

## 殻模型計算による $^{64}\text{Ge}$ の研究

金子 和也†

### 概要

対+四重極相互作用に八重極 (Octupole) 相互作用およびモノポール相互作用を導入することにより,  $N=Z$  偶々核  $^{64}\text{Ge}$  の微視的構造を, 殻模型計算により調べた。この結果,  $^{64}\text{Ge}$  が四重極および八重極変形に関して不安定であることがわかった。このことは, 平均場近似にもとづくこれまでの結果と一致している。さらに, 四重極相互作用の陽子・中性子成分  $Q_p Q_n$  は, 軸対称変形の不安定性 (あるいは非軸対称変形) に重要な役割を演じていることが, 計算結果の詳細な分析から明らかにされた。

最近, 中性子数  $N$  と陽子数  $Z$  が等しいいわゆる  $N=Z$  原子核のエネルギーレベルが,  $^{88}\text{Ru}$  の重い原子核まで測定されるようになってきた。質量数が  $A=56\sim 80$  の  $N=Z$  原子核は, レモン形, パンケーキ形, さらにこれら2つの変形共存, そして, 非軸対称変形に対する不安定性を示す領域として, 近年注目を集めるようになった。この領域の  $N=Z$  原子核は, 球形 (e.g.  $^{56}\text{Ni}$  [1]) から強い変形 (e.g.  $^{80}\text{Zr}$  [2]) を示す遷移領域に位置している。 $N=Z=32$  の陽子過剰核  $^{62}\text{Ge}_{32}$  は, この領域の中間あたりで, 球形から変形へのちょうど遷移領域核に位置しており, 非常に面白い原子核である。平均場近似に基づく理論計算によると,  $\gamma$  変形に関して柔らかな ( $\gamma$ -softness) 構造を示す典型的な例であることが知られている [3]。その平均場計算は, 基底状態では  $\gamma$  不安定性, そして, 励起状態では  $\beta_2\sim 0.22$  and  $\gamma\sim 27^\circ$  を持った非軸対称変形を预言している。

フェルミ面が  $\Delta l = \Delta j = 3$  の単一粒子軌道の近くにある原子核において, 中性子数あるいは陽子数が 34, 56, 88, 134 (八重極魔法数) で, 八重極相関が大きくなることを, 変形殻模型計算は予測している [4]。事実, これらの原子核では, 負パリティ3-状態が近傍原子核にくらべて低く下がっている。そこで, このような八重極魔法数の近くに位置する  $N=Z$  原子核では, 中性子と陽子が共同で寄与すると考えられるた

† Department of Physics, Kyushu Sangyo University  
email: kaneko@phys.kyusan-u.ac.jp

め、特に強い八重極相関を示すと期待される。しかし、このことは、必ずしも八重極変形を意味しない。事実、 $^{64}\text{Ge}$ における負パリティ状態のエネルギーレベルの構造は回轉的なものではなく [3],  $3^-$ ,  $5^-$ ,  $7^-$ レベルの間隔は不規則になっている。このように、 $^{64}\text{Ge}$ は、実験的そして理論的な証拠から、四重極と八重極変形に関して柔らかい構造を示唆する陽子過剰  $N=Z$  不安定核であると考えられる。事実、 $\gamma$ 変形の導入は、 $^{68}\text{Ge}$ の負パリティ状態間の  $E2$  遷移を改良することが報告されている [5]。

殻模型は、原子核構造の複雑なメカニズムを解明する上で、より有力な方法である。 $^{64}\text{Ge}$ の正および負パリティ状態の構造を調べるためには、 $pf$  殻 ( $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$ ) に  $g_{9/2}$  軌道を付け加えて計算しなければならないであろう。しかしながら、この空間での殻模型計算では、巨大次元の行列の対角化を行わなくてはならず、実際には不可能である。そこで、この空間から  $f_{7/2}$  軌道を除き、 $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$  and  $g_{9/2}$  に制限すれば、殻模型計算が可能となる [6]。つまり、 $^{56}\text{Ni}$ を硬い芯と仮定し、4つのバレンス陽子と4つの中性子をこの空間で扱うことにする。後で詳しく述べるように、この近似は低い励起状態にはかなり良いが、高い励起状態には影響が出てくると考えられる。

この模型空間では、いくつかの有効相互作用が提案されているが [7]、最近、我々は、拡張  $P+QQ$  模型を提唱し、 $f_{7/2}$  殻の原子核に適用した。この結果、この模型はかなり良く実験を再現することが明らかになった [8]。良く知られている従来の  $P+QQ$  模型は、最初に Bohr と Mottelson によって提唱され、その後、Kisslinger と Sorensen とか Baranger と Kumar などの多くの人々によって広く使われてきた。従来の  $P+QQ$  模型が重い原子核に適用されたのに比べ、拡張  $P+QQ$  模型は比較的軽い原子核、特に  $N=Z$  近傍の原子核の構造を良く記述することが明らかになってきた。比較的軽い原子核のエネルギーレベルの状態は、アイソスピンにより分類されるため、 $P+QQ$  模型を軽い原子核に適用しようとする、アイソスピン不変を課すことが必要になる。このため、この模型の特徴は、相互作用にアイソスピン不変を課すことによる陽子・中性子相互作用の導入である [9]。この論文では、負パリティ状態を記述するため、拡張  $P+QQ$  模型にアイソスピン不変な八重極相互作用を導入することにする。これによって、上に述べた  $\gamma$ -softness ばかりでなく八重極相関を記述できるものと考えられる。四重極および八重極相互作用は、長距離力であり有効相互作用の中の変形を引き起こす主要な部分である。これと反対に、対相互作用は、短距離力であり原子核を球形に保とうとする。このように、四重極、八重極相互作用および対相互作用の間の競合は、 $^{64}\text{Ge}$ の変形遷移に対して極めて重要である。従って、八重極相互作用の入った拡張  $P+QQ$  模型は、四重極、八重極および対相関を研究する上で有力な模型となる。最近の  $^{64}\text{Ge}$ の研究は、 $fp$ 核における FPD6 相互作用 [11] を用いた量子モンテカルロ

法のテストケースとして [10], 更に, 射影から模型計算 [14] が, 標準的な Nilsson パラメーターを修正することによって行われた。

$N=Z$  核における陽子および中性子は, 同じ単一粒子軌道を占有するため, 強い陽子・中性子相互作用が働くと期待される [15]。特に, 陽子・中性子相互作用が原子核の変形に如何なる役割を果たしているかということは, 原子核構造の研究における最も興味ある問題の一つである。事実, バレンス核子間の長距離アイソスカラー相互作用は, 原子核変形の onset であることが示されており, その重要性が指摘されている [16]。他方, アイソスカラー型四重極相互作用は, 変形を引き起こすほどの非常に強い陽子・中性子成分  $Q_p Q_n$  を持つことが知られており [17], この陽子・中性子成分  $Q_p Q_n$  は,  $N=Z$  核  $^{64}\text{Ge}$  における四重極相関に特に重要であると思われる。最近,  $N=Z$  奇々核  $^{62}\text{Ge}$  における  $T=0$  と  $T=1$  バンドの回轉的振る舞いが, 球形殻模型および cranked Nilsson-Strutinsky 模型によって調べられている [18]。

八重極相関を調べるため, 以下のようにアイソスカラー型八重極相互作用  $H_{00}$  を拡張  $P+QQ$  模型 [8] に導入しよう。

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_{P_0} + H_{P_2} + H_{Q_0} + H_{00} + H_m^{\text{corr}} \\ &= \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha} - \sum_{J=0,2} g_J \sum_{Mk} P_{JM1k}^{\dagger} P_{JM1k} \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_M \chi_2 : Q_{2M}^{\dagger} Q_{2M} : - \frac{1}{2} \sum_M \chi_3 : O_{3M}^{\dagger} O_{3M} : + H_m^{\text{corr}} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで,  $\epsilon_{\alpha}$  は単一粒子エネルギー,  $P_{JM1k}$  は角運動量  $J$  およびアイソスピン  $T$  を持つ対演算子, そして  $Q_{2M}$  ( $O_{3M}$ ) はアイソスカラー型四重極 (八重極) 演算子である。アイソスピン不変性により, 上のハミルトニアンは  $N=Z$  核において重要な役割を演ずる陽子・中性子成分を含んでいる。

我々は,  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$ ,  $2p_{1/2}$ , および  $1g_{9/2}$  軌道の模型空間 (今後,  $pf$ -shell と呼ぶ) における正確な殻模型計算を行った。このとき, 対角化のための行列の次元は, 183 万次元というとても大きく大きなものとなるが, 現在ではパソコンで 2 億次元の対角化も可能となっている。この模型では, 閉殻芯  $^{56}\text{Ni}_{28}$  を仮定し, 芯からの励起を許さないこととする。この  $pf$ -shell における  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$ ,  $2p_{1/2}$ ,  $1g_{9/2}$  の中性子単一粒子エネルギーは,  $^{56}\text{Ni}$  が閉殻芯であるとき  $^{57}\text{Ni}$  の低励起状態は純粋な単一粒子レベルとみなすことができるため, その低励起状態のエネルギーから見積もることができる。そこで, 採用した中性子単一粒子エネルギーは,  $2p_{3/2}$  軌道を基準にして  $\epsilon_{p_{3/2}}=0.0$ ,  $\epsilon_{f_{5/2}}=0.77$ ,  $\epsilon_{p_{1/2}}=1.11$ , および  $\epsilon_{g_{9/2}}=3.70$  in MeV [19] と取った。上のハミルトニアンは, 全体としてアイソスピン不変とするので, 陽子の単一粒子エネルギーは中性子の単一粒子エネルギーと同じ値を用いる。拡張  $P+QQ$  相互作用および八重極相互作用の強さは, Ni および Zn の同位体と  $^{64}\text{Ge}$  の低励起エネルギーが再現されるように次のように取

った：

$$\begin{aligned}
 g_0 &= 0.426(42/A), \quad g_2 = 0.274(42/A)^{5/3}, \\
 \chi_2 &= \chi_2^0(42/A)^{5/3}/b^2 = 0.567(42/A)^{5/3}/b^2, \\
 \chi_3 &= \chi_3^0(42/A)^2/b^3 = 0.275(42/A)^2/b^3,
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

ここで、 $g_0$ ,  $g_2$ ,  $\chi_2$ ,  $\chi_3$  は、それぞれ対相互作用、四重極対相互作用、四重極相互作用、八重極相互作用の力の強さである。調和振動子レンジパラメーターとして  $b^2 \sim A^{-1/3}$ 、有効電荷  $e_p = 1.50e$  (陽子)  $e_n = 0.50e$  (中性子) を採用した。 $^{64}\text{Ge}$  の低励起状態のエネルギーを、さらに良く再現するようにいくつかのモノポール相互作用による補正を行った。このようにして決めた相互作用は、 $^{58-66}\text{Ni}$ ,  $^{60-64}\text{Zn}$ ,  $^{66}\text{Ge}$  そして  $^{68}\text{Se}$  の低励起状態のエネルギーおよび  $E2$  遷移確率を極めて良く再現する。

$^{64}\text{Ge}$  におけるエネルギースペクトルの計算値と実験値を比較するため、基底状態バンドに2つのサイドバンドを加えたものを図1に示す。1つは、バンドヘッドが  $J=2^+$  から始まる正パリティのバンド、もう1つはバンドヘッドが  $J=3^-$  から始まる負パリティのバンドである。図1を見てわかるように、低励起状態は良く再現されていることがわかる。特に、スピン  $I=8$  までの基底状態バンドの一致は非常に良い。基底状態と第一励起  $I=2^+$  状態の間の  $B(E2)$  は、 $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 245.3 (e^2\text{fm}^4)$  であり、四重極変形度  $\beta \sim 0.2$  に対応している。この変形度は、Möller, Nix[20], および Ennis *et al.* [3] による理論値  $\beta \sim 0.22$  と極めてよく一致している。そして、この値は、隣の原子核  $^{66}\text{Ge}$  の実験データ 12W.u. とほぼ同じぐらいの値を示している。

バレンス核子数  $N_v = 8$  の基底状態バンドにおける  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $d_{1/2}$ ,  $g_{9/2}$  軌道への占有数は、各スピンについてほぼ同じで、それぞれ平均として 3.6, 3.2, 0.6, 0.6 である。このことから、無摂動配位 (相互作用の無いときの配位)  $(p_{3/2})^8$  からおよそ 4 個以上の

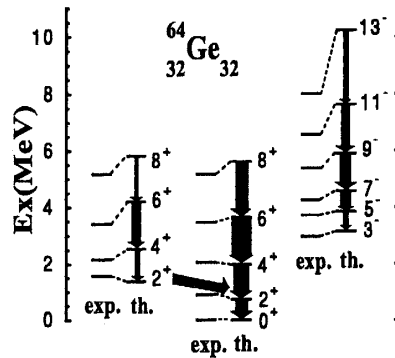


図1  $^{64}\text{Ge}$  のエネルギーレベルにおける実験と計算の比較。矢印の幅は、 $E2$  遷移の計算値の大きさを示す。

核子が励起されていることがわかる。最近、量子モンテカルロ法によりFPD6相互作用 [11] を用いた  $fp$  殻模型計算が、 $^{64}\text{Ge}$  における正パリティの低励起  $I=0_1^+$ ,  $2_1^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_1^+$  状態に対して行われた。FPD6相互作用を用いた計算は、変形について他の理論値  $\beta_2 \sim 0.22$  より大きな値  $\beta_2 \sim 0.28$  を示すが、非軸対称変形度については、他の理論値とほぼ同じ値  $\gamma \sim 27^\circ$  を与えた。このように、FPD6相互作用は、かなり大きな集団運動性を示すように思える [12, 13]。このことは、彼らの論文の中の  $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$  軌道の占有数 15.1, 2.6, 5.5, 0.8 から見ることもできる。拡張  $P+QQ$  模型と比較して、さらに 2 個以上の核子が  $p_{3/2}$  の上の軌道に跳び上がっていることがわかる。FPD6相互作用によるこの強い集団運動性は、 $(f_{7/2}, p_{3/2})$  と  $f_{5/2}$  の間の大きな相互作用行列要素により、3 つの軌道が強く混ざるためである。このため、彼らの計算によって得られた  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 5 \times 10^2 (e^2 \text{fm}^4)$  は、我々の計算値  $245.3 (e^2 \text{fm}^4)$  のほぼ 2 倍となると考えられる。

$4_1^+$  状態と  $2_1^+$  状態の励起エネルギーの比は、原子核の形について更なる情報を与える。この比は、剛体回転子では 3.33, 純粋な振動子に対しては 2.0, そして、 $\gamma$  変形についてソフトな原子核では 2.4 である。従って、計算における 2.65 は、 $\gamma$  ソフトな原子核を示している。また、 $E2$  遷移にもこの様相を見ることができ。  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$  遷移の  $B(E2)$  は、 $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$  よりも大きく、 $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$  は、およそ 27 であり、この値はダビドフ模型 [21] によると  $\gamma \sim 26^\circ$  に対応している。殻模型計算では明確に  $\gamma$ -softness と非軸対称性について議論はできないが、この結果は、実験データや理論値から見積もった非軸対称性と一致している。

他方、負パリティの低励起  $I=3^-, 5^-, 7^-, 9^-$  状態は、みごとに再現されている。このように、新たに導入した八重極相互作用は、これらの状態の記述に本質的な役割を演じていることがわかる。  $3^-$  から上の状態は、大きな  $B(E2)$  でつながっているが、 $3^-$  状態と  $5^-$  状態の間の遷移  $B(E2; 5^- \rightarrow 3^-)$  は小さく、 $3^-$  状態は他の負パリティ状態とは異なった構造を示していると考えられる。事実、このことは、 $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $g_{9/2}$  軌道の占有核子数の計算値から見ることもできる。  $I=3^-, 5^-, 7^-, 9^-$  状態における  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $g_{9/2}$  軌道の占有核子数は、それぞれ平均として 3.4, 2.7, 0.5, 1.4 であるのに対して、 $I=3^-$  状態の占有核子数は、4.0, 1.2, 0.6, 2.2 であり、 $I=5^-, 7^-, 9^-$  状態と比較して、 $I=3^-$  状態の方が、無摂動配位  $(p_{3/2})^7 (g_{9/2})^1$  から上の軌道に多く跳び上がっていることがわかる。このように、 $I=3^-$  状態は、主に陽子・中性子による  $(p_{3/2}, f_{5/2}, g_{9/2})_3$ -配位のコヒーレントな混合状態であり、より集団性の高い状態と考えられる。この結果は、Petrovici と Faessler [5] による計算と一致している。  $11^-$  と  $13^-$  の状態は、観測されている励起エネルギーよりもかなり高くなっているが、このことは、こ

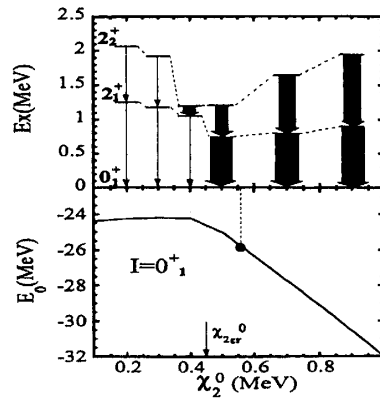


図2 上図に第1励起および第2励起  $2^+$  状態の励起エネルギーを、下図に  $0^+$  基底状態を四重極力の強さ  $\chi_2^0$  の関数として示す。矢印の幅は、 $E2$  遷移の計算値の大きさを示す。

の計算で無視していた  $f_{7/2}$  軌道からの励起を、これらの状態については考慮しなければならないことを意味しているのかもしれない。

第1, 2励起  $2^+$  状態の励起エネルギーと基底状態のエネルギーを、四重極相互作用の強さ  $\chi_{2cr}^0$  の関数として図2に示す。ただし、他の相互作用の強さは式(2)と同じ値に取る。すると、まず  $\chi_2^0 \sim 0.45 \text{ MeV}$  近傍で、第1励起  $2_1^+$  状態と第2励起  $2_2^+$  状態のレベル交差が見られる。四重極力の強さが、 $\chi_{2cr}^0$  から離れると、第1励起  $2_1^+$  状態の励起エネルギーはそれほど変化しないが、第2励起  $2_2^+$  状態は急激に高くなる。このことは、 $\gamma$ -softness または非軸対称性は、レベル交差する四重極力の強さより大きな強さで実現されていることがわかる。そして、基底状態エネルギーは交差する前の  $0 < \chi_2^0 < 0.45 \text{ MeV}$  では、ほとんど変化しないが、この交差する点を越えると急激に減少しており、四重極相関について何らかの相転移が起こっているようである。実際、 $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  は、四重極力の強さがこの臨界点を越えると劇的に増加する。図1で採用した四重極力の強さは、図2の下側の黒丸で示すように  $\chi_2^0 = 0.567 \text{ MeV}$  で、変形領域の比較的臨界点に近いところに位置している。また、遷移  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$  は、 $\chi_2^0 = 0.45 \text{ MeV}$  を越えると非常に大きな値を示すことがわかる。これは、上に述べた  $\gamma$ -softness あるいは非軸対称性における議論と一致している。

最初に述べたように、四重極相互作用の陽子・中性子部分 ( $Q_p Q_n$ ) の働きを見ることは、原子核変形の研究に対して非常に重要である。そこで、 $Q_p Q_n$  の強さ ( $\chi_{2pn}^0$ ) だけを変化させ他の相互作用は式(2)の値はそのまま、調べてみよう。アイソベクター型四重極相互作用なしで陽子・中性子部分を変化させると、一般にアイソスピン不変性を破ってしまうが、四重極変形への  $Q_p Q_n$  の依存性を見るためには、有効である。 $\chi_{2pn}^0$  の関数として、第1および第2励起  $2^+$  状態の励起エネルギーと  $B(E2)$  遷移を、図3に示す。第1励起  $2_1^+$  状態のエネルギーは、強さ  $\chi_{2pn}^0$  について、平坦であるが、第2励起

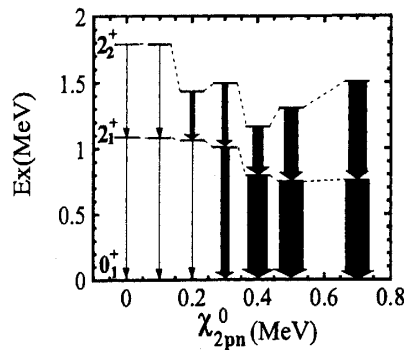


図3 上図に第1励起および第2励起 $2^+$ 状態の励起エネルギーを、下図に $0^+$ 基底状態を四重極力陽子・中性子成分の強さ $\chi_{2pn}^0$ の関数として示す。矢印の幅は、 $E2$ 遷移の計算値の大きさを示す。

$2^+_{21}$ 状態は、強く $\chi_{2pn}^0$ に依存し、 $\chi_{2pn}^0 \sim 0.35 \text{ MeV}$ の近くで最も低く下がる。アイソスカラー型四重極相互作用では、 $\chi_{2pn}^0$ は、アイソスピン不変性のため陽子・陽子および中性子・中性子成分の強さと同じである。 $(\chi_{2pn}^0 = \chi_{2pp}^0 = \chi_{2nn}^0)$ 図1で採用した四重極相互作用の強さ $\chi_{2pn}^0 = 0.567 \text{ MeV}$ は、四重極変形度 $\beta \sim 0.2$ に対応する大きな $B(E2)$ 遷移 $B(E2; 2^+_{11} \rightarrow 0^+_{11}) = 245.3 (e^2 \text{ fm}^4)$ を導く。しかしながら、強さが臨界値より小さな $0 < \chi_{2pn}^0 < 0.35 \text{ MeV}$ の範囲では、非常に小さく、このことは、四重極相関について相転移が起こっていることを示していると考えられる。また、 $2^+_{21} \rightarrow 2^+_{11}$ 遷移の $B(E2)$ は、臨界点を越えた $\chi_{2pn}^0 > 0.35 \text{ MeV}$ の範囲で大きくなり、 $\chi_{2pn}^0 > 0.567 \text{ MeV}$ では非軸対称度 $\gamma \sim 26^\circ$ となる。このように、四重極相互作用の陽子・中性子成分 $Q_p Q_n$ は、 $N=Z$ 核<sup>64</sup>Geにおいて $\gamma$ -softnessあるいは非軸対称性に対して重要な役割を演じている。

最後に、負パリティ状態について調べよう。図4にその負パリティ状態のエネルギーレベルと基底状態のエネルギーを八重極相互作用の強さの関数として示す。ただし、他のパラメータは式(2)の値に固定する。既に述べたように、 $I=3^-$ 状態は集団性が高く、励起エネルギーは $\chi_3^0 \sim 0.3 \text{ MeV}$ まで減少し、その点を越えると増加する。他の負パリティ状態は、臨界点までほとんど変わらず、それを越すと増加する。基底状態のエネルギーは、臨界点まではほとんど定数であり、その点を越えると急激に減少する。八重極相関に対しても、臨界点 $\chi_{3cr}^0 \sim 0.3 \text{ MeV}$ で相転移が起こっているようである。図1で採用した八重極力の強さ $\chi_3^0 = 0.275 \text{ MeV}$ は、臨界点に極めて近く位置しており、八重極相関について不安定であると考えられる。

球形基底の下で殻模型計算を行い、 $N=Z$ 原子核<sup>64</sup>Geにおける四重極相関および八重極相関を調べた。八重極相互作用およびモノポール相互作用を導入した拡張 $P+QQ$ モデルは、原子核における四重極および八重極相関を調べる上で非常に有力なモデルであり、この研究により、<sup>64</sup>Geは、四重極および八重極相関に関して不安定な原子

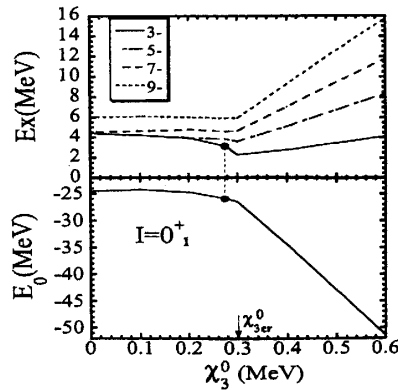


図4 上図に負パリティ状態の励起エネルギーを，下図に  $0^+$  基底状態を八重極力の強さ  $\chi_3^0$  の関数として示す。黒丸は，図1で採用した八重極力の強さに対するエネルギーを示す。

核であることが，明らかになった。特に，四重極相互作用の陽子・中性子成分  $Q_p Q_n$  は，四重極変形と  $\gamma$ -softnessあるいは非軸対称性のonsetを誘発する。このことは，最近観測された隣の  $N=Z$  偶々原子核  $^{68}\text{Se}$  [22, 23] のprolate-oblate変形共存に対しても，陽子・中性子相互作用が重要な役割を演じることが期待される。

参考文献

- [ 1 ] D. Rudolph *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3763 (1999).
- [ 2 ] C.J. Lister *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1270 (1987).
- [ 3 ] P.J. Ennis, C.J. Lister, W. Gelletly, H.G.Price, B.J. Varley, P.A. Butler, T. Hoare, S. Cwoik, and W. Nazarewicz, Nucl. Phys. **A535**, 392 (1991).
- [ 4 ] P.A. Butler and W. Nazarewicz, Rev. Mod. Phys. **68**, 349 (1996).
- [ 5 ] A. Petrovici and A. Faessler, Nucl. Phys. **A395**, 44 (1983).
- [ 6 ] T. Mizusaki, RIKEN Accel. Prog. Rep. **33**, 14 (2000).
- [ 7 ] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, J. Retamosa, Phys. Rev. Lett. **77**, 1954 (1996); S.M. Vincent, *et al.*, Phys. Rev. **C60**, 064308 (1999).
- [ 8 ] M. Hasegawa, K. Kaneko and S. Tazaki, Nucl. Phys. **A674**, 411 (2000); **A688**, 765 (2001).
- [ 9 ] K. Kaneko and M. Hasegawa, and J.Y. Zhang, Phys. Rev. **C59**, 740 (1999).
- [ 10 ] M. Honma, T. Mizusaki, and T. Otsuka, Phys. Rev. Lett. **77**, 3315 (1996).
- [ 11 ] W.A. Richter, M.G. van der Merwe, R.E. Julies, and B.A. Brown, Nucl. Phys. **A523**, 325 (1991).
- [ 12 ] M. Honma (private communication).
- [ 13 ] M. Honma, T. Otsuka, B.A. Brown and T. Mizusaki, Phys. Rev. **C65**, 061301 (2002).
- [ 14 ] Y. Sun, J.-Ye Zhang, M. Guidry, J. Meng, and S. Im, Phys. Rev. **C62**, 021601 (2000).
- [ 15 ] A.L. Goodman, Adv. Nucl. Phys. **11**, 263 (1979).
- [ 16 ] P. Federman and S. Pittel, Phys. Rev. **C20**, 820 (1979).
- [ 17 ] J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, J. Skalski, and T. Werner, Phys. Rev. Lett. **60**, 2254 (1988).
- [ 18 ] A. Juodagalvis and S. Aberg, Nucl. Phys. **A683**, 207 (2001).



- [19] D. Rudolph, et al., Eur. Phys. J. A6, 377 (1999).
- [20] P. Möller and J.R. Nix, At. Data Nucl. Data Tables 26, 165 (1981).
- [21] A.S. Davydov and G.F. Filippov, Nucl. Phys. 8, 237 (1958).
- [22] S. Skoda *et al.*, Phys. Rev. C58, R5 (1998).
- [23] S.M. Fischer, D.P. Balamuth, P.A. Hausladen, C.J. Lister, M.P. Carpenter, D. Seweryniak and J. Schwartz, Phys. Rev. Lett. 84, 4064 (2000).