

論文内容の要旨

論文題目 Beta-decay study of $T_z=-2$ proton rich nucleus ^{24}Si

($T_z=-2$ 陽子過剰核 ^{24}Si のベータ崩壊に関する研究)

氏名 市川 雄一

^{24}Si は $T_z=-2$ のドリップライン近傍の陽子過剰な原子核である。我々は ^{24}Si のベータ核分光を行い、核構造の鏡映対称性の破れをプローブとして陽子過剰核に特有な構造についての研究を行った。

核構造における鏡映対称性は、陽子過剰核に特有なエキゾチックな構造を探る上で有用な基準となる。原子核は陽子と中性子とから構成される系であり、その内部では強い相互作用、クーロン力、弱い相互作用が介在する。強い相互作用におけるアイソスピン対称性からは、鏡映核同士は同じ核構造をとることが期待されるが、実際の系ではクーロン力がこの鏡映対称性を破り、様々な非対称性をもたらす。特にドリップライン近傍の陽子過剰な領域ではクーロン力の影響によって特異な核構造を取り、鏡映対称性が大きく破れる可能性がある。

我々は sd 殻領域の $T_z=\pm 1$ の奇々核の 1^+ 状態に注目した。これらの鏡映核間でのエネルギー準位を比べると、第一励起 1^+ 状態はほぼ同じエネルギーであるのに対して、第二励起 1^+ 状態では特に $A=20, 24$ に対して、陽子過剰核側でエネルギーが下がっている傾向が見受けられる。これは Thomas-Ehrman 偏移によって解釈できる。陽子過剰側ではクーロン力によって Fermi 面が上昇して束縛エネルギーが弱くなっているため、特に遠心力ポテンシャルを持たない $s_{1/2}$ 軌道が最外殻となっている場合、その $s_{1/2}$ 軌道陽子は空間的に広がる。そのためクーロンエネルギーが減少し、主に $s_{1/2}$ 軌道の陽子が支配的な配位を持つ励起状態では鏡映核における中性子対よりもエネルギーが下がる傾向にある。この機構を確認するためには、各準位の波動関数がどのような一粒子軌道で構成されているかについての知見が必要である。

原子核の波動関数に対するアプローチとしてはベータ崩壊の遷移強度が優れたプローブである。ベータ崩壊の行列要素は単純な形で書き表すことができ、遷移強度は始状態と終状態の波動関数の重な

りを直接反映する。 $T_z = \pm 2$ の核から $T_z = \pm 1$ の第一、第二励起状態への Gamow-Teller 遷移強度 $B(GT)$ を比較すると、 $A=20$ に対しては、陽子過剰側の第二励起状態への $B(GT)$ が中性子側の $B(GT)$ よりも小さくなっていることが判明した。しかし、 $A=24$ に対しては ^{24}Si から ^{24}Al の第一、第二励起状態へのベータ崩壊に関する実験データが欠如していた。 ^{24}Al の励起状態では ^{20}Na と同じく $s_{1/2}$ 軌道が関係するので、大きな $B(GT)$ の非対称性—核構造の非対称性が現れる可能性がある。このような核構造の非対称性を系統的に議論するためには ^{24}Si のベータ崩壊のデータが不可欠であった。

^{24}Si のようなドリップライン近傍の原子核は、非対称エネルギーの増加によって大きな Q 値を持つ。それに対して、束縛核子の Fermi 面は上昇するので分離エネルギーは小さくなる。そのような原子核のベータ崩壊を測定するには、(束縛状態への遷移に対応する) 遅延脱励起ガンマ線分光だけでなく、(非束縛状態への遷移に対応する) 遅延陽子分光も必要となる。 ^{24}Si のようなドリップライン近傍の陽子過剰核を研究する際には、目的の不安定核 ^{24}Si を核破碎反応で生成するのが最も効率が良いが、その核破碎反応による陽子過剰核の分光実験においても、不安定核の生成断面積が小さい、そして得られる不安定核ビームの純度が低いという問題点がある。つまり陽子過剰核の分光実験は本質的に困難な実験であり、遂行するためには、効率良く統計を得ること、そして観測したピークの起源を同定するに足る S/N 比の良いスペクトルを得ることが必要である。以下に述べる本実験で用いた手法— ΔE - E 検出システムを用いた遅延陽子分光と、絶対分岐比を決定できる γ 線分光の組み合わせ— は本質的な困難を伴う破碎反応を用いた陽子過剰核の分光に対して有効な洗練された手法である。

^{24}Si のベータ遅延ガンマ線分光実験はこれまで行われたことがなかったが、遅延陽子の分光実験としては、GANIL と RIKEN において過去に行われた。これら二つの実験は異なる手法を用いて行われた。GANIL 実験では ^{24}Si ビームの埋め込み法が取られた。一方、RIKEN 実験では ΔE - E 法が採用された。埋め込み法は遅延陽子の絶対分岐比を決定できるという長所がある反面、大きなベータ線起源のバックグラウンドが問題になる。 ΔE - E 法では陽子とベータ線を分離して、バックグラウンドの少ない陽子スペクトルを得ることができたが、遅延陽子の相対分岐比しか決定できないという問題があった。我々の実験では、陽子を高い分解能で測定するために、手法としては ΔE - E 法を踏襲したが、統計を増やすために、これらを大立体角化して改良した物を用いた。絶対分岐比の問題では、ガンマ線の測定で決定した絶対分岐比で、陽子に対する絶対値を補完させるという方針で解決を図った。

^{24}Si のベータ核分光実験は RIKEN の入射核破碎片分離装置(RIPS)にて行った。 ^{24}Si を含む不安定核二次ビームは核子あたり 100 MeV の ^{28}Si ビームと一次標的 (^9Be , ^{nat}Ni) との核破碎反応によって生成した。また、測定した陽子、ガンマ線の時間構造を調べるために、ビームは 500ms ごとに ON と OFF を繰り返すパルスビームを用いた。

遅延陽子の測定とガンマ線の測定は別々のセットアップを用いて行った。遅延陽子の測定では陽子とベータ線を分離するための上述の ΔE - E システムを使用した。 ΔE - E システムはガス ΔE 検出器とシリコン E 検出器から構成される。ガス ΔE 検出器はワイヤーマッシュを電極として用いたガス増幅比例管である。 ΔE - E 検出器により本実験では高統計のクリーンな陽子スペクトルを得ることに成功した。本実験では統計量が従来に比べて 10 倍増加した結果、観測されたそれぞれのピークに対して時間構造の解析を行うことができ、従来観測されていた 12 本の陽子ピークすべてが ^{24}Si 起源であることを確認した。また、従来の実験では観測されていなかった陽子ピークを 1 本発見した。

一方、ガンマ線の測定には Ge 検出器を用い、崩壊した ^{24}Si に対するガンマ線の絶対強度比を決定するためにプラスチックシンチレータをストッパーとして使用した。さらに、検出したガンマ線の起

源を同定するためにはその時間構造を調べることが必要であるため、時間構造解析の際に S/N 比を向上させるための veto 検出器群 (BGO 検出器、プラスチックシールド) を配置した。BGO 検出器は Ge 検出器からのコンプトン散乱事象を veto するものである。プラスチックベータ線シールドは、ベータ線が直接 Ge 検出器に入射する事象を veto するためのものである。ガンマ線の測定では、 ^{24}Al の第二励起状態 (1090 keV) と第一励起アイソマー状態 (426 keV) へのベータ線分岐を初観測し、分岐比を決定した。また、非束縛状態からの陽子放出後の ^{23}Mg からの脱励起ガンマ線も観測した。

以上の二つの測定結果を組み合わせて、 ^{24}Al の観測した束縛状態、非束縛状態への分岐比を決定し、 ^{24}Si のベータ崩壊様式を確立した (図 1 参照)。新たに測定した第一励起アイソマー 1^+ 、第二励起 1^+ 状態へのベータ分岐比はそれぞれ $31 \pm 4\%$ 、 $23.9 \pm 1.5\%$ であった。 ^{24}Si の半減期は二つの測定の結果の重み付き平均をとって、 $T_{1/2} = 140.3 \pm 1.5$ ms と決定した。また、陽子の測定で新たに観測した 1 本ピークを含めて、新たに 3 つの準位に対する分岐比を決定した。本実験の手法では測定限界として 6.7 MeV の状態に対して 0.1% の絶対分岐比まで観測することが可能であった。また、IAS への分岐比は $12.7 \pm 0.9\%$ となった。これは従来の GANIL での実験値 $12.8 \pm 0.9\%$ とよく一致している。しかし、本実験で測定した分岐比と半減期、それに現在知られている $Q_{\text{EC}} = 10.812 \pm 0.020$ MeV を使って ft 値を導出したところ、 $1.17(9) \times 10^3$ s という値を得た。この遷移が完全に Fermi 遷移によると仮定すると遷移強度は $B(F) = 5.2(4)$ という値になり、 $T_2 = -2$ からの Fermi 遷移に対する和則値 4 から 3σ 大きい値になってしまう。本実験から得た ft 値は分解能の範囲内 (FWHM で 70~100 keV) に存在する状態からの ft 値の和を示している。つまり、本実験で得られた Fermi 遷移のみで説明できない速い遷移は、IAS の近傍に 1^+ が縮退している可能性を示唆する。

観測した他の 1^+ 状態への遷移は Gamow-Teller 遷移である。まず、第一、第二励起 1^+ 状態への $B(GT)$ を導出し、鏡映核の $B(GT)$ と比較した。その結果、 ^{24}Si の $B(GT)$ は鏡映核である ^{24}Ne の $B(GT)$ に比べて、第一、第二励起 1^+ への遷移とも 20% 弱い強度になっている、つまり波動関数の重なりが陽子過剰側で 20% 悪くなっていることがわかった。この抑制された $B(GT)$ は陽子過剰核における特異な核構造を示唆する。さらに系統的に動向を見るために鏡映核間の $B(GT)$ の比を質量数 A に対するプロットを図 2 に示す。(図 2 にはエネルギーレベルの非対称性も併せて示してある。) 鏡映核間での $B(GT)$ の比はエネルギーレベルの非対称性と連動した傾向を示している。この $B(GT)$ の非対称性はエネルギーレベルの非対称性と共に弱い束縛エネルギーの影響で空間的に広がった s 軌道陽子の影響だと考えられる。しかし、第一 1^+ 状態への $B(GT)$ も 20% の非対称性と持つこと、そしてより大きな非対称性を示す ^{20}Na の例では第二 1^+ 状態が非束縛状態であることを考慮すると、 $A=24$ の第二 1^+ 状態のエネルギーの非対称性は s 軌道陽子以外の原因に帰結する可能性も残る。この問題を解決するためには、例えば $A=28$ の実験データを得てより系統的な議論をすることが必要である。

陽子過剰核の核構造はシェルモデル的な描像における相互作用の有効性を議論する上でも良いプローブとなる。本実験からは非束縛状態を含めた全体的な $B(GT)$ の分布と、 ^{24}Al の非束縛状態からの陽子放出 ($^{23}\text{Mg}+p$) の分光学的因子を決定した。その $B(GT)$ の分布と分光学的因子は USD 相互作用によるシェルモデル計算によって良く再現された。USD 相互作用は元来安定核近傍の陽子過剰核のエネルギーレベルを再現するようにパラメータ化されたものであるが、 ^{24}Si 、 ^{24}Al の領域においても波動関数の配位を知る手段として高い適用性を示していることになる。USD シェルモデル計算の結果から第二励起状態は第一励起状態に比べて s 軌道の割合が高いことがわかった。このことからエネルギー準位の非対称性を生み出している原因が s 軌道であることが示唆される。

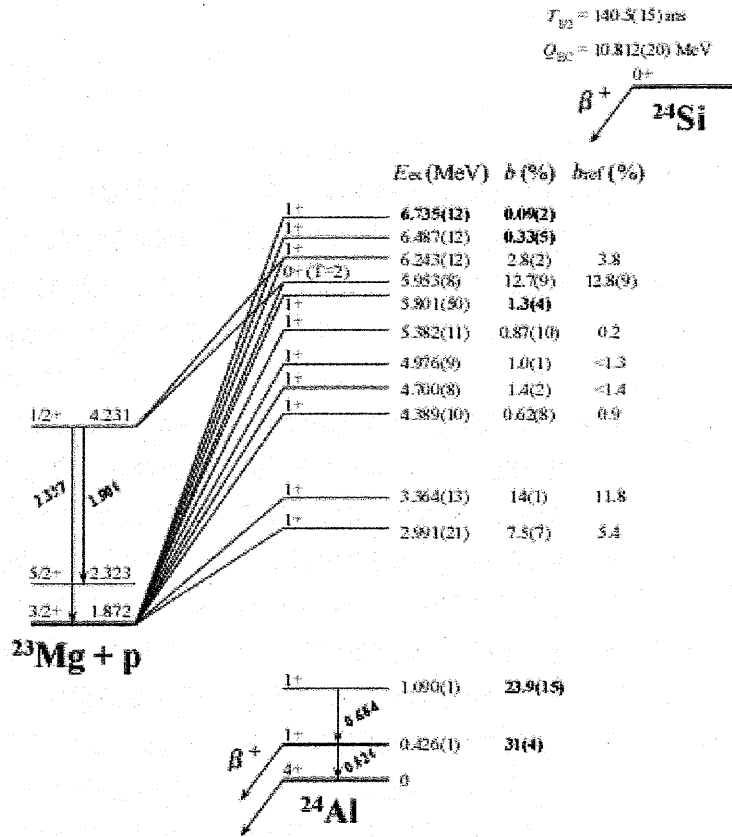


図 1. 本実験から決定した ^{24}Si の崩壊様式。赤文字は本実験で初めて決定した値である。

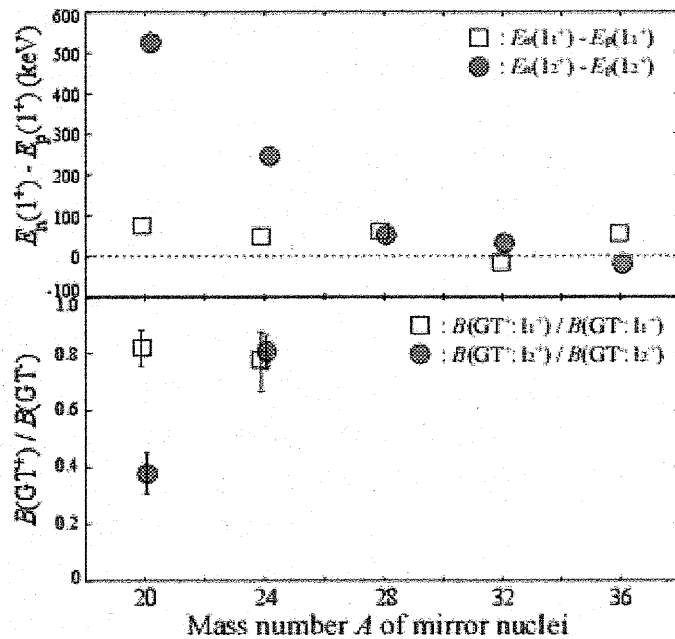


図 2. 質量数 A の $T_z = \pm 1$ の鏡映核間でのエネルギー準位差(上図)と $T_z = \pm 2$ 核からの Gamow-Teller 遷移強度 $B(\text{GT})$ の鏡映核間での比 (下図)