

$N=Z$ 核における変形と陽子・中性子相互作用

金子 和 也・長谷川 宗 武

$N=Z$ 核における陽子・中性子相互作用の変形への役割とイラスト状態に沿った形状遷移を、殻模型計算により調べる。変形を導く有効相互作用は、アイソスカラー陽子・中性子相互作用の非対角成分に他ならないことが明らかにされる。この相互作用と四重極力 $Q_p Q_n$ 成分の関係が明らかにされる。 ^{48}Cr のイラスト状態における変形の形状が、バックバンドする $I=10^+$ 状態において、軸対称から非軸対称へ遷移することが示される。

【1】 序論

陽子数、中性子数が魔法数およびその近傍を除く広い領域にわたり、原子核は回転スペクトルおよび大きな Q モーメントを示す。このような性質は原子核が変形していると考えることにより理解できることは古くから良く知られているが、その微視的起源は明らかではない。de Shalit と Goldhaber [1], および Talmi [2] と Unna [3] は、s-d 殻領域核の変形の onset として $1d_{5/2}$ と $1d_{3/2}$ のいわゆるスピン軌道パートナー間のアイソスカラー陽子・中性子相互作用が重要な役割を演じていることを、最初に提案した。更に近年、Federman と Pittel [4] は、このアイデアを、 $N=60$ 近傍の重い Zr および Mo アイソトープに適用した。 $Z=40$, $N=60(g_{9/2}, g_{7/2})$ 近傍の原子核では、スピン軌道パートナー (陽子軌道 $1g_{9/2}$ と中性子軌道 $1g_{7/2}$) の単一軌道波動関数の大きな空間的重なりのため軌道間の強い混合を引き起こし、このことが変形を起こす要因であることを彼らは指摘した。 $N=Z$ 近傍の原子核では、陽子と中性子が同じ量子数の軌道を占有することにより、陽子と中性子の 1 粒子波動関数の空間的重なりが大きくなるため、陽子・中性子間相互作用が強くなる [5]。このため、陽子・中性子間相互作用が変形の onset を与えるのであれば、陽子・中性子間相互作用が最も強くなる $N=Z$ 核で大きな変形が予想される。事実、 $N=Z$ 核の結合エネルギー、エネルギーレベル、 $E2$ 遷移、その他の観測値の中に、その特徴的な振る舞いを見ることができる。図 1 は、 $N=24$ アイソトーンにおけるエネルギーレベルの実験値である。 $Z=20$ における $I^\pi=2^+, 4^+, 6^+$ 励起エネルギーレベルは、ほぼ等間隔であるが、陽子数が大

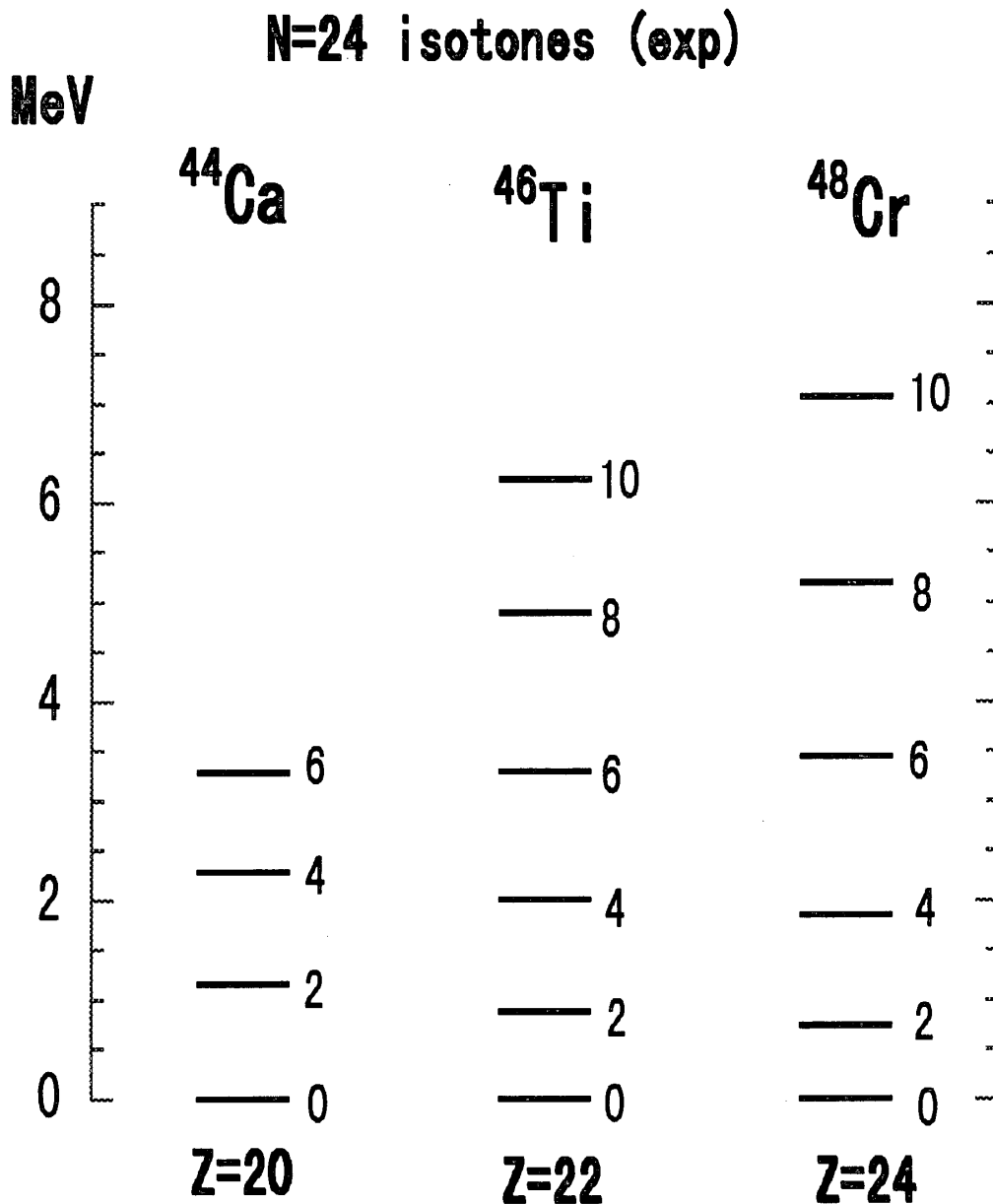


図1 $N=24$ 同中性子体 ^{44}Ca , ^{46}Ti , ^{48}Cr のエネルギーレベルの実験値

きくなるにつれて低スピンほど低く下がり， ^{48}Cr では典型的な回転バンドを示す。更に， ^{48}Cr の $I^\pi=0^+ \sim 10^+$ 状態間の E2 遷移の実験値から軸対称変形を仮定し見積もった固有四重極モーメント Q_0 は大きな値を示し，変形 ($\beta \approx 0.3$) した原子核であると考えられる [7, 8]。このように，陽子・中性子相互作用は $N=Z$ 核 ^{48}Cr における変形と密接な関係にあることを示している。低励起集団回転状態は，制限されたモデル空間 ($f_{7/2}$, $p_{3/2}$) (two lowest $\Delta j=2$ sequence) の中で近似的擬 SU(3) 対称性によって良く記述されることが報告されており [6]，四重極相互作用が変形に重要な役割を

演じていると考えられる。 ^{48}Cr の形状は、平均場近似、Cranked Hartree-Fock Bogoliubov (CHFB) [9] およびCranked Nilsson-Strutinsky計算 [10] の解析から、バックバンドする $I^\pi=10^+$ 状態までは軸対称であるが $I^\pi>10^+$ の高スピン状態では非軸対称となることが報告されている [11]。しかし、このような平均場近似は直観的理解を与えるが、粒子数および角運動量の保存を破ってしまうという問題がある。生成座標法 (GCM) [12] や射影演算子法 [13] は、このような問題を回避する有力な方法であると考えられる。

この論文では、 $N=Z$ 核における励起状態におけるエネルギー、変形、形状遷移の性質に、陽子・中性子相関がどのような役割を果たしているのかを殻模型計算により調べる。

【II】 有効相互作用

s-d 殻の原子核における現象論的有効相互作用は、Wildental, Brown [14] によって与えられ、非常に良く実験値を再現することは良く知られている。一方、fpg 殻における有効相互作用は、最初、KuoとBrown [15] により、 ^{40}Ca をcoreとして裸の核子間2体相互作用から導かれた (KB)。後に、このKB相互作用はPovesとZucker [16] のグループにより、修正が行われ (KB3) fp殻の原子核に適用された。この一方で、現象論的相互作用としてRichter達 [17] によるFPD6が良く知られている。これらの相互作用は、非常に多くの行列要素からできており、微視的多体相関やメカニズムを調べることは極めて困難となる。更に、coreやモデル空間の選び方により、その有効相互作用は大きく異なってくる。それでは、できるだけ単純で、coreとかモデル空間の選び方にあまりよらず実験を良く再現する有効相互作用を作ることができるだろうか？

平均場理論は、多粒子系の記述に対して極めて有力な近似方法を与える。このため、多くの分野でこの方法は用いられてきた。上記の有効相互作用に対して、球形を仮定しHartree-Fock近似を行うと、基底状態エネルギーは

$$E_{\text{HF}} = \sum_a \epsilon_a + \sum_{\gamma} V_{a\gamma, a\gamma}, \quad (1)$$

のように表される。上式右辺の第2項は、相関エネルギーに他ならない。このように、第2項の相関エネルギーは、行列要素の対角型相互作用によるものであることがわかる。そこで、有効相互作用 H_{eff} を、次のように近似的に相互作用の対角成分 $H_{\text{diag}}^{\text{int}}$ (Zucker達は、モノポール相互作用の対角成分と呼んでいる) とそれ以外の相互作用 H_{M} の2つ

の部分に分けてみる。[18]

$$H_{\text{eff}} = H_m + H_M, \quad (2)$$

$$H_M = H_{P_0} + H_{QQ} + \dots, \quad (3)$$

$$H_m^d = \sum_{ab\tau} \bar{v}_{ab,ab}^\tau \sum_j (c_a^+ c_b^+)_{j\tau} (c_b c_a)_{j\tau}, \quad (4)$$

$$\bar{v}_{ab,ab}^\tau = \frac{\sum_j (2J+1) v_{ab,ab}^{j\tau}}{\sum_j (2J+1)}. \quad (5)$$

ここで、 $v_{ab,cd}^{j\tau}$ は、スピン J 、アイソスピン τ を持つ行列要素である。従って、球形殻模型Hartree-Fock(HF)近似のもとで、基底状態エネルギーは次のように表される。

$$E_{\text{HF}} = \sum_a \epsilon_a + \frac{1}{2} \sum_{bj} \frac{2J+1}{2j_a+1} (1 + \delta_{ab}) \sum_{\tau\beta} \{ \delta_{\tau\alpha, \tau\beta} \bar{v}_{ab,ab}^{\tau=1} + \frac{1}{2} \delta_{\tau\alpha, -\tau\beta} (\bar{v}_{ab,ab}^{\tau=0} + \bar{v}_{ab,ab}^{\tau=1}) \}. \quad (6)$$

このように、HF基底状態エネルギーは対角型行列要素 $\bar{v}_{ab,ab}^\tau$ によってのみ表され、結合エネルギーに対し主要な役割を演じていることがわかる [19]。s-d領域におけるUSD相互作用[14]およびfp領域におけるKB3相互作用の対角型行列要素 $\bar{v}_{ab,ab}^\tau$ を、図2に示す。アイソベクター成分は小さな値であるのにくらべ、アイソスカラー成分は全体として大きな値を示しており、結合エネルギーの主要な成分となっていることがわかる。

我々は、最近、現象論的相互作用として、非常に単純化された次のような拡張された $P+QQ$ 相互作用を提案した [20, 21, 22]。

$$H = H_0 - \frac{g_0}{2} \sum_{\kappa=\pm 1,0} P_0^+(\kappa) P_0(\kappa) - \frac{\chi}{2} \sum_{\mu} Q_{2\mu}^+ Q_{2\mu} - \frac{g_2}{2} \sum_{\mu} \sum_{\kappa=\pm 1,0} P_{2\mu}^+(\kappa) P_{2\mu}(\kappa) - k^0 \sum_{a<b} \sum_{JM} A_{JM00}^+(ab) A_{JM00}(ab), \quad (7)$$

ここで、 $A_{JM\tau\kappa}^+(ab)$ は、角運動量 J 、アイソスピン τ を持った対演算子、 $Q_{2\mu}^+$ は、四重極演算子である。(7)式右辺の初項 H_0 は、単一粒子ハミルトニアン、第2, 3, 4項はアイソスピン不変な P_0+QQ+P_2 相互作用である。最後の項は、 J に依存しないアイソスカラー陽子・中性子相互作用 ($V_{\pi\nu}^{\tau=0}$) である。このように、単一粒子エネルギーを除けば相互作用のパラメーターは、わずか4つである。従来の $P+QQ$ 力は、中重核で広く用いられ、多体相関を調べる上で非常に有力な相互作用であるが、このままでは結合エネルギーを再現できない。そこで、我々は、その結合エネルギーを再現するために、(7)式の最後の項のような J に依存しないアイソスカラー陽子・中性子相互作用 ($V_{\pi\nu}^{\tau=0}$) を導入した。この相互作用は、次のように粒子-空孔 (p-h) 表現の相互作用に書きなおすことができる。

$$H_{\pi\nu}^{\tau=0} = \frac{1}{2} k^0 \{ \frac{\hat{n}}{2} (\frac{\hat{n}}{2} + 1) - \hat{T}^2 \}. \quad (8)$$

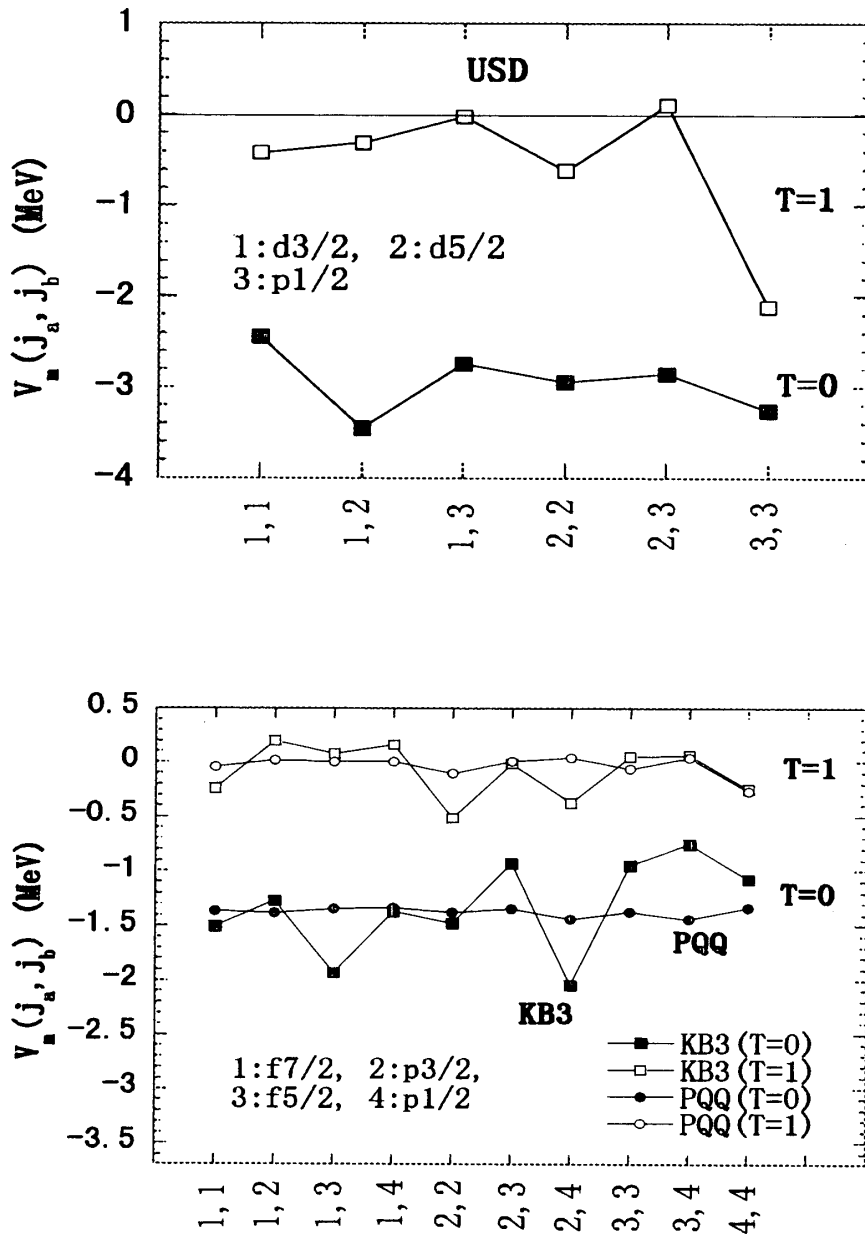


図2 USD, KB3, EPQ 相互作用の monopole 行列要素

ここで、 \hat{n} は活性軌道粒子演算子、 \hat{T} は全アイソスピン演算子である。アイソスピン不変な系に対して、(8)式は活性軌道粒子数 n と全アイソスピン数 T によって表される。つまり、状態の全アイソスピンの同じであれば、結合エネルギーには大きく寄与するが、波動関数には全く影響を及ぼさないという特徴を持っている。この相互作用は、fp領域 $N=Z$ 奇々核における $T=1$ 基底状態近くまで $T=0$ 励起状態が低く下がってくることを説明する。通常の $P+QQ$ 模型に対称エネルギー項を導入することによっても、このことは説明される。この模型は、 H_{int}^d 以外の相互作用 H_M (3)式の中から P_0

+ P_2 + QQ 項を取り上げ、対角型相互作用(4)の行列要素 $\bar{v}_{ab,ab}^t$ をその平均値で置き換えたものに対応している。事実、図2に見るように、各USDとKB3の $\bar{v}_{ab,ab}^t$ の平均値はEPQ模型の J に依存しない $T=0$ pn 相互作用 $V_{\pi\nu}^{t=0}$ の行列要素 $k^0=93.66/A$ に極めて良く一致していることがわかる。このように、アイソスカラー相互作用の対角成分は、 $T=0$ pn 相互作用 $V_{\pi\nu}^{t=0}$ に対応している。 $V_{\pi\nu}^{t=0}$ は、結合エネルギーのかなり大きな部分を占めていることがわかるが、重要なことはこの相互作用はアイソスピン不変な系に対しては、その波動関数を変えないという点である。(8)式右辺の第2項は、いわゆる対称エネルギーの主要な部分となっている[19]。このように、波動関数は $P+QQ+P_2$ 項によって決まり、 $V_{\pi\nu}^{t=0}$ にはよらない。

【III】 数値計算

^{40}Ca をcoreとし、fp領域核のモデル空間として $(1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2})$ を採用する。それぞれの領域における単一粒子エネルギーは、次のようにKB3で用いられていたものを使う。

$$\epsilon_{1f_{7/2}}=0.0, \quad \epsilon_{2p_{3/2}}=2.1, \quad \epsilon_{1f_{5/2}}=3.9, \quad \epsilon_{2p_{1/2}}=6.5. \quad (\text{in MeV}) \quad (9)$$

対相関のパラメーター g_0 は偶々核と奇核の質量差の実験値に、四重極相関のパラメーター χ はイラストバンドの $J=12^+$ 状態エネルギーの実験値に、また g_2 は第一励起 $J=2^+$ 状態エネルギーの実験値をおおよそ再現するように固定した。

$$g_0=18.90A^{-1}, \quad \chi=147.17A^{-5/3}b_0^{-4}, \quad g_2=177.62A^{-5/3}b_0^{-4} \quad (10)$$

ここで、 b_0 は調和振動子レンジパラメーターである。 k^0 は、fp殻における原子核の結合エネルギーをほぼ再現するように次のように選んだ。

$$k^0=93.66/A, \quad (11)$$

既に述べたように、この値はUSD, KB3などの有効相互作用における対角行列要素の平均値に非常に良く一致している。(図2参照)

パラメーター (β, γ) によって表される原子核の変形を分析するため、次のような関係式を使う。

$$Q_0(J)=\sqrt{3}\tan(30^\circ-\gamma)Q_t(J), \quad (12)$$

γ は非軸対称変形の度合いを表すパラメーターで、 $Q_0(J)$ および $Q_t(J)$ は、それぞれ次のように定義される。

$$Q_0(J)=\frac{(J+1)(2J+3)}{3K^2-J(J+1)}Q_{spec}(J), \quad (13)$$

$$Q_t(J) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{\sqrt{B(E2; J \rightarrow J-2)}}{\langle JK20 | J-2K \rangle}, \quad (14)$$

ここで、 $Q_{spec}(J)$ と $B(E2; J \rightarrow J-2)$ は、それぞれ実験室系における Spectroscopic Q モーメントと換算四重極遷移確率であり、実験値または殻模型計算によって与えられる。従って、これらの物理量を(12)–(14)式に代入することによって、原子核の非軸対称変形 γ が得られる。(12)式を見てわかるように、軸対称変形つまり $\gamma=0$ に対しては、 $Q_0(J)$ と $Q_t(J)$ は一致するが、非軸対称変形に対しては一致しない。このことから、原子核が軸対称変形しているかどうかを見ることが出来る。また、パラメーター β は、次の式によって表される。

$$\beta = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \frac{2\pi Q_0(J)}{3ZR_0^2 \sin(30^\circ - \gamma)}, \quad (15)$$

ここで、 Z は陽子数、 $R_0 = 1.2A^{1/3}$ である。有効電荷は、Baranger, Kumar と同じ値、陽子に対し $1.75e$ 、中性子に対し $0.75e$ を採用する。

【IV】 Q モーメントとアイソスカラー相互作用

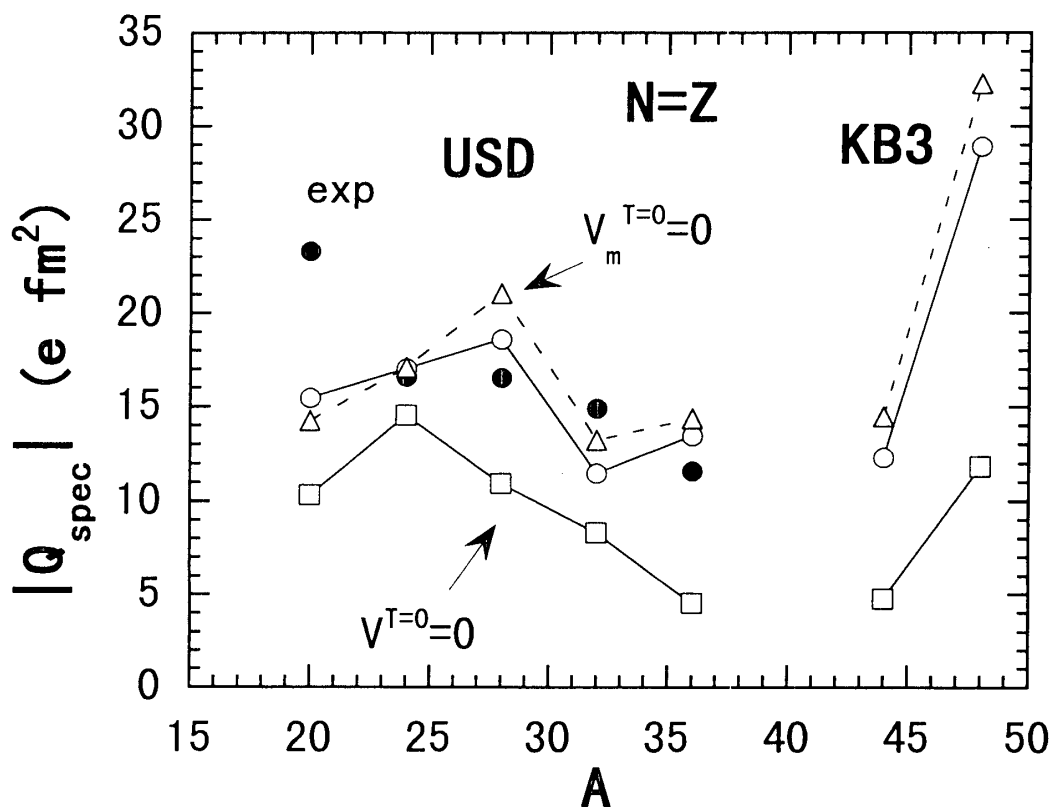


図3 $N=Z$ 核における Spectroscopic Q モーメント

まず最初に、s-d殻領域における $N=Z$ 原子核の $J^\pi=2^+$ 励起状態の Spectroscopic Q モーメントの大きさを計算し、実験値と比較してみよう。(図3) 黒丸が実験値で、白丸が計算値である。計算値は、 ^{20}Ne を除いて、かなり良く再現している。 ^{20}Ne のこの不一致は、 ^{16}O を core として扱っているためと考えられ、core の分極による変形を考慮しなければならないであろう。最初に、相互作用から全てのアイソスカラー型成分を除いて計算してみよう。すると、四角形のように Q モーメントの大きさは、かなり小さくなる。特に、 ^{36}Ar , ^{44}Ti , ^{48}Cr ではほぼ1/3近くまで小さくなっている。このように、 $N=Z$ 核では、相互作用のアイソスカラー型成分が変形に大きく関わっていることがわかる。次に、Full計算(白丸)から、アイソスカラー相互作用の対角成分を除いて計算する。(三角形)この相互作用成分の Q モーメントへの影響は小さく、非対角成分が、重要な役割を果たしている。

特に、以下では ^{48}Cr に注目し、このメカニズムを詳細に分析してみよう。図4に、KB3および拡張された $P+QQ$ 模型により計算したエネルギーレベルと結合エネルギーの値を実験値と比較する。いずれの相互作用も、低励起状態の回転スペクトル、

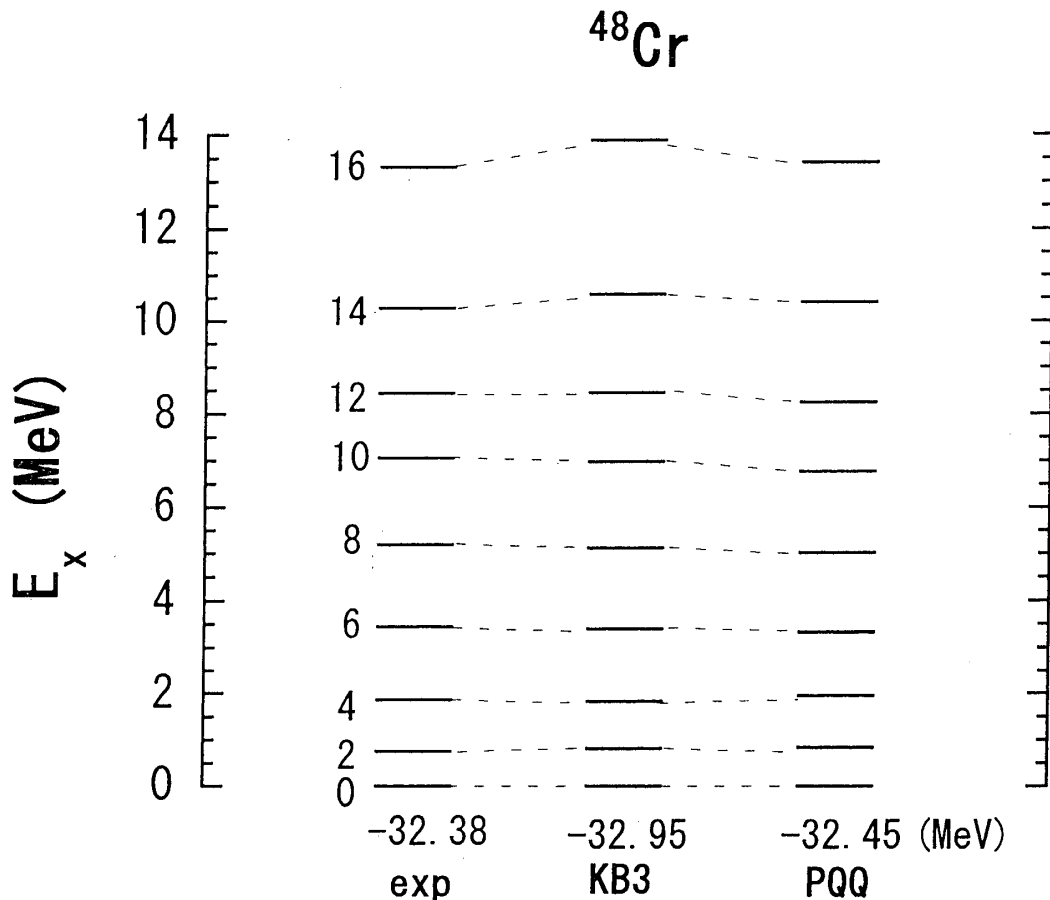


図4 Full計算におけるエネルギーレベル

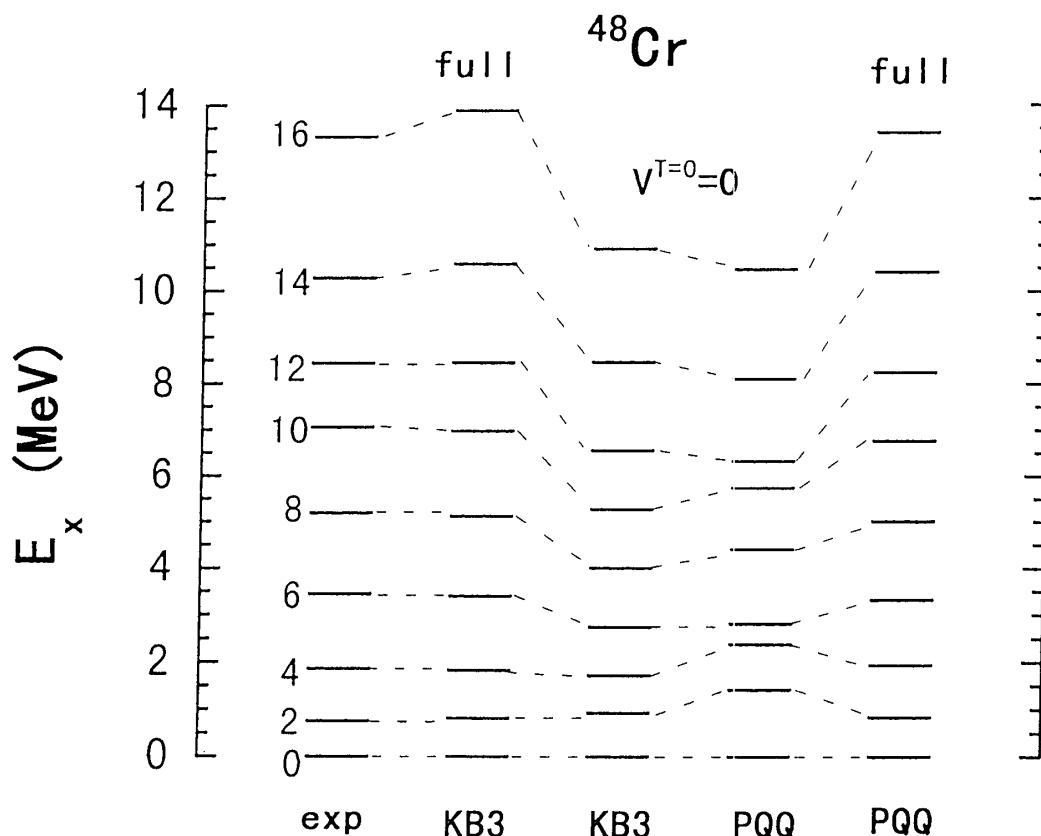


図5 アイソスカラー相互作用を除いた場合のエネルギーレベル

結合エネルギー、および $J^\pi=10^+$ におけるバックバンド現象を極めて良く再現している。次に、図4のFull計算からアイソスカラー型成分を全て除いてみる。すると、図5に示すように、励起エネルギーは、低く下がり、回転バンドを示さなくなってしまう。各スピン J^π に対する固有四重極モーメント Q_0 を、次に見てみよう。ここで、固有四重極モーメントの実験値は、換算四重極遷移確率 $B(E2)$ の観測値を(14)式に代入することによって得られる。図6に、KB3および拡張された $P+QQ$ 相互作用による計算結果を示す。右の座標軸に、軸対称変形 ($\gamma=0.0$) を仮定し(15)式による変形度 β を表す。低励起低スピン状態の変形はほぼ $\beta=0.3$ であるが、高スピンになるに従いその変形は小さくなっていく。特に、バックバンドした後の変形は急激に小さくなりほとんど球形に近くなる。黒色四角形は実験値、四角形と白丸はそれぞれKB3と拡張された $P+QQ$ 相互作用による計算値である。両者の計算値は、ほぼ同じような振る舞いを示していることがわかる。バックバンドする $J=10$ までは、計算値は実験を良く再現しているが、 $J=12$ 以上のスピンでは実験値に比べかなり小さい。つまり、換算四重極遷移確率 $B(E2)$ の計算値は実験値を非常に良く再現するが (Ref. [9] 参照)、(13)式を用いて得られた固有四重極モーメントの計算値はバックバンドの後に高スピン状態におい

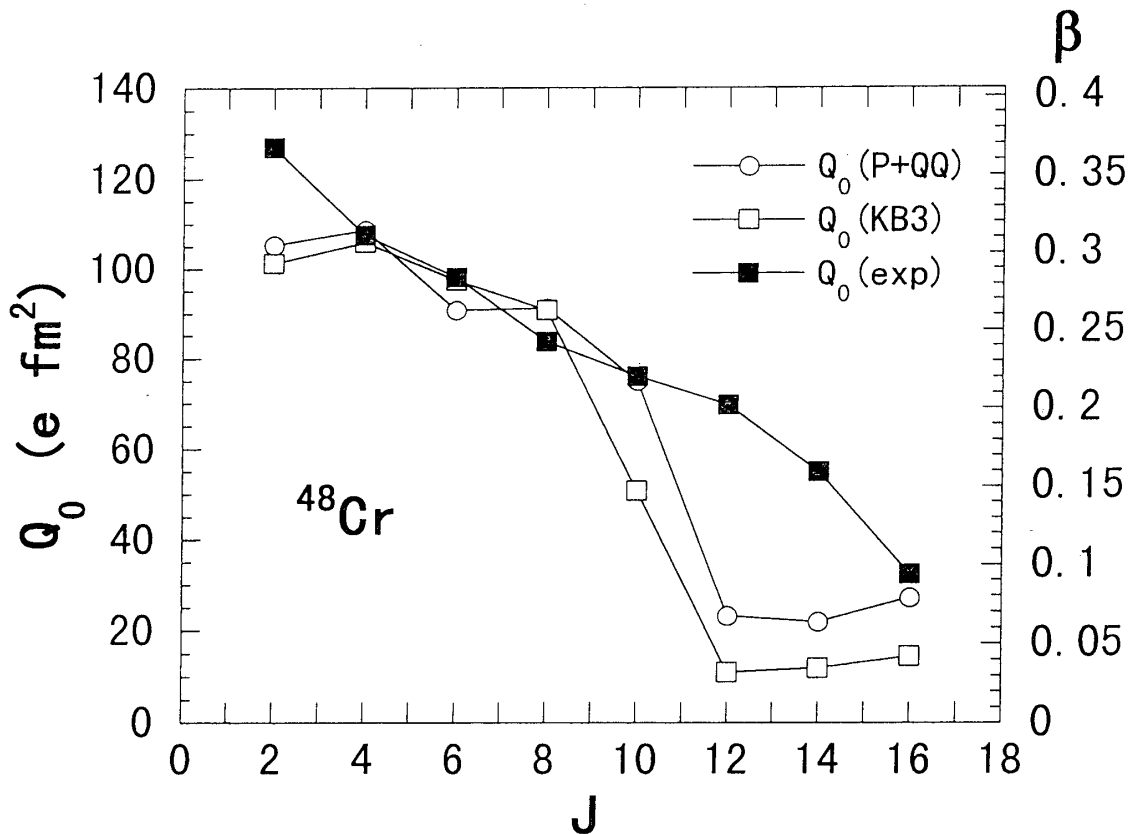


図6 固有四重極モーメントの Full 計算

て(14)式から求めた実験値にくらべ小さくなってしまいます。これは、先に述べた非軸対称が深く関わっていると考えられる。このことについては、後に詳しく述べる。

次に、KB3相互作用による Q_0 の計算値を分析しよう。(図7)黒丸はFull計算, 白丸は、相互作用からアイソスカラー成分を除いて計算した値, 四角形は、アイソスカラー成分の非対角項を除いて計算した値を示す。両者の値は、ほぼ同じ値と振る舞いを示し、アイソスカラー成分の非対角項が、大きな Q_0 モーメントをもたらす相互作用であることがわかる。その対角成分 (モノポール項) には、ほとんど影響されない。事実、Full計算からアイソスカラー成分の対角項を除いた計算結果(三角形)は、その基本的な振る舞いを変えない。

同様に、図8に拡張された $P+QQ$ 模型による計算結果を示す。陽子・中性子相互作用の変形への役割を調べてみよう。黒丸は、Full計算による結果を示す。まず、対相互作用の陽子・中性子成分を除いてその影響を見てみる。四角形がその計算値を示す。わずかに低励起スピン状態で大きくなるが、ほぼFull計算と同じ結果となる。次に、 QQ 相互作用の $Q_p Q_n$ 成分を無視して計算してみよう。KB3による計算(図7)ほどではないが、変形はかなり小さくなる。(白丸) このように、 $Q_p Q_n$ 相互作用が原子核の

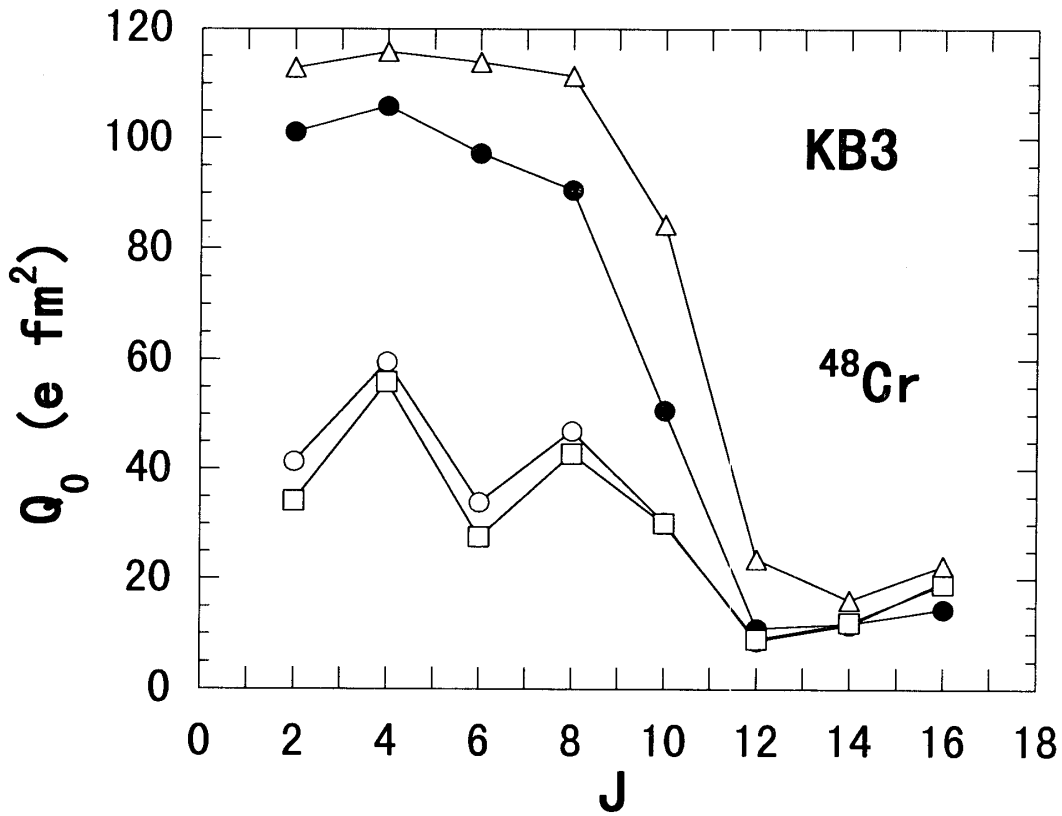


図7 KB3における固有四重極モーメントの分析

変形に重要な役割を果たしていることがわかる。

KB3と拡張された $P+QQ$ 模型によるこのような結果は、どのように解釈すれば良いのであろうか。

USDとKB3の有効相互作用は、通常、粒子-粒子 (p-p) チャネルで表されている。粒子-空孔 (p-h) チャネルの $\tau=0$ 四重極 QQ 相互作用を、p-pチャネルの有効相互作用と比較するため、次のようにp-pチャネルに書き直してみる。

$$\begin{aligned}
 H_{QQ} &= -\frac{1}{2} \chi \sum_{\mu} : Q_{2\mu}^{\dagger} Q_{2\mu} : \\
 &= -5\chi \sum_{a<b, c<d} \frac{1}{\sqrt{1+\delta_{ab}} \sqrt{1+\delta_{cd}}} \sum_{L\tau} (q(ac)q(db)) (-1)^{j_a+j_b-L} \\
 &\quad \cdot W(a, c, b, d, 2, L) + (c \leftrightarrow d) \sum_{M\kappa} (c_a^{\dagger} c_b^{\dagger})_{LM\tau\kappa} (c_d c_c)_{LM\tau\kappa}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

ここで、 $:$ は粒子・空孔についての順序積、 $Q_{2\mu}$ は $\tau=0$ 四重極演算子、 $W(a, b, c, d, 2, L)$ はラカー係数である。このように、p-hチャネルにおける $\tau=0$ 四重極相互作用は種々な角運動量 L を持ったアイソベクター成分 ($T=1$) とアイソスカラー成分 ($T=0$) を持ったp-pチャネルの相互作用で表されることがわかる。従って、拡張された $P+QQ$ 模型は、p-pチャネル表現において、アイソベクター P_0+P_2+QQ 相互作用

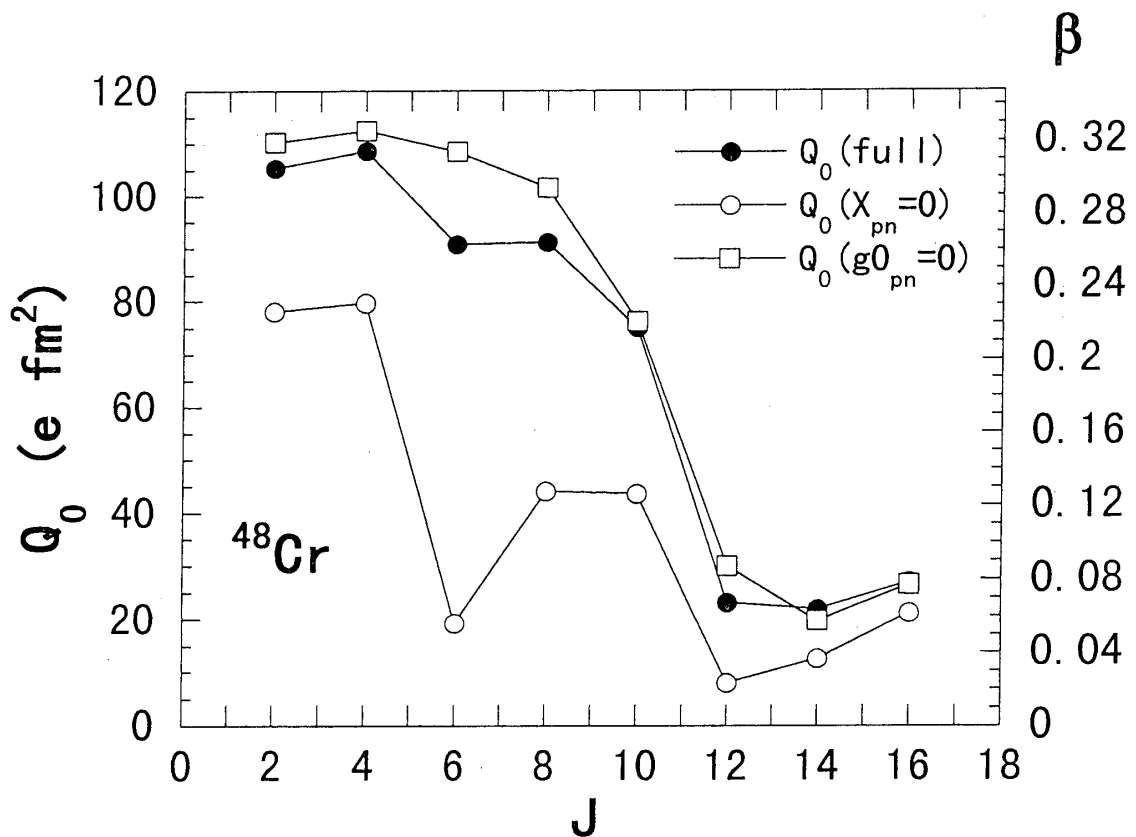


図8 拡張された $P+QQ$ 模型における固有四重極モーメントの分析.

用 ($T=1$) とアイソスカラー QQ 相互作用 ($T=0$) + $V_{pn}^{T=0}$ に分類される。このうち、アイソスカラー成分の中でも、 $Q_p Q_n$ 相互作用が、変形に重要な役割を演じている。以上のように、アイソスカラー相互作用の非対角成分が、 $N=Z$ 原子核の変形を引き起こす重要な要因となっていることがわかった。

次に、 ^{48}Cr の変形の形状について調べる。前に述べたように固有四重極モーメント $Q_i(J)$ は、換算四重極遷移確率 $B(E2)$ の実験値を(14)式に代入して得られる。原子核の変形が軸対称 ($\gamma=0.0$) であることを仮定すれば、(12)式から $Q_0(J)$ と $Q_i(J)$ は等しくなるが、非軸対称変形に対しては一致しない。そこで、関係式(12)と(15)を用いて、変形度 (β, γ) を計算した結果を図9および図10に示す。横軸にスピン J 、縦軸に非軸対称変形度 γ を取りプロットする。(図9) 黒丸は、拡張された $P+QQ$ 模型における計算値 $Q_0(J)$ と、換算四重極遷移確率 $B(E2)$ の実験値を(14)式に代入して得られた $Q_i(J)$ を更に(12)式に代入して得られた非軸対称変形度を示す。同様に、黒色四角形は、KB3に対して行ったものである。白丸および四角形は、拡張された $P+QQ$ 模型とKB3における $Q_0(J)$ と $Q_i(J)$ の計算値を(14)式にそれぞれ代入した結果である。いずれの値も、似たように振る舞い、スピン J が10あたりまではほぼ軸対称であるが、 $J=12, 14$ で非常に

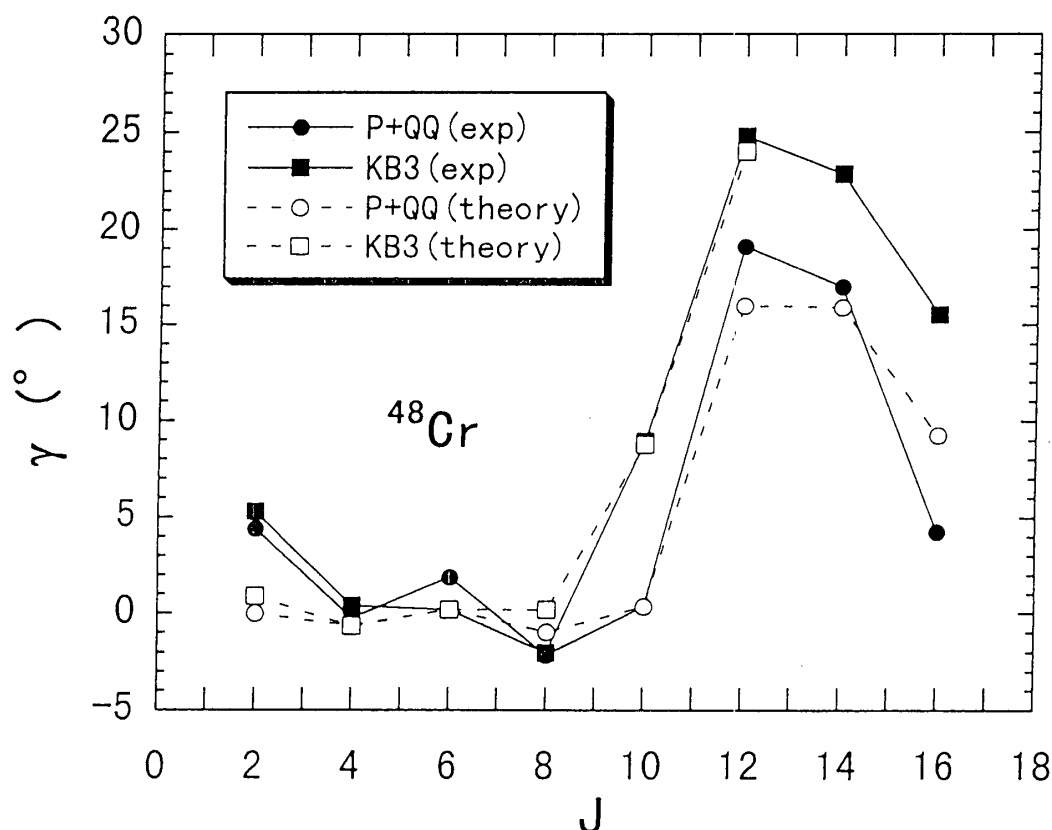


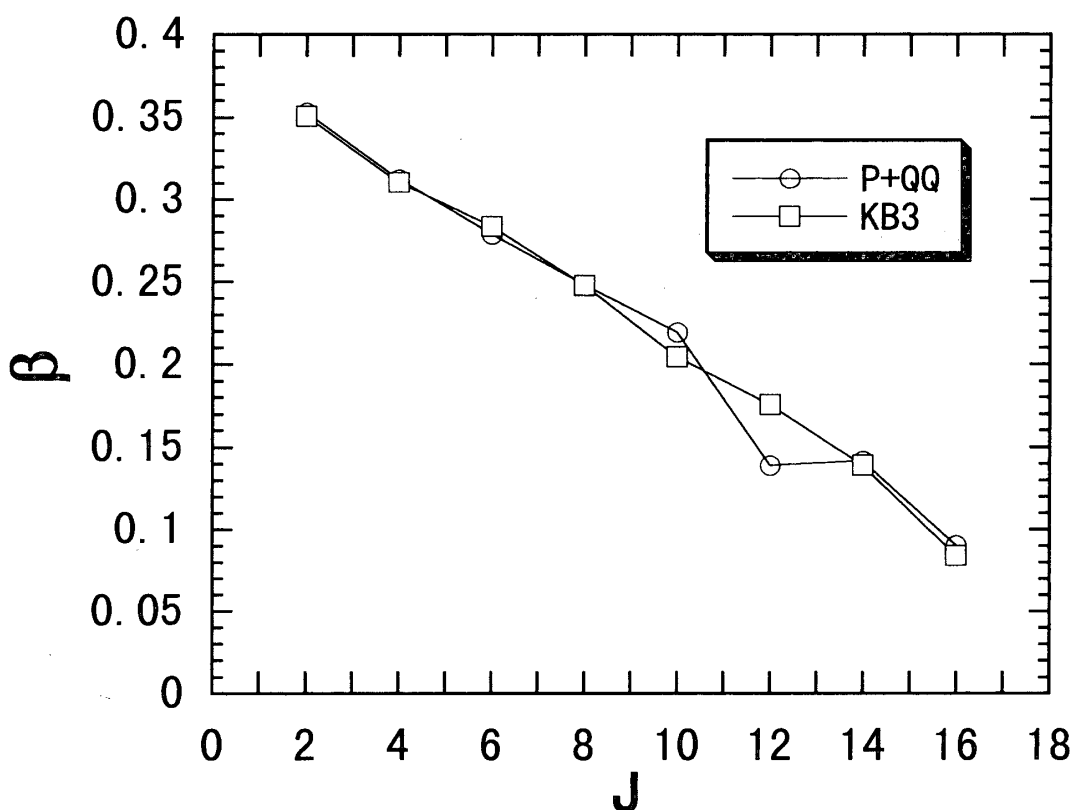
図9 γ 変形度

大きな非軸対称性を示す。同様の結果が、Caurier達によるGogny forceを用いた平均場近似, Cranked Hartree-Fock-Bogoliubov (CHFB) 計算においても, 得られている。また, β 変形は, 拡張された $P+QQ$ 模型とKB3とで, ほとんど同じ値となる。(図10)

【V】 まとめ

$N=Z$ 核における変形について, USD相互作用, 拡張された $P+QQ$ およびKB3相互作用を用いた殻模型計算により調べた。分析を行なった結果, 以下のような結論が得られた。

- (1) アイソスカラー相互作用が, 変形に重要な役割を演じている。この結果は, Talmi, UnnaおよびFederman, Pittel達の結論とconsistentである。
- (2) 今回, 初めてわかったことは, 「アイソスカラー相互作用の中で変形に最も寄与している成分は, 非対角成分であり, 対角成分 (モノポール項) は影響しない。モノ

図9 β 変形度

ポール相互作用は、結合エネルギーに最も寄与する。

(3) p-hチャンネルにおける $Q_p Q_n$ 相互作用は、p-pチャンネル表現においてアイソスカラー項とアイソベクター項によって表される。このうち、変形に寄与する項はアイソスカラー項である。

(4) ^{48}Cr の形状遷移を調べた。バックバンドするスピン $J=10$ までは軸対称であるが、 $J=12, 14$ で大きな非軸対称を示す。

最後に、殻模型計算は水崎氏によって開発された計算コードmshellを用いて行なった。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- [1] A. de Shalit and M. Goldhaber, Phys. Rev. 92, 1211 (1953).
- [2] I. Talmi, Rev. Mod. Phys. 34, 704 (1962).
- [3] I. Unna, Phys. Rev. 132, 2225 (1963).
- [4] P. Federman and S. Pittel, Phys. Rev. C20, 820 (1979).
- [5] A. L. Goodman, in *Advances In Nuclear Physics*, edited by J. Negele and E. Vogt (Plenum, New York, 1979), Vol. 11, Chap. 4.11.

- [6] A. P. Zuker, J. Retamosa, A. Poves and E. Caurier, Phys. Rev. C52, R1741 (1995).
- [7] J. A. Cameron *et al.*, Phys. Rev. C49, 1347 (1994).
- [8] E. Caurier *et al.*, Phys. Rev. C50, 225 (1994).
- [9] E. Caurier *et al.*, Phys. Rev. Lett. 75, 2466 (1995).
- [10] A. Juodagalvis, I. Ragnarsson and S. Åberg, nucl-th/990979 in xxx.lanl.gov archive.
- [11] J. Terasaki, R. Wyss and P. -H, Heenen, Phys. Lett. B437, 1 (1998).
- [12] T. Mizusaki *et al.*, Phys. Rev. C59, 1846R (1999).
- [13] K. Hara, Y. Sun and T. Mizusaki, Phys. Rev. Lett. 83, 1922 (1999)
- [14] B. A. Brown and B. H. Wildenthal, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 38, 29 (1988).
- [15] T. T. Kuo and G. E. Brown, Nucl. Phys. A114, 241 (1968).
- [16] A. Poves and A. P. Zuker, Phys. Rep. 70, 235 (1980).
- [17] W. A. Richter, M. G. Van der Merwe, R. E. Julies and B. A. Brown, Nucl. Phys. A523, 325 (1991).
- [18] M. Dufour and A. P. Zucker, Phys. Rev. C54, 1641 (1996).
- [19] K. Kaneko, M. Hasegawa, nucl-th/9907022 in xxx.lanl.gov archive.
- [20] M. Hasegawa and K. Kaneko, Phys. Rev. C59 (1999) 1449.
- [21] K. Kaneko, and M. Hasegawa, Phys. Rev. C59, 1449 (1999).
- [22] M. Hasegawa, K. Kaneko and S. Tazaki, Nucl. Phys. A674, 411 (2000).