HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	中性子魔法数28の消失に伴う多様な核変形の研究
Author(s)	鈴木, 祥輝
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(理学)
Dissertation Number	甲第14784号
Issue Date	2022-03-24
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k14784
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/85875
Type	doctoral thesis
File Information	Yoshiki_Suzuki.pdf



Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

中性子魔法数 28 の消失に伴う多様な核変形の研究

鈴木祥輝
北海道大学大学院理学院　宇宙理学専攻　原子核理論研究室
令和 4 年 3 月

概要

原子核は、Fermi 粒子である 2 種類の核子 (陽子と中性子) で構成される有限量子多体系である。原子が特定の電子数で安定な閉殻構造をとるのと同様に、原子核も特定の核子数で安定な閉殻構造をとり、その数を魔法数と呼ぶ。魔法数に等しい陽子あるいは中性子を持つ原子核は安定になり、その形は球形となることが、安定な核を研究対象とする従来の核物理の常識であった。ところが、陽子数と中性子数とが大きく異なる不安定核では、閉殻構造は失われ (魔法数の消失)、核の性質は著しく変化することがわかってきた。例えば、大きな変形や、ハロー構造やクラスター構造といった特異な構造が発達する事が明らかになった。そのため、不安定核の性質を知るためには、魔法数消失の理解が不可欠である。現代の核物理では、魔法数が消失している原子核、魔法数消失による核構造の変化、その変化が観測量に与える影響、また、魔法数が消失する原因を調べる研究が中心的課題の 1 つとなっている。

本研究では、魔法数の 1 つである中性子魔法数 28 の消失に着目する。この魔法数が消失することで、多様な変形状態が低エネルギーに共存、混合する (変形共存現象) と考えられ、今後実験データも増えると期待されている。そのため、系統的に魔法数が消失する原子核を探り、どのような変形、及び変形共存するかを明らかにする理論研究が必要である。また、変形共存が起こる原因を明らかにすることも重要な課題である。そのためには、核子の自由度から出発し、核の様々な形状を制限無く記述できる微視的模型による研究が必要であるが、そうした模型は限られており、系統的研究も十分ではない。

そこで、微視的核模型の 1 つである反対称化分子動力学を用いて、中性子数が 26, 28, 30 の中性子過剰な不安定核 (Mg, Si, S, Ar 同位体) の構造を系統的に調べた。反対称化分子動力学は、核子自由度から核構造を形状の仮定無しに記述できる。また、生成座標法と組み合わせることで、様々な変形状態の重ね合わせによって、変形共存を記述できる。

まず、エネルギー曲面と変形パラメーターの値から、基底状態の変形の程度と変形の種類を調べた。その結果、どの核の基底状態も大きく変形していることを示し、観測されている小さな第 1 励起状態のエネルギーや大きな電気 4 重極遷移強度は、基底状態の変形に起因することを示した。さらに、中性子数が 26, 30 の核は 3 軸非対称変形するものが多いことがわかった。3 軸非対称変形を裏付ける観測量として、角運動量 3^+ 状態のエネルギーを議論した。また、中性子数が 26 である ^{44}Ar の電気 4 重極モーメントの測定値は、^{44}Ar の 3 軸非対称変形と無矛盾であることを示した。

次に、魔法数が消失する様子と、核変形が起こる原因を明らかにするために、陽子と中性子の Fermi 面構造を調べた。その結果、今回調べた全ての核では魔法数が消失し、変形が引き起こされることが裏付けられた。さらに、魔法数 28 が消失する明確な境界は存在せず、変形の仕方によって、魔法数 28 が消失する機構が異なることを初めて指摘した。

さらに、中性子数が 28 の核 (^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S) では、低励起状態に 0_2^+ 状態が存在し、変形共存が起こることがわかった。共存する変形状態とそれらが混合する割合は、核によって大きく異なっており、その違いが単極遷移強度に強く反映されることを初めて示した。

目次

1 **導入** 5

1.1 魔法数とその消失 5

1.2 中性子魔法数 28 の消失 7

1.3 理論研究の現状 8

1.4 研究内容 9

2 **理論の枠組み** 11

2.1 Hamiltonian 11

2.2 内部波動関数と変分計算 12

2.3 4 重極変形のパラメーター 14

2.4 角運動量射影と生成座標法 14

2.5 1 粒子エネルギーと 1 粒子波動関数 16

2.6 電気単極、4 重極遷移強度 17

3 **結果と議論** 20

3.1 基底状態の変形 22

3.1.1 エネルギー曲面と基底状態の collective amplitude 22

3.1.2 中性子 $1p$ 軌道の占有数 23

3.1.3 基底状態の変形を示す物理量 26

3.2 Fermi 面の構造と核の形状、3 軸非対称変形 29

3.2.1 核変形と中性子魔法数の消失 29

3.2.2 変形の傾向 33

3.2.3 3 軸非対称変形 35

3.3 $N = 28$ 核における変形共存現象 40

3.3.1 ^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S での変形共存現象 40

3.3.2 変形共存現象と単極遷移の相関 42

4 **まとめと展望** 48

1 導入

1.1 魔法数とその消失

原子核は、Fermi 粒子である 2 種類の核子 (陽子と中性子) で構成される有限量子多体系である。原子が特定の電子数で安定な閉殻構造をとるのと同様に、原子核も特定の核子数で安定な閉殻構造をとる。その特定の数 (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) を魔法数と呼ぶ。魔法数に相当する所では、Fermi 面 (核子の 1 粒子エネルギー) に大きなエネルギーギャップが生じる (図 1 参照)。その結果、魔法数に等しい数の陽子あるいは中性子を持つ原子核は安定し、その形は球形となる。この魔法数は全ての原子核に共通しており、不変であると考えられており、従来の原子核物理学では、この基本的性質を前提として原子核の構造や反応が研究されてきた。

ところが、実験技術の向上により、中性子数と陽子数とが大きく異なる不安定な原子核 (不安定核) の生成が可能になると、中性子数が 20($N = 20$) である ^{31}Na 等において、魔法数が成立していないことを示す実験データが得られ始めた [2, 3, 4, 5]。原子核を構成する核子の数が魔法数でありながら、急激な束縛エネルギーの減少や原子核の変形が確認されたのである。こうした実験データは、閉殻構造が壊れていること、つまり、図 1 に示される準位とは異なった 1 粒子準位構造になっていることを示唆しており、魔法数に関する従来の理解を覆した。このように閉殻構造が壊れることを、魔法数の消失と呼ぶ。さらにその後の研究で、不安定核では魔法数が消失することで様々な構造変化が起こることがわかってきた。例えば、魔法数 $N = 8$ の消失によって、^{11}Li ではハロー構造の発達 [6, 7] が、^{12}Be ではクラスター構造の発達 [8, 9] が確認された。また、^{22}O では $N = 14$ が魔法数の性質を示す [10, 11] など、不安定核では新たな魔法数が現れることがわかった。このような事実から、不安定核の性質を知るためには、魔法数の消失や新たな魔法数出現の理解が不可欠であると言える。現代の原子核物理学では、魔法数が消失している原子核、魔法数消失による核構造の変化、その変化が観測量に与える影響、また、魔法数が消失する原因を調べる研究が中心的課題の 1 つとなっている [12]。

また、魔法数の消失は天体核物理などの近接分野にも大きく影響する [12]。例えば、中性子星合体や超新星爆発などの中性子過剰な環境下では、中性子捕獲反応と β 崩壊が繰り返されることで鉄より重い原子核が生成される (r 過程)。そのため、不安定核の中性子捕獲反応断面積と β 崩壊寿命は、r 過程の結果どのような元素が作られるのかに大きく影響する。魔法数を持つ安定な核を境に、中性子分離エネルギーと準位密度が著しく変化す

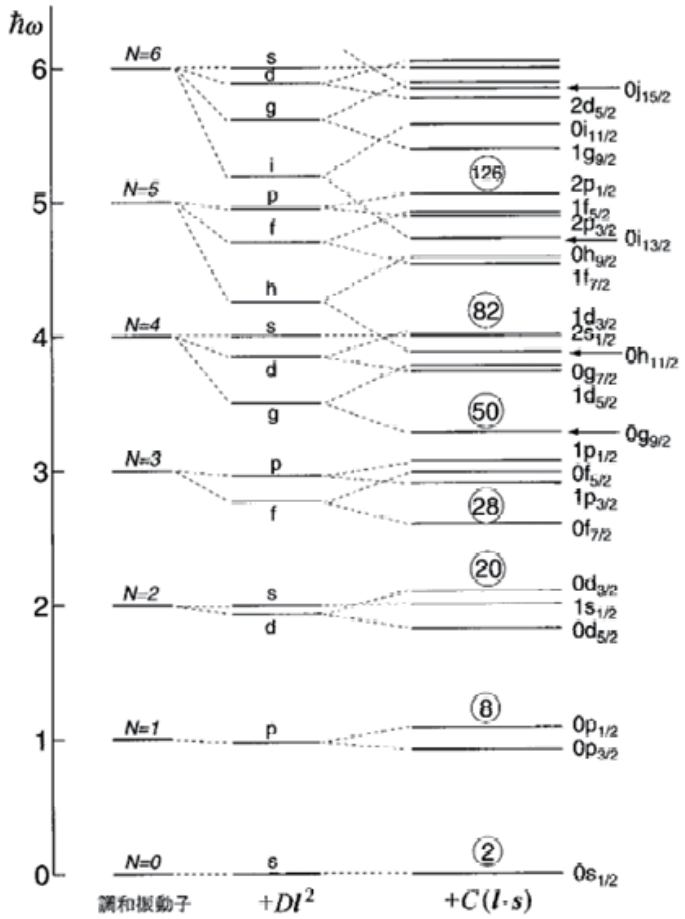


図 1: 3 次元調和振動子の励起子 $\hbar\omega$ を単位とした 1 粒子エネルギー準位 [1]。特定の核子数において、準位間に大きなエネルギーギャップが生じることを示している。左の準位は 3 次元調和振動子の準位であり、N は励起子の数を示す。中央の準位は軌道角運動量の 2 乗項 Dl^2 を加えた結果であり、軌道角運動量に関して縮退が解けていることを示している。右の準位はさらにスピン軌道相互作用項 $C(\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{s})$ を加えた結果であり、核子のスピンの向きに関して縮退が解けることで、新たにエネルギーギャップが生まれ、魔法数 28 以降の魔法数が現れることを示している。

る。そのため、魔法数の有無は中性子捕獲反応断面積を大きく左右する。また、魔法数が消失すると束縛エネルギーが小さくなり、β 崩壊寿命が極めて短くなる。このように、魔法数消失の問題は天体現象での元素合成にも大きく影響する重要な課題である。

1.2 中性子魔法数 28 の消失

本論文では、不安定核である中性子過剰な Mg, Si, S, Ar 同位体 (それぞれ陽子数が 12, 14, 16, 18) における中性子魔法数 28 の消失に着目する。これらの同位体について、近年多くの実験データが得られており、中性子魔法数が消失し、それに伴って基底状態が変形していること、さらに、励起状態に様々な形を持つ変形状態が共存する可能性が指摘されている [13, 14, 15, 16, 17, 18]。変形共存現象は原子核特有の量子現象であり、その発現機構に興味が持たれている。中性子魔法数 28 の消失に伴って変形共存現象が起こる原因は、次のように考えられる。

魔法数 28 は、スピン軌道相互作用によって現れる最小の魔法数であり、1 粒子軌道である $0f_{7/2}$ 軌道と $1p_{3/2}$ 軌道の間に大きなエネルギーギャップが生じることで現れる (図 1 参照)。そのため、それよりも小さな魔法数 (2, 8, 20) とは異なり、魔法数 28 では、エネルギーギャップを生む軌道のパリティが同じであるという特徴がある。さらに、それぞれの軌道角運動量が $l = 3$ と $l = 1$ で、その差が 2 であることから、$0f_{7/2}$ 軌道と $1p_{3/2}$ 軌道を占有する中性子間の 4 重極相関 ($l = 2$ の項の相関) は強くなる。従って、魔法数 28 が消失し、閉殻構造が壊れることで、Fermi 面にある中性子がギャップを超えて $1p_{3/2}$ 軌道を占有すると、原子核の 4 重極変形 (2.3 節で後述) が誘発されると考えられる。さらに、本論文で注目する Mg, Si, S, Ar 同位体では、陽子においても 4 重極相関が強くなると期待される。これらの原子核における Fermi 面近傍の陽子は、同じパリティを持つ $1s_{1/2}, 0d_{5/2}, 0d_{3/2}$ 軌道を占有する。軌道角運動量 l は 0 か 2 であるため、やはり 4 重極相関が強くなる。その結果、$Z < 20, N \approx 28$ の核子数領域では多様な 4 重極変形状態が現れ、低エネルギーで共存 (変形共存) すると期待される。

実際に中性子魔法数 28 が消失し、核変形が起こっていることを示唆する実験データを紹介する。図 2 は $N = 28$ 核における第 1 励起状態 ($J^\pi = 2^+$ 状態) のエネルギーの実験値を示している。陽子数と中性子数が共に偶数の原子核 (偶偶核) では、多くの場合に角運動量とパリティが 2^+ となる状態が第 1 励起状態となるが、魔法数が消失してエネルギーギャップが減少すると、Fermi 面にある核子が励起されやすくなるため、2^+ 状態のエネルギーは低くなる。さらに、魔法数の消失によって核変形が起こると、この 2^+ 状態への励起は原子核の回転によって起こる。この回転励起のエネルギーは、核の慣性モーメントが大きいほど小さくなるため、2^+ エネルギーの減少は核変形の大きさの良い指標となる。実験データは、中性子数が 28 の不安定核 (Mg, Si, S, Ar) では、陽子数の減少に伴って 2^+ 状態のエネルギーが低くなることを示しており、魔法数が消失していることが

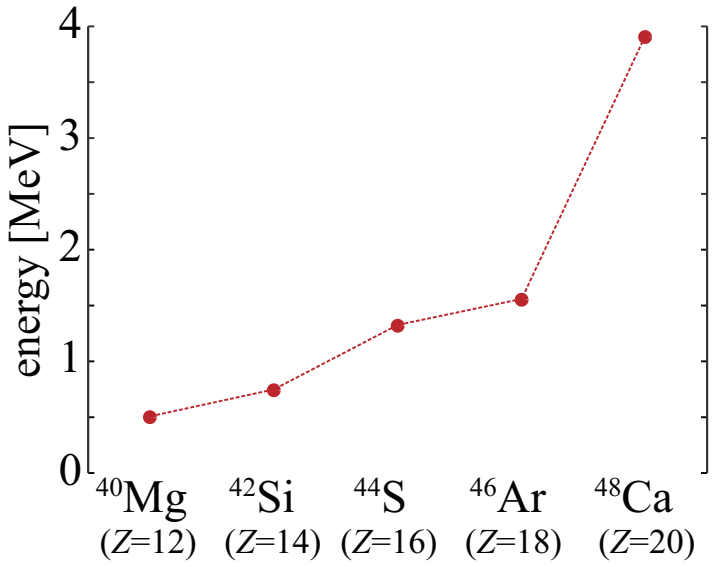


図 2: $N = 28$ の偶偶核における第 1 励起状態 ($J^\pi = 2^+$ 状態) の励起エネルギーの実験値 [19, 20, 21, 22, 23]。

わかる。

また、図 3 には、基底状態 (0^+ 状態) と第 1 励起状態 (2^+ 状態) の間の電気 4 重極遷移の換算確率 $B(E2)$ を示している。2.6 節で後述するように、この遷移に対応する演算子は、$l = 2$ の球面調和関数そのものであるため、原子核が変形していると値が大きくなる。従って、$B(E2)$ は核の 4 重極変形を示す直接的な物理量である。実験データは、陽子数が少ない原子核では $B(E2)$ が大きくなることを示しており、これらの核の 4 重極変形を示唆している。

これらの実験事実から、中性子過剰な $N = 28$ 核では中性子魔法数 28 が消失し、核の変形が起こっていると考えられる。一方で安定核である ^{48}Ca では、第 1 励起状態のエネルギーは高く、$B(E2)$ が小さいため、中性子魔法数 28(と陽子魔法数 20) は成り立っている。

1.3 理論研究の現状

中性子魔法数 28 が消失する原子核領域では、殻模型計算や平均場理論による理論研究が行われている。しかし、魔法数の消失に伴ってどのように原子核の変形が起こり、変形の種類によって核構造がどのように異なるのかは十分に調べられていない。

殻模型計算は、核子の様々な 1 粒子配位の重ね合わせによって多体相関を記述する理論

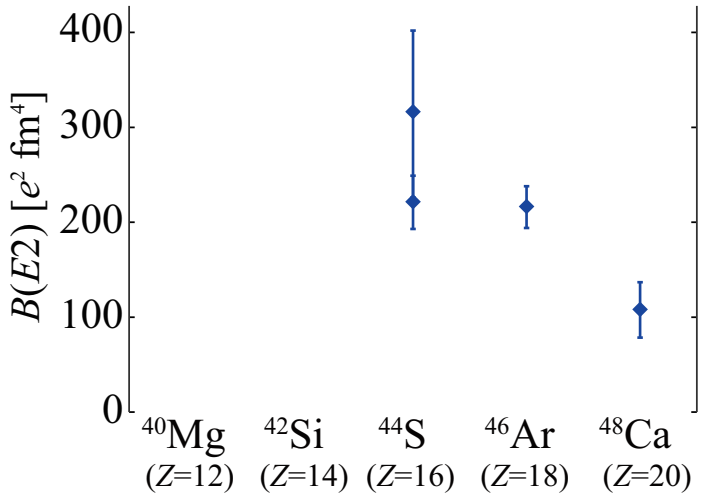


図 3: $N = 28$ の偶偶核における電気 4 重極遷移の換算遷移確率 $B(E2; 0^+ \to 2^+)[e^2\mathrm{fm}^4]$ の実験値 [21, 24, 25, 26]。

である。この枠組みの中では、魔法数の消失によって変形した状態は、閉殻構造とは異なる準位構造が支配的な状態として記述されるが、その準位構造が変形の種類によってどのように異なるのかについては議論が進んでいない。一方で、平均場理論は、核子の 1 粒子配位や原子核の密度から自己無撞着に決まる原子核の平均場に基づく理論である。この枠組みでは、核の形状に制限を加える場合 [27, 28, 29] が多く、どのような変形が起こるかを議論するには不十分である。様々な変形状態を重ね合わせることで、変形共存現象を記述できる模型はあるものの、それによる研究 [30, 31] は少ない。

こうした状況から、核の形状に制限を加えず、変形の共存や混合を容易に記述できる理論が求められる。そこで、我々は反対称化分子動力学 [32, 33, 34] を用いて、中性子魔法数 28 の消失に伴う中性子過剰核の変形を調べた。反対称化分子動力学は、核子自由度から核構造を形状の仮定無しに記述でき、1 粒子準位の記述もできる。また、生成座標法と組み合わせることで、様々な変形状態の重ね合わせによって変形の共存や混合を記述できる。

1.4 研究内容

本研究では、中性子数 28 近傍の中性子過剰核のどの核で魔法数 28 が消失し、どのように変形、変形共存するかを議論する。そのために、反対称化分子動力学を用いて、$N = 26, 28, 30$ の中性子過剰な不安定核 (Mg, Si, S, Ar 同位体) の構造を系統的に調べる。

反対称化分子動力学は、核子自由度から核構造を形状の仮定無しに記述でき、生成座標法と組み合わせることで、様々な変形状態の重ね合わせによって変形共存を記述できる。

本論文では、まず、3.1 節で基底状態の変形を議論する。エネルギー曲面と変形パラメーターの値を調べることで、変形の大きさと変形の種類を調べる。そして、$1p$ 軌道を占有する中性子の数を求めることで、どの核で魔法数 28 が消失しているのかを調べ、基底状態の変形と $N = 28$ 魔法数消失の関係を議論する。また、第 1 励起状態の励起エネルギー、電気 4 重極遷移確率、電気 4 重極モーメントといった基底状態の変形を示す物理量を議論する。

次に、3.2 節では、魔法数が消失する様子と、核変形が起こる原因を明らかにするために、陽子と中性子の Fermi 面構造を解析し、核変形と魔法数消失の関係と、同位体ごとの変形の傾向を議論する [35]。さらに、$N = 26, 30$ 核の Fermi 面構造から示唆される 3 軸非対称変形を検証し、3 軸非対称変形に敏感な観測量を議論する [35]。

最後に、3.3 節では、$N = 28$ 核の ^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S における変形共存現象を議論する。これらの核では三者三様な変形共存が起こるが、その違いが単極遷移強度に反映されることと、その機構について説明する。

2　理論の枠組み

本研究では、反対称化分子動力学 (Antisymmetrized Molecular Dynamics, AMD) [32, 33, 34] を用いて、$N \approx 28$ の Mg, Si, S, Ar 同位体の構造を調べた。AMD は核の形状に対称性の制限を課さないため、様々な変形状態を記述することができる。核変形によって破られた回転対称性は、角運動量射影によって回復する。さらに、核の変形度を生成座標とし、様々な変形状態の重ね合わせによって核を記述する。それによって、原子核の形状のゆらぎや変形共存現象を記述することができる。このように、完全に微視的な立場から原子核の様々な形状を議論できる理論は少ないため、AMD を用いた研究を行うことで、$N \approx 28$ 核の変形共存現象に関して、重要な知見が得られると期待される。これまでに、AMD によって魔法数 $N = 8, 20$ の消失は議論されているが、魔法数 $N = 28$ の消失については、本研究が初めての包括的研究となる。

2.1　Hamiltonian

本研究で用いる、A 個の核子から成る多体の Hamiltonian は以下のように表される。

$$\hat{H} = \sum_{i}^{A} \hat{t}_i - \hat{t}_{\rm cm} + \frac{1}{2}\sum_{ij}^{A} \hat{v}_{ij}^{\rm NN} + \frac{1}{2}\sum_{ij\in{\rm proton}}^{Z} \hat{v}_{ij}^{\rm C}. \tag{1}$$

この研究では、有効核子間相互作用 $\hat{v}_{ij}^{\rm NN}$ として、以下のような関数形で与えられる Gogny D1S 密度汎関数 [36] を採用した。

$$\begin{aligned}\hat{v}_{ij}^{\rm NN} = &\sum_{k=1,2} e^{-(\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j)^2/\mu_k^2}(W_k + B_k\hat{P}_\sigma - H_k\hat{P}_\tau - M_k\hat{P}_\sigma\hat{P}_\tau) \\ &+ iW_{LS}\overleftarrow{\nabla}\delta(\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j)\times\overrightarrow{\nabla}\cdot(\vec{\sigma}_i+\vec{\sigma}_j) \\ &+ v_{DD}(1+\hat{P}_\sigma)\delta(\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j)[\rho(\frac{\boldsymbol{r}_i+\boldsymbol{r}_j}{2})]^{1/3}.\end{aligned} \tag{2}$$

第一項は中心力であり、核力の引力と斥力芯を表す二項の和になっている。第二項はスピン軌道力であり、$\overleftarrow{\nabla}$ と $\overrightarrow{\nabla}$ はそれぞれブラとケットに作用することを示す。第三項は密度の 1/3 乗に比例する斥力であり、原子核の飽和性を再現している。$\hat{P}_\sigma$ と $\hat{P}_\tau$ はそれぞれスピン交換、アイソスピン交換演算子である。相互作用のパラメーターの値は表 1 に示されており、質量数 240 程度のウラン同位体までの安定核の束縛エネルギーと半径を再現するように決められている。クーロン相互作用 $\hat{v}_{ij}^{\rm C}$ は 7 つの Gaussian の和で近似してい

表 1: Gogny D1S 密度汎関数のパラメーター。W, B, H, M はそれぞれ中心力の直接項、スピン交換項、アイソスピン交換項、スピン-アイソスピン交換項の強さを表す。μ は中心力のレンジを表す。W_{LS}, v_{DD} は、それぞれゼロレンジのスピン軌道力と密度依存力の強さを表す。

W_1 [MeV]	B_1[MeV]	H_1[MeV]	M_1[MeV]	μ_1[fm]
103.639	-163.483	162.812	-223.933	1.2
W_2 [MeV]	B_2 [MeV]	H_2 [MeV]	M_2 [MeV]	μ_2 [fm]
-1720.3	1300.0	-1813.53	1397.6	0.7
W_{LS} [MeV fm^5]	v_{DD} [MeV fm^4]			
130	1390.6			

る。$\hat{t}_i$ と $\hat{t}_{\rm cm}$ は、それぞれ核子の運動エネルギーと全系の重心の運動エネルギーである。今回の研究で用いた AMD の枠組みでは、1 核子を表す Gauss 波束の幅を全核子共通としており、重心の波動関数を解析的に分離できるため、重心の運動エネルギーは厳密に除かれる。

2.2 内部波動関数と変分計算

AMD では原子核の内部波動関数を、パリティ射影された Slater 行列式で表す。

$$\Phi^\pi = \hat{P}^\pi \mathcal{A}\{\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_A\} \tag{3}$$

ここで、1 核子の波動関数は変形 Gauss 波束で以下のように表される。

$$\varphi_i(\vec{r}) = \exp\left\{ -\sum_{\sigma=x,y,z} \nu_\sigma \left(r_\sigma - Z_{i\sigma}\right)^2 \right\} \chi_i \tau_i, \tag{4}$$

$$\chi_i = a_i \chi_\uparrow + b_i \chi_\downarrow, \quad \tau_i = \{\text{proton or neutron}\}. \tag{5}$$

(ν_x, ν_y, ν_z) は Gauss 波束の幅を、$\boldsymbol{Z}_i$ は波束中心を、a_i, b_i はスピンの向きを表す。$\boldsymbol{Z}_i$ の実部と虚部の期待値は、それぞれ核子の位置と運動量の期待値を表している。波束幅 ν と波束中心 $\boldsymbol{Z}_i$ が様々な値をとることで、原子核の多様な形状を表現することができる。これらのパラメーターは変分計算で決定される。その際に 4 重極変形パラメーター β と γ(次節で説明) を拘束条件として課し、エネルギー期待値と拘束ポテンシャルの和を最小

化する。

$$\widetilde{E}^{\pi}(\beta,\gamma) = \frac{\langle\Phi^{\pi}(\beta,\gamma)|\hat{H}|\Phi^{\pi}(\beta,\gamma)\rangle}{\langle\Phi^{\pi}(\beta,\gamma)|\Phi^{\pi}(\beta,\gamma)\rangle} + v_{\beta}(\langle\beta\rangle-\beta)^2 + v_{\gamma}(\langle\gamma\rangle-\gamma)^2. \tag{6}$$

v_{β}, v_{γ} は十分に大きい正の定数であり、$\langle\beta\rangle, \langle\gamma\rangle$ は内部波動関数 Φ で計算した、変形パラメーター β, γ の期待値である。β, γ に特定の値 β_0, γ_0 を代入して変分計算を行うと、期待値 $\langle\beta\rangle, \langle\gamma\rangle$ が β_0, γ_0 に等しく、エネルギーが極小となる波動関数が得られる。それにより、様々な変形パラメーターで表される核の形状を持った波動関数 $\Phi^{\pi}(\beta_0, \gamma_0)$ を求めることができる [**?**]。図 4 に示すように、β を動径方向、γ を角度方向にとった $\beta-\gamma$ 平面上の $0 \leq \beta \leq 0.6, 0^{\circ} \leq \gamma \leq 60^{\circ}$ の範囲に、一辺が 0.05 の 3 角格子をとり、その格子点上の β, γ の値で拘束条件を課した。

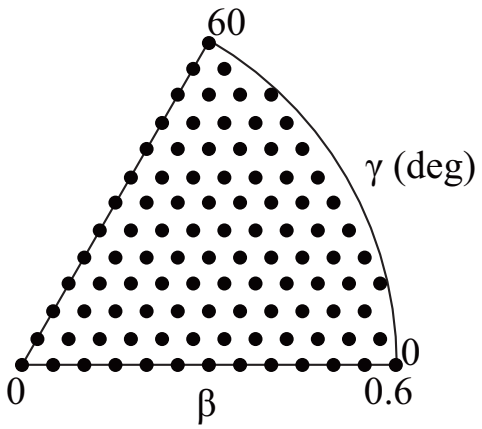


図 4: $\beta-\gamma$ 平面上に示した格子点。各格子点が示す変形パラメーターを拘束条件として、変分計算を行う。

式 (6) で示されるエネルギー期待値と拘束ポテンシャルの和 $\widetilde{E}^{\pi}$ を虚時間の時間発展を用いて最小化する。次のようなパラメーター $X_i (X_i = \boldsymbol{Z}_i, a_i, b_i)$ についての運動方程式を考える。

$$\frac{dX_i}{dt} = \mu\frac{\partial\widetilde{E}}{\partial X_i^*} \text{ and c.c.} \tag{7}$$

ここで、μ は負の実定数である。この運動方程式に従って系を時間発展させると、次のように $\widetilde{E}^{\pi}$ は単調減少する。

$$\frac{d\widetilde{E^{\pi}}}{dt} = \sum_i \left(\frac{dX_i}{dt}\frac{\partial\widetilde{E}^{\pi}}{\partial X_i} + \frac{dX_i^*}{dt}\frac{\partial\widetilde{E}^{\pi}}{\partial X_i^*}\right) = 2\mu\sum_i \left|\frac{\partial\widetilde{E}^{\pi}}{\partial X_i}\right|^2 < 0. \tag{8}$$

従って、式 (7) に従ってパラメーターを時間発展させると、系のエネルギーは与えられた変形の条件 $\langle\beta\rangle = \beta_0, \langle\gamma\rangle = \gamma_0$ の下で最小の値をとる。このようにして、任意の変形を持ち、エネルギーを最小化させる波動関数 $\Phi^{\pi}(\beta_0, \gamma_0)$ を得る。なお、実際の計算では、式 (7) の左辺を差分化することで時間発展を計算した。

2.3 4 重極変形のパラメーター

前節で導入した 4 重極変形のパラメーターの期待値 $\langle\beta\rangle, \langle\gamma\rangle$ は、4 重極変形 (楕円体に変形) した原子核の 3 つの主軸の長さ $R_i (i = x, y, z)$ を用いて、次のように定義される。

$$\sqrt{\langle x^2\rangle} = R_x = R_0[1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\langle\beta\rangle\cos(\langle\gamma\rangle + \frac{2\pi}{3})], \tag{9}$$

$$\sqrt{\langle y^2\rangle} = R_y = R_0[1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\langle\beta\rangle\cos(\langle\gamma\rangle - \frac{2\pi}{3})], \tag{10}$$

$$\sqrt{\langle z^2\rangle} = R_z = R_0[1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\langle\beta\rangle\cos\langle\gamma\rangle]. \tag{11}$$

第二項は半径 R_0 の球体からの変化の度合を表しており、β は原子核全体の変形の度合を示している。また、以下で示すように γ は楕円体の 3 軸の長さの関係を示している (図 5 参照)。$\gamma = 0^\circ$ のときは $R_x = R_y < R_z$ となり、1 つの主軸が長いラグビーボールのような形状 (プロレート変形) になる。$\gamma = 180^\circ$ のとき $R_x = R_y > R_z$ となり、1 つの主軸が短いミカンのような形状 (オブレート変形) になる。ここで注意すべきは、例えば $\gamma = 60^\circ$ のとき $R_x = R_z > R_y$ となり、軸の取り方が異なるだけで $\gamma = 180^\circ$ の場合と同じ形状になることである。楕円体における 3 つの主軸の長さの関係は $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$ の範囲で尽くされる。$\gamma = 0^\circ$ でプロレート変形、$\gamma = 60^\circ$ でオブレート変形となり、これらは回転対称軸を持つ軸対称変形を示す。$0^\circ < \gamma < 60^\circ$ の範囲では 3 軸の長さが異なる 3 軸非対称変形を示す。我々の計算では z 軸を対称軸と決め、$\gamma \leq 30^\circ$ の範囲では最も長い軸を z 軸に、$\gamma > 30^\circ$ の範囲では最も短い軸を z 軸にしている。

2.4 角運動量射影と生成座標法

変分計算の後、角運動量射影と生成座標法 (Generator Coordinate Method, GCM) を行う。変分計算によって求めた波動関数は、変形することで回転対称性を破っている (様々な角運動量の重ね合わせになっている)。そこで、角運動量射影を行うことで回転対

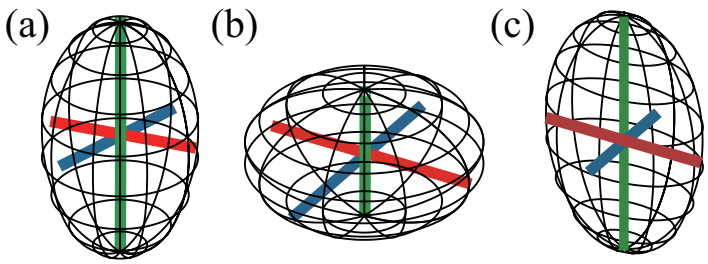


図 5: 4 重極変形した原子核の模式図。(a)$\gamma = 0°$ のプロレート変形。1 つの主軸が長いラグビーボールのような形状。(b)$\gamma = 60°$ のオブレート変形。1 つの主軸が短いミカンのような形状。(c)$0° < \gamma < 60°$ の 3 軸非対称変形。

称性を回復し、特定の角運動量の固有状態を取り出す。

$$\Phi^{J\pi}_{MK}(\beta_i, \gamma_i) = \frac{2J+1}{8\pi^2} \int \mathrm{d}\Omega D^{J*}_{MK}(\Omega) \hat{R}(\Omega) \Phi^{\pi}(\beta_i, \gamma_i). \tag{12}$$

ここで $\hat{R}(\Omega)$ は Euler 角 $\Omega = (\alpha, \beta, \gamma)$ の回転の演算子を表す。$D^{J}_{MK}(\Omega)$ は Wigner の D 関数を表し、以下のように定義される。

$$D^{J}_{MK}(\Omega) = \langle JM|\hat{R}(\Omega)|JK\rangle = \langle JM|e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z}|JK\rangle. \tag{13}$$

次に、変形パラメーター β と γ を生成座標として、角運動量射影された波動関数を重ね合わせる。

$$\Psi^{J\pi}_{M\alpha} = \sum_{iK} g^{J\pi}_{iK\alpha} \Phi^{J\pi}_{MK}(\beta_i, \gamma_i), \tag{14}$$

重ね合わせの重み $g^{J\pi}_{iK\alpha}$ が様々な値をとることで、原子核の形とそのゆらぎを記述することができる。その値は、式 (14) が Hailtonian の近似的な固有状態となるように決める。具体的には、Hill-Wheeler 方程式 [37] を解くことで求められる (Hamiltonian の対角化)。

$$\sum_{jK'} H_{iKjK'} g^{J\pi}_{jK'\alpha} = E^{J\pi}_{\alpha} \sum_{jK'} N_{iKjK'} g^{J\pi}_{jK'\alpha}, \tag{15}$$

$$H_{iKjK'} = \langle \Phi^{J\pi}_{MK}(\beta_i, \gamma_i)|\hat{H}|\Phi^{J\pi}_{MK'}(\beta_j, \gamma_j)\rangle, \tag{16}$$

$$N_{iKjK'} = \langle \Phi^{J\pi}_{MK}(\beta_i, \gamma_i)|\Phi^{J\pi}_{MK'}(\beta_j, \gamma_j)\rangle. \tag{17}$$

ここで固有値 $E^{J\pi}_{\alpha}$ は固有エネルギーである。

こうして得た波動関数を GCM 波動関数と呼ぶ。GCM 波動関数が原子核のどのような形状を表しているかを評価するために、4 重極変形パラメーター (β, γ) の関数である基底

波動関数 (式 (12)) と GCM 波動関数 (式 (14)) の重なり (collective amplitude) を計算する。

$$f_K^{J\pi}(\beta,\gamma) = \langle \Phi_{MK}^{J\pi}(\beta,\gamma) | \Psi_{M\alpha}^{J\pi} \rangle \,. \tag{18}$$

この値は、変形パラメーター β,γ に対する一種の確率と見なせるため (非直交基底のため厳密ではないが)、その最大振幅に対応する変形パラメーター β,γ が、核の平均的形状を表していると見なすことができる。また、その分布の広がりは、原子核の形状が平均的形状の周りでどれほどゆらいでいるかの目安となる。

2.5 1 粒子エネルギーと 1 粒子波動関数

Fermi 面の構造と魔法数消失の様相を調べるため、文献 [38] の手法に従って 1 粒子状態を計算した。まず、エネルギー変分によって求めた波動関数の 1 粒子波束 φ_i(式 (4)) を以下のように線形変換することで直交化する。

$$\widetilde{\varphi}_p = \frac{1}{\sqrt{\mu_p}} \sum_i c_{ip} \varphi_i. \tag{19}$$

ここで、μ_p と c_{ip} は各々重なり行列 B の固有値と固有ベクトルである。

$$\sum_j B_{ij} c_{jp} = \mu_p c_{ip}, \quad B_{ij} = \langle \varphi_i | \varphi_j \rangle. \tag{20}$$

この直交基底を用いると 1 粒子 Hamiltonian h_{pq} は次のように定義される。

$$\begin{aligned} h_{pq} = {} & \langle \widetilde{\varphi}_p | \hat{t} | \widetilde{\varphi}_q \rangle + \sum_r \langle \widetilde{\varphi}_p \widetilde{\varphi}_r | \hat{v}^{\mathrm{NN}} + \hat{v}^{\mathrm{C}} | \widetilde{\varphi}_q \widetilde{\varphi}_r - \widetilde{\varphi}_r \widetilde{\varphi}_q \rangle \\ & + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \langle \widetilde{\varphi}_r \widetilde{\varphi}_s | \widetilde{\varphi}_p^* \widetilde{\varphi}_q \frac{\delta \hat{v}^{\mathrm{NN}}}{\delta \rho} | \widetilde{\varphi}_r \widetilde{\varphi}_s - \widetilde{\varphi}_s \widetilde{\varphi}_r \rangle \,. \end{aligned} \tag{21}$$

h_{pq} を対角化することによって、1 粒子エネルギー ϵ_p と 1 粒子状態 ϕ_α を求められる。

$$\sum_q h_{pq} f_{q\alpha} = \epsilon_\alpha f_{p\alpha}, \tag{22}$$

$$\phi_\alpha = \sum_p f_{p\alpha} \tilde{\varphi}_p = \sum_i \left(\sum_p c_{ip} \frac{1}{\sqrt{\mu_p}} f_{p\alpha} \right) \varphi_i. \tag{23}$$

魔法数が消失し、核変形が起こると、図 1 に示される球形ポテンシャルでの準位とは異なった 1 粒子準位構造になると予想される。魔法数 28 が消失する場合、最外殻の中性子

は $0f_{7/2}$ 軌道ではなく $1p_{3/2}$ 軌道や $1p_{1/2}$ 軌道を占有する。従って、$1p$ 軌道の占有数も魔法数 28 消失を評価する良い基準となると考えられる。そこで、以下のように $1p$ 軌道の占有数を求めた。まず、1 粒子状態 (式 (23)) を多重極展開する。

$$\phi_i(\boldsymbol{r}) = \sum_{jlj_z} \phi_{i;jlj_z}(r)[Y_l(\hat{r}) \times \chi_{1/2}]_{jj_z}. \tag{24}$$

このうち p 波 ($l = 1$) 成分の 2 乗の積分を足しあげたものが p 軌道の占有数である。深く束縛している $0p$ 軌道の 6 個分は完全に占有されていると仮定することで、$1p$ 軌道の占有数は近似的に以下のように表される。

$$N_{1p} = \sum_{i=1}^{N} \sum_{jj_z} \int_0^\infty |r\phi_{i;j1j_z}(r)|^2 dr - 6. \tag{25}$$

2.6 電気単極、4 重極遷移強度

電気 4 重極遷移とは γ 崩壊の 1 つであり、遷移の前後で角運動量の変化 $\Delta l = 2$ を伴う。電気 4 重極遷移の演算子は陽子分布の 4 重極成分であるため、4 重極変形した状態間では強い遷移が起こる。逆に、球形状態の場合は遷移は弱い。従って、前述のように電気 4 重極遷移の換算遷移確率 $B(E2)$ は核変形を測る良い指標として用いられる。始状態 $|\Psi^{J_1}_{M_1\alpha_1}\rangle$ から終状態 $|\Psi^{J_2}_{M_2\alpha_2}\rangle$ への電気 4 重極遷移行列は、放出される γ 線の波長が、核の大きさよりも十分に大きい場合には、球面調和関数 $Y_{2\mu}$ を用いて $\langle\Psi^{J_2}_{M_2\alpha_2}|\sum_i^A r_i^2 Y_{2\mu}(\hat{r}_i)\frac{1+\tau_z}{2}|\Psi^{J_1}_{M_1\alpha_1}\rangle$ と近似的に表される。Wigner–Eckart の定理より、この行列要素は以下のように Clebsch–Gordan 係数と換算行列要素に分離できる。

$$\begin{aligned} &\langle\Psi^{J_2}_{M_2\alpha_2}|\sum_i^A r_i^2 Y_{2\mu}(\hat{r}_i)\frac{1+\tau_z}{2}|\Psi^{J_1}_{M_1\alpha_1}\rangle \\ &= \langle J_1 M_1 2\mu|J_2 M_2\rangle\langle J_2\alpha_2||\sum_i^A r_i^2 Y_2(\hat{r}_i)\frac{1+\tau_z}{2}||J_1\alpha_1\rangle. \end{aligned} \tag{26}$$

そして、電気 4 重極遷移の換算遷移確率 $B(E2; J_1\alpha_1 \to J_2\alpha_2)$ は以下のように与えられる。

$$B(E2; J_1\alpha_1 \to J_2\alpha_2) = \sum_{M_2\mu} |\langle \Psi^{J_2}_{M_2\alpha_2}| \sum_i^A r_i^2 Y_{2\mu}(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} |\Psi^{J_1}_{M_1\alpha_1}\rangle|^2 \tag{27}$$

$$= |\langle J_2\alpha_2|| \sum_i^A r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} ||J_1\alpha_1\rangle|^2 \sum_{M_2\mu} |\langle J_1 M_1 2\mu | J_2 M_2\rangle|^2$$

$$= \frac{2J_2+1}{2J_1+1} |\langle J_2\alpha_2|| \sum_i^A r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} ||J_1\alpha_1\rangle|^2.$$

また、次の関係式

$$B(E2; J_2\alpha_2 \to J_1\alpha_1) = \frac{2J_1+1}{2J_2+1} B(E2; J_1\alpha_1 \to J_2\alpha_2) \tag{28}$$

が成り立つため、$B(E2; J_2\alpha_2 \to J_1\alpha_1)$ は、以下のような簡潔な式で表せる。

$$B(E2; J_2\alpha_2 \to J_1\alpha_1) = |\langle J_2\alpha_2|| \sum_i^A r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} ||J_1\alpha_1\rangle|^2. \tag{29}$$

換算遷移行列は、生成座標法で得た Hamiltonian の固有ベクトル $g^J_{pK,\alpha}$ と変分計算で得た内部波動関数 $|\Psi_p\rangle$ から以下のように計算できる。

$$\langle J_2\alpha_2|| \sum_i^A r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} ||J_1\alpha_1\rangle \tag{30}$$

$$= \sum_{pqK_1K_2} g^{J_2*}_{qK_2,\alpha_2} \langle J_2 K_2 q|| \sum_i^A r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} ||J_1 K_1 p\rangle g^{J_1}_{pK_1,\alpha_1},$$

$$\langle J_2 K_2 q|| \sum_i^A r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} ||J_1 K_1 p\rangle \tag{31}$$

$$= \sum_{K\nu} \langle J_1 K \lambda\nu | J_2 K_2\rangle \frac{2J_1+1}{8\pi^2} \int \mathrm{d}\Omega D^{J*}_{KK_1}(\Omega) \langle \Psi_q| \sum_i^A r_i^2 Y_{2\nu}(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} \hat{R}(\Omega) |\Psi_p\rangle.$$

電気 4 重極モーメント Q も核変形を測る良い指標として用いられる。電気 4 重極モーメントは陽子の 4 重極電荷分布の大きさと符号を直接反映する量であり、以下のように定義される。

$$Q = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle \Psi^J_{J\alpha}| \sum_i^A r_i^2 Y_{20}(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} |\Psi^J_{J\alpha}\rangle. \tag{32}$$

電気 4 重極モーメントも 4 重極遷移と同様に計算することができる。

また、後述するように、単極遷移は変形状態が共存・混合している様子を調べるための良い指標となる。この行列要素も 4 重極遷移と同様に計算することができる。単極遷移は角運動量の変化を伴わない遷移であり、その遷移行列は $\langle \Psi^J_{M_2\alpha_2} | \sum_i r_i^2 | \Psi^J_{M_1\alpha_1} \rangle$ と表される。

3　結果と議論

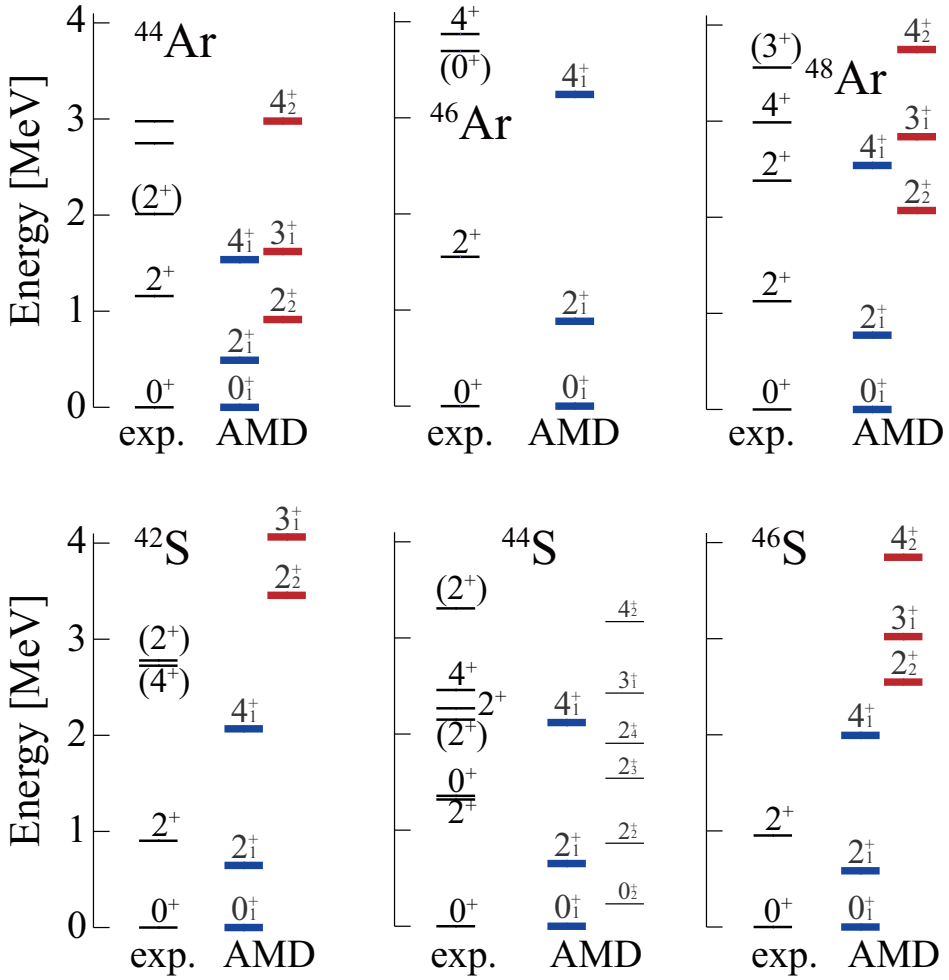


図 6: $N = 26, 28, 30$ の Ar, S 同位体における、角運動量が 4 までの正パリティの低励起状態のエネルギースペクトル [22, 23, 39, 40, 41, 42]。基底バンドに属す状態は青、2^+_2 状態から始まるサイドバンドに属する状態は赤で示す。

図 6 と図 7 は、今回の計算によって求めた $N = 26, 28, 30$ の原子核の低励起スペクトルを示している。どの核にも 1 MeV かそれ以下の低い励起エネルギーに第 1 励起状態 (2^+_1 状態) が現れており、魔法数の消失と、それに伴う核変形が起こっていることを示唆している。また、$N = 26, 30$ 核 (^{44}Ar, ^{48}Ar, ^{42}S, ^{46}S, ^{40}Si, ^{44}Si, ^{38}Mg ^{42}Mg) では、unnatural parity を持つ 3^+ 状態が低い励起エネルギーに現れている。このことは、これ

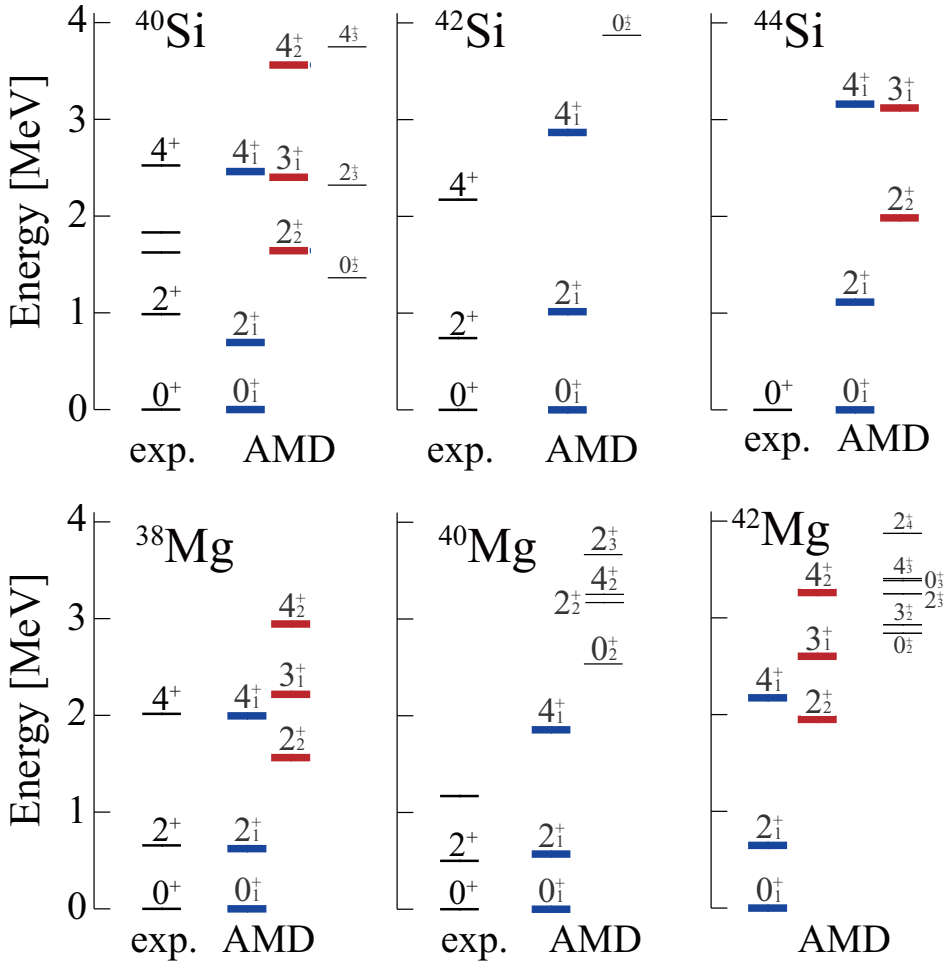


図 7: $N = 26, 28, 30$ の Si, Mg 同位体における、角運動量が 4 までの正パリティの低励起状態のエネルギースペクトル [19, 20, 43, 44]。基底バンドに属す状態は青、2_2^+ 状態から始まるサイドバンドに属する状態は赤で示す。

らの核が 3 軸非対称変形していることを示唆している。さらに、$N = 28$ 核 (^{44}S, ^{42}Si, ^{40}Mg) では、2 番目の 0^+ 状態 (0_2^+ 状態) も低いエネルギーに現れており、変形共存現象が起こっている。このように、中性子過剰な Mg, Si, S, Ar 同位体は魔法数の消失に伴って、様々な特性を示すことがわかった。そこで、3.1 節では、2_1^+ 状態の励起エネルギーなどが示す基底状態の変形を、3.2 節では、1 粒子軌道の解析からわかる Fermi 面の構造と核の形状、3 軸非対称変形を、3.3 節では、0_2^+ 状態の存在が示す $N = 28$ 核における変形共存現象を議論する。

3.1 基底状態の変形

$N = 26, 28, 30$ の中性子過剰な不安定核 (Mg, Si, S, Ar 同位体) における基底状態の変形について議論する。まず、エネルギー曲面と基底状態の collective amplitude から、それぞれの核のエネルギー的に安定な形状、基底状態の平均的な形状と形状のゆらぎを議論する。そして、中性子 $1p$ 軌道の占有数を評価することで、基底状態の変形と $N = 28$ 魔法数消失の関連を議論する。最後に、第 1 励起状態の励起エネルギー、電気 4 重極遷移確率、電気 4 重極モーメントといった基底状態の変形を示す物理量を議論する。

3.1.1 エネルギー曲面と基底状態の collective amplitude

図 8 は、$N = 26, 28, 30$ 核 (Mg, Si, S, Ar 同位体) のエネルギー期待値を、β を動径方向、γ を角度方向にとった $\beta - \gamma$ 平面上に示しており、エネルギーが変形パラメーター β, γ の関数としてどのように変化するのかを表している。ここで、各原子核のエネルギーは、変分計算で得られた波動関数 $\Phi^{\pi}(\beta, \gamma)$ を基底状態と同じ角運動量 $J^{\pi} = 0^{+}$ に射影してから求めた。この図から、どの核においても、変形の大きさを示す β が 0.2 よりも大きな領域にエネルギーの極小点があり、基底状態が変形していることがわかる。また、中性子過剰なほど (中性子数 N と陽子数 Z の差が大きくなるほど)、変形が大きくなる傾向があることがわかる。さらに、全ての核でエネルギー極小点での 3 軸非対称度を示す γ の値が、$15^{\circ} \leq \gamma \leq 45^{\circ}$ の範囲にあり、非軸対称変形を好むことがわかる (先行研究 [30, 31] も同様の指摘をしている)。例外はあるが、同位体ごとに 3 軸非対称度の傾向が異なることもわかる。つまり、Mg 同位体はプロレート変形寄りの領域 ($\gamma \leq 30^{\circ}$)、Si, Ar 同位体はオブレート変形寄りの領域 ($\gamma > 30^{\circ}$)、S 同位体は γ 方向に広い領域でエネルギーが低い。この背景には、Fermi 面の準位構造の違いが関係しており、3.2 節で後述する。

図 9 は、基底状態 ($J^{\pi} = 0_1^{+}$ 状態) の collective amplitude の 2 乗を $\beta - \gamma$ 平面上に示したものである。この amplitude が極大となる点が、それぞれの核の平均的な変形パラメーター β, γ に相当し、その広がりは、その周辺での形状のゆらぎの大きさを表している。どの核でもエネルギー曲面の極小点近傍で基底状態の collective amplitude が最大となっている。つまり、どの核も変形し、且つ非軸対称変形であることが再確認できる。また、collective amplitude が広い領域に分布している原子核がある。^{44}S はその最たる例であり、$\beta \approx 0.3, 0^{\circ} \leq \gamma \leq 60^{\circ}$ の領域に広がっており、形状のゆらぎが非常に大きいことを示している。こうした現象を大振幅集団運動 (Large Amplitude Collective Motion) と呼ぶ。これに関しては 3.3 節で議論する。

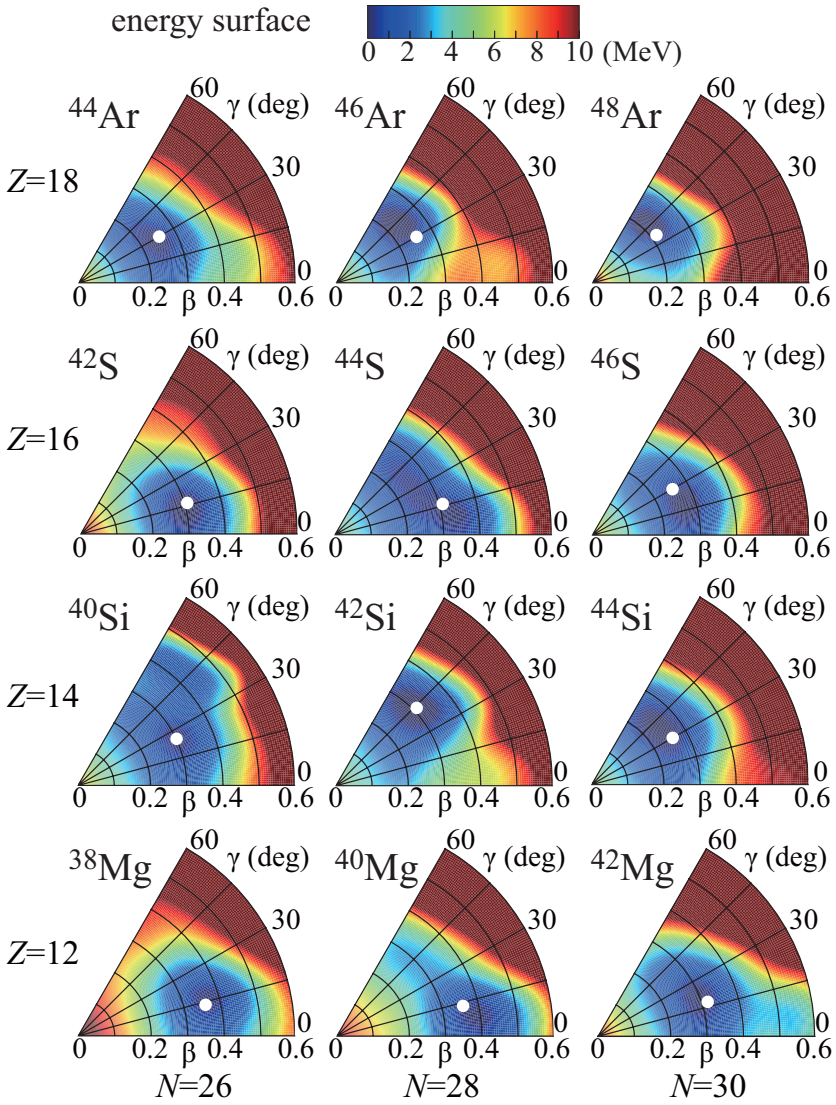


図 8: $\beta - \gamma$ 平面上に示した、エネルギー変分によって求めた様々な 4 重極変形パラメーター β, γ を持つ波動関数を $J^\pi = 0^+$ 状態に射影した後の $N = 26, 28, 30$ 核 (Mg, Si, S, Ar 同位体) のエネルギー曲面。カラープロットは最小値を基準とした相対エネルギーを示す。白丸と中抜きの白丸はそれぞれ極小値と local minimum を示す。

3.1.2 中性子 $1p$ 軌道の占有数

図 9 に示された白線は、式 (24), (25) で示した方法で見積もった $1p$ 軌道を占有する中性子の数を示している。魔法数 28 が成立していれば、この占有数は $N = 26, 28$ 核では 0 に、$N = 30$ 核では 2 になるべきである。collective amplitude が分布する領域を見ると、

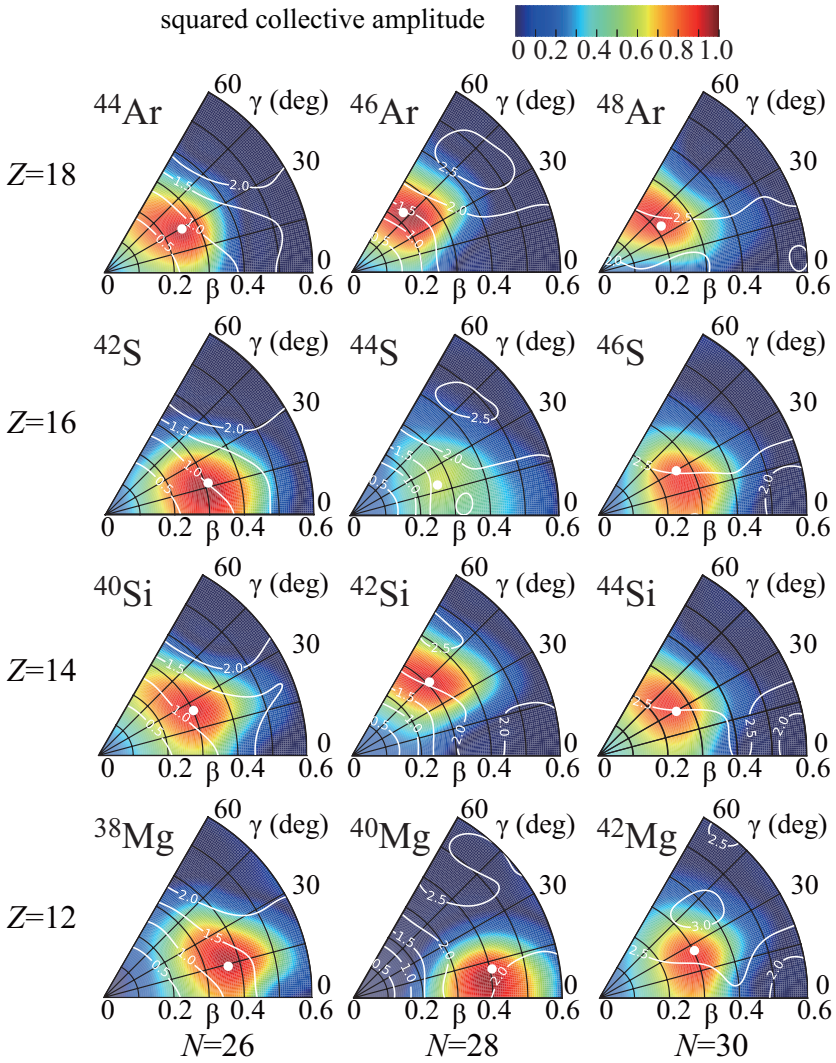


図 9: $\beta-\gamma$ 平面上に示した基底状態 ($J^\pi = 0^+_1$ 状態) の collective amplitude の 2 乗。Amplitude が極大となる点 (白丸) が、各々の核の平均的な変形パラメーター β, γ に相当し、その広がりは、その周りでの形状のゆらぎの程度を表している。白の等高線は、式 25 で示した方法で見積もった中性子 $1p$ 軌道の占有数を示す。

おおよその占有数はこれらの値より大きくなっている。つまり、魔法数 28 が消失することで、$0f_{7/2}$ 軌道と $1p_{3/2}$ 軌道のエネルギーギャップが小さくなる、あるいは軌道の逆転が起こり、$1p_{3/2}$ 軌道を複数の中性子が占有していることがわかる。

これをわかりやすくするために、collective amplitude の極大点 (基底状態の平均的な形状) での $1p$ 軌道の占有数をまとめたものが図 10 である。これを見ると、中性子数が多くなるほど、また陽子数が少なくなるほど占有数が大きくなっており、変形度 β の増加と

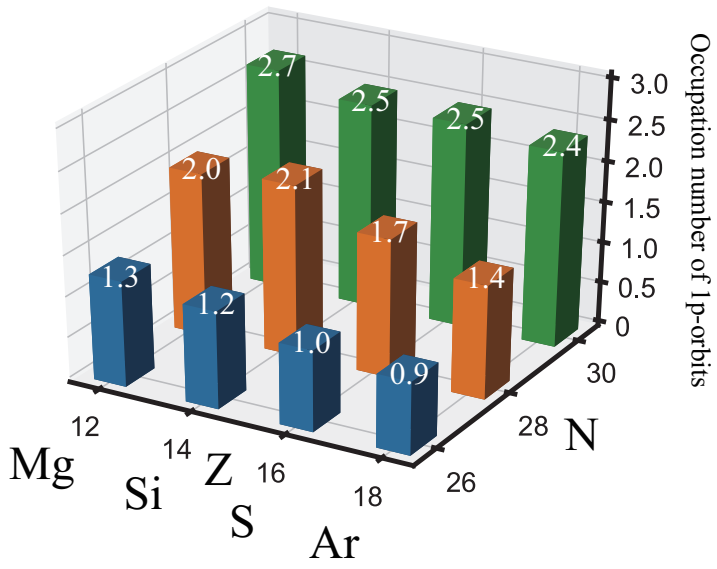


図 10: $N = 26, 28, 30$ 核の基底状態における collective amplitude の極大点 (平均的な形状) での中性子 $1p$ 軌道の占有数。

よく対応している。つまり、魔法数 28 が消失することで $1p$ 軌道の占有数が増加し、その結果として 4 重極相関が誘発されて、変形が増大していることを裏付けている。

また、中性子過剰になるにつれ、徐々に占有数が大きくなっており、$N = 28$ 魔法数が消失する明確な境界が無いことを示唆していることは興味深い。これは、$Z = 13$ と $N = 19$ に明確な境界が見られる $N = 20$ 魔法数の消失とは対照的である [45, 46, 47, 48]。この原因は魔法数の起源にあると考えられる。魔法数 28 はスピン軌道相互作用によって pf 殻内で現れ、エネルギーギャップを成す $1p_{3/2}$ 軌道と $0f_{7/2}$ 軌道のパリティは同じである。原子核が球形でなくなると軌道角運動量は良い量子数ではなくなり、パリティが同じ p 波と f 波は混合するため、変形が大きくなるだけで $1p$ 軌道の占有数が多くなる。従って、魔法数 28 が消失する領域を明確に示すことは難しい。一方で、魔法数 20 の消失は sd 殻の準位と pf 殻の準位の逆転によって現れ、ギャップを成す軌道のパリティは互いに異なる。そのため、変形度が大きくなっても準位の逆転が起こらない限り、pf 殻の準位の占有は起こらず、魔法数は消失しない。これが、$N = 20$ 魔法数が消失する境界が明確である理由である。このように、$N = 20$ 魔法数と $N = 28$ 魔法数とでは、魔法数消失の機構に違いがある。なお、ここで述べた $N = 28$ 魔法数の特徴から、魔法数消失の機構には 2 種類あることが言えるが、これは 3.2 節で後述する。

表 2: $N = 26, 28, 30$ の Mg, Si, S, Ar 同位体における 2_1^+ 状態の励起エネルギー $E(2_1^+)$ [MeV]、0_1^+ 状態 (基底状態)-2_1^+ 状態間の電気 4 重極の換算遷移確率 $B(E2; 0_1^+ \to 2_1^+)[e^2\mathrm{fm}^4]$、$2_1^+$ 状態の電気 4 重極モーメント $Q(2_1^+)[e\mathrm{fm}^2]$。実験値は文献 [19, 20, 22, 23, 24, 25, 26, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 49, 50, 51, 52] を参照した。

	$E(2_1^+)$		$B(E2)$			$Q(2_1^+)$	
	AMD	exp.	AMD	exp.		AMD	exp.
^{44}Ar	0.49	1.158	231	378^{+34}_{-55}		-7.0	-8.3^{+3}_{-3}
^{46}Ar	0.88	1.554	334	216^{+22}_{-22} [26]	570^{+335}_{-160} [52]	16.8	
^{48}Ar	0.77	1.038	346	346^{+55}_{-55}		15.8	
^{42}S	0.65	0.903	406	397^{+63}_{-63}		-18.4	
^{44}S	0.65	1.319	383	314^{+88}_{-88} [24]	221^{+28}_{-28} [25]	-18.0	
^{46}S	0.59	0.952	359			-18.1	
^{40}Si	0.69	0.986	209			-10.3	
^{42}Si	1.01	0.742	365			17.3	
^{44}Si	1.11		221			2.1	
^{38}Mg	0.62	0.656	440			-18.5	
^{40}Mg	0.57	0.5	486			-20.1	
^{42}Mg	0.65		341			-16.3	

3.1.3 基底状態の変形を示す物理量

ここでは、基底状態の変形を強く反映する観測量として、第 1 励起状態 ($J^\pi = 2_1^+$ 状態) の励起エネルギー、基底状態 ($J^\pi = 0_1^+$ 状態) から第 1 励起状態への電気 4 重極遷移確率 $B(E2; 0_1^+ \to 2_1^+)$、電気 4 重極モーメントを既存の実験値と比較しながら議論する (表 2 参照)。

第 1 励起状態の励起エネルギー

魔法数が消失すると、Fermi 面にある核子が励起しやすくなるため、第 1 励起状態 ($J^\pi = 2_1^+$ 状態) の励起エネルギーは低くなる。さらに、魔法数の消失によって核変形が起こると、2^+ 状態への励起は原子核の回転によって起こる。この回転励起のエネルギーは、核の慣性モーメントが大きいほど低くなる。AMD による計算値は、ほぼ

全ての核で 1 MeV 程度からそれ以下になっている。$N = 28$ 魔法数が成立している $^{48}\mathrm{Ca}(Z = 20, N = 28)$ の 2_1^+ 状態のエネルギー (約 4 MeV)[21] よりも極端に小さくなっており、核変形の効果が強く現れている。

一方、実験値も 1.5 MeV からそれ以下となっており、核変形が起こっていることを裏付けている。ただし、AMD の結果は Si, S, Ar 同位体の実験値をやや過小評価する傾向がある。その原因は次のように考えられる。

現実の核では、$J^\pi = 0^+$ の基底状態では対相関 (BCS 状態) により、余分に束縛エネルギーを獲得する。一方で、第 1 励起状態では対相関は弱い。今回の AMD による計算では、この対相関の記述が不十分である。そのため、基底状態の束縛エネルギーだけ過大評価してしまう。その結果、第 1 励起状態の励起エネルギーを低く見積もってしまう。実際に、励起スペクトル (図 6, 7 参照) でもそのことが確認でき、0_1^+ 状態のエネルギーが 0.5 MeV 程度下がれば、多くの核で実験との整合性が改善することが見てとれる。なお、全束縛エネルギーは 300 MeV から 400 MeV 程度であることを考えると、500 keV のオーダーの違いは全エネルギーの 0.1% 程度であり、AMD の計算は十分に精度が良いことを指摘しておく。

電気 4 重極遷移確率

電気 4 重極遷移とは、遷移の前後で角運動量の変化 $\Delta l = 2$ を伴う γ 崩壊であり、以下のように与えられる、陽子分布の 4 重極変形した成分の大きさを反映する量である。

$$B(E2; J_2\alpha_2 \to J_1\alpha_1) = |\langle J_2\alpha_2 || \sum_i^Z r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} || J_1\alpha_1 \rangle|^2. \tag{33}$$

AMD による計算値は、200 $e^2\mathrm{fm}^4$ から 500 $e^2\mathrm{fm}^4$ 程度であり、$N = 28$ 魔法数が成立している $^{48}\mathrm{Ca}$ の実験値 108 $e^2\mathrm{fm}^4$ [21] よりも極めて大きく、2^+ 状態の励起エネルギーと同様に、核変形を強く示している。実験データは多くなく、誤差も大きいが、AMD の計算と矛盾しない範囲である。今後実験が進み、検証が行われることを期待している。

第 1 励起状態の電気 4 重極モーメント

電気 4 重極モーメント Q は、第 1 励起状態の波動関数を $|J = 2, J_z\rangle$ とすると

$$Q = \langle J = 2, J_z = 2 | \sum_i^Z r_i^2 Y_{20}(\hat{r}_i) \frac{1+\tau_z}{2} | J = 2, J_z = 2 \rangle \tag{34}$$

と定義される量であり、陽子の 4 重極電荷分布を直接反映する量である。また、剛体模型の近似を行うと、Q は剛体の 4 重極モーメント Q_0 と回転の効果を考慮することで、3 軸

非対称変形度 γ を用いて

$$Q = -\frac{6\cos(3\gamma)}{7\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}}Q_0 \tag{35}$$

と表されることがわかっている [54]。つまり、Q の値から、核の内部状態の形状 (Q_0) の情報を得ることができる。変形核の回転対称軸を z 軸とすると、$r^2Y_{20} \propto 2z^2 - (x^2+y^2)$ であるため、プロレート変形寄りの変形 (z 軸方向に長い変形) では Q_0 は正の値となり、オブレート変形寄りの変形 (z 軸方向に短い変形) では Q_0 は負の値となる。そのため、式 (35) から、プロレート変形寄りの変形 ($\gamma < 30°$) では Q は負の値となり、オブレート変形寄りの変形 ($\gamma > 30°$) では Q は正の値となる。

いくつかの核では剛体近似がよく成立し、エネルギー極小点近傍における γ の値と Q の符号が無矛盾である。特に、^{44}S を除く $N = 28$ 核ではその傾向が見られる。プロレート変形寄りである ^{40}Mg の Q は負の値であり、オブレート変形寄りである ^{42}Si と ^{46}Ar の Q は正の値である。一方で、^{44}S の Q は負の値であるが、$\beta-\gamma$ 平面において γ 方向に広がった領域でエネルギーが低く、collective amplitude も γ 方向に広く分布している。このことは、剛体近似が破綻し、核の形状のゆらぎが無視できないことを意味する。

他にも、$N = 26, 30$ 核の中で、核の形状と Q の符号が対応しない核 (^{40}Si, ^{44}Si, ^{46}S, ^{44}Ar) がある。これらの核は $\gamma = 30°$ 近傍にエネルギー極小点を持ち、^{44}S と同様に、$\beta-\gamma$ 平面において、エネルギーが低い領域と collective amplitude が γ 方向に広がっており、プロレート変形寄りかオブレート変形寄りかの区別ができないことがわかる。それにも関わらず、AMD による ^{44}Ar の Q の計算値は、実験値とよく一致していることは興味深い。Q の符号を見ると、^{44}Ar の形状はプロレート変形であるかのように思われるが、collective amplitude を見ると、3 軸非対称性が大きいことがわかる。そこで、^{44}Ar の形状の 3 軸非対称性を検証するため、次のような計算を行った。2.4 節で説明した生成座標法を行う際に、軸対称な形状 ($\gamma = 0°, 60°$) を持つ波動関数のみを重ね合わせて、Hamiltonian の固有状態を近似的に得る。こうして得られた波動関数で Q を計算した結果、その値は 11.5 e fm^2 となり、実験値と矛盾する。一方で、3 軸非対称変形した波動関数も基底として用いて得た結果は一致することから、^{44}Ar の形状には 3 軸非対称性があることを裏付けていると言える。なお、この結果は、文献 [50] で行われた分析結果とも一致する。

3.2 Fermi 面の構造と核の形状、3 軸非対称変形

原子核のエネルギーは、大まかには、核の体積や表面積で決まる巨視的エネルギーと、魔法数に代表される、核子の Fermi 面構造で決まる殻補正とに分けられる。どちらも核の形状に依存しているため、巨視的エネルギーと殻補正とが最小となるように、核の形状が決まっていると言える。例えば、特定の形状でエネルギーが低くなるのであれば、その形が基底状態となる。一方で、エネルギーがあまり形状によらず、変化しないのであれば、基底状態は特定の形状に留まることなく、ゆらぎが大きくなる。ここでは、2.5 節で説明した方法で核子の Fermi 面構造を求め、それを基に核変形と魔法数消失の関係、同位体ごとの変形の傾向、3 軸非対称変形について議論する。

3.2.1 核変形と中性子魔法数の消失

図 11 は、4 重極変形パラメーター β, γ を変数とした、$N = 30$ 核における Fermi 面近傍の中性子の 1 粒子準位を示す。左のパネルは、プロレート変形 ($\gamma = 0°$) した場合の準位を変形度 β を変数として示している。対して右のパネルは、オブレート変形 ($\gamma = 60°$) した場合の準位を変形度 β を変数として示している。そして、中央のパネルは、3 軸非対称変形した場合の準位を、変形度 β を特定の値に固定 (^{48}Ar では $\beta = 0.22$, ^{46}S と ^{44}Si とでは $\beta = 0.30$, ^{42}Mg では $\beta = 0.40$) し、3 軸非対称変形度 γ を変数として示している。中性子数 28 の大きなエネルギーギャップが現れている領域には、「28」という数字を示している。この図で示されているように、4 重極変形によって、角運動量の磁気量子数についての準位の縮退が解け、準位は 4 重極変形パラメーターの関数として変化する。なお、この図は $N = 30$ 核について計算した結果を示しているが、$N = 26, 28$ 核も定性的には同様の準位構造をしていることを述べておく。また、文献 [53] で示された 1 粒子準位の結果とも定性的には同様の構造を示している。

球形 ($\beta = 0$) の場合のエネルギーギャップ ($0f_{7/2}$ 軌道と $1p_{3/2}$ 軌道のエネルギー差) の大きさは、陽子数が少なく、中性子過剰になるほど小さくなる傾向がある。具体的に $N = 30$ 核では、^{48}Ar, ^{46}S, ^{44}Si, ^{42}Mg でそれぞれ 4.0, 3.5, 3.4, 2.8 MeV と減少してゆく。後述するように、この違いに依存して、プロレート変形した場合に準位の逆転が起こる変形度が異なる。

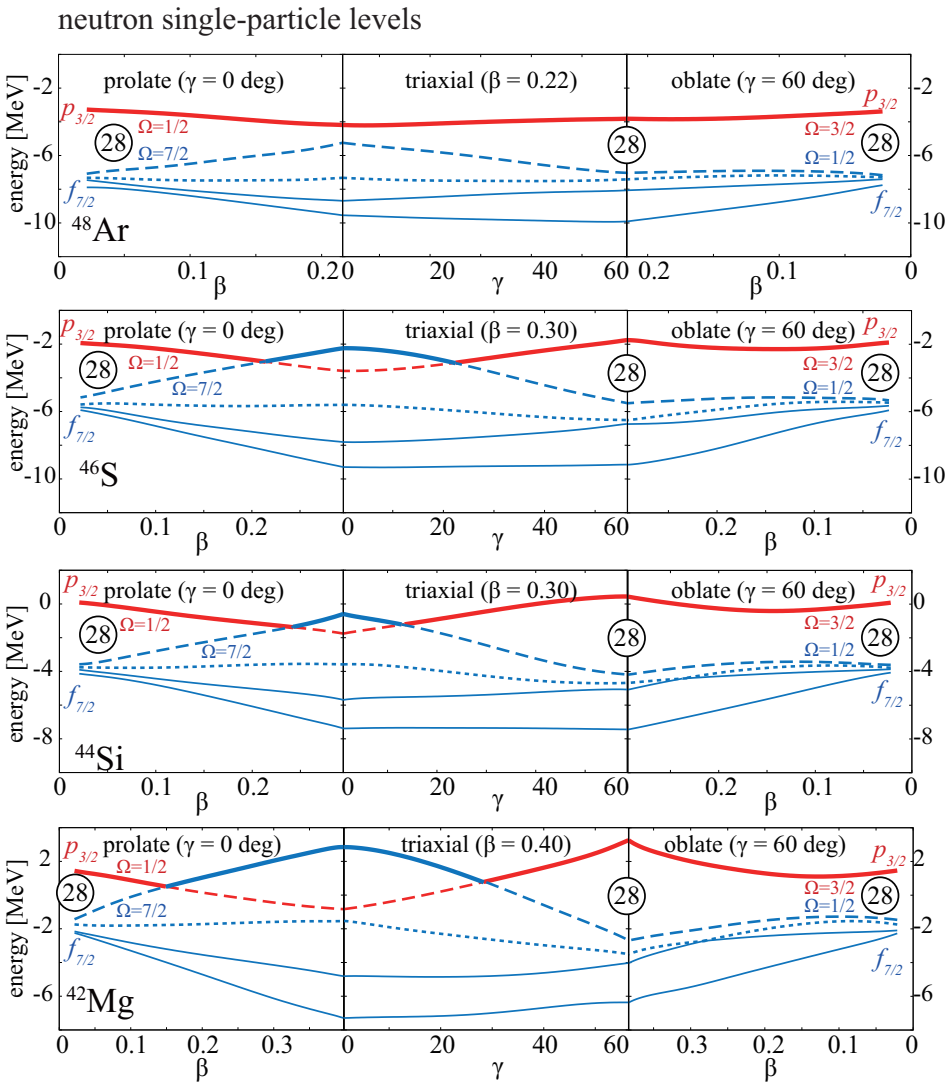


図 11: 4 重極変形パラメーター β, γ を変数とした、$N = 30$ 核における Fermi 面近傍の中性子の 1 粒子準位。左右のパネルは、それぞれプロレート変形 ($\gamma = 0°$)、オブレート変形 ($\gamma = 60°$) した場合の準位を、変形度 β を変数として示している。中央のパネルは、3 軸非対称変形した場合の準位を、変形度 β を特定の値に固定 (^{48}Ar では $\beta = 0.22$, ^{46}S と ^{44}Si とでは $\beta = 0.30$, ^{42}Mg では $\beta = 0.40$) し、3 軸非対称変形度 γ を変数として示している。それぞれの同位体で、collective amplitude が大きな領域を参照するように、固定する β の値を決めている。点線、破線、太線はそれぞれ $N = 26, 28, 30$ 核において、占有されている準位の中で最もエネルギーの高いものを示している。エネルギーギャップを構成する準位 (破線、太線) には、角運動量の z 成分 Ω の値を示している。中性子数 28 の大きなエネルギーギャップが現れている領域には、「28」という数字を示している。

プロレート変形の場合の準位構造

まず、左のパネルに示された、球形からプロレート変形に変わる場合の準位構造の変化を見る。ここでは、魔法数 28 の明らかな消失が起こることがわかる。プロレート変形すると、$0f_{7/2}$ 軌道の縮退が解けて現れた 4 つの軌道のうち、角運動量の z 成分 $\Omega = 7/2$ を持つ軌道のエネルギーが高くなる。一方で、$1p_{3/2}$ 軌道のうち、$\Omega = 1/2$ の軌道のエネルギーは低くなる。そのため、プロレート変形が大きくなると、エネルギーギャップを構成していた $0f_{7/2}$ 由来の軌道と $1p_{3/2}$ 由来の軌道が近づき、やがて逆転する。このように準位が逆転していることから、プロレート変形が大きくなると魔法数 28 が消失すると言える。なお、この逆転が起こる変形度は陽子数によって異なる。^{48}Ar, ^{46}S, ^{44}Si, ^{42}Mg では、それぞれ $\beta = 0.27, 0.22, 0.24, 0.15$ で逆転が起こり、中性子過剰な核ほど小さな変形度で逆転する傾向がある。この原因は、球形の場合のエネルギーギャップの大きさにある。例えば ^{42}Mg では、球形の場合に 2.8 MeV しかエネルギー差がないため、少し変形しただけで準位の逆転が起こる。

オブレート変形の場合の準位構造

次に、右のパネルに示された、球形からオブレート変形に変わる場合の準位構造の変化を見る。オブレート変形が大きくなっても、$0f_{7/2}$ 由来の $\Omega = 1/2$ の軌道と $1p_{3/2}$ 由来の $\Omega = 3/2$ の軌道による中性子数 28 でのエネルギー差は、球形の場合のエネルギーギャップの大きさとほぼ変わらない。従って、オブレート変形した場合には、Fermi 面の $N = 28$ のエネルギーギャップは消滅しない。しかし、全ての価中性子が f 軌道 ($l = 3$) を占有するわけではない。オブレート変形して球対称性が破れることで、1 粒子の軌道角運動量は良い量子数ではなくなる。オブレート変形の場合、$N = 28$ のエネルギーギャップを構成する軌道 (図 11) は $\Omega = 1/2$ と $\Omega = 3/2$ であるので、f 波 ($l = 3$) と p 波 ($l = 1$) の混合が起こる。例えば、オブレート変形 ($\beta = 0.3, \gamma = 60°$) した ^{44}Si の場合には、$0f_{7/2}$ 由来の $\Omega = 1/2, 3/2$ の準位 (図中の破線と点線) では、f 波が約 40%, p 波が約 50% 混合し、$1p_{3/2}$ 由来の $\Omega = 3/2$ の準位 (図中の太線) では、f 波が約 60%, p 波が約 30% 混合している。このように、準位の逆転が起こらなくても、魔法数 28 は消失する。その結果、^{44}Si の $1p$ 軌道の占有数は、図 10 で示したように 2 よりも大きくなる。このように、オブレート変形の場合には、1 粒子準位の逆転が無くとも、価中性子が $1p$ 軌道を占有するため、プロレート変形とは異なった機構で魔法数が消失すると言える。なお、プロレート変形の場合には、$0f_{7/2}$ 軌道から派生する軌道 (図中の青破線) は $\Omega = 7/2$ であるため、p 波 ($\Omega = 1/2$ or $3/2$) の混合は起こらない。また、エネルギーギャップを構成する軌道のパリティが互いに異なる魔法数 20 では、異なる軌道角運動量を持つ軌道の混合が起こら

ないため、こういった機構の魔法数消失は全く起こらない。従って、オブレート変形した ^{42}Si などで起こっている 1 粒子準位の逆転を伴わない魔法数の消失は、スピン軌道相互作用によって現れる魔法数特有の現象であると言える。

3 軸非対称変形の場合の準位構造

最後に、中央のパネルに示された、プロレート変形からオブレート変形に変わる場合の準位構造の変化を見る。プロレート変形 ($\gamma = 0°$) では、^{48}Ar を除いて、$0f_{7/2}$ 由来の $\Omega = 7/2$ の軌道と $1p_{3/2}$ 由来の $\Omega = 1/2$ の軌道の逆転が起こっているが、3 軸非対称変形度 γ が大きくなると、それらの軌道は近づいて再び逆転し、$0f_{7/2}$ 由来の軌道が下に、$1p_{3/2}$ 由来の軌道が上になり、エネルギー差が広がっていく。ここで注意すべきは、3 軸非対称変形では、角運動量の z 成分 Ω の混合も起こることである。やがて、オブレート変形 ($\gamma = 60°$) になると、$N = 28$ のエネルギーギャップを作る $0f_{7/2}$ 由来の軌道は $\Omega = 1/2$ の軌道に、$1p_{3/2}$ 由来の軌道は $\Omega = 3/2$ の軌道に連続的に繋がる。

$N = 26, 28, 30$ 核の準位構造の特徴

以上で述べた 4 重極変形による準位構造の変化を踏まえ、$N = 26, 28, 30$ 核の Fermi 準位と、予想される変形の傾向を説明する。

まず、$N = 30$ 核の Fermi 準位 (図中の太線) に着目する。^{48}Ar では、変形パラメーター β, γ に関わらず、Fermi 準位はほぼ一定である。しかし、陽子数が少ない核 (^{46}S, ^{44}Si, ^{42}Mg) では、Fermi 準位の変形依存性が現れる。これは、プロレート変形では $N = 28$ のエネルギーギャップを作る準位の逆転が起こるためである。そのため、^{46}S, ^{44}Si, ^{42}Mg における Fermi 準位は、変形パラメーターの変化に対して起伏のある構造をとる。特に、^{42}Mg ではその起伏が大きく、$\gamma = 30°$ 近傍で Fermi 準位のエネルギーが低くなっている。このことから、^{42}Mg は 3 軸非対称変形を好むと予想される。

次に、$N = 28$ 核の Fermi 準位 (図中の破線) に着目する。Fermi 準位は、$N = 30$ 核よりも強く変形に依存しており、どの核もオブレート変形で Fermi 準位のエネルギーが低下している。これは、$N = 28$ 核はオブレート変形を好む傾向があることを示唆している。また、$N = 30$ 核と同様に、変形依存性は陽子数が減少するにつれて強くなる。^{40}Mg では、プロレート変形で逆転した準位間のエネルギー差が大きくなっており、プロレート変形でも Fermi 準位のエネルギーが低くなっている。このことから、^{40}Mg はプロレート変形とオブレート変形の両方を好むと予想される。

最後に、$N = 26$ 核の Fermi 準位 (図中の点線) に着目する。$N = 26$ 核の Fermi 準位は、$N = 28$ のエネルギーギャップを作る準位よりも深く束縛しており、変形依存性は弱

い。Fermi 準位は変形に対して平坦、またはオブレート変形でやや低くなっている。従って、$N = 26$ 核は、特に特定の変形を好むことはない、またはオブレート変形を好むと予想される。

3.2.2 変形の傾向

殻補正のエネルギーは 3.2 節で説明した中性子の Fermi 面構造と陽子の Fermi 面構造とで決まる。従って、前節の中性子軌道の議論と併せて、陽子の Fermi 面構造を見れば、変形の傾向をある程度理解できる。

図 12 は、4 重極変形パラメーター β, γ を変数とした、$N = 30$ 核における Fermi 面近傍の陽子の 1 粒子準位を示す。この図の各パネルの意味は図 11 と同様であり、左右のパネルは、それぞれプロレート変形 ($\gamma = 0°$)、オブレート変形 ($\gamma = 60°$) した場合の準位を変形度 β を変数として示している。そして、中央のパネルは、3 軸非対称変形した場合の準位を 3 軸非対称変形度 γ を変数として示している。また、陽子数 14 の大きなエネルギーギャップが現れている領域には、「14」という数字を示している。

^{44}Si と ^{48}Ar とではオブレート変形で Fermi 準位のエネルギーが低下しており、Si, Ar 同位体はオブレート変形を好むことを示唆している。これは、3.1.1 節で述べた Si, Ar 同位体の変形の傾向と一致している。一方で、^{46}S ではプロレート変形で Fermi 準位のエネルギーが低くなっており、S 同位体はプロレート変形を好むことを示唆している。また、^{42}Mg では Fermi 準位の変形の依存性は低く、変形に対して平坦になっており、これだけでは Mg 同位体における変形の傾向はわからない。

ここでは、中性子と陽子の Fermi 面構造を併せて考えて、変形の傾向が理解できる例をいくつか説明する。$N = 28$ 核である ^{42}Si と ^{46}Ar では、陽子と中性子の Fermi 面構造の傾向が協同的に働き、オブレート変形を引き起こすと理解できる。一方で、^{44}S では、陽子と中性子 Fermi 面構造の傾向は互いに異なる。陽子側のプロレート変形を好む傾向と中性子側のオブレート変形を好む傾向が競合した結果、3.1.1 節で述べたように、^{44}S の形状のゆらぎは大きくなると理解できる。また、^{42}Mg では中性子による傾向が強く現れると考えられる。陽子の Fermi 準位の変形依存性は低いが、中性子の Fermi 準位は $\gamma = 30°$ 近傍で低下しているため、3 軸非対称な変形をすると理解できる。他、中性子の Fermi 準位が変形に対して平坦な $N = 26, 30$ 核は、中性子側はプロレート変形もオブレート変形も特に好まないため、$\beta - \gamma$ 平面において γ 方向に広い領域でエネルギーが低くなり、3 軸非対称性を持つと予想される。

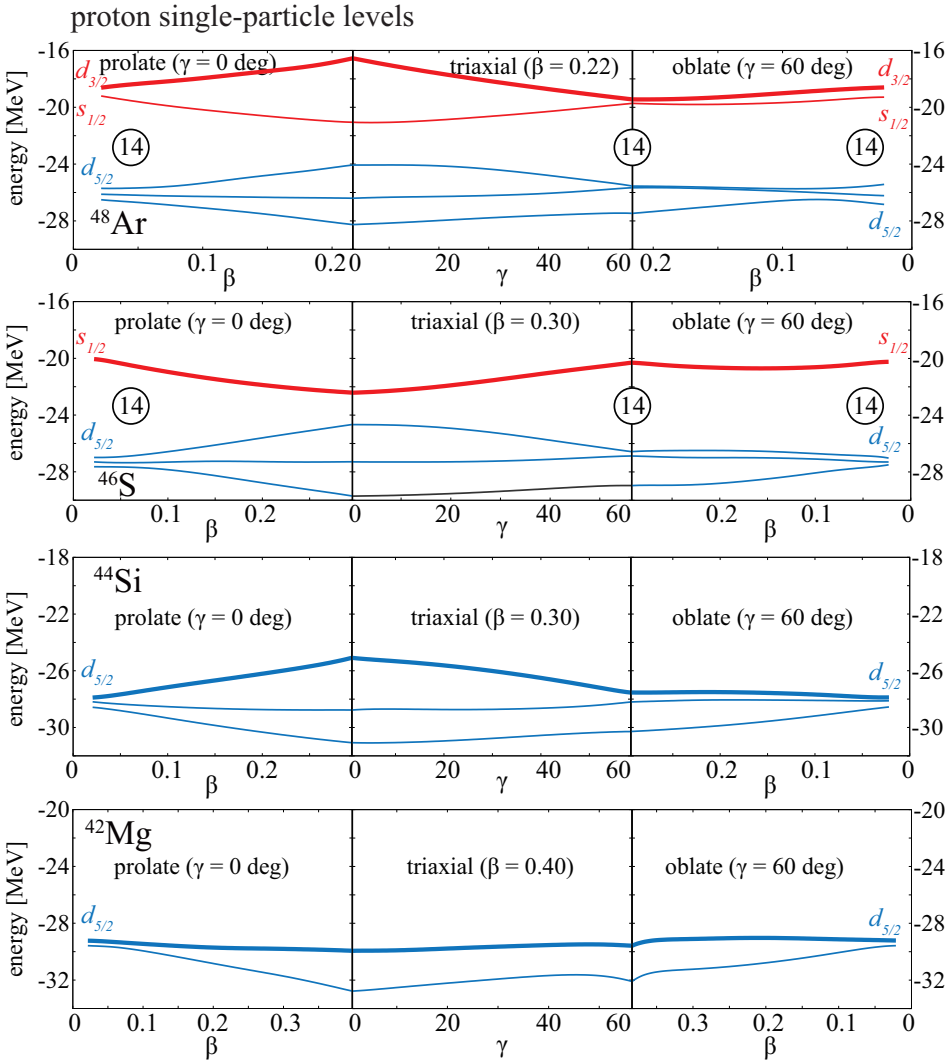


図 12: 4 重極変形パラメーター β, γ を変数とした、$N = 30$ 核における Fermi 面近傍の陽子の 1 粒子準位。左右のパネルは、それぞれプロレート変形 ($\gamma = 0°$)、オブレート変形 ($\gamma = 60°$) した場合の準位を、変形度 β を変数として示している。中央のパネルは、3 軸非対称変形した場合の準位を、変形度 β を特定の値に固定 (^{48}Ar では $\beta = 0.22$, ^{46}S と ^{44}Si とでは $\beta = 0.30$, ^{42}Mg では $\beta = 0.40$) し、3 軸非対称変形度 γ を変数として示している。それぞれの同位体で、collective amplitude が大きな領域を参照するように固定する β の値を決めている。太線は占有されている準位の中で最もエネルギーの高いものを示している。陽子数 14 の大きなエネルギーギャップが現れている領域には、「14」という数字を示している。

3.2.3　3 軸非対称変形

ここでは、3 軸非対称変形の検証を行う。前節で述べたように、$N = 26, 30$ 核において中性子側は軸対称変形のプロレート変形もオブレート変形も特に好むわけではない。また、図 8 の中性子の Fermi 面構造は、$\beta - \gamma$ 平面において γ 方向に広い領域で $N = 26, 30$ 核のエネルギーが低い傾向にあり、3 軸非対称変形がエネルギー的に安定な変形であることを示している。さらに、図 9 の陽子の Fermi 面構造は、多くの $N = 26, 30$ 核の平均的な形状が $\gamma \approx 30^\circ$ の 3 軸非対称変形であることを示している。それに加えて、3.1.3 節で述べたように、3 軸非対称変形を考慮した ^{44}Ar の電気 4 重極モーメント計算値は実験値と無矛盾であり、^{44}Ar の 3 軸非対称性を裏付けている。そこで、以下に 3 軸非対称性を反映する物理量 (2_2^+ 状態と 3^+ 状態の励起エネルギー) の議論を行う。

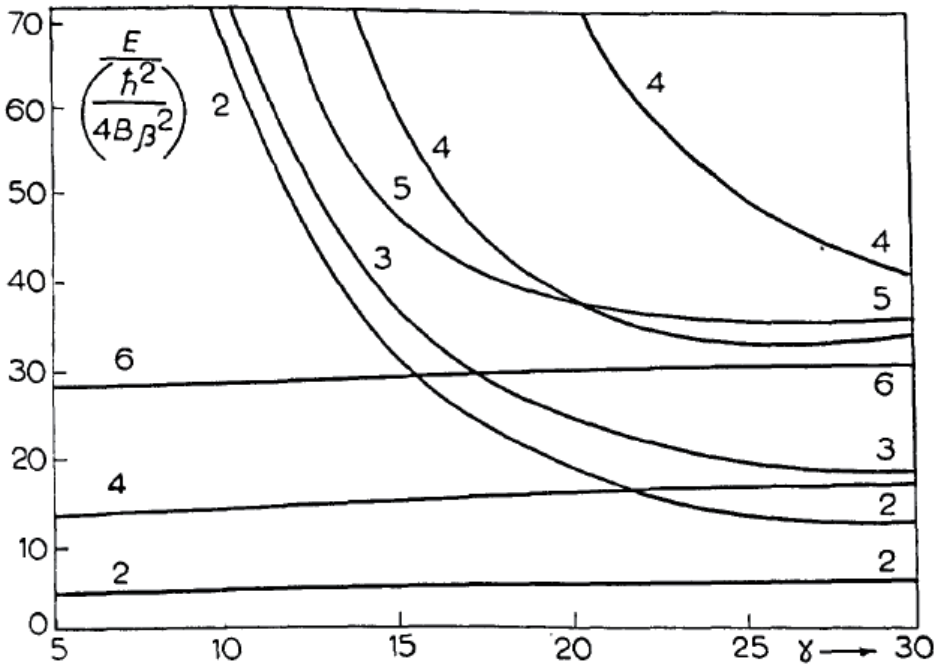


図 13: 3 軸非対称変形度 γ による、無次元化した励起エネルギーの変化 [54]。各曲線に添えた数字はその状態のスピンを示す。なお、ここで示したエネルギーは $\gamma = 30^\circ$ で対称な γ 依存性を持つため、$30^\circ < \gamma \leq 60^\circ$ の範囲は割愛されている。

偶偶核 (陽子数と中性子数が共に偶数の核) を 3 軸非対称変形した剛体と見なす模型によると [54]、3 軸非対称変形した核では、基底バンドに属する $0^+, 2_1^+, ...$ 状態の他に、基底状態と同じ形状を持つ $2_2^+, 3^+, ...$ 状態が現れる (図 13 参照)。これらの $2_1^+, 2_2^+, 3^+$ 状態

のエネルギー $\epsilon(2_1^+), \epsilon(2_2^+), \epsilon(3^+)$(無次元されている) は次式で与えられ、特に、$2_2^+$ 状態と 3^+ 状態のエネルギーは 3 軸非対称度 γ の値に強く依存する。

$$\epsilon(2_1^+) = \frac{9(1-\sqrt{1-\frac{8}{9}\sin^2(3\gamma)})}{\sin^2(3\gamma)}, \tag{36}$$

$$\epsilon(2_2^+) = \frac{9(1-\sqrt{1+\frac{8}{9}\sin^2(3\gamma)})}{\sin^2(3\gamma)}, \tag{37}$$

$$\epsilon(3^+) = \frac{18}{\sin^2(3\gamma)}. \tag{38}$$

そのため、2_2^+ 状態と 3^+ 状態が低エネルギーに現れることが 3 軸非対称変形の証拠の 1 つとなる。実際に、$N = 26$ 核である ^{42}S と ^{44}Ar では、2_2^+ 状態の候補となる状態が観測されており、3 軸非対称変形の可能性が指摘されている [40, 50]。また、$N = 30$ 核である ^{48}Ar では、2_2^+ 状態だけでなく 3^+ 状態の候補となる状態も観測されており、同様に 3 軸非対称変形が指摘されている [41]。

図 14 に示した今回の計算による $N = 26, 30$ 核のスペクトルでは、基底バンド ($0_1^+, 2_1^+, 4_1^+$ 状態) の他に、2_2^+ 状態、3_1^+ 状態が低エネルギーに現れることを示している。さらに、図 15 が示すように、2_2^+ 状態の collective amplitude は基底状態とほぼ同じ変形度で極大値を持つ。つまり、2_2^+ 状態は基底状態とほぼ同じ平均的な形状をしている。これらの結果は、3 軸非対称変形した剛体の模型が $N = 26, 30$ 核では成り立つことを示している。

計算値と実験値を比較すると、既に指摘されている ^{42}S, ^{44}Ar, ^{48}Ar の他に、^{40}Si においても 2_2^+ 状態の候補となる状態が測定されている。^{40}Si では、1.6 MeV と 1.8 MeV にスピンとパリティが同定されていない状態が見つかっている [19]。我々の計算では、それらのエネルギー付近に 2_2^+ 状態が現れるため、測定された 2 つの状態は 2_2^+ 状態の候補と言える。

$N = 28$ 核である ^{44}S も、$N = 26, 30$ 核と同様に collective amplitude が γ 方向に広く分布しており、3 軸非対称変形の示唆はされている。しかし、基底状態と同様の collective amplitude の分布を示す 2_1^+ 状態以外の 2^+ 状態と 3^+ 状態は低エネルギーに現れていない。これは、^{44}S には 3 軸非対称変形した剛体模型が適用できないことを意味し、^{44}S は $N = 26, 30$ 核とは異なった性質を持つと考えられる。これについては、次節で詳しく議論する。

最後に、3 軸非対称変形の自由度が観測量に与える影響を議論する。2.4 節で説明した生成座標法を適用する際に、軸対称変形 ($\gamma = 0°, 60°$) を示す波動関数のみを基底として

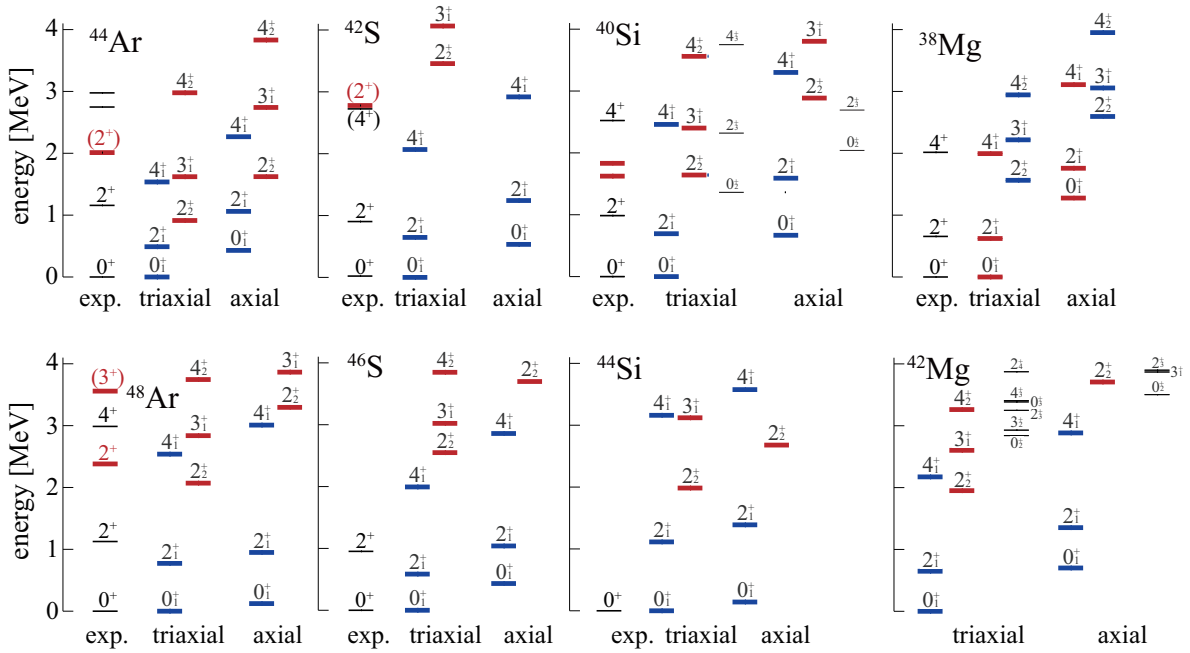


図 14: $N = 26, 30$ の Ar, S, Si, Mg 同位体における角運動量が 4 までの正パリティの低励起状態のエネルギースペクトル [19, 23, 39, 40, 41, 42, 43, 44]。基底バンドに属す状態は青、2_2^+ 状態から始まるサイドバンドに属する状態は赤で示す。“triaxial” は生成座標法を適用する際に 3 軸非対称変形の自由度を取り入れた結果を示し、“axial” は軸対称変形 ($\gamma = 0°, 60°$) に制限して得た結果を示す。観測された状態のうち、2_2^+ 状態と 3^+ 状態の候補となる状態は赤で表している。

重ね合わせて得た計算結果 (axial) と 3 軸非対称変形を示す波動関数も基底として重ね合わせて得た計算結果 (triaxial) の比較を行う。図 14 は $N = 26, 30$ 核における低励起スペクトルを、表 3 は $N = 26, 30$ 核における $0_1^+ - 2_1^+$ 状態間、$0_1^+ - 2_2^+$ 状態間の電気 4 重極の換算遷移確率を、“axial” と “triaxial” の結果を比べて示している。低励起スペクトルから、2_2^+ 状態から始まるバンドが 3 軸非対称変形の自由度に敏感であることを示している。このバンドに属する状態は、axial の場合の方が triaxial の場合よりもはるかにエネルギーを損する。一方で、^{38}Mg を除いて、基底バンドはそれほど 3 軸非対称変形の影響を受けていない。また、表 3 は異なるバンド間における $B(E2)$ が axial の結果と triaxial の結果とで大きく異なることを示している。^{44}Si を除いて、$0_1^+ \to 2_2^+$ の遷移は triaxial の結果より axial の結果の方がはるかに弱くなる。これらの結果は、3 軸非対称変形の自由度が、2_2^+ 状態から始まるバンドの性質に大きく影響を与えることを示している。

なお、^{40}Si の 3 軸非対称変形はテンソル力によって引き起こされるという指摘がある

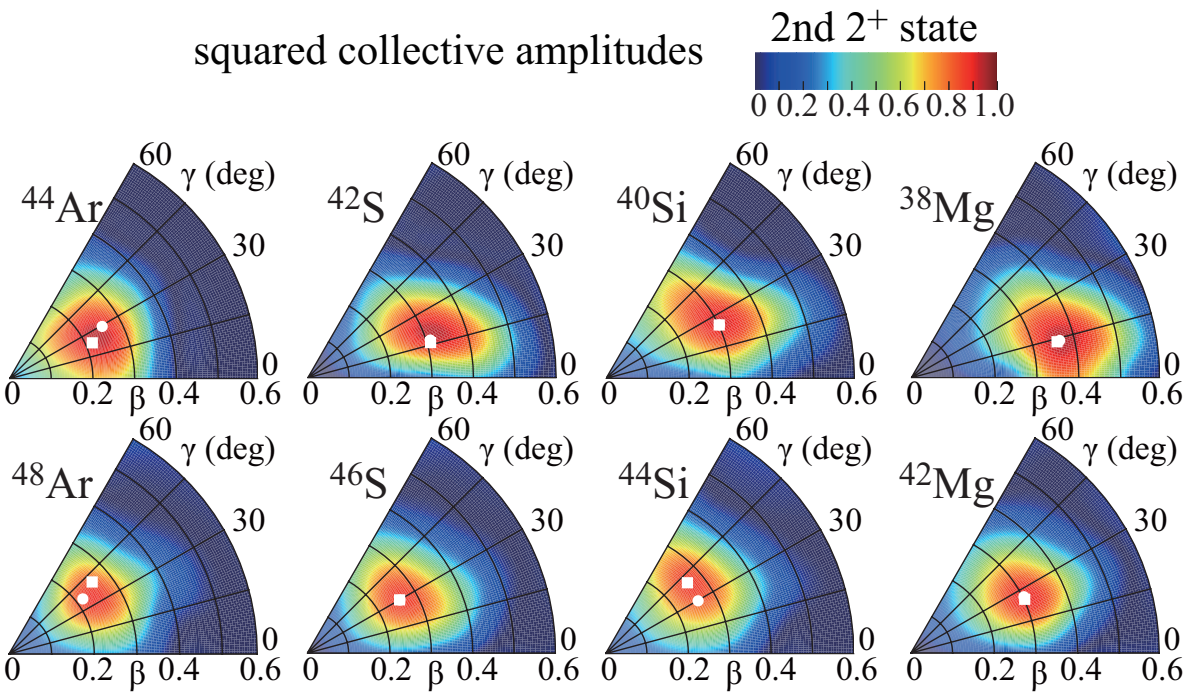


図 15: $\beta - \gamma$ 平面上に示した $N = 26, 30$ の Ar, S, Si, Mg 同位体における 2_2^+ 状態の collective amplitude の 2 乗。白丸と白四角は、それぞれ基底状態と 2_2^+ 状態における collective amplitude の極大点を示している。

[55]。テンソル力の項が含まれた有効核子間相互作用と、含まれていない有効核子間相互作用でエネルギー期待値を計算し、比較を行った結果、テンソル力の効果を取り入れた場合に、3 軸非対称変形でエネルギー極小点を持つことが示されたのである。ただし、我々が用いた有効核子間相互作用にはテンソル力の項は含まれていない。それにも関わらず、我々の計算では ^{40}Si の 3 軸非対称性が現れている。そのため、文献 [55] による主張が正しいかどうかの詳しい検証が必要である。

表 3: $N = 26, 30$ の Ar, S, Si, Mg 同位体における $0_1^+ - 2_1^+$ 状態間、$0_1^+ - 2_2^+$ 状態間の電気 4 重極の換算遷移確率 $B(E2)$。“triaxial” は生成座標法を適用する際に 3 軸非対称変形の自由度を取り入れた結果を示し、“axial” は軸対称変形 $(\gamma = 0°, 60°)$ に制限して得た結果を示す。

$B(E2)$	$0_1^+ \to 2_1^+$		$0_1^+ \to 2_2^+$	
	triaxial	axial	triaxial	axial
^{44}Ar	231	286	88	6
^{48}Ar	346	321	7	1
^{42}S	406	416	58	14
^{46}S	359	326	89	36
^{40}Si	209	162	90	40
^{44}Si	221	194	15	7.9
^{38}Mg	440	357	18	9.8
^{42}Mg	341	290	26	4.1

3.3 $N = 28$ 核における変形共存現象

前節で見たように、$N = 28$ 核の中性子の Fermi 面には、球形に加えて、オブレート変形で大きなエネルギーギャップが生じる。これと陽子の Fermi 面との兼ね合いで、基底状態の形状が決まる。例えば、^{42}Si における陽子の Fermi 面は、オブレート変形の場合にエネルギーが下がるため、基底状態はオブレート変形する。このとき、エネルギー的に不利となる形状は励起状態として存在する。^{42}Si では、図 16 にあるように、0_2^+ 状態として球形状態が 3.8 MeV の位置に現れる。このように大きく形状の異なる状態が、比較的低エネルギーに共存することを変形共存現象と呼ぶ。$N = 28$ 核では、魔法数の消失に伴う 4 重極相関に加え、前述の Fermi 面構造のために、変形共存が起こると期待される。そこで、$N = 28$ 核の ^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S に注目し、どのような変形共存が起こるのかを示し、変形共存の指標となる物理量について議論する。

3.3.1 ^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S での変形共存現象

図 16 は、$N = 28$ 核 (^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S) のエネルギー曲面と基底状態 (0_1^+ 状態) と 0_2^+ 状態に対する collective amplitude の 2 乗を示している。図 17 は、^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S における角運動量が 4 までの正パリティの低励起状態のエネルギースペクトルを示している。これらの核では変形共存が起こっており、0_2^+ 状態が 2.54 MeV(^{40}Mg)、3.87 MeV(^{42}Si)、0.23 MeV(^{44}S) に現れる。

^{40}Mg はプロレート寄りの変形 $(\beta, \gamma = 0.36, 14°)$ でエネルギー極小値を持ち、それに対応して、基底状態の collective amplitude もプロレート寄りの変形に局在し、分布している。また、^{40}Mg はオブレート寄りの変形 $(\beta, \gamma = 0.31, 44°)$ に local minimum を持っており、プロレート側の極小値よりも 2.8 MeV だけエネルギーが高い。0_2^+ 状態の collective amplitude は、このオブレート側の local minimum を中心に局在し、分布している。これをわかりやすく示すために、図 18 には、図 16 に示した扇形の経路に沿って、エネルギーと基底状態、0_2^+ 状態の collective amplitude(2 乗していない) を示している。この図から、基底状態はプロレート側に、0_2^+ 状態はオブレート変形側に局在し、ゆらぎが小さく、分布の重なりが小さいことがわかる。つまり、^{40}Mg では、形状のゆらぎが小さな (剛体近似が良い) プロレート変形、オブレート変形した状態が共存している。

^{42}Si は ^{40}Mg とは異なった形状を持つ。オブレート寄りの変形 $(\beta, \gamma = 0.31, 44°)$ でエネルギー極小値を持ち、それに対応して、基底状態の collective amplitude もオブレート寄りの変形に局在し、分布している。^{42}Si のエネルギー曲面には、明確な local minimum

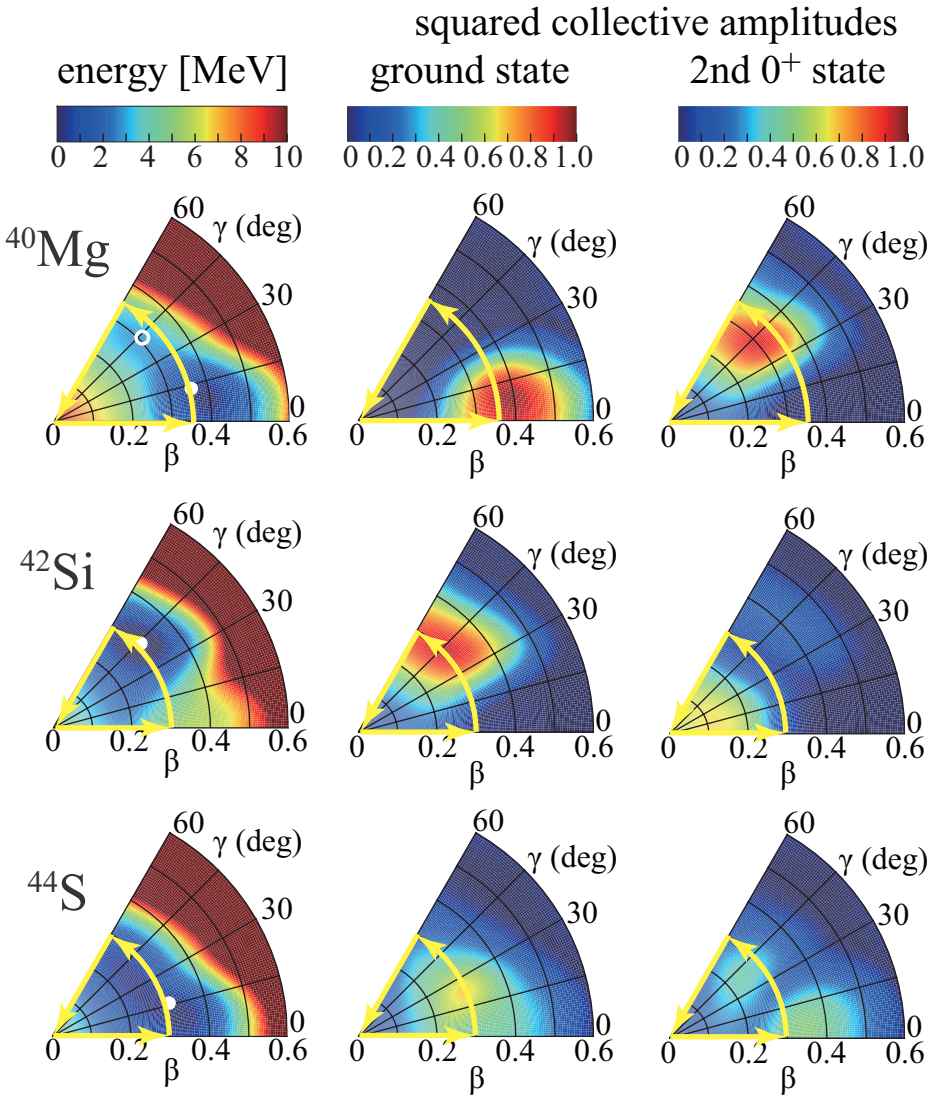


図 16: $\beta-\gamma$ 平面上に示した ^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S のエネルギー曲面と基底状態 (0_1^+ 状態) と 0_2^+ 状態に対する collective amplitude の 2 乗。エネルギー曲面において、白丸は極小値、中抜きの白丸は local minimum を示す。黄色の扇形の線は、図 18 において参照する変形度を示す。

が無いが、球形状態のエネルギーは比較的低く、オブレート側にある極小値より 4.8 MeV だけ高い。その結果、0_2^+ 状態では、球形に近い $\beta < 0.2$ の領域に collective amplitude が分布し、球形状態の周辺に局在している。このように、^{42}Si では、形状のゆらぎが小さなオブレート変形した状態と球形の状態が共存している。

^{44}S は ^{40}Mg と ^{42}Si とは全く異なった様相を呈する。エネルギー極小点は $(\beta, \gamma =$

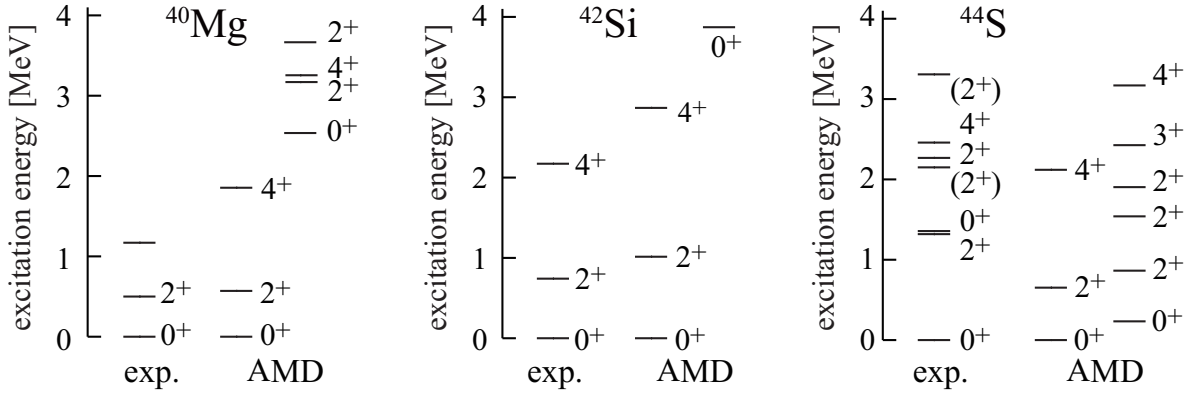


図 17: ^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S における角運動量が 4 までの正パリティの低励起状態のエネルギースペクトル [19, 20, 40]。計算結果は、基底バンドに属する状態とそれ以外の状態とで分けて示している。

$0.31, 16°$) にあるが、γ 方向にエネルギーは平坦である。具体的には、図 18 が示すように、$\beta = 0.3$ に固定すると、エネルギーは γ 方向に 1 MeV 程度しか変化しない。その結果、基底状態の collective amplitude は γ 方向に大きく広がっており、特定の形状に局在していない。このような状態を大振幅集団運動と呼ぶ。0_2^+ 状態も同様であり、γ 方向に広い分布を持つ。ただし、基底状態と直交するために、その collective amplitude は $\gamma = 30°$ 近傍で節を持つ。つまり、^{44}S は特定の形状を持たず、常にその形がゆらいでおり、その振幅の違いから基底状態と 0_2^+ 状態が作られている。

このように、$N = 28$ 核である ^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S は、それぞれ全く異なった構造を持つ。^{40}Mg では、形状のゆらぎが小さなプロレート変形状態とオブレート変形状態が共存する。また、^{42}Si では、形状のゆらぎが小さなオブレート変形状態と球形状態が共存する。これらの核とは異なり、^{44}S では大振幅集団運動が起こり、形状のゆらぎが大きな状態が共存する。

3.3.2 変形共存現象と単極遷移の相関

低い励起エネルギーに 0_2^+ 状態が現れることは、変形共存が起こっていることの証左の 1 つであるが、それだけでは変形共存の詳細を知ることはできない。そこで、ここでは基底状態 (0_1^+ 状態) と 0_2^+ 状態との間の単極遷移強度に注目する。この単極遷移は以下に述べる理由により、変形共存が起こり、異なる形状が混合している場合に強くなることが知られている [56, 57]。

今、核の形状が異なる 2 つの状態ベクトル $|A\rangle$ と $|B\rangle$ が共存しており、それらが混合す

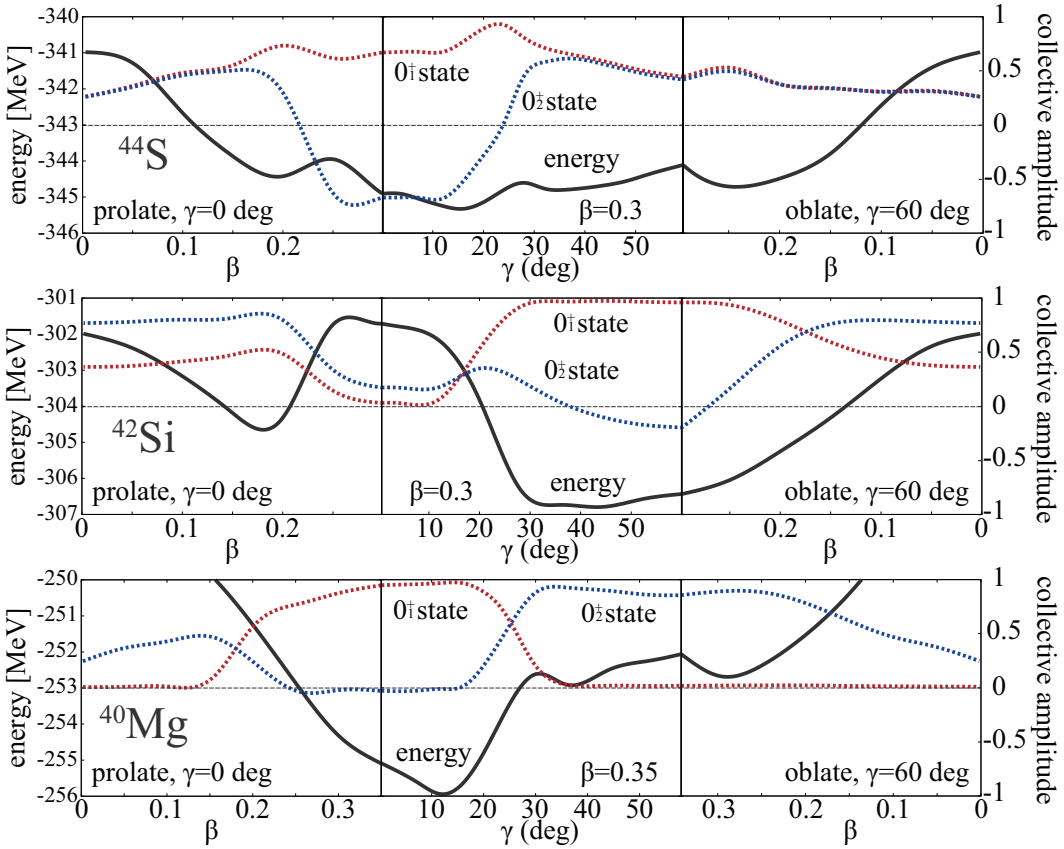


図 18: 4 重極変形パラメーター β, γ を変数とした、^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S における 0^+ 状態のエネルギー曲面 (黒実線) 及び、基底状態 (赤点線) と 0^+_2 状態 (青点線) の collective amplitude。左右のパネルはプロレート変形 ($\gamma = 0°$)、オブレート変形 ($\gamma = 60°$) した場合の値を、変形度 β を変数として示している。中央のパネルは変形度 β を特定の値に固定 (^{40}Mg では $\beta = 0.35$, ^{42}Si と ^{44}S では $\beta = 0.30$) し、3 軸非対称変形度 γ を変数として示している。できるだけ collective amplitude が大きな領域を参照するように、固定する β の値を決めている。基底状態の collective amplitude は、正の実数になるように位相を決めている。0^+_2 状態の collective amplitude は、オーバーラップをその位相だけ回転させて実部を示している。

ることで基底状態と 0^+_2 状態が作られているとする。

$$
\begin{aligned}
|0^+_1\rangle &= a|A\rangle + b|B\rangle, \\
|0^+_2\rangle &= b|A\rangle - a|B\rangle. \\
(a^2 + b^2 &= 1.)
\end{aligned}
\tag{39}
$$

表 4: ^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S における基底状態 (0_1^+ 状態) と 0_2^+ 状態の間の電気単極の換算遷移確率 $B(E0; 0_1^+ \to 0_2^+)$[W.u.] とアイソスカラー単極の換算遷移確率 $B(\mathrm{IS0}; 0_1^+ \to 0_2^+)$[W.u.]。

	^{40}Mg	^{42}Si	^{44}S
$B(E0; 0_1^+ \to 0_2^+)$	0.00	0.2	0.04
Exp.			$0.022^{+0.002}_{-0.002}$ [58]
$B(\mathrm{IS0}; 0_1^+ \to 0_2^+)$	0.00	2.3	0.4

ここで、a と b は混合の強さを表す重みである。

次に、この 2 つの状態間の単極遷移を考える。単極遷移の演算子は次式で与えられ、電気単極演算子 $\mathcal{M}(E0)$ は陽子分布の 2 乗半径、アイソスカラー型単極演算子 $\mathcal{M}(\mathrm{IS0})$ は核の 2 乗半径に相当する。

$$\mathcal{M}(E0) = \sum_i^A \hat{r}_i^2 \frac{1+\tau_z}{2},\ \mathcal{M}(\mathrm{IS0}) = \sum_i^A \hat{r}_i^2. \tag{40}$$

以上から、基底状態と 0_2^+ 状態の間の単極遷移の行列要素は以下のように与えられる。

$$\langle 0_2^+|\mathcal{M}|0_1^+\rangle = ab(\langle A|\mathcal{M}|A\rangle - \langle B|\mathcal{M}|B\rangle) + (b^2 - a^2)\langle A|\mathcal{M}|B\rangle. \tag{41}$$

この式から次のことがわかる。まず、第 1 項は、2 つの形状 $|A\rangle$ と $|B\rangle$ の半径の差が大きく、混合の度合が強い ($a \approx b \approx 1/\sqrt{2}$) ほど大きくなる。つまり、半径の異なる形状が強く混合すると、遷移が強くなる。次に、$\mathcal{M}$ は 1 体演算子であることを考慮すると、第 2 項は、$|A\rangle$ と $|B\rangle$ の粒子・空孔配位が 2 粒子以上異なっているとゼロになることがわかる。以上のように、共存している状態の粒子・空孔配位の違いや、混合の程度に依存して単極遷移の強度が大きく変化する。

$N = 28$ 核の単極遷移強度

表 4 に今回の計算で求めた $N = 28$ 核 (^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S) の単極遷移強度を示している。遷移強度は Weisskopf unit (W.u., 1 核子の遷移の場合の上限値) を単位として示しており、変形共存の無い核ではおおむね 10^{-3} のオーダー以下の大きさとなる。上述のように、$N = 28$ 核はいずれも変形共存しているが、単極遷移強度には大きな違いがあることがわかる。^{40}Mg では遷移強度がゼロ (遷移が起こらない) であるのに対し、^{42}Si では

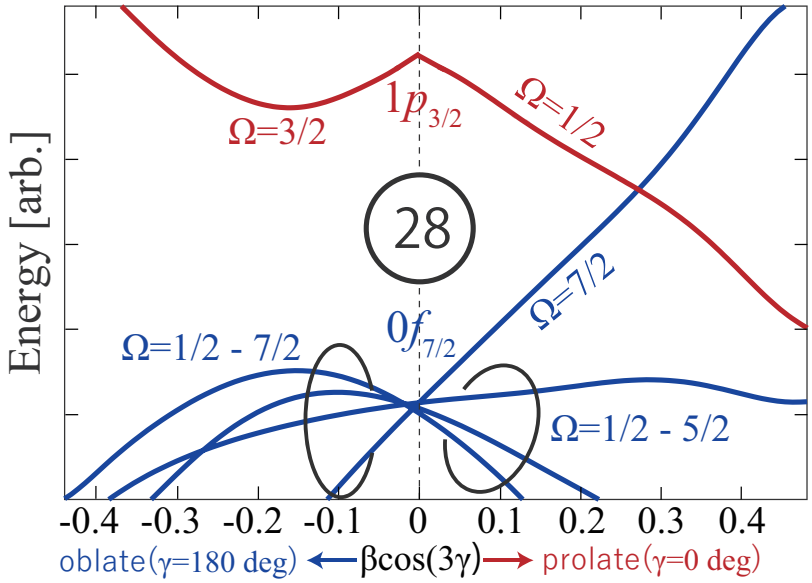


図 19: 4 重極変形度 β を変数とした $N = 28$ 核の Fermi 面近傍にある中性子 1 粒子準位の模式図。右側 ($\beta\cos(3\gamma) > 0$) はプロレート変形、左側 ($\beta\cos(3\gamma) < 0$) はオブレート変形を表す。青い線と赤い線は、$0f_{7/2}$ 軌道と $1p_{3/2}$ 軌道を由来とする 1 粒子軌道を示す。各軌道には角運動量の z 成分である Ω の値を示している。

0.2 W.u. (IS0 は 2.3 W.u.) と極端に遷移強度が大きい。また、^{44}S では 0.04 W.u. (IS0 は 0.4 W.u.) と ^{42}Si ほどではないが、十分に大きな値となっている。なお、^{44}S については電気単極遷移強度 $B(E0)$ が測定されており (0.022(4) W.u. [58])、AMD の結果はその大きな値をある程度説明している。このように、単極遷移強度に極端な違いが現れる背景には、前節で説明した変形共存の様相と Fermi 面構造の違いがある。以下では、そのことについて原子核ごとに説明する。

^{40}Mg の単極遷移強度

^{40}Mg では、基底状態 (0^+_1 状態) はプロレート変形、0^+_2 状態はオブレート変形しており、それぞれの collective amplitude は局在しているため、形状のゆらぎと混合は小さい。そのため、式 (39) で $|A\rangle = |\text{prolate}\rangle, |B\rangle = |\text{oblate}\rangle, a = 1, b = 0$ として良いだろう。その結果、遷移行列は

$$\langle 0^+_2|\mathcal{M}|0^+_1\rangle = \langle \text{oblate}|\mathcal{M}|\text{prolate}\rangle \tag{42}$$

となり、プロレート、オブレート変形状態間の遷移で与えられる。

この遷移行列がゼロになる原因は、次のように説明できる。3.2 節で述べたように、プロレート変形した基底状態では、$0f_{7/2}$ 軌道から派生する $\Omega = 7/2$ の軌道と、$1p_{3/2}$ 軌道から派生する $\Omega = 1/2$ の軌道が逆転し、2 つの価中性子は $1p_{3/2}$ 由来の $\Omega = 1/2$ の軌道を占有する (図 19 参照)。このことをふまえて、8 つの価中性子の占有軌道を示すと次のようになる。

$$|\text{prolate}\rangle = |\Omega = 1/2\rangle^2 |\Omega = 3/2\rangle^2 |\Omega = 5/2\rangle^2 |\Omega = 1/2\rangle^2. \tag{43}$$

ここで、はじめから 3 つの軌道は $0f_{7/2}$ 軌道から、最後の軌道は $1p_{3/2}$ 軌道から派生した軌道である。一方で、オブレート変形の場合には、8 つの価中性子は全て $0f_{7/2}$ 軌道から派生した軌道を占有するため、次のように表せる。

$$|\text{oblate}\rangle = |\Omega = 1/2\rangle^2 |\Omega = 3/2\rangle^2 |\Omega = 5/2\rangle^2 |\Omega = 7/2\rangle^2. \tag{44}$$

式 (43) と式 (44) を比較すると、最後の軌道の量子数が異なっていることがわかる。従って、基底状態から 0_2^+ 状態への遷移は、$|\Omega = 1/2\rangle$ の軌道から $|\Omega = 7/2\rangle$ の軌道へ、2 つの価中性子が遷移することで起こる。しかし、既に述べたように、単極遷移の演算子は 1 体演算子であるため、2 中性子の軌道を変化させる遷移は禁止される。さらに、単極遷移の演算子は回転に対して不変であるため、中性子の角運動量 (Ω の値) を変化させない。このことからも、この遷移は禁止される。このように、^{40}Mg では 1 粒子軌道の逆転が起き、魔法数が消失することで単極遷移が禁止される。

^{42}Si の単極遷移強度

^{42}Si では、^{40}Mg とは対照的に単極遷移が強くなる。このことも Fermi 面構造から説明することができる。^{42}Si では、基底状態 (0_1^+ 状態) はオブレート変形、0_2^+ 状態は球形である。また、^{40}Mg と同様に collective amplitude は局在し、形状の混合は弱い。従って、式 (39) で $|A\rangle = |\text{oblate}\rangle, |B\rangle = |\text{spherical}\rangle, a = 1, b = 0$ として良い。その結果、遷移行列は

$$\langle 0_2^+ | \mathcal{M} | 0_1^+ \rangle = \langle \text{spherical} | \mathcal{M} | \text{oblate} \rangle \tag{45}$$

となり、オブレート変形、球形状態間の遷移で与えられる。

次に、各々の形状における価中性子の占有軌道を検討する。オブレート変形状態は ^{40}Mg の 0_2^+ 状態と同様の中性子配位である。

$$|\text{oblate}\rangle = |\Omega = 1/2\rangle^2 |\Omega = 3/2\rangle^2 |\Omega = 5/2\rangle^2 |\Omega = 7/2\rangle^2. \tag{46}$$

一方、球形の場合は 8 つの価中性子全てが $0f_{7/2}$ 軌道を占有するため、オブレート変形状態と同様に、

$$|\text{spherical}\rangle = |\Omega = 1/2\rangle^2 |\Omega = 3/2\rangle^2 |\Omega = 5/2\rangle^2 |\Omega = 7/2\rangle^2 \tag{47}$$

となる。式 (46) と式 (47) を比較すると、価中性子の量子数は $|\text{oblate}\rangle$ と $|\text{spherical}\rangle$ とで全く同じであることがわかる。このことは図 19 に示した中性子の軌道と変形度の関係からも窺える。球形からオブレート変形へと変化する過程で、全ての軌道は連続的に変化するため、量子数 Ω は変化しない。従って、オブレート変形状態と球形状態との間の単極遷移は許される。その結果、オブレート変形状態と球形状態との間の単極遷移行列は大きな値をとり得る。つまり、^{42}Si では 1 粒子軌道の逆転が無いため、魔法数が消失しているにも関わらず、単極遷移が強くなる。

^{44}S の単極遷移

^{44}S は ^{40}Mg, ^{42}Si のどちらとも異なった様相を示し、大振幅集団運動が起こっている。そのため、式 (39) のように 2 つの形状の重ね合わせで表現することは正確ではないが、ここではプロレート変形状態とオブレート変形状態が等振幅で混合していると近似して考える。すなわち、$|A\rangle = |\text{prolate}\rangle, |B\rangle = |\text{oblate}\rangle, a = b = 1/\sqrt{2}$ と仮定すると、遷移行列は

$$\langle 0_2^+ | \mathcal{M} | 0_1^+ \rangle = \frac{1}{2}(\langle \text{prolate} | \mathcal{M} | \text{prolate} \rangle - \langle \text{oblate} | \mathcal{M} | \text{oblate} \rangle) \tag{48}$$

となる。つまり、遷移行列はプロレート変形状態とオブレート変形状態の半径の差となる。その結果、^{42}Si ほどではないが、^{44}S の単極遷移は強くなる。0_2^+ 状態の collective amplitude におけるプロレート側での極大点 $(\beta, \gamma) = (0.31, 16^\circ)$ とオブレート側での極大点 $(\beta, \gamma) = (0.23, 49^\circ)$ とで、それぞれ半径の 2 乗を計算し、式 (48) に代入して換算遷移確率を求めると、$B(E0) = 0.05$ W.u., $B(\text{IS0}) = 0.4$ W.u. となる。これらの値は、表 4 に示した GCM 波動関数 (様々な変形状態を重ね合わせて得た波動関数) を用いて得た結果とよく一致し、ここで行った仮定の妥当性を裏付けている。^{40}Mg で議論したように、プロレート変形状態とオブレート変形状態との間の遷移が禁止されている。それにも関わらず、それらが混合すると遷移が強くなることは、重ね合わせによる量子効果であり、大変興味深い。なお、電気的な単極遷移強度は既に測定され、強い値が報告されており [58]、ここでの考察を裏付けている。今後、電気 4 重極モーメントの測定などから、^{44}S での大振幅集団運動のより詳しい検証が行われることを期待する。

4　まとめと展望

不安定核では、魔法数が消失することによって、安定核では見られなかった特異な構造が発達する。そのため、現代の原子核物理学では、魔法数が消失している原子核、魔法数消失による核構造の変化、その変化が観測量に与える影響、また、魔法数が消失する原因を調べる研究が中心的課題の 1 つとなっている。

本研究では、中性子数 28 近傍の中性子過剰核のどの核で魔法数 28 が消失し、どのように変形、変形共存するかを調べることを目的とした。そのために、有効核子間相互作用として Gogny D1S 密度汎関数を採用し、反対称化分子動力学を用いて、$N = 26, 28, 30$ の中性子過剰な不安定核 (Mg, Si, S, Ar 同位体) の構造を系統的に調べた。また、生成座標法と組み合わせることで、様々な変形状態の重ね合わせによって変形共存を記述した。

エネルギー曲面と collective amplitude から、基底状態がどの程度変形し、どのような形状をしているかを調べた。また、こうした変形がどのような物理量に反映されるのかを議論した。その結果、どの核の基底状態も大きく変形していることを示し、観測されている小さな第 1 励起状態のエネルギーや大きな電気 4 重極遷移強度は、基底状態の変形に起因することを示した。

変形の種類は多種多様であるが、陽子と中性子の Fermi 面構造から、核変形の傾向をある程度説明できることがわかった。^{42}Si と ^{46}Ar では、陽子と中性子の Fermi 面構造の傾向が協同的に働き、オブレート変形が引き起こされると説明できる。一方で、^{44}S では、陽子と中性子 Fermi 面構造の傾向は互いに異なり、陽子のプロレート変形を好む傾向と中性子のオブレート変形の好む傾向が競合した結果、形状のゆらぎが大きくなると説明できる。また、^{42}Mg を除く $N = 26, 30$ 核では、中性子の Fermi 準位は変形に鈍感であることがわかった。その結果、エネルギー曲面が 3 軸非対称度 γ の方向に平坦になり、$N = 26, 30$ 核は 3 軸非対称変形した基底状態を持つと考えられる。そして、これらの核の 3 軸非対称変形は、2_2^+ 状態から始まるサイドバンドに強く反映されていることを指摘した。また、中性子数が 26 である ^{44}Ar の電気 4 重極モーメントの測定値は、^{44}Ar が 3 軸非対称変形していることと無矛盾であることも示した。

次に、陽子と中性子の Fermi 面構造を求め、中性子の $1p$ 軌道の占有数を調べた結果、今回調べた全ての核で魔法数が消失し、その結果、変形が引き起こされることが裏付けられた。さらに、中性子の $1p$ 軌道の占有数は徐々に変化し、魔法数 28 が消失する明確な境界は存在しないことがわかった。これは、魔法数 20 の消失とは異なる点である。また、魔法数 28 の消失には 2 種類の機構があり、変形の種類で分類されることを指摘した。

^{40}Mg の基底状態のようなプロレート変形状態では、1 粒子準位の逆転によって魔法数が消失するが、一方で、^{42}Si の基底状態のようなオブレート変形状態では、1 粒子準位の逆転が無くとも、異なる軌道角運動量を持つ軌道の混合によって魔法数が消失する。

$N = 28$ の核 (^{40}Mg, ^{42}Si, ^{44}S) では、低励起状態に 0_2^+ 状態が存在し、変形共存が起こっていることも明らかになった。共存する変形状態とそれらが混合する割合は、核によって大きく異なっている。^{40}Mg では、形状のゆらぎが小さなプロレート変形状態とオブレート変形状態が共存し、^{42}Si では、形状のゆらぎが小さなオブレート変形状態と球形状態が共存する。^{44}S はこれらの核と異なり、大振幅集団運動が起こり、形状のゆらぎが極めて大きくなる。さらに、これらの変形共存の違いが単極遷移強度に強く反映されることを指摘した。^{40}Mg のプロレート変形した基底状態では、1 粒子軌道の逆転が起き、単極遷移が禁止される。一方、^{42}Si のオブレート変形した基底状態は、球形の 0_2^+ 状態と連続的に繋がっているため、遷移強度は大きくなり得る。また、^{44}S では、プロレート変形状態とオブレート変形状態の混合によって単極遷移強度が大きくなる。

今回の研究で得られた知見を踏まえ、今後の研究では、どのような観測量から変形の種類を確かめられるかを追及したい。その候補の 1 つとして、偶奇核 (陽子数が偶数、中性子数が奇数の核) の構造が挙げられる。偶奇核の低励起状態の角運動量やそれに関わる観測量 (磁気モーメントなど) は、核子が占有する準位に敏感である。また、1 核子移行・剥離反応における分光学的因子から、核子の準位構造を推測することができる。偶奇核の低励起状態の構造を系統的に調べることで、準位構造の違い、つまり、変形の種類の違いが見られると期待される。

参考文献

[1] 高田健次郎, 池田清美, 原子核構造論, 朝倉書店 (2002).

[2] C. Thibault, *et al.*, Phys. Rev. C **12**, 644 (1975).

[3] G. Huber, *et al.*, Phys. Rev. C **18**, 2342 (1978).

[4] C. Détraz, *et al.*, Phys. Rev. C **19**, 164 (1979).

[5] D. Guillemaud-Mueller, *et al.*, Nucl. Phys. A **426**, 37 (1984).

[6] I. Tanihata, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).

[7] Y. Kubota, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **125**, 252501 (2020).

[8] A. Navin, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 266 (2000).

[9] Z. H. Yang, *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 024304 (2015).

[10] P.G. Thirolf, *et al.*, Phys. Lett. B **485**, 16 (2000).

[11] M. Belleguic, *et al.*, Nucl. Phys. A **682**, 136c (2001).

[12] O. Sorlin and M.-G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 602 (2008).

[13] S. Grévy *et al.*, Eur. Phys. J. A **25**, s01, 111 (2005).

[14] L. Gaudefroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 092501 (2009).

[15] D. Santiago-Gonzalez *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 061305 (2011).

[16] B. Longfellow *et al.*, Phys. Rev. Lett. **125**, 232501 (2020).

[17] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 182501 (2019).

[18] N. Tsunoda *et al.*, Nature (London) **66**, 587 (2020).

[19] S. Takeuchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 182501 (2012).

[20] H. L. Crawford *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 52501 (2019).

[21] T. Hartmann *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 034301 (2002).

[22] K. Nowak *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 044335 (2016).

[23] J. J. Parker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 052501 (2017).

[24] T. Glasmacher *et al.*, Phys. Lett. B **395**, 163 (1997).

[25] B. Longfellow *et al.*, Phys. Rev. C **103**, 054309 (2021).

[26] S. Calinescu *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 044333 (2016).

[27] G. A. Lalazissis *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 014310 (1999).

[28] P.-G. Reinhard *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 014316 (1999).

[29] S. Péru, M. Girod and J. F. Berger, Eur. Phys. J. A **9**, 35 (2000).

[30] T. R. Rodríguez and J. L. Egido, Phys. Rev. C **84**, 1 (2011).

[31] J. L. Egido, M. Borrajo and T. R. Rodríguez, Phys. Rev. Lett. **116**, 052502 (2016).
[32] M. Kimura, T. Suhara, and Y. Kanada-En'yo, Eur. Phys. J. A **52**, 373 (2016).
[33] Y. Kanada-En'yo, M. Kimura, and H. Horiuchi, Comptes Rendus Physique **4**, 497 (2003).
[34] Y. Kanada-En'Yo, Phys. Rev. C **85**, 1 (2012).
[35] Y. Suzuki and M. Kimura, Phys. Rev. C **104**, 024327 (2021).
[36] J. F. Berger, M. Girod and D. Gogny, Comp. Phys. Commun. **63**, 365 (1991).
[37] D. L. Hill and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **89**, 1102 (1953).
[38] A. Doté, H. Horiuchi, and Y. Kanada-En'yo, Phys. Rev. C **56**, 1844 (1997).
[39] J. Mrázek *et al.*, Nucl. Phys. A **734**, 65 (2004).
[40] D. Sohler *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 054302 (2002).
[41] S. Bhattacharyya *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 032501 (2008).
[42] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 2007 (2009).
[43] O. B. Tarasov *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 1 (2007).
[44] P. Doornenbal *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 1 (2013).
[45] E. K. Warburton, J. A. Becker, and B. A. Brown, Phys. Rev. C **41**, 1147 (1990).
[46] R. Han *et al.*, Phys. Lett. B **772**, 529 (2017).
[47] K. Shimada *et al.*, Phys. Lett. B **714**, 246 (2012).
[48] H. Heylen *et al.*, Phy.l Rev. C **94**, 034312 (2016).
[49] H. Scheit *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3967 (1996).
[50] M. Zielińska *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 014317 (2009).
[51] R. Winkler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 1 (2012).
[52] D. Mengoni *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 024308 (2010).
[53] Z. P. Li *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 054304 (2011).
[54] A. S. Davydov and G. F. Filippov, Nucl. Phys. **8**, 237 (1958).
[55] Y. Utsuno *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 051301 (2012).
[56] J. L. Wood, E. F. Zganjar, C. De Coster and K. Heyde, Nucl. Phys. A **651**, 323 (1999).
[57] K. Heyde and J. L. Wood, Rev. Mod. Phys. **83**, 1467 (2011).
[58] C. Force *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 102501 (2010).