸に ΔE をとって粒子の分布を見ると、 A と Z の違いにより縞状になって観測されます。

* 3 核子

陽子と中性子。陽子が電荷を持っていること以外は、陽子と中性子はほとんど同じ性質を持っています。

* 4 軌道

回転楕円体に変形した原子核では、Nilsson 軌道と呼ばれる表示が一般に用いられます。球対称性は崩れていますが、回転楕円体の対称軸への角運動量の射影成分は良い量子数となっています。[] の前に表記したスピンは、この量子数です。[] 内の数字は軌道を識別するための量子数の組を表しています。

* 5 深部非弾性散乱

クーロン障壁を十分に越えるエネルギーで重イオン同士の核反応を起こした時に顕著に観測されます。ビーム原子核と標的原子核の間で、多数の核子を交換するとともに、原子核が励起されます。重イオン融合反応では陽子過剰核しか生成されませんが、深部非弾性散乱では中性子過剰核を作ることも可能です。