

不安定核の構造と電磁モーメント —核子多体系のより普遍的な理解をめざして—

東京工業大学大学院理工学研究科

基礎物理学専攻

旭 耕一郎

asahi@phys.titech.ac.jp

1. はじめに

原子核は Z 個の陽子と N 個の中性子が互いに束縛しあってできた量子系であり、2成分フェルミ粒子多体系であるという点で、物理学の対象としてユニークな位置を占める。その組成比 N/Z は、自然に存在する安定核ではほぼ 1 (軽い核) から 1.5 (重い核) のあいだの値をとる。従来の核物理学は主にこれらの安定核群とその周辺 (安定領域核) に関する実験事実に基づいて築かれたものであった。しかしこの事情はこの 10~20 年来、変化の種が蒔かれそれが次第に大きな実になるうとしている。

本稿では、まず安定核領域が中心であったこれまでの原子核物理から核図表の全面を対象とする (にはまだまだ遠いのが実情ではあるが) 新しい知識体系に向けての動きの発端と研究の現状を概観したあと、その中の一例として筆者らのグループが進めている電磁モーメントを通じた不安定核構造の研究について紹介する。

2. 不安定核の生成法

変化の種は入射核破碎反応という新しい不安定原子核生成法の出現によって与えられた。種々の元素のイオン (重イオン) を大強度ビームとして光速の数十パーセントにまで加速する分割セクター型重イオンサイクロトロンが (初めに仏国・GANIL 研究所に、ついでわが国の理研、米国・MSU、…に) 建設され、こうして得られる高速の原子核が標的核と衝突の際に破碎され (入射核破碎反応) さまざまの Z と N (ただし、入射核から一部の核子を抜き取ってつくるのだから Z, N は入射核のそれより小さい) をもった不安定核が生成する。これは従来行われていた陽子ビームを標的にあてて標的核由来の不

安定核を得る方法とは発想が逆転していて、不安定核生成の手段としていくつかの著しい有利点を持っていた（図1参照）：生成核は高速の入射核由来のため高い運動エネルギーを持って標的物質を突き抜けてくることから、標的からの取り出しの手間がかからず、またそのまま飛行中に磁場硬度と物質中のエネルギー損失を組み合わせた比較的単純な方法で核種分離も可能であった。こうして、安定核とは組成比 N/Z の大きく異なる不安定領域の核が、核種分離したビームの形で実験に供されるようになった[1]。

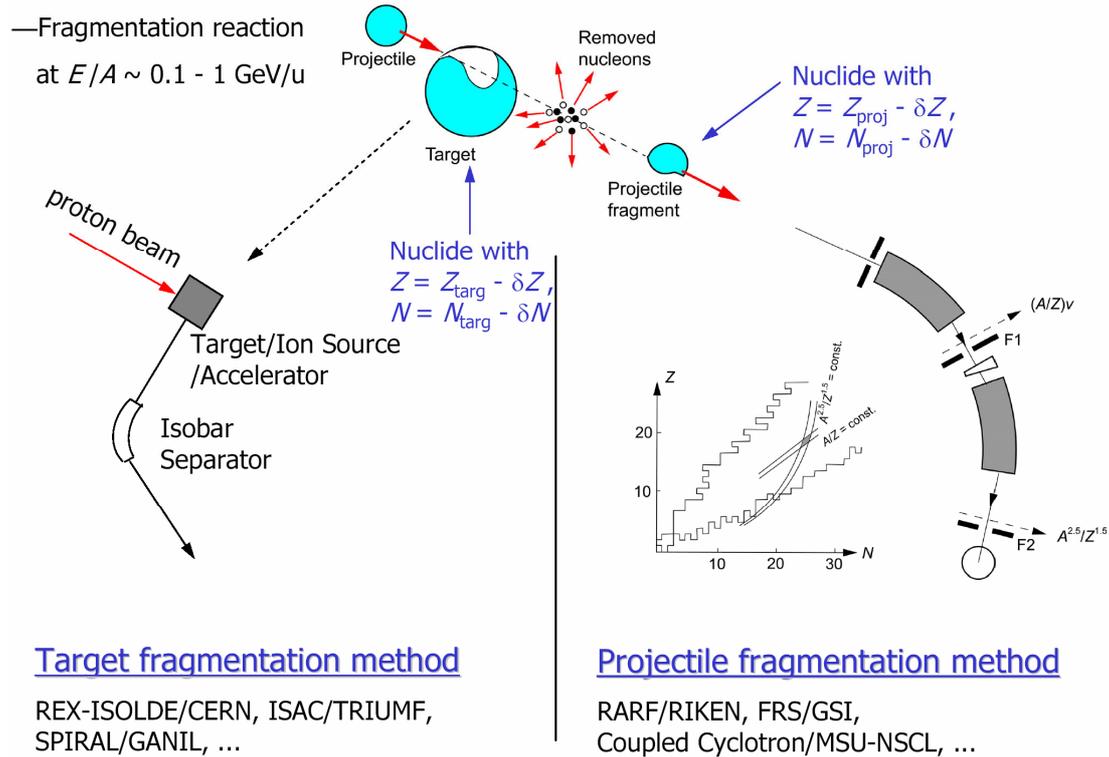


図1 不安定核ビーム生成のための2つの方法。i) 陽子ビームによる標的核破碎反応を用いた方法（左）と ii) 重イオンビームによる入射核破碎反応を用いた方法（右）。i)では生成核は標的物質中に止まり、加熱によって拡散・蒸発を経てイオン化されて引き出される。静電場によって加速され、磁場によって核種分離されて実験セットアップの位置へ運ばれる。一方 ii)では、標的核との衝突の際に入射核から δZ 個の陽子と δN 個の中性子が剥ぎ取られるが、こうしてできた不安定核は入射核の速度とほぼ同じ速度で標的物質から出てきて、そのまま2台の電磁石とその間に挿入されたエネルギー減衰板を通過することによって、最初の電磁石で A/Z について選別、次に減衰板でのエネルギー損失を第2の電磁石で分析することによって $A^{2.5}/Z^{1.5}$ について選別を受ける結果、両者の選別領域の重なり部分に位置する核種のみが実験セットアップの位置に移送される。ii)の方法は目的の核種がどのような元素かに依存しないため極めて汎用性が高く、また生成後に収量を減ずる要因が含まれないために高い収集効率が実現された。

3. 中性子過剰核の物理

この方法を用いて、特に N/Z 比が安定核より大きい側の不安定領域（中性子過剰領域）の核の研究が進められた。まず相互作用断面積の系統的測定[2]から核半径が軽い中性子過剰核について求められた結果、ドリップライン [同じ Z の核（アイソトープ）のうちもうこれ以上中性子を増やしては原子核として存在できない核、つまり最大の N を持つ核を核図表上でつなげた線] に位置する中性子過剰核のいくつかにおいては、最後の 1~2 個の中性子が、浅い束縛エネルギーのために従来知られていた核半径に比べはるかに遠方にまで広がって存在する現象（中性子ハロー）が見出だされた[2]。また核質量（あるいは中性子分離エネルギー）の系統的変化や $I^{\pi}=2^{+}$ 第一励起状態の励起エネルギーから、 N/Z 比の大きい領域では従来知られている魔法数 $N=20$ が消え去ることが示され[3]、替わって $N=16$ が新しい魔法数として提唱された[4]。さらに $N=8$ や $N=40$ に替わり $N=6$ 、 $N=30$ が新しい魔法数として登場している[5,6,7]。これら、 N/Z 比の増大に伴って現れた新現象（ハロー、スキン構造をもつ特異なクラスター核の出現、魔法数の変貌とそれに伴う新たな変形領域、安定領域の出現など）は、これまでの原子核の知見の根幹部が、核図表中のごく一部の領域（安定核領域）に限って適用されるものであることを露にした。組成比 N/Z を自由に操れる道具を人類が手にした今、原子核という 2 成分フェルミ多体系は考えられていたよりずっと豊富な物理を秘めた研究対象であったことになる。

これらの新しい原子核の様相は、核の微視的構造の根本的变化と関係しており、これを説明するための様々な理論が発表されている。核内の 2 体相互作用のうち、 $(\sigma \cdot \sigma)(\tau \cdot \tau)$ 力は $j_{>}=\ell+1/2$ 軌道の陽子と $j_{<}=\ell-1/2$ 軌道の中性子の間に強い引力をもたらすため、中性子が $j_{<}$ 軌道まで詰まっている一方陽子が（その下の） $j_{>}$ 軌道までにしかはいていない中性子過剰核においては、 $j_{>}$ 軌道の陽子数を減らしていく（ N/Z 比を増やしていく）に従い陽子-中性子間の引力が弱まっていく結果、中性子の $j_{<}$ 軌道単一粒子エネルギーが上昇していくと考えられることが指摘された[8,9]。このように N/Z 比の増大とともに中性子の特定軌道の単一粒子エネルギーが著しく変化する結果、軌道間のエネルギーギャップの開きが変わって魔法数の変遷がおこること、また軌道エネルギーの順序すら入れ替わりうることが予言されている。そこではバレンス核子がどの単一粒子軌道を占めるかなど、原子核の微視的構造に立ち入った情報が本質的に重要な役割を演ずる。

中性子過剰領域の核構造を明らかにするためにいくつかのタイプの実験が進められている。これらの中には不安定核ビームを二次標的に照射して、クーロン分解の終状態粒子を検出して低エネルギー $E1$ 励起から構造を調べる[10]、クーロン力または核力によって不安定核の励起状態を生成しガンマ線分光を行う[11]など、また物質（ストッパー）中に止めた不安定核を対象として電磁モーメントの測定（次項以降参照）、ベーターガンマ-中性子分光[5]などが含まれる。

4. 電磁モーメントを通じた不安定核の研究

核スピン I を持つ原子核の核磁気モーメント $\mu(I)$ は M1 演算子

$\hat{\mu} \equiv \sum_{i=1}^A (g_\ell^{(i)} \mathbf{l}^{(i)} + g_s^{(i)} \mathbf{s}^{(i)}) \mu_N$ の核スピン I 方向 (z -方向とする) への射影の期待値、

$$\mu(I) \equiv \langle I(j_1, j_2, \dots, j_A), m = +I | \hat{\mu}_z | I(j_1, j_2, \dots, j_A), m = +I \rangle \quad (1)$$

として定義される。ここで $\mathbf{l}^{(i)}, \mathbf{s}^{(i)}$ は i 番目の核子の軌道角運動量及びスピン角運動量、 $g_\ell^{(i)}, g_s^{(i)}$ はそれらについての磁気回転因子で、 μ_N は核磁子を表す。また $\mathbf{j}_i = \mathbf{l}^{(i)} + \mathbf{s}^{(i)}$ は i 番目の核子の全角運動量である。陽子と中性子に対する g_ℓ, g_s が全て互いに大きく異なる値を持つことから、核磁気モーメント $\mu(I)$ はバレンス核子がどの単一粒子軌道を占めるかに非常に敏感な観測量であり、核の配位とその純度を決定するための決定的な手段として用いられてきた。しかしその決定には対象の核がスピン偏極していること、及び十分な収量が得られることが要求されるため、特別な元素（レーザー分光が容易なアルカリ元素及びアルカリ土類元素）のアイソトープを除いては安定領域のごく近傍の核についてしか知られていないのが現状であった。

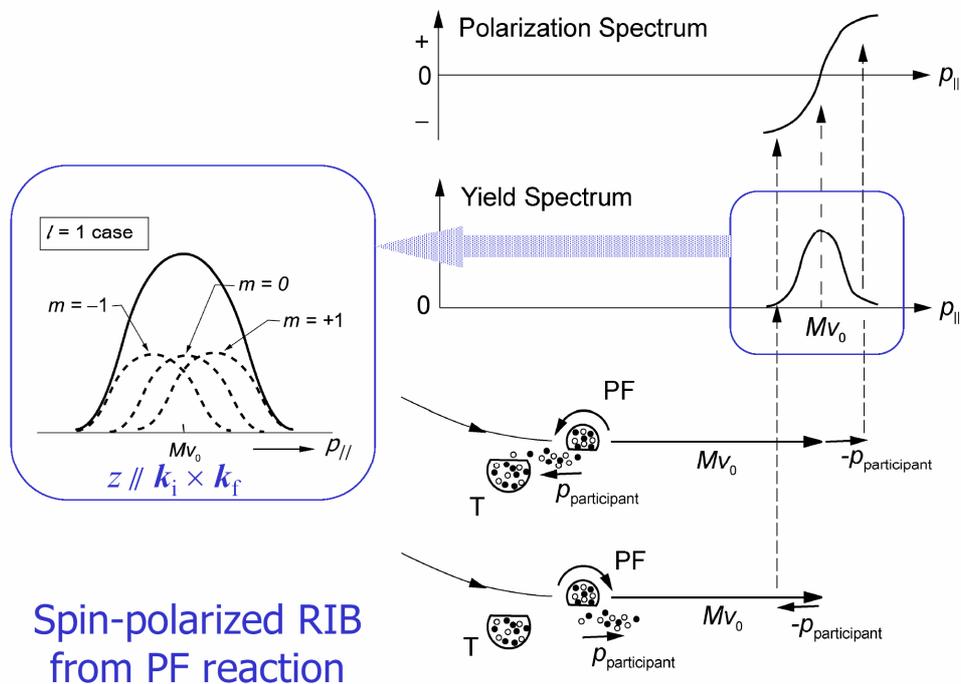


図2 入射核破砕反応における生成核（破砕片）のスピン偏極。

RIPS

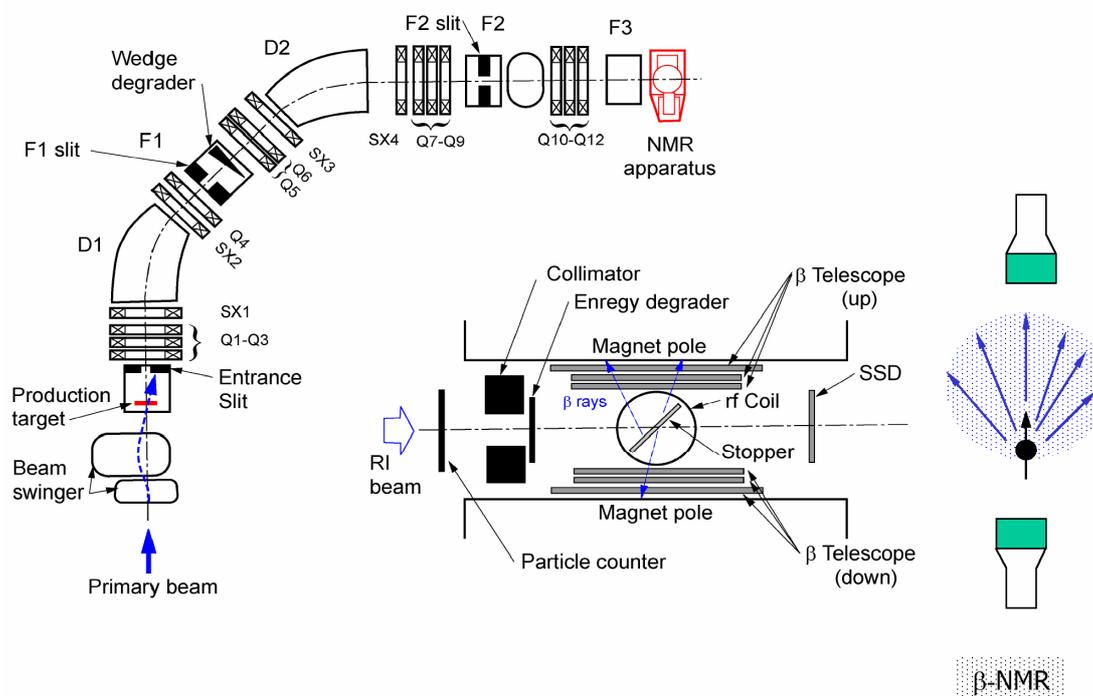


図 3 理化学研究所不安定核ビーム装置 RIPS におけるスピン偏極不安定核ビームの生成とそれを用いた β -NMR 実験のための代表的なセットアップ。

しかし、第 2 節で述べた入射核破碎反応による不安定核生成法が使われるようになったのち、この反応による生成核の放出角度及び運動量に対して選択を施すことによって、スピン偏極した不安定核が得られることが発見されてから[12]、事態が変わった。図 2 にスピン偏極のメカニズムを説明する簡単化されたモデルを示す[12]。こうして得られるスピン偏極不安定核をストッパーに止め、ベータ崩壊によって放出されるベータ粒子がスピンの方向に対して非対称な角分布を持つことを利用して、核磁気共鳴 (NMR) の高感度検出が可能となった (β -NMR 法)。図 3 には理研の不安定核ビーム装置 RIPS におけるスピン偏極不安定核ビームを利用した β -NMR 実験の代表的セットアップを示す。

このような装置を用いて、これまでに 12 種の中性子過剰核について磁気モーメントが、またそのうち 4 種の核については電気四重極モーメントも決定されている[13-20]。以下では最近得られた結果について紹介する。

4.1 ^{17}C 基底状態の g -因子とスピン

6個の陽子と11個の中性子からなる中性子過剰核 ^{17}C では大きい N/Z 比のために $2s_{1/2}$ 軌道の単一粒子軌道が下降して $1d_{5/2}$ 軌道と拮抗していると考えられ、最後の中性子が $2s_{1/2}$ 軌道にはいる可能性が考えられる。中性子の分離エネルギーが小さいことから、もしこれが実現しているとしたら ^{17}C の基底状態($T_{1/2} = 193$ ms)は中性子ハローを伴っていると期待される。このためGSI及びMSUにおいてこの核を入射粒子とした分解反応の実験がなされた。これは $^{17}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{C} + n$ 分解で放出される ^{16}C フラグメントの運動量分布から、 ^{17}C 核内の中性子の運動量分布(中性子の空間分布のフーリエ変換に対応すると考えられる)を引き出してハロー状態の証拠を捕まえるのが狙いであった。しかしながら両者の実験結果はいずれも運動量分布がハロー状態の場合のそれよりは広く、一方通常の状態に比べると狭いという、中間的な結論を与えるものであった。 ^{17}C 基底状態のスピン・パリティは実験的には $1/2^+$ 、 $3/2^+$ のいずれか確定しておらず、一方殻模型計算の結果では、図4に示すように低励起エネルギー領域に互いに接近した $1/2^+$ 、 $3/2^+$ 、 $5/2^+$ 状態が現れ、計算に用いる有効相互作用の選び方によって最低エネルギー状態(基底状態)のスピン値を確定的に予言することができない。

次のような弱結合模型で考察してみるのも面白い。 ^{17}C は ^{19}O に2個の $1p_{1/2}$ 陽子空孔が結合したものと考える。1個の空孔の寄与は ^{18}N のスペクトラムから持ってくるができる。図5には $^{19}\text{O}(5/2^+)$ との結合の場合と $^{19}\text{O}(3/2^+)$ との結合の場合が示されている。この考察からは、 ^{17}C は $3/2^+$ 状態が基底状態、 $5/2^+$ 状態が(実験的に知られている295 keVの)励起状態にほぼ対応することが導かれる。果たしてこの予測は正しいであろうか?

さて、 g -因子の値は $I^{\pi} = 1/2^+$ の場合と $I^{\pi} = 3/2^+$ の場合とでは約7倍も違うため、 g -因子の測定によって明確に区別することができる。(g -因子の軌道への敏感さの好例である。)このような観点から ^{17}C の g -因子測定の実験を行った。図6に得られたNMRスペクトラムがプロットされている。図の横軸は縦軸は印加した振動磁場の周波数を、対応する g -因子の値に換算したもので、水平の棒は掃引した周波数領域を表している。共鳴周波数が掃引領域に含まれるとき、核スピンは断熱通過法によって方向を反転する。縦軸は各掃引領域ごとに観測したベータ粒子の上下計数比で、縦方向の棒の長さはその統計誤差を表している。従って縦軸の値が、振動磁場をかけなかったときの値(水平に引いた直線)より有意にずれた場合、対応する掃引領域に磁気共鳴が位置していることを意味する。図6のプロットから、 ^{17}C 基底状態の g -因子が

$$|g(^{17}\text{C})| = 0.5054 \pm 0.0025 \quad (2)$$

と得られた。この値をPSDMK及びPSDWBT有効相互作用を用いた殻模型計算(計算コードOXBASH[21]による)と比べたものが図7である。ここでPSDMK及びPSDWBT[21]は ^4He コアの周りの p 殻及び sd 殻に核子がいった原子核の構造を記述する際用いられ

る、核内の有効 2 体相互作用で、前者は p 殻内には Cohen-Kurath 相互作用[22]を、sd 殻部には Freedom-Wildenthal 相互作用[23]を、そして p 殻と sd 殻の間には Millener-Kurath 相互作用[24]を採っている。後者は p 殻内及び p-sd 殻間には Warburton-Brown 相互作用[25]を、sd 殻内には USD 相互作用[26]を採用するものである。これより ^{17}C 基底状態のスピ
ン値は $I=3/2$ と結論付けられた。これは図 5 の示唆するところとも一致する。

またこのことから、 ^{17}C はその小さい中性子分離エネルギーにもかかわらず、軌道の ℓ が 0 でないこと ($\ell = 2$) のために、遠心力ポテンシャルの存在に邪魔されて中性子がハローを形成できない核であったことが理解される。

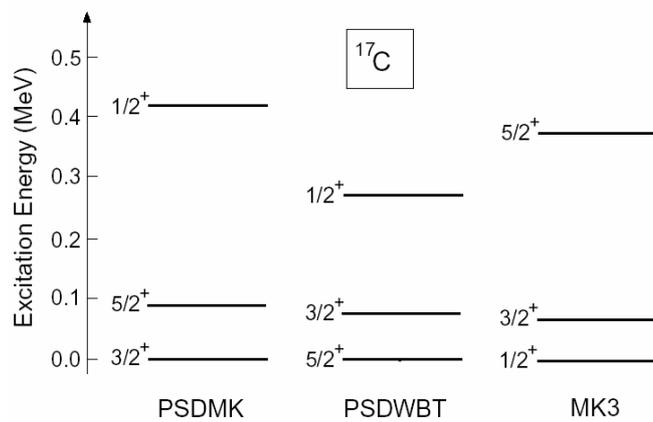


図 4 殻模型によって計算した ^{17}C 核の低励起状態のエネルギー準位ダイアグラム。PSDMK 及び PSDWBT 有効相互作用による計算は OXBASH コードを用いて得られたもの。MK3 有効相互作用の計算は文献[27]からのものである。

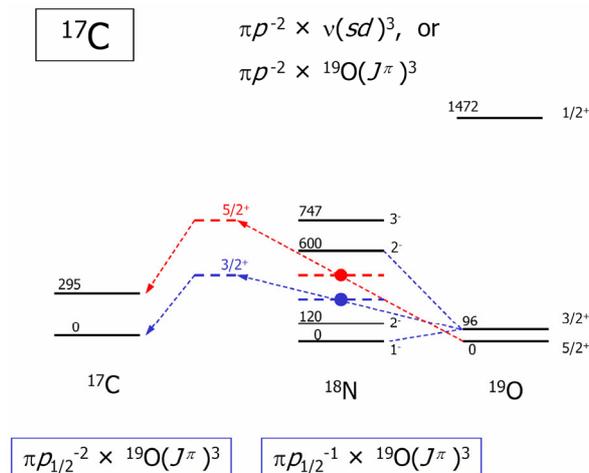


図 5 $^{19}\text{O}(J^\pi) \otimes \pi(p_{1/2})^{-2}$ 弱結合モデルによる ^{17}C 準位構造の予測。

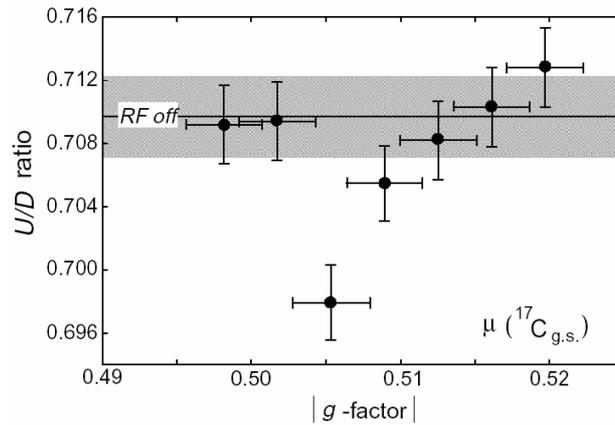


図 6 得られた β -NMR スペクトラム

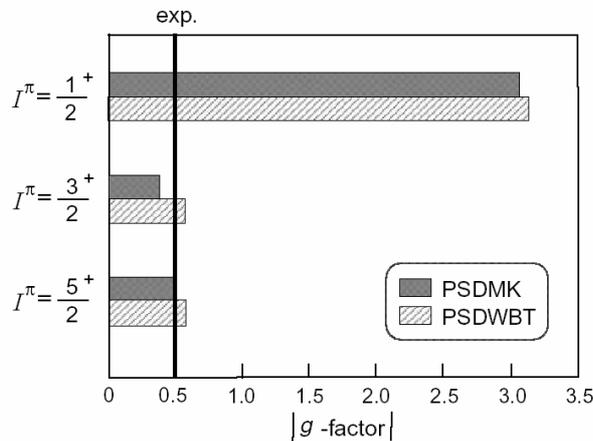


図 7 実験結果（太い直線）と各スピン値に対応する殻模型計算結果との比較

4.2 ^{17}B の電気四重極モーメントと中性子過剰核における E2 有効電荷の減少

当グループで数年前に行った ^{15}B の電気四重極モーメント Q の測定結果は、当時既に測定のあった ^{13}B に対する値や、理論値の示す質量依存性と比べると、やや理解し難いものであった。図 8 に奇質量 B アイソトープについてのその時までには得られた実験値（及び、今回の実験値もはいつているが）と、PSDMK 及び PSDWBT 相互作用を用いた殻模型計算の結果が比較されている。注目すべきことに、 Q の実験値は ^{11}B 、 ^{13}B 、 ^{15}B と中性子数が増加しても殆ど変わらない。ところが計算値のほうは相互作用のとり方によらず $A=13$ （つまり $N=8$ ）から中性子数が増えると急激に増加している。こちらは当然考えられることである： $A=13$ で中性子の p 殻が閉じた後、 $A=15, 17$ と中性子が sd 殻に付けられていくので、中性子の有効電荷を通常の（この質量領域の安定核に対して用いられる） $e_{\pi}=0.5$ にとると、追加された中性子からの寄与が個数とともに増加していくと考えられる。

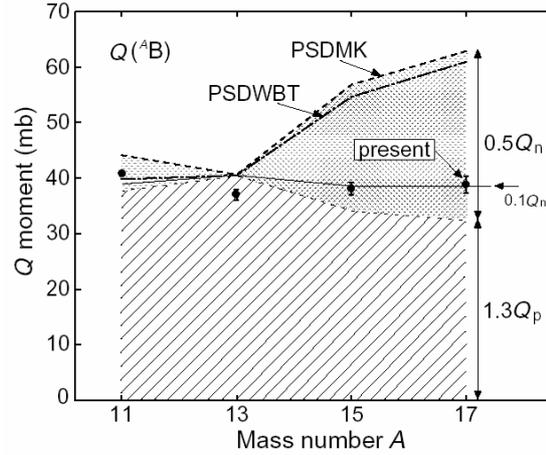


図 8 B の奇質量アイソトープの電気四重極モーメント。実験値（誤差棒のつけられた黒丸）が、通常この質量領域で用いられる有効電荷、 $e_p=1.3$ と $e_n=0.5$ 、を仮定した殻模型計算（破線が PSDMK、一点鎖線が PSDWBT 相互作用によるもの）と比べられている。PSDMK 相互作用による計算は陽子からの寄与（斜線の領域）と中性子からの寄与（点を打った領域）に分解して示してある。また参考のため $e_p=1.3$ と $e_n=0.1$ とした場合の PSDMK 相互作用による計算も示してある（実線）。

従って、実験値が A に対してほぼ一定である事実は、陽子、中性子の有効電荷 e_p, e_n の両方またはいずれかが通常の値 ($e_p=1.3, e_n=0.5$) から N/Z 比の増加とともに減少していることを意味する。（もし $e_p=1.3$ は変化しないという *ad hoc* な仮定を採用するなら、 $e_n=0.1$ 程度でなければならないことになる。） Q の実験値は $A=17$ でも $A=13, 15$ の時と変わらないのであろうか？

偏極した ^{17}B を静磁場 \mathbf{B}_0 のかかった Mg 単結晶 (c -軸と \mathbf{B}_0 のなす角度を β とする) 中にインプラントし、振動磁場をかけて β -NMR 実験を行った。Mg は六方稠密構造を持つので、 ^{17}B 核には \mathbf{B}_0 による Zeeman エネルギーに加えて c -軸を主軸とする電場勾配 q と電気四重極モーメント Q との相互作用が ^{17}B に働く。四重極エネルギーが Zeeman エネルギーに比べて小さい時、摂動論によるエネルギーは核スピン I の方位量子数を m とすると

$$E_{\mu_B + eqQ}(m) = hv_L m - hv_Q (3 \cos^2 \beta - 1) \frac{3m^2 - I(I+1)}{8I(2I-1)} \quad (3)$$

で与えられる。ここで $v_L = g\mu_N B_0/h$ 、 $v_Q = |eqQ|/h$ である。 $I=3/2$ の場合、共鳴周波数は 3 つに分かれて、

$$v_{m,m+1} = v_L - v_Q \frac{(3 \cos^2 \beta - 1)(2m+1)}{8} \quad (4)$$

となる。 v_L は磁気モーメントが既知なので計算できる。したがって v_Q を少しずつ変えな

がら Eq. (4)で与えられる 3 つの周波数を混合した高周波磁場をかけてベータ線の上下計数比をプロットしたのが図 9 である。これより

$$\nu_Q(^{17}\text{B in Mg}) = \left| \frac{eq(\text{B in Mg})Q(^{17}\text{B})}{h} \right| = 137.4 \pm 4.5 \text{ kHz} \quad (5)$$

Mg 中の B 位置に働く電場勾配 $q(\text{B in Mg})$ を ^{12}B の実験[28]より得て、 ^{17}B の四重極モーメントの実験値

$$|Q(^{17}\text{B})| = 38.6 \pm 1.5 \text{ mb} \quad (6)$$

が求められた。その結果が図 8 中の右端の実験点である。得られた ^{17}B 実験値は再び ^{13}B に対する値と極めて近く、B アイソトープの Q モーメントが中性子を付加していても殆ど変化しないことが明らかになった。この結果は、殻模型計算で有効電荷を安定核領域での値 ($e_p=1.3, e_n=0.5$) から変化させない限り説明することができず、 N/Z が最大となる ^{17}B の場合では 60% も実験値を overestimate してしまう。

では安定領域から離れるにつれ有効電荷を変化させる要因としてどのようなことがあるだろうか？そもそも有効電荷として裸の電荷と異なる値をとらねばならないのは、計算が $0\hbar\omega$ の限られたモデル空間で行われておりその外への励起が取り込まれていない点を補正するためであり、この効果は

Q モーメント演算子の形から、バレンス粒子と E2 巨大共鳴との結合効果として考慮することができるであろう。この場合 2 つの要因、i) N/Z の増大とともに巨大共鳴の性質が変化すること、ii) バレンス粒子の波動関数が、浅い束縛のために広がってコアとの結合が弱まる効果、が挙げられる。実はこれらについて、A. Bohr と B.R. Mottelson [29]がすでに早くに検討を行っている。有効電荷 $e_{p,n}$ を裸の電荷 $e_p^{\text{bare}}=1, e_n^{\text{bare}}=0$ と上記結合で生じた分極電荷 $e_{p,n}^{\text{pol}}$ の和として書く： $e_p=1+e_p^{\text{pol}}, e_n=e_n^{\text{pol}}$ 。Bohr

と Mottelson によれば分極電荷は粒子運動とアイソスカラー (IS) 及びアイソベクトル (IV) 巨大四重極モード (GQR) との結合を考えることにより次のように与えられる：

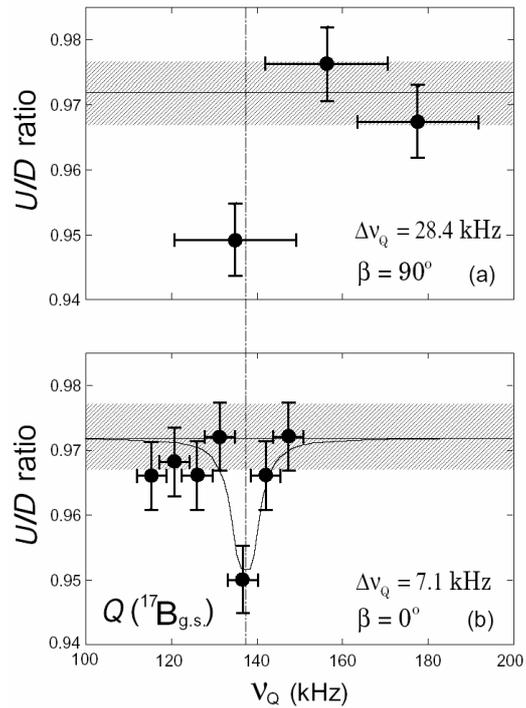


図 9 ^{17}B の電気四重極モーメント測定のための β -NMR スペクトラム。縦軸はベータ線計数の上下比、横軸は同時にかかる 3 つの周波数を式(4)によって求める際に用いた ν_Q の値。

$$e_{n,p}^{\text{pol}} = \chi_{\tau=0} \frac{Z}{A} \left(1 + \frac{V_1}{4V_0} \frac{N-Z}{A} \tau_z \right) - \chi_{\tau=1} \frac{1}{2} \left(\tau_z - \frac{N-Z}{A} \right) \quad (7)$$

ここで $\tau_z = +1$ は中性子、 $\tau_z = -1$ は陽子を現す。右辺第 1 項は ISGQR との結合、第 2 項は IVGQR との結合によって起こる。 $\chi_{\tau=0}$ と $\chi_{\tau=1}$ はそれぞれ IS, IV 分極係数で粒子の IS 及び IV モードとの結合の強さを表している。第 1 項の中の $\frac{V_1}{4V_0} \frac{N-Z}{A} \tau_z$ 項は平均ポテンシヤ

ルの IV 部、第 2 項の $[\tau_z - (N-Z)/A]$ は粒子の IV 結合が平均アイソスピン非対称性 $(N-Z)/A$ からのずれとの結合であることを表している。これらの項のうち中性子過剰度 $x \equiv (N-Z)/A$ に依存する部分が分極電荷 $e_{p,n}^{\text{pol}}$ に N/Z 依存性を持ち込んでいる。以上は上述の要因 i) に対応しており、要因 ii) について Bohr と Mottelson は式(7)に因子 $\alpha_{j',j} = \frac{3}{5} R^2 / \langle j' | r^2 | j \rangle$ を導入する。こうして式(7)は $V_1/V_0 = 130 \text{ MeV}/(-50 \text{ MeV}) = -2.6$ を代入して

$$e_n^{\text{pol}} = \frac{1}{2} \alpha_{j',j} (1-x) [(1-0.65x) \chi_{\tau=0} - \chi_{\tau=1}] \quad (8)$$

$$e_p^{\text{pol}}(j',j) = \frac{1}{2} \alpha_{j',j} [(1-x)(1+0.65x) \chi_{\tau=0} + (1+x) \chi_{\tau=1}] \quad (9)$$

と書ける。図 10 は $\alpha_{j',j}$ を軌道ごとに計算して代入した式 (8)、(9) の分極電荷から有効電荷を得てこれを使って核模型計算の Q を求め、 x の関数として実験値とともにプロットしたものである。線 II は Bohr と Mottelson [29] の値 $\chi_{\tau=0} = 1.0$, $\chi_{\tau=1} = -0.64$ を用いたもの、線 III は $\chi_{\tau=0} = 1.0$ を固定したまま、実験を再現するよう $\chi_{\tau=1}$ を動かして得た値 $\chi_{\tau=1} = -0.33$ を用いたもの、線 IV は文献[30]の微視的粒子・振動結合モデルからの値である。線 I は以前に得た安定領域の有効電荷 ($e_p=1.3$, $e_n=0.5$) によるものである。II は x 依存性 (または N/Z 依存性) をよく再現しているものの絶対値がすこし小さい。III, IV はかなりよく実験値を再現している。図 11 はそれぞれの場合の分極電荷をプロットしたもので、 x の増加 (従って N/Z の増加) とともに各軌道に対する有効電荷が陽子、中性子いずれについても減少すること、軌道が変わると大きく変わることがわかる。

Umeya と Muto [31] はこの有効電荷の減少に関連して、次のような指摘を行っている: B アイソトープについて $0\hbar\omega$ の模型空間で求めた基底状態 $|\phi_0\rangle$ に四重極モーメント演算子 Q を作用させ、これを上記模型空間の外 ($2\hbar\omega$ の空間で代表させる) のベース $\langle \chi_j |$ ではさむ。同じことを、 Q の代わりに有効 2 対相互作用 V について行って、両者の行列要素の相関を見た結果、これらの間の相関は中性子過剰になるにつれ小さな値となった。すなわち、四重極モーメント演算子 Q で模型空間外に跳ぶ先の状態と、2 対相互作用で模

型空間外に飛ぶ先の状態とは、中性子過剰度が増すにつれ、次第に異なったものになっていく。これは有効電荷の振舞いを、上で行った解析とはすこし異なった角度から眺めたものとなっており、両者の解析の間の関係は興味深い。

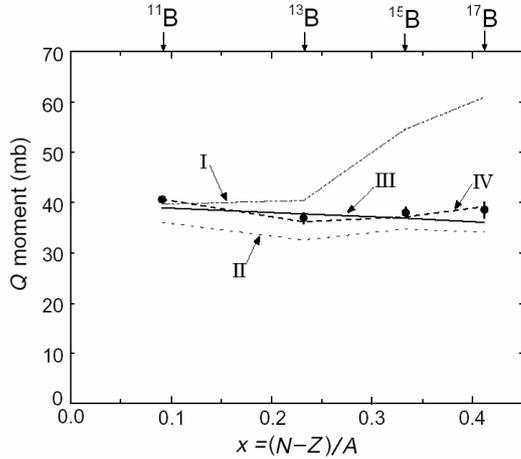


図 10 電気四重極モーメントの実験値(黒丸)と理論値。理論値は
 (I) $e_p=1.3, e_n=0.5$ に固定したもの、
 (II) $\chi_{\tau=0} = 1.0, \chi_{\tau=1} = -0.64$ 、
 (III) $\chi_{\tau=0} = 1.0, \chi_{\tau=1} = -0.33$ 、
 (IV) 文献 [30] の微視モデルによるもの。

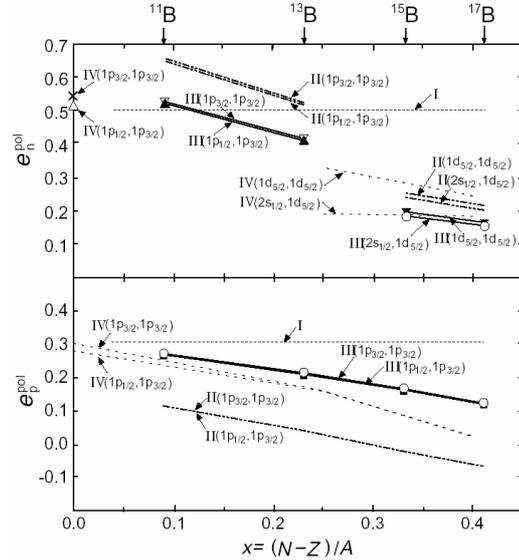


図 11 中性子(上)と陽子(下)に対する分極電荷の理論値。(I)~(IV)は図 10 の説明を参照のこと。

5. まとめと今後

中性子/陽子組成比 N/Z が安定核の値と大きく異なる領域に踏み込むと、これまで考えられていなかったさまざまな新しい様相が出現してくることを、主に質量数 $A \leq 30$ の軽核領域で見ることができるようになった。軽い核に限られているのは、現在の加速器が主に質量数 40 程度以下の一次ビームでしか入射核破砕反応を起こすことができなかったためである。3 年後には理研に建設中の新しい不安定核ビーム施設 RI Beam Factory が稼動開始する予定となっている。ここではウランを含む全ての質量領域で 300MeV/u を越えるエネルギーの一次ビームが供給され、不安定核の研究領域は圧倒的に拡大される。中重領域では、より広い N/Z 領域の核がカバーされ、核内有効 2 体相互作用の変質、それに伴う単一粒子軌道の変化、高スピンを伴った軌道の参入とそれによって変化を受ける集団的性質、新しい変形領域の発達などが見出されると期待されている。

参考文献

- [1] T. Kubo *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* **70**, 309 (1992); H. Geissel *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* **70**, 286 (1992); B.M. Sherrill *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* **56**, 1106 (1991); R. Anne *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **257**, 215 (1987).

- [2] A. Ozawa *et al.*, *Nucl. Phys. A* **693**, 32 (2001); I. Tanihata *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2679 (1985).
- [3] T. Motobayashi *et al.*, *Phys. Lett. B* **304**, 9 (1995); Thibault *et al.*, *Phys. Rev. C* **12**, 644 (1975).
- [4] A. Ozawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5493 (2000).
- [5] N. Aoi *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 014301 (2002).
- [6] A. Navin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 266 (2000).
- [7] I. Tanihata, *Nucl. Phys. A* **734**, 271 (2004).
- [8] T. Otsuka *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 082502 (2001).
- [9] この原因について、文献[8]とは異なるタイプの力によるものとの見解が次の文献に出されている: A. Umeya and K. Muto, *Phys. Rev. C* **69**, 024306 (2004).
- [10] T. Nakamura *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1112 (1999).
- [11] Y. Yanagisawa *et al.*, *Phys. Lett. B* **566**, 84 (2003).
- [12] K. Asahi *et al.*, *Phys. Lett. B* **251**, 488 (1990); K. Asahi *et al.*, *Phys. Rev. C* **43**, 456 (1991); H. Okuno *et al.*, *Phys. Lett. B* **335**, 29 (1994); W.-D. Schmidt-Ott *et al.*, *Z. Phys. A* **350**, 215 (1994).
- [13] H. Okuno *et al.*, *Phys. Lett. B* **354**, 41 (1995).
- [14] H. Izumi *et al.*, *Phys. Lett. B* **366**, 51 (1996).
- [15] H. Ueno *et al.*, *Phys. Rev. C* **53**, 2142 (1996).
- [16] M. Schaefer *et al.*, *Phys. Rev. C* **57**, 2205 (1998).
- [17] H. Ogawa *et al.*, *Phys. Lett. B* **451**, 11 (1999).
- [18] H. Ogawa *et al.*, *European Phys. J. A* **13**, 81 (2002).
- [19] H. Ogawa *et al.*, *Phys. Rev. C* **67**, 064308 (2003).
- [20] D. Kameda *et al.*, *Nucl. Phys. A* **734**, 481 (2004).
- [21] B.A. Brown, A. Etchegoyen, and W.D.M. Rae, Computer code OXBASH, MSU Cyclotron Laboratory Report No. 524 (1986).
- [22] S. Cohen and D. Kurath, *Nucl. Phys.* **73**, 1 (1965).
- [23] B.M. Preedom and B.H. Wildenthal, *Phys. Rev. C* **6**, 1633 (1972).
- [24] D.J. Millener and D. Kurath, *Nucl. Phys. A* **255**, 315 (1975).
- [25] E.K. Warburton and B.A. Brown, *Phys. Rev. C* **46**, 923 (1992).
- [26] B.H. Wildenthal, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **11**, 5 (1984).
- [27] E.K. Warburton and D.J. Millener, *Phys. Rev. C* **39**, 1120 (1989).
- [28] T. Minamisono *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2058 (1992).
- [29] A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure* (World Scientific, Singapore, 1988), Vol. II.
- [30] H. Sagawa and K. Asahi, *Phys. Rev. C* **63**, 064310 (2001).
- [31] A. Umeya and K. Muto, *Nucl. Phys. A* **722**, 558c (2003).