

# 論文内容の要旨

論文題目 In-beam Gamma Spectroscopy of  $^{12}\text{Be}$   
with Inelastic Scattering

(非弾性散乱を用いた $^{12}\text{Be}$ のガンマ核分光)

氏名 岩崎弘典

近年、安定線から遠く離れた不安定核ビームを用いた実験的研究が盛んに行なわれるようになり、安定核およびその近傍で構築された従来の原子核描像とは大きく異なる特異な核構造が明らかになりつつある。特に、軽い中性子過剰核では、原子核が殻構造をもつことの現われであった魔法数が消滅する現象が見出されており、その研究の重要性が認識されている。一般に、魔法数 (8, 20, 28 ...) をもつ原子核はその閉殻構造から球形とされてきたが、 $^{32}\text{Mg}$  をはじめとして、陽子数  $Z \sim 11$ 、中性子数  $N \sim 20$  近傍領域の中性子過剰核は大きく変形していることが分かってきている。

本研究の目的は、中性子数として魔法数 8 をもつ $^{12}\text{Be}$ を対象とした実験により、軽い中性子過剰核における殻構造の異常な変化を明らかにすることである。

これまで、この領域における核構造研究は、典型的な中性子過剰核 $^{11}\text{Be}$ 、 $^{11}\text{Li}$ を対象に盛んに行われてきた。これらの中性子過剰核における  $N=8$  の閉殻構造の破れが盛んに議論され、中性子ハローに代表される核半径の増大、低励起エネルギーに現われる強い E1 遷移強度など、実験的に見出されてきた異常な核構造は、基底状態の波動関数に  $2s_{1/2}$  配位成分が混在することに起因しているという説明がなされてきた。この  $2s_{1/2}$  配位が基底状態にあらわれる端的な例としては、 $^{11}\text{Be}$  の基底状態のスピンパリティが、従来の殻模型の予想  $1/2^-$  と異なり、 $1/2^+$  となっていることがあげられ、現在の殻模型理論の枠組みでは、シェルギャップの変化、変形、対相互作用の 3 つの効果が関連していると議論されている。

最近、中性子過剰核 $^{12}\text{Be}$  は、その閉殻構造が破れている可能性が指摘され、注目を集めている。

$^{12}\text{Be}$  近傍に現われる核構造を見ると、同じ中性子数  $N=8$  の偶偶核  $^{14}\text{C}$  は閉殻構造をもち、従来の殻模型でよく説明がつくのに対し、近傍の同位体  $^{11}\text{Be}$  はその殻模型からは全く逸脱した構造を持っており、 $^{12}\text{Be}$  の構造は周辺の原子核の系統性からは一意に定まらないことがわかる。したがって、 $N=8$  近傍の中性子過剰核の核構造を議論する際に、 $^{12}\text{Be}$  の構造を明らかにすることが非常に重要な意味を持つといえる。これまでは、 $\beta$  崩壊強度の理論的解析やノックアウト反応の測定など、 $^{12}\text{Be}$  の基底状態の波動関数を調べる研究が多くなされてきた。そこで我々は、偶偶核の低励起状態が殻構造の変化に敏感なことに着目し、 $^{12}\text{Be}$  の低励起状態を対象として、主に2つの核分光実験を行った。第一にクーロン励起を用いて、低励起  $1^-$  状態の探査、及び、E1 遷移強度の決定を行い、第二に陽子非弾性散乱実験を行って  $2^+$  状態への遷移強度を導出した。シェルギャップに関する情報が、 $1^-$  状態の励起エネルギーから得られ、また、 $2^+$  状態を励起する遷移強度からは、四重極変形に関する情報を得ることができる。

実験は、理化学研究所加速器施設ならびに不安定核ビームライン RIPS を用いておこなった。1次  $^{18}\text{O}$  ビームと  $^9\text{Be}$  標的の入射核破碎反応により  $^{12}\text{Be}$  ビームを2次ビームとして生成した。毎秒約  $2 \times 10^4$  個の  $^{12}\text{Be}$  ビームを鉛、陽子標的に照射し、クーロン励起実験、及び、陽子非弾性散乱実験を行った。入射エネルギーは、核子あたり約  $50\text{MeV}$  に設定した。非弾性散乱事象は、脱励起のガンマ線を散乱粒子と同時計測することによって同定した。この手法の特徴は、高分解能、高効率な測定が可能である点にあり、エミッタンスが大きく、強度が弱いという2次ビームの欠点を克服することができる。高分解能な測定は、ビームと散乱粒子の全運動量を測定するのではなく、脱励起のガンマ線の測定により散乱粒子の励起エネルギーを測定することによって達成され、高効率な実験は、厚い標的と運動学的収束条件を利用することによって可能となる。

まず、 $^{12}\text{Be}$  ビームを鉛標的に照射して、脱励起のガンマ線を測定するクーロン励起実験を行った。核力による寄与を見積もるため炭素標的での測定も行った。これらの測定では、鉛標的での  $^{12}\text{Be}$  の第二励起状態 ( $E_x=2.68\text{MeV}$ ) が強く励起されたのに対し、炭素標的ではほとんど励起されなかった。この標的依存性は、第二励起状態が E1 クーロン励起によって励起されたことを示し、第二励起状態のスピンのパリティを  $1^-$  と初めて決定した。この  $1^-$  状態は、価中性子が  $p$  殻から  $sd$  殻へシェルギャップを越えてできた状態と考えられるため、 $1^-$  状態の励起エネルギーはシェルギャップの大きさを強く反映した物理量といえる。他の  $N=8$  をもつ原子核の  $1^-$  状態の励起エネルギー ( $^{14}\text{C}:6.09\text{MeV}$ 、 $^{16}\text{O}:7.12\text{MeV}$ ) と比較すると、 $^{12}\text{Be}$  の  $1^-$  状態の励起エネルギー  $2.68\text{MeV}$  は、極端に小さいことがわかり、 $^{12}\text{Be}$  においてシェルギャップが小さくなっていることを明らかにした。

また、鉛標的で測定したクーロン励起断面積  $46.5(11.5)\text{mb}$  から、E1 遷移強度  $B(E1;0_{g.s.}^+ \rightarrow 1^-)$  を  $0.051(13)e^2\text{fm}^2$  と求めた。この E1 遷移強度は、これまで偶偶核の束縛状態間で測定されたもののうちで最も大きい。中性子過剰核の低い E1 励起はこれまで、 $^{11}\text{Be}$  や  $^{11}\text{Li}$  を中心に研究されてきたが、非束縛状態への遷移が測定の対象とされてきたため、連続状態への励起が優勢で特定な状態への遷移強度の導出が困難であった。本研究では、束縛状態間の遷移強度を導出した点がこれまでの研究と大きく違う点である。 $^{12}\text{Be}$  の E1 遷移強度に関して得られた実験値は、弱く束縛されていることに

よる波動関数の広がりの効果の他に、基底状態に  $1p_{1/2}$  配位と  $2s_{1/2}$  配位が混合し、遷移強度をコヒーレントに足し合せている寄与を考慮した殻模型計算とよく一致しており、 $^{12}\text{Be}$  の低励起の E1 遷移強度が増大する機構には、閉殻構造の破れが重要な役割を果たしていることがわかった。

つぎに、中性子過剰核  $^{12}\text{Be}$  を対象に陽子非弾性散乱実験を行った。クーロン励起実験と同様、脱励起のガンマ線を測定した。変形した原子核として知られる  $^{10}\text{Be}$  でも同様な測定を行い、比較対象とした。脱励起のガンマ線の測定により非弾性チャンネルを同定する実験手法を、陽子非弾性散乱実験に適用したのは本研究が初めてである。従来の標的から散乱される陽子を測定する手法を基準にして比較すると、今回の手法では、励起エネルギー分解能が約一桁向上し、また、約 10 倍の厚さの標的が使えるため、特にビーム強度の弱い原子核に対して効力を発揮する実験手法を確立したといえる。

実験の結果、 $^{10,12}\text{Be}$  の  $2^+$  状態から基底状態への遷移に相当するガンマ線を測定することに成功し、ガンマ線の収量から、陽子標的によって  $2^+$  状態を励起する全非弾性散乱断面積を  $^{10}\text{Be}$  に対して  $17.6(3.2)\text{mb}$ 、 $^{12}\text{Be}$  に対して  $27.0(4.0)\text{mb}$  とそれぞれ求めた。チャンネル結合計算コードを用いて変形パラメーターを求めたところ、 $^{10,12}\text{Be}$  ともに  $\beta_2 \sim 0.7$  に対応する値が得られ、 $^{12}\text{Be}$  が、変形した原子核として知られる  $^{10}\text{Be}$  と同じく大きな変形パラメーターを持つことがわかった。また、他の同位体  $^9\text{Be}$  についても非弾性散乱の測定がなされ、 $\beta_2$  にして  $0.5 \sim 0.9$  という結果が報告されている。これらの測定値の比較により、変形の可能性は Be 同位体に普遍的に広がっており、 $N = 8$  の閉殻構造から期待される変形の抑制が  $^{12}\text{Be}$  には働いていないことがわかった。

また、 $N = 8$  の魔法数の破れを定量的に議論するために、殻模型計算に基づいた遷移強度の解析をおこなった。この解析モデルでは、陽子非弾性散乱で求めた変形パラメーターは、陽子側と中性子側の四重極変形度の一次結合でかけられる。魔法数  $N = 8$  の破れを端的に調べるため、 $^{12}\text{Be}$  の基底状態の波動関数として、閉殻構造を保っている場合と 45% 程度ほど閉殻構造が破れている場合の 2 種類の殻模型計算を行い、比較を行った。閉殻構造が破れている計算は、 $2s_{1/2}$  軌道の一粒子エネルギーを下げることによって行った。結果、前者では実験値の半分程度の遷移強度しか説明できないのに対し、後者は実験値とよく一致した。前者の計算が大きく実験値を過小評価しているのは閉殻構造により中性子側の変形が極端に小さく計算されていることによると思われる。したがって、今回測定された陽子非弾性散乱の結果に  $^{12}\text{Be}$  の閉殻構造を破った効果が確かにあらわれていることがわかった。

本研究は、入射エネルギーや標的の種類に対応した非弾性散乱の選択測を駆使することによって、 $^{12}\text{Be}$  の低励起状態の核分光を行い、閉殻構造の破れをあきらかにした。魔法数  $N = 8$  の破れに関連する殻構造の変化は  $^{12}\text{Be}$  を中心として広く起こっていると考えられる。また、閉殻構造の破れには、 $1p_{1/2}$ 、 $2s_{1/2}$  軌道の縮退が重要な役割を果たしていることが示唆され、その結果として中性子過剰領域の核構造に、新たな秩序が形成されている可能性がある。特に中性子数  $N = 10$  が新魔法数としてふるまうことが期待でき、今後、 $^{14}\text{Be}$  を対象とした低励起状態の実験的研究をすることが意義深いと考えられる。