

回転する奇質量核の性質への殻占有度に依存した 非軸対称性の効果

松崎 昌之

福岡教育大学物理学教室

(1991年6月14日 受理)

Shell-Filling Dependent Effects of Triaxiality on Properties of Rotating Odd- A Nuclei

Masayuki MATSUZAKI

Department of Physics, Fukuoka University of Education

(Received June 14, 1991)

Abstract

An analytic explanation of the shell-filling dependent behavior of the $B(E2 : \Delta I = 1)$ and the signature inversion in odd- A nuclei is made based on the cranking picture.

1. 序

最後の核子 (不対核子または奇核子) が高 j 軌道 [j : 単一粒子角運動量] を占有している奇質量核の回転帯は, j に比例するコリオリ力の効果によって二つの系列に分裂する。この二つの系列は指標 (signature) 量子数 ($r = \exp(-i\pi\alpha)$, $I = \alpha \bmod 2$ [I : 全角運動量]) によって分類される。通常は $I - j =$ 偶数の系列のエネルギーが相対的に低くなり, favored (f) 系列と呼ばれる。他方の系列は unfavored (u) 系列と呼ばれる。回転座標系から見たこれらの間のエネルギー差を指標分裂 (signature splitting) $\Delta\epsilon'$ と呼ぶ。また二つの系列の間の換算電磁遷移確率 $B(T_e : f \rightarrow u)$ と $B(T_e : u \rightarrow f)$ [$T_e = M1$ (磁気双極), $E2$ (電気四重極), ...] にも指標依存性 (signature dependence) が生じる。準粒子エネルギーの指標分裂及び電磁遷移確率の指標依存性は, 非軸対称性^{*1)}及び高 j 殻の占有度 (あるいはフェルミ面の位置) に強く依存する。ここではこれらのうち, ガンマ振動に由来する $B(E2 : \Delta I = 1)$ の指標依存性, 静的正值ガンマ変形による指標分裂の逆転という二つの興味深い現象を取り上げ, 非軸対称自由度を摂動として扱うことにより統一的に説明することを試みる。なお, 高 j 状態に対するコリオリ力を摂動として扱うことが適当でないことは以前から知られているが, ここで用いるガンマ自由度に対する摂動論 (コリオリ力及び遠心力を与える $-\hbar\omega_{\text{rot}}J_x$ 項 [(2.1) 式] は対角化) が摂動項を対角化した結果を良く再現することは

*1) 軸対称な四重極変形 (回転楕円体に近い) をした原子核では, 対称軸 (通常 z 軸と呼ぶ) の回りの回転は量子力学的に禁止されるので, 対称軸と直交する一つの軸 (通常 x 軸と呼ぶ) の回りに回転運動が起こる。回転軸方向に密度分布が増加するような非軸対称変形を負のガンマ変形, y 軸方向に密度分布が増加するようなものを正のガンマ変形と呼ぶ。またこのガンマ変形が時間的に揺らいでいる状態をガンマ振動と呼ぶ。

数値的に確認済である。上述の二つのうち、ガンマ振動による $B(E2: \Delta I = 1)$ の指標依存性は一般に準粒子数にかかわらずに起こり得る現象であるが、ガンマ振動の効果はスピン（慣例で全角運動量をスピンと呼ぶ）が大きくなると共に弱くなると考えられることに呼応して、主に（あまりスピンの大きくない）1準粒子状態で議論されている。また、正值ガンマ変形が起こるためには、スピンのあまり大きくないことに加えて、注目している中高 Ω *2) 準粒子以外にこのガンマ変形を引き起こす低 Ω 準粒子が必要なので、奇核ではバンド交差後の3準粒子状態、奇奇核ではバンド交差前の2準粒子状態が指標逆転現象の舞台になり得る。

2章では二つの現象、特にそれらの殻占有度依存性を解析的に説明する上で必要な、単一粒子行列要素間の関係式を与える。3章では $B(E2: \Delta I = 1)$ の指標依存性を考察する。4章では準粒子エネルギーの指標逆転の発生機構、その $B(M1)$ との関係を考察した上で、最近筑波大グループによって報告された奇奇核 ^{124}Cs のデータを検討する。5章は結論にあてられる。

2. 行列要素間の関係式

軸対称 ($\gamma = 0$) 核に対するクラッキング（強制回転）模型ハミルトニアンは

$$h' = h_{\text{sph}} - \alpha_0 Q_0^{(+)} - \hbar \omega_{\text{rot}} J_z \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで ω_{rot} は回転角速度、 α_0 は四重極変形パラメーターで、 $\alpha_0 > 0$ はプロレート（レモン形）変形を、 $\alpha_0 < 0$ はオブレート（みかん形）変形を意味する。この h' と角運動量演算子 J_z 及び J_y との交換関係の、favored 状態 $|f\rangle$ と unfavored 状態 $|u\rangle$ に関する行列要素から二つの恒等式

$$\begin{aligned} -\Delta e' \langle f | J_z | u \rangle &= \hbar \omega_{\text{rot}} \langle f | i J_y | u \rangle, \\ -\Delta e' \langle f | i J_y | u \rangle &= \hbar \omega_{\text{rot}} \langle f | J_z | u \rangle + \sqrt{3} \alpha_0 \langle f | Q_0^{(-)} | u \rangle \end{aligned} \quad (2.2)$$

が導かれる。ここで指標分裂 $\Delta e'$ は

$$\Delta e' = e'_u - e'_f \quad (2.3)$$

で、また指標量子数で分類された四重極演算子は

$$Q_K^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2(1 + \delta_{K0})}} (Q_{+K} \pm Q_{-K}) \quad (2.4)$$

で定義されている。(2.2) の両式から $\langle f | i J_y | u \rangle$ を消去することによって

$$\frac{\langle f | Q_0^{(-)} | u \rangle}{\langle f | J_z | u \rangle} = \frac{\hbar \omega_{\text{rot}}}{\sqrt{3} \alpha_0} \left\{ \left(\frac{\Delta e'}{\hbar \omega_{\text{rot}}} \right)^2 - 1 \right\} \quad (2.5)$$

*2) ここで Ω は粒子角運動量の z 成分であり、プロレート（レモン形）変形の場合には、 Ω が大きいことは高 j 殻の中でのフェルミ面の位置が高いことを意味する。

が得られる。この式は、 $\alpha_0 > 0$ の場合、 $\Delta e'$ が大きい、奇核子が低フェルミ面領域にある核では左辺の比が正、高フェルミ面領域では負であることを意味する。

単一 j 模型での四重極演算子は \vec{x} を \vec{J} で置き換えることによって与えられる。従って指標量子数 $r = -1$ を持つ部分は

$$\begin{aligned} Q_1^{(-)} &= -\sqrt{3} c_0 \{J_x, J_z\}, \\ Q_2^{(-)} &= \sqrt{3} c_0 \{J_x, iJ_y\} \end{aligned} \quad (2.6)$$

と書き表わされる。ここで

$$c_0 = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \frac{q_0}{j(j+1)} \quad (2.7)$$

で、 q_0 は次元 $[L^2]$ の定数である。また $\{, \}$ は反交換関係を表わす。準粒子の回転軸方向への整列角運動量 i_x がほぼ一定なら、良い近似で (2.6) 式中の演算子 J_x を c 数 i_x で置き換えることができるから、

$$\frac{\langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle}{\langle f | Q_1^{(-)} | u \rangle} \simeq - \frac{\langle f | iJ_y | u \rangle}{\langle f | J_z | u \rangle} = \frac{\Delta e'}{\hbar \omega_{\text{rot}}} \quad (2.8)$$

が成立する。ここで (2.2) の第 1 式を用いた。すなわち $\langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle$ は $\langle f | Q_1^{(-)} | u \rangle$ と同じ符号を持つ (図 1)。 $r = 0$ で導いたこの符号関係が、指標逆転が起こり得る $r > 0$ を含

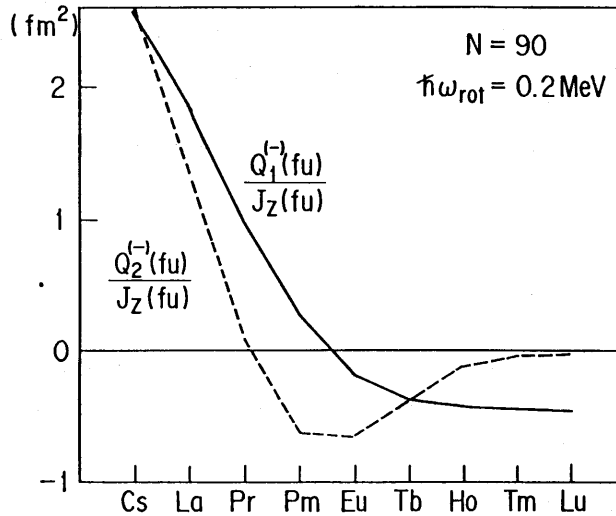


Fig. 1. Ratios of the single-quasiparticle matrix elements of quadrupole operators and the angular momentum between the lowest-energy signature-partner states in the $\pi h_{11/2}$ -shell at $\hbar \omega_{\text{rot}} = 0.2 \text{ MeV}$ are plotted in (fm^2) as a function of the proton number for the $N = 90$ isotones. The solid and the broken lines represent the ratios $\langle f | Q_1^{(-)} | u \rangle / \langle f | J_z | u \rangle$ and $\langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle / \langle f | J_z | u \rangle$, respectively. The favored signature is $r = +i$ in this case. Parameters used in this numerical calculations are $\beta^{(\text{pot})} = 0.20$, $\gamma^{(\text{pot})} = 0$ and $\Delta_p = \Delta_n = 1.0 \text{ MeV}$. Chemical potentials are determined such that the particle numbers are reproduced correctly at $\hbar \omega_{\text{rot}} = 0$. (From ref. 11)).

めて広い領域で成立することは数値的に確認済である。従って $\langle f | Q_{\frac{1}{2}}^{(-)} | u \rangle$ と $\langle f | J_z | u \rangle$ はフェルミ面に依存してその相対符号を変えることになる。この関係が、非軸対称自由度と回転運動のからみ合いの結果現れる $B(E2: \Delta I = 1)$ 及び $\Delta e'$, そしてこれに密接に関連する $B(M1)$ の指標依存性を決める微視的源となっている。

3. 奇核子の運動とガンマ振動の結合に由来する $B(E2: \Delta I = 1)$ の指標依存性

1984年に^{155, 157}Ho で $B(E2: f \rightarrow u) \gg B(E2: u \rightarrow f)$ であるとのデータが発表された¹⁾。この強い指標依存性は軸対称性を仮定したモデルでは説明できず、高スピンでの非軸対称性の効果に関する理論的研究の発展のきっかけとなった。(後にこのデータは訂正され、指標依存性はほとんど消失した²⁾。) 非軸対称性の取り入れ方としては静的ガンマ変形、ガンマ振動との結合の二通りが考えられる。これらのうち前者については、その意味のモデル依存性に注意すべきである。クランキング模型においては非軸対称変形したポテンシャルが一つの主軸の回りに回転する。この場合の静的ガンマ変形による指標依存性の位相則は文献3)及び4)に与えられている。一方、粒子・回転子模型では回転軸が主軸からずれる。この効果は高 Ω , 低スピンの場合に顕著であり、 $r = -1$ のガンマ振動がウォブリング運動の性質を帯びたモードである^{5, 6)}ことを考慮すれば、クランキング模型を出発点としても以下に述べる粒子・振動結合によって小振幅近似の範囲内で取り入れることができる⁷⁾。一方、低 Ω , 高スピンでは上述の回転軸のずれの効果は小さくなって、粒子・回転子模型もクランキング模型と同位相の指標依存性を与える。(例えば文献8)の図8を見よ。)

以下では、奇核子の運動とガンマ振動との結合に由来する指標依存性を考察する。池田⁹⁾及び我々^{3, 4)}の計算では、粒子・振動結合は¹⁵⁷Ho 近傍で $B(E2: f \rightarrow u) > B(E2: u \rightarrow f)$ を与えた。一方、大西らの計算¹⁰⁾はこれと逆の指標依存性を与えた。この食い違いを含め、ガンマ振動が指標依存性を引き起こす定性的機構は理解されていなかったが、以下に示すように粒子・振動結合を摂動論で取り扱うことによって、解析的な理解が可能になった¹¹⁾。摂動1次での粒子・振動結合波動関数は、準粒子励起及び振動励起に関する真空を $|\phi\rangle$ として、

$$\begin{aligned} |u\rangle &\gg a_u^\dagger |\phi\rangle + \delta_u a^\dagger X_{r(-)}^\dagger |\phi\rangle, \\ |f\rangle &\gg a_f^\dagger |\phi\rangle + \delta_f a_u^\dagger X_{r(-)}^\dagger |\phi\rangle \end{aligned} \quad (3.1)$$

で与えられる。ここで $a_{f(u)}^\dagger, X_{r(-)}^\dagger$ は各々 favored (unfavored) 状態の奇核子、 $r = -1$ のガンマ振動の生成演算子である。(対称性により、 $r = +1$ のガンマ振動はこの次数では寄与しない。) ここで摂動振幅は

$$\delta_u = \frac{\Lambda_r^{(-)}(\gamma f, u)}{\Delta e' - \hbar \omega_{r(-)}}, \quad \delta_f = \frac{\Lambda_r^{(-)}(\gamma u, f)}{-\Delta e' - \hbar \omega_{r(-)}} \quad (3.2)$$

で、結合バーテックス (頂点関数) は、四重極相互作用の強さ $\chi_{\frac{1}{2}}^{(-)}$, RPA (乱雑位相近似) 遷移振幅 $T_{\frac{1}{2}}^{(-)}$ 及び単一粒子行列要素を用いて

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_r^{(-)}(\gamma f, u) \\ \Lambda_r^{(-)}(\gamma u, f) \end{aligned} \right\} = -(\chi_{\frac{1}{2}}^{(-)} T_{\frac{1}{2}}^{(-)} \langle f | Q_{\frac{1}{2}}^{(-)} | u \rangle \pm \chi_{\frac{3}{2}}^{(-)} T_{\frac{3}{2}}^{(-)} \langle f | Q_{\frac{3}{2}}^{(-)} | u \rangle) \quad (3.3)$$

で与えられる。なお $\hbar\omega_{\gamma(-)}$ は $r = -1$ のガンマ振動の励起エネルギーである。この波動関数を用いて、 $r = 0$ として $E2$ 遷移演算子^{3,4,11)}を評価すると、

$$\left. \begin{aligned} (f \rightarrow u) \\ (u \rightarrow f) \end{aligned} \right\} \approx \sqrt{\frac{3}{2}} \langle Q_0^{(+)} \rangle \frac{\langle f | J_z | u \rangle}{\langle J_x \rangle} + \frac{\sqrt{2}}{\hbar\omega_{\gamma(-)}} \{ \chi_1^{(-)} (T_1^{(-)})^2 \langle f | Q_1^{(-)} | u \rangle \pm \chi_2^{(-)} (T_2^{(-)})^2 \langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle \} \quad (3.4)$$

となる。ここで奇核子から来る小さな寄与は無視した。 $|\phi\rangle$ に関する期待値 $\langle Q_0^{(+)} \rangle$ を含む項が回転遷移を与える主要項、RPA 遷移振幅を含む項が粒子・振動結合の効果である。この表式から、ガンマ振動に由来する指標依存性 ($f \rightarrow u$ 遷移と $u \rightarrow f$ 遷移の差) は、 $\langle f | J_z | u \rangle$ と $\langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle$ の相対符号によって決まることが読みとれる。2章で示されたように、この相対符号は中高フェルミ面の核で負、低フェルミ面の核で正である。従って中高フェルミ面では $B(E2: f \rightarrow u)$ が大、低フェルミ面では $B(E2: u \rightarrow f)$ が大となる。数値計算例を図2に示す。これから大西らの結果¹⁰⁾は、対相関を無視したため $\pi h_{11/2}$ 殻が空孔成分を含まない純粋な粒子状態になり、従って低フェルミ面の極限に対応することになっていたと理解できる。

低フェルミ面領域では J_z の行列要素が小さくなるので、 $K = 1$ 成分と $K = 2$ 成分が同符号の寄与をする $f \rightarrow u$ 遷移では振動項が回転項より大きくなり、行列要素全体としての符号逆転が起こり得る。すなわち、最近 Hagemann と浜本によって議論された、 $u \rightarrow f$ 遷移での $M1$ 起源による $E2/M1$ 混合比 δ の符号変化¹²⁾に加えて、 $f \rightarrow u$ 遷移では $E2$ 起源による符号変化が起こり得る。実際に図2の計算では、Cs—La 間でこれが起こっている。

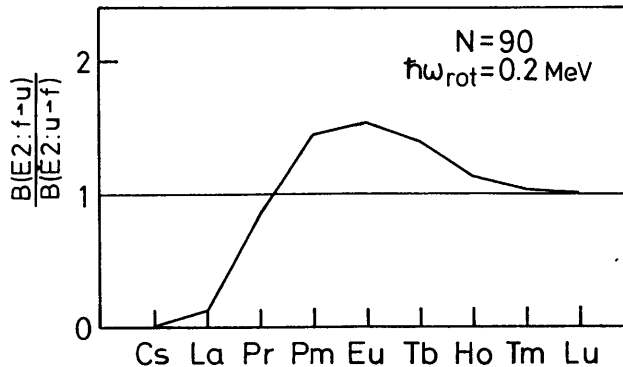


Fig. 2. Ratios of $B(E2: \Delta I = 1)$. The doubly-stretched quadrupole force strengths are determined such that the vibrational frequencies $\hbar\omega_{\gamma(\pm)}$, $\hbar\omega_{\beta}$ and $\hbar\omega_{NG(\pm)}$ become 0.8 MeV, 1.0 MeV and 0, respectively, at $\hbar\omega_{rot} = 0$ in the 3-major shell calculation. The pairing force strengths are determined so as to reproduce $\Delta_{\beta} = \Delta_n = 1.0$ MeV. Other parameters are the same as in Fig. 1. In the cases of ^{157}Ho and ^{159}Tm , the signature dependence is weaker than that in Figs. 9 and 10 of Ref. 4). This is because a smaller energy gap is used in this calculation in order to reproduce approximately the average value of the experimental odd-even mass differences in the ^{145}Cs - ^{161}Lu region. (From ref. 11)).

4. 静的ガンマ変形に由来する指標逆転現象

軸対称核での指標分裂 $\Delta e'$ は、波動関数中の $\{|\Omega = 1/2\rangle \pm |\Omega = -1/2\rangle\}$ 成分が (2.1) 式中の $-\hbar\omega_{\text{rot}}J_x$ の対角要素を持つことに由来する。単一 j 模型での $M1$ 演算子は粒子角運動量演算子に比例するので、その行列要素は

$$\left. \begin{array}{l} \langle f \rightarrow u \rangle \\ \langle u \rightarrow f \rangle \end{array} \right\} \propto \langle f | J_z | u \rangle \mp \langle f | iJ_y | u \rangle \quad (4.1)$$

の形を持つ。ここで J_z はエルミート、 iJ_y は反エルミートであることを用いた。従って $\Delta e' > 0$ のとき (2.2) の第1式により $B(M1: f \rightarrow u) > B(M1: u \rightarrow f)$ という指標依存性が生じる。以下では、上述の $\Delta e'$ 及びそれに密接に関連した $B(M1)$ の指標依存性が静的ガンマ変形によってどのような影響を受けるかを、2章で述べた行列要素間の関係を用いて調べる¹³⁾。

奇核での指標逆転現象は $N \simeq 90$ の奇陽子核の3準粒子状態 ($\pi^1\nu^2$) で系統的に観測されている。多くの場合、バンド交差 ($\pi^1 \rightarrow \pi^1\nu^2$) 後にはガンマ振動の集団性が弱くなること予想される¹⁴⁾が、観測されている指標逆転の絶対値は小さいので、実験との定量的比較を行なうためには弱いガンマ振動の効果も同時に考慮すべきであろう。

現実の中重核のイラスト回転帯 (各スピンごとの最低エネルギー状態の集合) では J_x と J_z が共に近似的に一定、すなわちいわゆるフェルミ整列¹⁵⁾の描像が良く成立する場合が多い。このことは指標量子数で分類した行列要素においては、 $\langle f | J_x | f \rangle$ 及び $\langle u | J_x | u \rangle$ がほぼ一定であることに加えて、非零の $\langle f | J_z | u \rangle$ は指標共役状態間のみ存在することに対応する。このことを利用すると J_z と $Q_2^{(\pm)}$ の交換関係から

$$\begin{aligned} \langle f | Q_2^{(+)} | f \rangle &\simeq -\langle u | Q_2^{(+)} | u \rangle \\ &\simeq -\langle f | J_z | u \rangle \cdot \langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle \end{aligned} \quad (4.2)$$

を導くことができる。2章で示したように、 $\langle f | J_z | u \rangle$ と $\langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle$ は低フェルミ面領域で同符号、中高フェルミ面領域で逆符号を持つので、静的ガンマ変形場 $-\alpha_2 Q_2^{(\pm)}$ を (2.1) のハミルトニアンに対する摂動としたとき、これによる1次の付加的指標分裂

$$-\alpha_2 \delta Q_2^{(+)} = -\alpha_2 (\langle u | Q_2^{(+)} | u \rangle - \langle f | Q_2^{(+)} | f \rangle) \quad (4.3)$$

が生じる。図3に示すように $\delta Q_2^{(\pm)}$ はフェルミ・エネルギーを λ として $\lambda_{\text{crit}} \simeq \epsilon_{0=3/2}$ で符号を変えるので、 $\lambda \geq \lambda_{\text{crit}}$ のとき、 $\alpha_2 \leq 0$ ($\gamma \geq 0$) の変形が指標逆転を起こし得ることがわかる。しかし、フェルミ面が低い時にはクランキング項 $-\hbar\omega_{\text{rot}}J_x$ による0次 (非摂動) での正の指標分裂が大きいので、実際には $\lambda > \lambda_{\text{crit}}$ の核で $\gamma > 0$ の変形が存在する場合にのみ (静的ガンマ変形に由来する) 指標逆転が起こり得ることが結論される。

上述のように準粒子エネルギーの指標分裂の符号の逆転は系統的に観測されているが、軸対称、単一 j 近似ではエネルギーと一対一に対応する^{*3)} $B(M1)$ では、必ずしも逆転は起

*3) 本論では単一 j 近似が有効な高 j 軌道の場合のみを考察しているが、この近似が適用できない低 j (希土類領域では $j \leq 9/2$) の場合には $M1$ 演算子は角運動量演算子に単純比例するものではなく、従ってエネルギーと $B(M1)$ の間の単純な関係はなくなる。詳しくは文献16)参照。

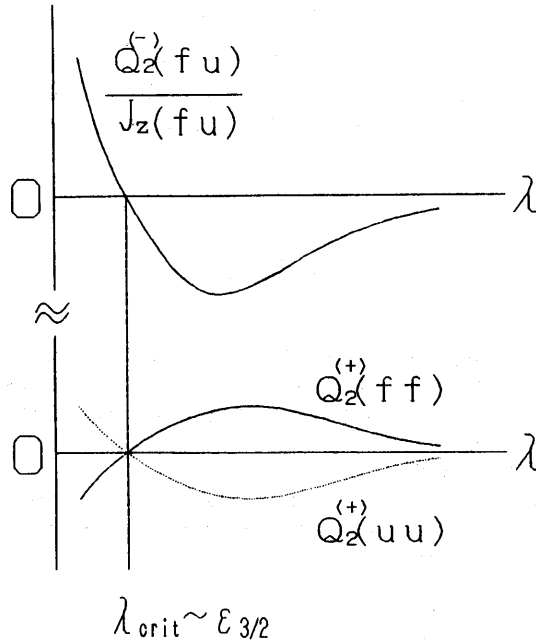


Fig. 3. A schematic drawing of the single-particle matrix elements as a function of the chemical potential in a high- j shell. (From ref. 13)).

きていない。正值ガンマ変形を用いたクランキング模型計算でも、3準粒子状態に対応する角速度で、 $\Delta e'$ は負になっているが $B(M1)$ の指標依存性は正常という領域（アノマリー領域）が系統的に存在する。アノマリー領域の存在は、非軸対称クランキング・ハミルトニアンと J_z の交換関係から得られる

$$-\Delta e' \langle f | J_z | u \rangle = \hbar \omega_{\text{rot}} \langle f | i J_y | u \rangle + 2 \alpha_2 \langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle \quad (4.4)$$

で $\alpha_2 < 0$ かつ $\langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle / \langle f | J_z | u \rangle < 0$ であることによって保証されている。

最近、筑波大グループによって奇奇核 ^{124}Cs に関する興味深いデータが報告された¹⁷⁾。このデータでは $\pi h_{11/2} (r = +i) \otimes \nu h_{11/2} (r = +i)$ と $\pi h_{11/2} (r = +i) \otimes \nu h_{11/2} (r = -i)$ の間で $\Delta e'$ の指標逆転が起きているが、 $B(M1)$ の指標依存性は正常である。また $\Delta e'$ の指標逆転は La, Pr では起きていない。これらの結果は、 f 状態にある低 Ω 陽子が $r > 0$ の変形を引き起こす（図3）ために中高 Ω の中性子状態間に $\Delta e'$ の指標逆転が起こるが、 $B(M1)$ の指標依存性は $\langle f | Q_2^{(-)} | u \rangle / \langle f | J_z | u \rangle < 0$ のため必ずしも逆転せず、また陽子数が大きくなると正值ガンマ変形が減少するため $\Delta e'$ の指標逆転も消失する、という描像で定性的には理解可能であると思われる。しかしその定量性については今後の課題である。

5. ま と め

本論では、回転運動と非軸対称自由度の結合効果を決める、角運動量と四重極演算子 ($K = 2$) の行列要素の間関係式を用いて、中高スピン状態の奇質量核での $B(E2 : \Delta I = 1)$ の指標依存性及び $\Delta e'$ の指標逆転現象に解析的な説明を与えた。このことは、低

スピン領域に固有な複雑さを無視し、高スピンでの描像に合わせて回転運動を半古典的に扱うクラッキング模型を採用することによって初めて可能になった。また非軸対称変形がある場合の $\Delta e'$ と $B(M1)$ の関係についても言及した。ここでの議論は定性的には奇奇核にも適用可能であるが、定量的な理解のためには陽子・中性子間残留相互作用等をも考慮する必要があると考えられる。

References

- 1) G.B. Hagemann et al., Nucl. Phys. **A424** (1984) 365
- 2) D.C. Radford et al., contrib. to Workshop on Nuclear Structure, Copenhagen, 1988
- 3) M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **77** (1987) 1302
- 4) M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **79** (1988) 836
- 5) I.N. Mikhailov and D. Janssen, Phys. Lett. **72B** (1978) 303
- 6) M. Matsuzaki, Nucl. Phys. **A509** (1990) 269
- 7) M. Matsuzaki, Proc. Intern. Conf. on High Spin Physics and Gamma-Soft Nuclei (Pittsburgh, USA, September, 1990), Eds. J.X. Saladin et al. (World Scientific, Singapore, 1991) p. 365
- 8) I. Hamamoto, Nucl. Phys. **A421** (1984) 109c
- 9) A. Ikeda, Nucl. Phys. **A439** (1985) 317
- 10) N. Onishi et al., Nucl. Phys. **A452** (1986) 71
- 11) M. Matsuzaki, Nucl. Phys. **A491** (1989) 433
- 12) G.B. Hagemann and I. Hamamoto, Phys. Rev. **C40** (1989) 2862
- 13) M. Matsuzaki Nucl. Phys. **A504** (1989) 456
- 14) Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **72** (1984) 799
- 15) S. Frauendorf, Phys. Scr. **24** (1981) 349
- 16) M. Matsuzaki, Phys. Rev. **C39** (1989) 691
- 17) T. Komatsubara et al., Z. Phys. **A335** (1990) 113