

## 話題・解説 (V)

# 中性子超過剰核の $\beta$ 崩壊

東京大学大学院理学系研究科

中村隆司

E-mail: nakamura@nucl.phys.s.u-tokyo.ac.jp

青井考

E-mail: aoi@rikaxp.riken.go.jp

## 1 はじめに

最近、重イオン加速器や不安定核(短寿命核)ビーム生成技術の進展によって、安定線から離れた不安定原子核が原子核物理学の新たな対象となってきた。なかでも、中性子の束縛限界に位置する中性子ドリップライン近傍核の研究からは、これまでの原子核物理の枠組を逸脱した興味深い現象が明らかになりつつある。

80年代の後半、谷畑氏を中心とする日本グループによって、中性子ドリップライン近傍核である $^{11}\text{Li}$ や $^{11,14}\text{Be}$ 等が中性子ハローと呼ばれる特異な構造を内包していることが発見された [1, 2, 3]。中性子ハローとは、原子核の最外殻に位置する1個または2個の中性子が、中心部のコアを薄く取り巻いて広がっている状態のことであり、その広がり大きさはコアの2倍にも達する。このように、中性子ハローとコアからなる二重構造の原子核のことを中性子ハロー核と呼ぶ。中性子ハロー核は、その励起構造にも通常の核では見られない性質を持っていることがわかってきている。例えば、 $^{11}\text{Be}$ や $^{11}\text{Li}$ では、低励起エネルギー領域に巨大な双極子強度 [4, 5] が存在することが報告されている。

一方、これまでの原子核構造の基本となっていた殻模型も中性子過剰領域で変更を受けることが明らかになりつつある。最近、中性子過剰核 $^{32}\text{Mg}$ は、 $N=20$ の魔法数をもつ原子核にもかかわらず、非常に変形していることが確認された [6]。また、 $^{11}\text{Be}$ においては、通常の殻模型では数 MeV 離れている  $p$  軌道と  $sd$  軌道の準位がほぼ縮退していることがわかっている [7]。

本論では、最近我々が進めている中性子超過剰核(中性子ドリップライン近傍核という意味で用いる)の研究の一例として、 $^{11}\text{Li}$ および $^{14}\text{Be}$ の $\beta$ 崩壊実験について概説する。両原子核とも、それぞれの同位体で最も重い原子核、すなわちドリップライン上に位置する興味深い原子核であり、また、これらの娘核の構造についても不明な点が多い。したがって $\beta$ 崩壊による詳細な核構造の研究が待たれていた。

次章では、中性子超過剰核の $\beta$ 崩壊が通常の $\beta$ 崩壊に比べてどのような特徴を持っているかを述べ、本研究の背景について説明する。次に第3章において、我々の利用した理化学研究所の不安定核ビームライン RIPS の概略を述べた後、検出器のセットアップ、特

に、本実験の要となる高効率プラスチックシンチレーター中性子検出器について詳しく述べる。第4章と第5章では、 $^{11}\text{Li}$ 、 $^{14}\text{Be}$   $\beta$ 崩壊実験について、それぞれの結果と議論を述べる。最後に本論のまとめと今後の展望を述べたいと思う。

## 2 背景

### 2.1 中性子超過剰核の $\beta$ 崩壊の特徴

$\beta$ 崩壊では、半減期と分岐比から特定の遷移に関する行列要素を直接求めることができ、さらに、娘核の準位の波動関数やスピン・パリティに関する情報を得ることも可能である。このような特長のために、 $\beta$ 核分光法は原子核構造研究の代表的手法の一つとなっている。

中性子超過剰核の $\beta$ 崩壊は、安定線近傍核の $\beta$ 崩壊とは異なる崩壊様式や特徴を持っていることに注意したい。図1に、中性子超過剰核の $\beta$ 崩壊過程と安定線近傍核の $\beta$ 崩壊過程の違いを模式的に示す。安定線近傍核の場合(図1(a))、 $Q_\beta$ が数 MeV 程度と小さく、また娘核の核子放出の分離エネルギー  $S_n$  が大きいため、 $\beta$ 崩壊後に核子放出をしない。娘核の準位が励起状態の場合は $\gamma$ 崩壊を伴うため、通常、 $\beta$ - $\gamma$ 同時計測によって崩壊様式の決定が行われる。一方、中性子超過剰核の場合(図1(b))、 $Q_\beta$ が10~20 MeV に達し、娘核の中性子分離エネルギー  $S_n$  が数 MeV 以下となるので、ほとんど娘核の非束縛状態に遷移し、 $\beta$ 崩壊に引続き中性子等の遅延粒子を放出する崩壊様式となる。したがって、離散のエネルギーを持つ遅延粒子の測定によって崩壊様式が決定される。

これまでの中性子超過剰核の $\beta$ 崩壊実験では、ほとんどの場合、 $\beta$ - $n$  2重同時計測による $\beta$ 核分光を行っていた。しかし、2重同時計測では、残留原子核の準位が励起状態の場合はさらに $\gamma$ 線を放出するため、崩壊様式の決定に曖昧さが残る。本研究では、 $^{11}\text{Li}$ 、 $^{14}\text{Be}$  の $\beta$ 崩壊を $\beta$ - $n$ - $\gamma$  3重同時計測することにより、これら中性子超過剰核の崩壊様式確定に初めて成功している。

ところで、中性子超過剰核の $\beta$ 核分光は、原子核の非束縛状態の研究に有用な手段の一つであると言える。非束縛状態の構造はこれまで主として安定核の直接反応によって研究されてきた。しかし、安定線から離れた場合、この方法では非束縛状態の生成が困難となる場合が多い。一方、中性子超過剰核の $\beta$ 崩壊では娘核の非束縛状態への崩壊チャンネルが10 MeV 程度にわたって開かれており、多くの準位を測定できる。また、 $\beta$ 崩壊の選択性からスピン・パリティを決めることができるなどの利点がある。

### 2.2 $^{11}\text{Li}$ 、 $^{14}\text{Be}$ の $\beta$ 崩壊研究の背景

$^{11}\text{Li}$  は半減期  $8.5 \pm 0.2$  ms [8] で娘核  $^{11}\text{Be}$  へ $\beta$ 崩壊する。 $Q_\beta$  は 20.68 MeV、 $^{11}\text{Be}$  の中性子分離エネルギー  $S_n$  はわずか 504(6) keV で、典型的な中性子超過剰核 $\beta$ 崩壊である。これまでの研究で、 $i$ -中性子分岐比  $P_{in}$  (中性子が  $i$  個放出される分岐比) がそれぞれ  $P_{0n}=9.2\%$ 、 $P_{1n}=85\%$ 、 $P_{2n}=4.1\%$ 、 $P_{3n}=1.9\%$  であること [9]、また、遅延荷電粒子の分岐がわずかながら存在することも確かめられている [10]。しかしながら、どの準位にどのような分岐比で崩壊するかという崩壊様式については、1 中性子放出分岐についてさえほとんどわかっていなかった。

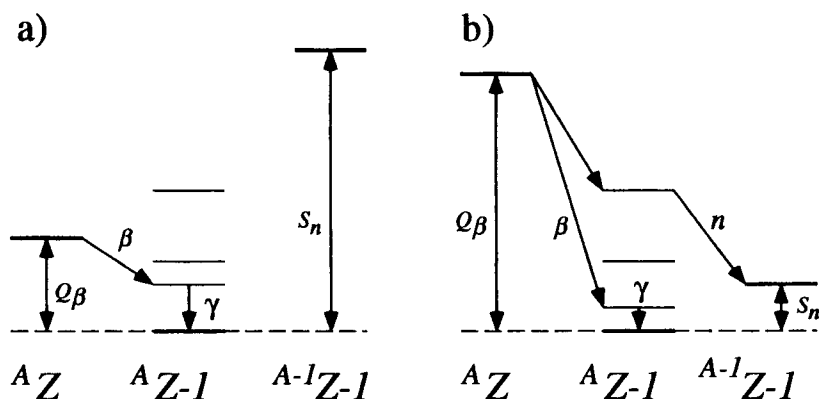


図 1: a) 安定線近傍核 ${}^A_Z$ ( $A$ は質量数、 $Z$ は原子番号)の $\beta$ 崩壊様式。 $Q_\beta$ が小さく、娘核の核子分離エネルギー $S_n$ が大きいため、遅延粒子放出は起こらない。b) 中性子超過核 ${}^A_Z$ の $\beta$ 崩壊様式。 $Q_\beta$ が大きく、娘核の中性子分離エネルギー $S_n$ が小さいため、大部分は遅延中性子放出となる。

一方、 ${}^{14}\text{Be}$ は半減期 $4.35(17)\text{ms}$ [11]で娘核 ${}^{14}\text{B}$ へ $\beta$ 崩壊する。 $Q_\beta$ は $16.2\text{ MeV}$ 、 ${}^{14}\text{B}$ の1中性子分離エネルギーは $970\text{ keV}$ であり、 ${}^{11}\text{Li}$ と同様、娘核の非束縛状態への分岐が大部分となっている。これまでの研究から $P_{in}$ は、 $P_{0n}=14\%$ 、 $P_{1n}=81\%$ 、 $P_{2n}=5\%$ であることがわかっており[12]、この結果は1中性子崩壊の分岐が大部分を占めていることを示している。しかしながら、具体的な崩壊様式については、やはり、ほとんどわかっていなかった。最近、MSU(米国、ミシガン州立大学)において遅延中性子のエネルギーを測定する実験が行われたが、大部分を占めるはずの1中性子放出の分岐比がわずか $0.4\%$ という、以前の実験と一見矛盾する結果となった[13]。これは、用いたプラスチックシンチレータ中性子検出器の閾値が $770\text{ keV}$ であり、閾値以下の低エネルギー中性子を測定できなかったためであるとされている。

以上の背景をふまえ、我々は、1中性子放出の分岐を完全に押えるべく、低閾値高効率中性子検出器を新たに開発した。また、 $\beta$ - $n$ - $\gamma$ 3重同時計測を可能にするためには、 ${}^{11}\text{Li}$ 、 ${}^{14}\text{Be}$ の十分な不安定核強度が必要である。そのため、我々は世界最高の不安定核ビーム強度を誇る理化学研究所の不安定核ビームラインRIPSを利用した。

### 3 実験のセットアップ・検出器

実験装置は、 ${}^{11}\text{Li}$ や ${}^{14}\text{Be}$ の生成分離を行なう理化学研究所の不安定核ビームラインRIPS(RIKEN Projectile-fragment Separator)、およびその最終焦点面に設置した、 $\beta$ 線検出器、中性子検出器、 $\gamma$ 検出器によって構成される。これらの装置、特に中性子検出器の特徴について述べる。

### 3.1 不安定核ビームライン RIPS

不安定核ビームライン RIPS は入射核破碎反応を利用した不安定核ビーム生成分離装置である [14](図 2 参照)。この装置では、理化学研究所のリングサイクロトロンで加速された核子あたり約 100 MeV の重イオンビームを生成標的核と衝突させ、入射核破碎反応を引き起こし、ほぼ速度のそろった入射核破砕片を生成する。さらに、磁気分析と飛程分析を組み合わせた手法によって、ほぼ純粋な 1~2 核種の不安定核ビームを分離することができる。

RIPS は、世界の入射核破碎反応型不安定核ビームライン (代表的なものとして、RIPS の他にフランス GANIL 研究所の LISE、アメリカ MSU-NSCL 研究所の A1200、ドイツ GSI の FRS がある) の中でも最高のビーム強度を誇っている。これは、角度・運動量アクセプタンスを他施設より大きくとっていること、また最大磁気リジディティとしてリングサイクロトロン の 65% 増しの粒子を通せるので、中性子過剰核生成に対して入射エネルギーの高さを効率よく利用できるよう設計されていることによる。例えば $^{11}\text{Li}$  や $^{14}\text{Be}$  のビーム量は他施設の 10~100 倍程度の強度で得られる。我々が今回用いた $^{11}\text{Li}$  と $^{14}\text{Be}$  ビームの強度はそれぞれ約 1000 個/秒、300 個/秒であり、純度はそれぞれ約 80%、60%であった。

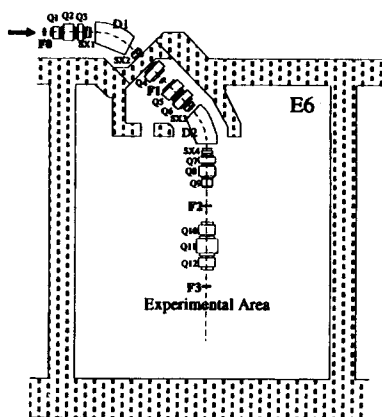


図 2: 不安定核ビームライン RIPS。

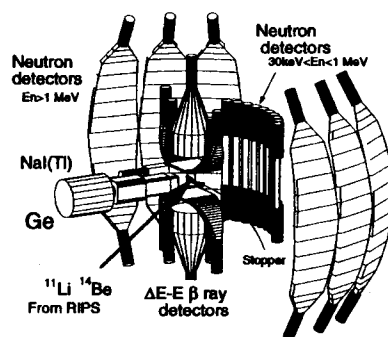


図 3:  $\beta$ - $n$ - $\gamma$ 検出器の模式図。

### 3.2 検出器の概略

RIPS の最終焦点面付近に設置した、 $\beta$ - $n$ - $\gamma$ 検出器の模式図を図 3 に示す。 $^{11}\text{Li}$ 、 $^{14}\text{Be}$  ビームは減衰板で減速し、最終的に RIPS の最終焦点面 (F3) に置いた Si ストッパーに静止させた。Si ストッパーはビームエネルギーの測定用検出器も兼ねている。

静止後に放出される $\beta$ 線は、ストッパー上下に置かれた $\Delta E$ - $E$ 型のプラスチックシンチレーターステレスコープで測定した。これは $\beta$ 線のエネルギーで最大 30 MeV まで測定可能なものとなっている。検出効率は 2 MeV 以上の $\beta$ 線に対し 40%であった。

遅延 $\gamma$ 線は Clover 型の Ge 検出器 1 台と NaI 検出器 2 台で測定した。検出効率は 1.3 MeV の $\gamma$ 線に対しそれぞれ 0.3 % と 0.6 % であった。

遅延中性子の測定はプラスチックシンチレータで構成される中性子検出器を用い、そのエネルギーは $\beta$ 線検出と中性子検出の時間差から得られる飛行時間から求めた。広範囲のエネルギーにわたる中性子測定に対応するため、2種の異なる中性子検出器を用いている。第一の中性子検出器（高エネルギー中性子検出器と呼ぶ）は1 MeV 以上の中性子検出用で、第二の中性子検出器（低エネルギー中性子検出器と呼ぶ）は30 keV から1 MeV の中性子検出用である。

### 3.3 中性子検出器

高エネルギー中性子検出器は宮武氏（現 KEK）のグループにより開発されたプラスチックシンチレータ（BICRON BC408）ホドスコープである。1台の大きさは、高さ160 cm、幅40 cm、厚さ2 cmである。曲率半径1.5 mで曲げられており、中心で放出された中性子の飛行距離が検出位置に依らないように工夫されている。今回の実験ではこれを6台を用いており、1MeV以上のエネルギーをもつ中性子を測定するための検出器となっている。両端の光電子増倍管（HAMAMATSU H1161）からシンチレーション光の信号を読み取り、時間差より中性子のヒット位置が、また時間平均より飛行時間が測定される。この検出器は飛行距離が十分長いので、よいエネルギー分解能が得られている（2 MeV の中性子に対し、約50 keV の分解能）。また、 $4\pi$ の約10%に達する立体角を持ち、1 MeV から5 MeV の中性子に対する実質検出効率は約20 から30%程度となっている。

一方の低エネルギー中性子検出器は30 keV から1 MeV の範囲の低エネルギー中性子検出のために我々が今回開発したものである。1台の大きさは高さ30 cm、幅4.5 cm、厚さ2.5 cmであり、今回はこれを10台用いている。高エネルギー中性子検出器と同様プラスチックシンチレータはBICRON BC408を用い、両端に直接接着した光電子増倍管（HAMAMATSU H1161）により信号を読み込む。

通常、プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器は、中性子のエネルギーが数100 keV（電子相当エネルギーで数10 keV、これを10 keVeeと書く）と低くなってくると光量不足のため検出効率が急激に低くなる。なお、検出効率は最終的に光電子増倍管で生成される光電子数によって決まり、

$$\text{光電子数} = (\text{シンチレーション光子数}) \times (\text{集光効率}) \times (\text{量子効率})$$

であるので、右辺のそれぞれの数、効率を上げることで、実質的な効率を上げることができる。しかし、シンチレーション光子数を増やすことはできず、また光電子増倍管の量子効率もほとんど上げることができないので（H1161はCathodeがBialkaliで量子効率は約25%）、光子が光電子増倍管に届く集光効率を上げることで光電子数を稼ぐことにした。そのために低エネルギー中性子検出器は高エネルギー中性子検出器より長さを短くし、形を長方形にした。

低エネルギー中性子検出器の集光効率は、 $^{137}\text{Cs}$ の662 keVの $\gamma$ 線を用いて測定したところ、25%程度であった。この集光効率は、高エネルギー中性子検出器の集光効率2%に比べ非常に高い数字である。これだけの集光効率があれば、300 keV の中性子（約25 keVee）に対し最終的に15個程度の光電子ができるので、十分測定が可能となる。なお、今回の実験では中性子の閾値として約2 keVee（30 keV の中性子に対応）を達成している。

プラスチックシンチレータによる中性子検出の検出効率の導出には、通常、モンテカルロ法によることが多い。しかし、数100 keV のエネルギーの中性子測定に対しては、プ

ラスチックシンチレータの応答がよく知られていないため、シミュレーションによって信頼できる値を導出することは困難である。そこで、我々は、東京工業大学原子炉工学研のペレトロン加速器において、低エネルギー中性子検出器の検出効率を直接測定することにした。この施設では、数 100 keV 程度の中性子がパルスビームとして得られ、中性子エネルギーを飛行時間により測定できるため、エネルギーの関数として検出効率を得ることができる。今回は、検出効率のわかっている ${}^6\text{Li}$  ガラス検出器と効率を比較することにより、100 keV の中性子に対し約 40%、300 keV の中性子に対し約 80% の実質検出効率があることがわかった。なお、このときの閾値も約 2 keVee に設定した。

#### 4 ${}^{11}\text{Li}$ の $\beta$ 崩壊実験の結果、および議論

${}^{11}\text{Li}$  の $\beta$ 崩壊の結果得られた中性子の飛行時間 (TOF) スペクトルを図 4 に示す。主図は高エネルギー中性子検出器で測定された飛行時間スペクトルを、インセットの図は低エネルギー中性子検出器で測定された同スペクトルを示す。図に示すように、高エネルギー検出器では 7 種類のピークが、また低エネルギー検出器では 1 種類のピークが同定された。これらのピークの分離、また、最終的な崩壊様式の決定のために $\gamma$ 線同時計測の結果を用いている。図 5 に、得られた $\gamma$ 線スペクトルを示す。‘B’ とラベルされた $\gamma$ 線は娘核 ${}^{11}\text{Be}$  の第一励起状態 (0.32 MeV) から放出される $\gamma$ 線であると同定され、‘A’、‘C’、‘D’、‘E’ とラベルされた $\gamma$ 線は遅延中性子放出後に ${}^{10}\text{Be}$  から放出された $\gamma$ 線であると同定された (図 6 のレベル図および $\gamma$ 遷移に付されたラベルを参照のこと)。

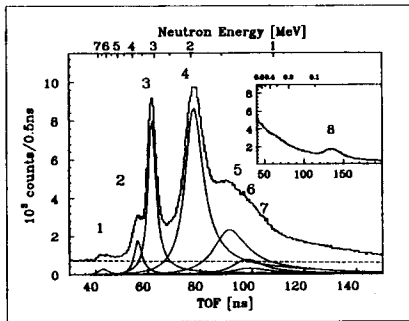


図 4:  ${}^{11}\text{Li}$  の $\beta$ 崩壊で測定された遅延中性子の飛行時間 (TOF) スペクトル。主図は高エネルギー中性子検出器で、また、インセットの図は低エネルギー中性子検出器でそれぞれ測定されたスペクトルである。

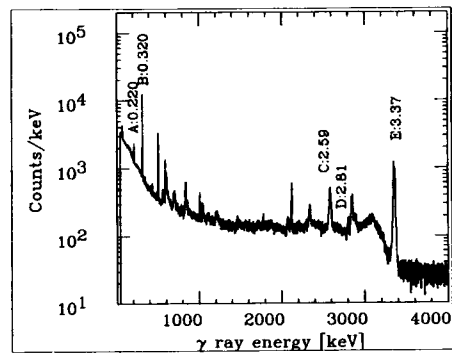


図 5: Ge 検出器を用いて測定した $\gamma$ 線のエネルギースペクトル。 ${}^{11}\text{Li}$  の $\beta$ 崩壊に伴って放出された $\gamma$ 線ピークに‘A’-‘E’のラベルとエネルギー (MeV) を示す。

図 7 を用い、3 重同時計測によりどのように崩壊様式を決定したかを説明する。この図の上図は ‘C’ の $\gamma$ 線と同時計測された中性子の飛行時間スペクトルであり、下図は ‘E’ の $\gamma$ 線と同時計測された中性子の飛行時間スペクトルである。これらを比較すると、図 4 で ‘2’ とラベルされた中性子は、‘E’ の $\gamma$ 線とは同時に放出されているが、‘C’ の $\gamma$ 線とは同時に放出されていないことがわかる。したがって、‘2’ の中性子は図 6 を参照することによ

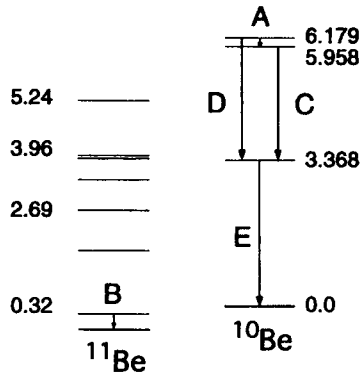


図 6: 測定された $\gamma$ 線に対応する $\gamma$ 遷移。‘A’-‘E’のラベルは図 5 の $\gamma$ 線ピークに対応したものである。

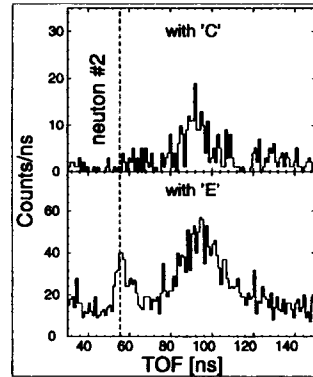


図 7: 上図と下図はそれぞれ $\gamma$ 線 C と E の同時計測条件を課した飛行時間スペクトル。破線で示したエネルギーに対応する中性子ピーク 2 が $\gamma$ 線 E とは同時放出され、 $\gamma$ 線 C とは同時放出されていないことが分かる。

り $^{10}\text{Be}$ の第一励起状態(3.368 MeV)に遷移した際に放出されたものであることがわかる。同様に、ラベル‘A’、‘D’の $\gamma$ 線と同時計測された中性子の飛行時間スペクトルを比較することにより、図 8 に示すように、 $^{11}\text{Li}$ の 1 中性子放出に関する 5 分岐の $\beta$ 崩壊様式を決定することができた。ここで、 $^{11}\text{Be}$ の 8.03(5)MeV の準位は今回の実験で初めて同定された準位である。分岐比から求められた  $\log ft$  値は、同図に示す通りである。遅延中性子放出を伴う 4 分岐の  $\log ft$  値は 4.43 から 5.05 にわたっており、これらすべての遷移が Gamow-Teller 遷移であることを示している。このことから、娘核のそれぞれの準位のスピン・パリティが図に示すように決められた。

$^{11}\text{Be}$ の第一励起状態への分岐比は $\beta$ - $\gamma$ 同時計測の値から求められる。なお、この状態のスピン・パリティは以前行われた直接反応による実験から  $1/2^-$ と決定されており、しかも  $p_{1/2}$  1 粒子状態のスペクトロスコピック因子が 90%とわかっている。この分岐の  $\log ft$  値は 5.67 と大きい、スピンパリティの関係から考えて許容遷移である Gamow-Teller 遷移である。Gamow-Teller 遷移にもかかわらず  $\log ft$  値が大きいのは、 $^{11}\text{Li}$ のハロー中性子の波動関数に通常の殻模型では含まれない  $sd$  殻の成分が多く混じっているためであると考えられる。鈴木、大塚による詳しい計算によると、我々の実験値は、 $^{11}\text{Li}$ の 2 個のハロー中性子の波動関数を、 $\alpha|(2s_{1/2})_v^2\rangle + \beta|(1p_{1/2})_v^2\rangle$  と表すと、 $|\beta|^2 = 51 \pm 6\%$  と大きい値になる [15]。s 状態と p 状態は異なるシェルに属するため、通常の殻模型では大きなシェルギャップを反映して  $|\alpha|^2 \sim 100\%$ 、 $|\beta|^2 \sim 0\%$  となるが、 $^{11}\text{Li}$ において  $|\beta|^2 = 51\%$  と大きい値を取るということは、 $^{11}\text{Li}$ において p 殻と  $sd$  殻がほぼ縮退していること、すなわち殻構造の破れを示唆している。

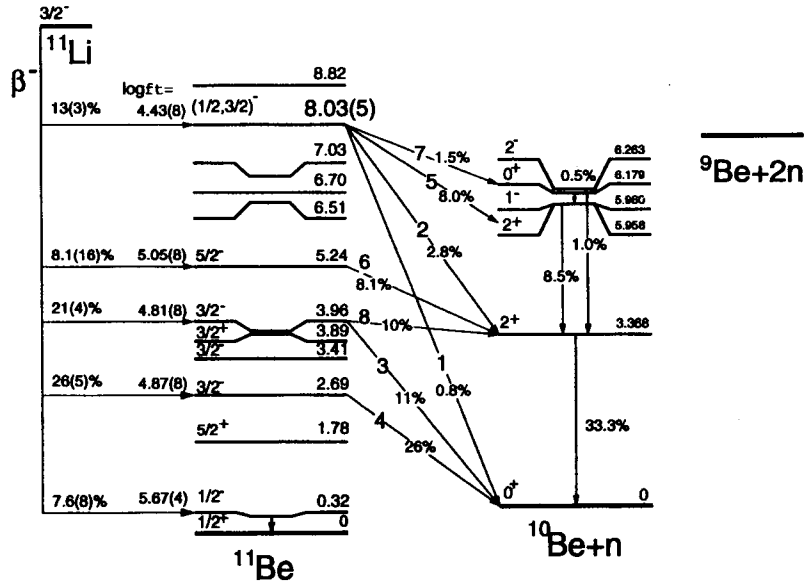


図 8: 3重同時計測により決定した $^{11}\text{Li}$ の崩壊様式。 $^{11}\text{Be}$ の8.03MeVの励起準位は我々が新たに同定した準位。各準位の右端に励起エネルギー (MeV) を示す。

## 5 $^{14}\text{Be}$ の $\beta$ 崩壊実験の結果、および議論

図9に低エネルギー中性子検出器で測定された $^{14}\text{Be}$ の飛行時間スペクトルを示す。図に示すように1つの強いピークが観測された。このピークは中性子エネルギー  $288 \pm 6 \text{ keV}$  に対応し、その幅は  $45 \text{ keV}$  であることがわかった。これは、以前MSUで行われた実験の閾値以下に存在するもので、中性子検出器の閾値を低下させることによって初めてピークの位置と幅を正確に求めることができたものである。さらに $\gamma$ 線との同時計測のイベントが存在しないことから、崩壊様式が図10に示すように決められ、崩壊先の $^{14}\text{B}$ のエネルギー準位は  $1.280 \pm 0.021 \text{ MeV}$  とわかった。なお、この準位も我々が初めて同定したものである。分岐比は  $73 \pm 15 \%$  であり、対応する  $\log ft$  値は  $3.75 \pm 0.09$  と非常に小さく Gamow-Teller 遷移であることを示している。スピン・パリティは、したがって、 $1^+$ と決定された。

この $^{14}\text{B}$ の準位が基底状態と異なるパリティをもつことは興味深い。なぜなら、通常、軽い原子核では異パリティが低エネルギー準位にくることはほとんどないからである。簡単な1粒子モデルで考えると、 $^{14}\text{B}$ の基底状態の配位は  $[(1p_{3/2})^3_{\pi}, (2s_{1/2})^1_{\nu}]^{(2)}$ 、また  $1^+$ 状態の配位は  $[(1p_{3/2})^3_{\pi}, (1p_{1/2})^{-1}_{\nu}, (2s_{1/2})^2_{\nu}]^{(1)}$  となる。すなわち  $1^+$ 状態は  $p_{1/2}$ 軌道中性子が  $s_{1/2}$ 軌道に励起した1粒子空孔状態であると考えられる。したがって、 $1^+$ 状態の励起エネルギーはちょうど  $s_{1/2}$ 軌道と  $p_{1/2}$ 軌道のエネルギー準位の差を表していることになる。通常の原子核で上記の軌道間のエネルギーが約  $3 \text{ MeV}$  であることを考えると、励起エネルギー  $1.28 \text{ MeV}$  という値は小さい値である。このことから、 $^{14}\text{B}$ においても殻構造の破れが存在することを示唆していると言えよう。



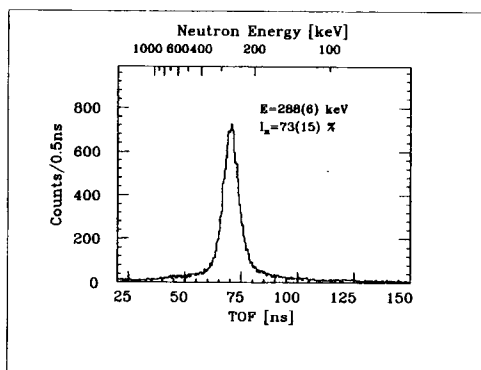


図 9: 低エネルギー中性子検出器によって測定された $^{14}\text{Be}$ の $\beta$ 遅延中性子の飛行時間スペクトル。

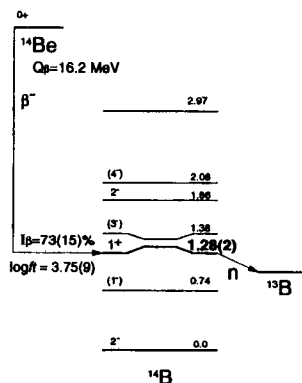


図 10: 288keV の中性子ピークに対応する $^{14}\text{Be}$ の崩壊過程。 $^{14}\text{B}$ の1.28MeVの励起準位は本研究で初めて同定された。各準位の右端に励起エネルギー (MeV) を示す。

## 6 おわりに

我々は、 $\beta$ - $n$ - $\gamma$ 3重同時計測により、 $^{11}\text{Li}$ 、 $^{14}\text{Be}$ の1中性子放出に関する $\beta$ 崩壊の崩壊様式を決定することに成功した。本研究では、1 MeV 以下の中性子を検出できる低エネルギー中性子検出器を開発し、エネルギーが100 keV程度までの中性子の分岐比を求めている。

$^{11}\text{Li}$ の $\beta$ 崩壊では、新たに励起エネルギー8.03(5)MeVの $^{11}\text{Be}$ の準位を発見した。また、 $^{11}\text{Be}$ の第一励起状態への分岐比から $^{11}\text{Li}$ の基底状態に強い $sd$ -軌道の混じりがあることがわかった。 $^{14}\text{Be}$ の $\beta$ 崩壊の実験からは、新たに、 $^{14}\text{B}$ の1.28(2) MeVの異パリティ準位を発見した。この準位が低励起エネルギーに存在することから、 $p$ 軌道と $sd$ 軌道間のエネルギーが、通常の原子核のそれより低くなっていることがわかった。これらの結果は、中性子過剰なLi、Be核の領域で殻模型が変化していることを示唆するものである。

今後は、これらの研究を $^{19}\text{B}$ 、 $^{21,23}\text{N}$ 、 $^{22}\text{C}$ 等の中性子超過剰核に応用する予定である。これらの領域での原子核構造はほとんど未知であり、殻模型にどのような変化が現れるかを明らかにしていきたいと考えている。

## 謝辞

本実験は、東京大学理学系研究科の米田健一郎氏、石原正泰氏、高エネルギー加速器科学研究所(KEK)の宮武宇也氏、理化学研究所の井手口栄治氏、呉和宇氏、岸田隆氏、櫻井博儀氏、寺西高氏、野谷将広氏、吉田敦氏、渡辺康氏、東京工業大学理学部の小川博嗣氏、大阪大学の山本佳史氏、上智大学理学部の山本祐靖氏との共同実験である。

東京工業大学原子炉工学研における低エネルギー中性子検出器の検出効率測定は、同研究所の井頭政之氏、東京工業大学理学部の永井泰樹氏、嶋達志氏の協力で行われた。これらの方々には大変お世話になり、 $^{14}\text{Be}$ の $\beta$ 崩壊分岐比について信頼できる値が得られた。

深く感謝する。

## 参考文献

- [1] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676.
- [2] T. Kobayashi et al., Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2599.
- [3] P.G. Hansen and B. Jonson, Europhys. Lett. **4** (1987) 409.
- [4] T. Nakamura et al., Phys. Lett. **B 331** (1994) 296.
- [5] S. Shimoura et al., Phys. Lett. **B 348** (1995) 28.
- [6] T. Motobayashi et al., Phys. Lett. **B 346** (1995) 9.
- [7] I. Talmi and I. Unna, Phys. Rev. Lett. **4** (1996) 469.
- [8] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A 506** (1990) 1.
- [9] T. Bjornstad et al., Nucl. Phys. **A 359** (1981) 1.
- [10] M.J.G. Borge et al., Z. Phys. **A 340** (1991) 250.
- [11] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A 523** (1991) 1.
- [12] J.P. Dufour et al., Phys. Lett. **B 206** (1988) 195.
- [13] M.D. Belbot et al., Phys. Rev. **C 51** (1995) 2372.
- [14] T. Kubo et al., Nucl. Instr. Meth. **70** (1992) 309.
- [15] T. Suzuki and T. Otsuka, Phys. Rev. **C 50** (1994) 555.