

原子核の形：超変形回転バンドの発見を中心として

清水良文 <九州大学理学部物理学教室 812 福岡市東区箱崎 6-10-1>

松柳研一 <京都大学理学部物理学第二教室 606 京都市左京区北白川追分町>

最近 ^{152}Dy 核で発見された超変形回転バンドの形は、長軸と短軸の比が 2:1 のレモン型楕円体と考えられる。本稿の前半では、この発見が核構造論に投げかけている新しい問題を超変形バンドの生成・構造・崩壊の三つの側面から解説する。後半では、高スピン領域と低スピン領域における非軸対称変形の動力学に関する最近の話題を紹介する。

§1. はじめに

1986 年春、イギリスの Daresbury 研究所で ^{152}Dy 核の超変形回転バンドが発見されたとのニュースが世界を駆けめぐった。^{1,2)} 図 1(a) に高速で回転する ^{152}Dy 核から放出されたガンマ線スペクトルを示す。この ^{152}Dy 核は重イオン核融合反応 $^{108}\text{Pd}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{152}\text{Dy}$ (入射エネルギー 205 MeV) で作られた。ガンマ線のピークがほぼ等間隔であることから直ちに、これらは回転バンド内の電気四重極 (E2) 遷移に基づくものと推定できる。

この回転バンドは $22\hbar \sim 60\hbar$ という広い角運動量領域にわたって見事な回転スペクトルを為し、後で説明するよ

うに、その形状はレモン型の楕円体で、長軸と短軸の比が 2:1 という巨大な変形状態であると考えられる。これが超変形 (superdeformed) 回転バンドと呼ばれる理由である。実際、翌 1987 年にこの回転バンドの寿命が測定され、このバンドの固有 E2 モーメント Q_0 は $19 \pm 3 \text{ eb}$ であり、バンド内の量子準位を結びつける換算 E2 遷移確率 $B(E2)$ は殻模型のワイスコップ (Weisskopf) 単位 (W.u.) の 2,660 倍にも達していることが明らかになった。³⁾ この値は希土類変形核の低励起状態によく知られた回転バンドの $Q_0=5$

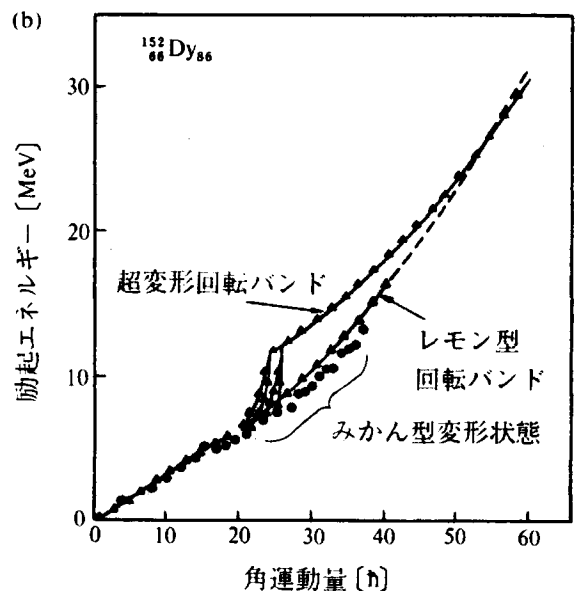
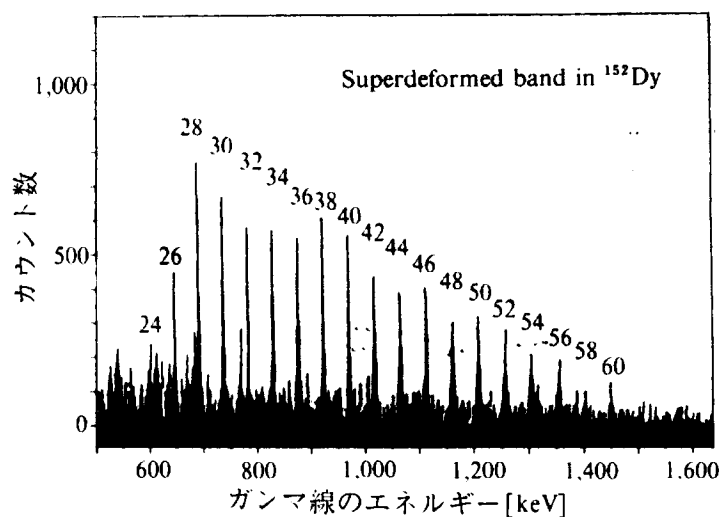


図 1 (a) ^{152}Dy の超変形回転バンドからのガンマ線スペクトル。数字は角運動量の値を示す。(J. D. Garrett: Nature 323 (1986) Oct. 2, 395 より転載) (b) ^{152}Dy の超変形回転バンドの位置、及びみかん型変形状態への崩壊。(P. J. Twin, et al.: Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 811 より転載)

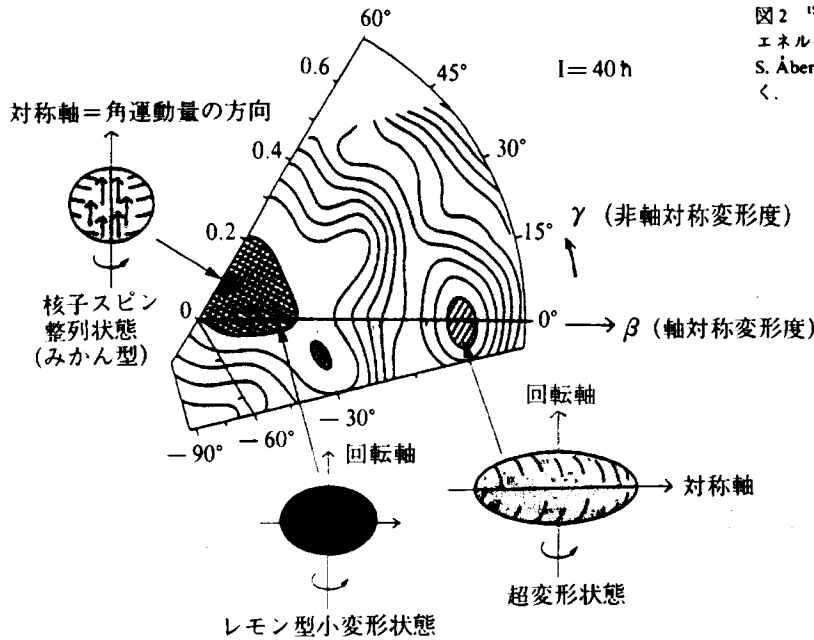


図2 ^{152}Dy の角運動量 $I=40\hbar$ での変形ポテンシャル・エネルギー曲面。4個の極小が見える。I. Ragnarsson and S. Åberg: Phys. Lett. B 180 (1986) 191 の理論計算に基づく。

にわたって規則的な回転スペクトルを示している状態群も見出された。これらは通常の変形度をもつレモン型（プロレート型）変形状態であると考えられている。最近発見された超変形回転バンドは、 $I \geq 56\hbar$ ではイラスト状態になっていると推定されるが、その最下端 $I \approx 22\hbar$ ではイラスト状態から測って約 5 MeV の励起エネルギーをもっている。つまり、この回転バンドは準位密度の大きい有限温度領域（カオスの領域）に埋め込まれた秩序状態と見なせる。図2に、この核の変形ポテンシャル・エネルギー曲面（理論値）

を示す。これは角運動量 $I=40\hbar$ をもつ状態の変形ポテンシャルを軸対称変形度 β 、非軸対称変形度 γ の関数として描いたものである。実験で見えている三つの状態群に対応してみかん型 ($\beta \approx 0.1, \gamma = 60^\circ$)、レモン型 ($\beta \approx 0.2, \gamma = 0^\circ$)、レモン型巨大変形 ($\beta \approx 0.6, \gamma = 0^\circ$) の3個の極小点が現れている。（理論計算では、この他にも $\beta \approx 0.3, \gamma \approx -15^\circ$ にもう一つの非軸対称な極小点が予想されている。）回転軸の方向はみかん型の場合には対称軸に平行で、レモン型の場合には対称軸に垂直である。^{4,5)} 超変形回転バンドの慣性性能率は次のように評価できる。回転エネルギーを E_{rot} と書くと、正準方程式により回転角速度 ω_{rot} は

~7 eb, $B(E2) = 150 \sim 350 \text{ W.u.}$ と比較すると著しく大きい。本稿の前半では、この発見が核構造論にどのような新しい問題を投げかけているかについて超変形回転バンドの生成過程、微視的構造、崩壊機構の三つの側面から解説する。後半では、軸対称性を破った四重極変形の動力学に関する最近の進展を紹介する。原子核の形の問題は核構造論のあらゆる問題に関係するので話題も多岐にわたるが、本稿では核分光光学にルネッサンスをもたらしているこれら二つの話題に焦点を絞ることとする。

$$\omega_{\text{rot}} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_{\text{rot}}}{dI}$$

§2. 異なった形の共存—— ^{152}Dy の場合

一定の角運動量 I をもつ状態群の中で励起エネルギー E が最低の状態はイラスト状態と呼ばれ、ここからの励起エネルギーが 2 MeV 程度以下の低温領域（イラスト領域）では個々の量子準位を分離する分光学的研究が可能である（イラスト分光学）。このイラスト領域での ^{152}Dy ($Z=66, N=86$) 核の励起スペクトルを図1(b)に示す。 ^{152}Dy は幾何学的形状や内部構造が大きく異なった、いくつかのタイプの状態群がイラスト領域で競合している面白い原子核である。まず、基底状態近傍は非調和振動に特徴的なスペクトルを示しており、その平衡形状は球対称に近いと思われる。ところが、角運動量が $17\hbar \sim 36\hbar$ の領域ではイラスト状態はみかん型（オブレート型）の形状をもち、その内部構造は（核内を運動する核子の角運動量が整列した）スピン整列状態となる。^{4,5)} 実際数年前には、 ^{152}Dy は典型的なスピン整列スペクトルを示す核として知られていた。その後、これらのみかん型状態のすぐ上に角運動量 $18\hbar \sim 42\hbar$

で与えられる。右辺の微分を角運動量 I から $(I-2)$ の状態への $E2$ 遷移ガンマ線のエネルギー E_γ の $1/2$ で近似すると、 $\hbar\omega_{\text{rot}} \approx E_\gamma(I)/2$ となり、観測された回転バンドの角速度は $\hbar\omega_{\text{rot}} = 0.3 \sim 0.7 \text{ MeV}$ の範囲にあることがわかる。（これは古典論では1秒間に $(1 \sim 2) \times 10^{20}$ 回の回転数に対応する。）これから慣性性能率 $\mathcal{J}^{(1)} \equiv I/\omega_{\text{rot}}$ を計算すると、 $\mathcal{J}^{(1)} \approx (77 \sim 82)\hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ となる。他方、ガンマ線スペクトルの間隔 $\Delta E_\gamma = E_\gamma(I) - E_\gamma(I-2)$ を用いて $\mathcal{J}^{(2)} \equiv dI/d\omega_{\text{rot}} \approx 4/\Delta E_\gamma$ を評価すると、 $\mathcal{J}^{(2)} \approx (83 \sim 88)\hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ となる（図4参照）。これらの値は、超変形状態を長軸と短軸の比が 2:1 のレモン型変形した剛体とみなした場合の慣性性能率 $\mathcal{J}_{\text{rig}} \approx 89\hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ に近い。 $\mathcal{J}^{(1)}$ は運動学的慣性性能率、 $\mathcal{J}^{(2)}$ は動力的慣性性能率と呼ばれ、これらの絶対値および角運動量依存性から回転運動に対する核の内部状態の応答を知る

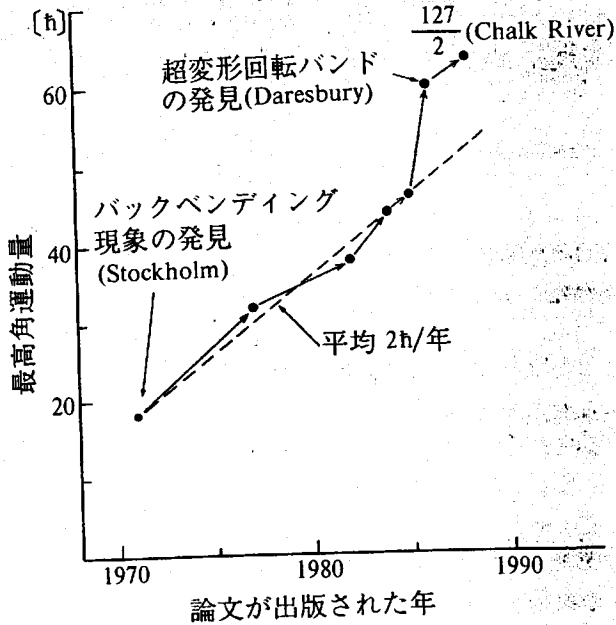


図3 高スピン・フロンティア (離散スペクトルとして観測された角運動量の最大値).

ことができる。⁷⁾ 超変形状態では通常のレモン型変形状態と比べて (フェルミ面近傍での単位密度が小さいので) 対相関が弱く、超伝導性は消失していると思われるが、図4の特徴である $\mathcal{J}^{(2)} > \mathcal{J}^{(1)}$ という性質を説明するためには、残留対相関による対振動モードの効果が重要であると指摘されている。⁸⁾ また、Swiatecki は超変形状態が $48\hbar$ を越えたあたりから流体的特徴を弱め弾性体的特徴を強めていると考えると、慣性率の角運動量依存性が説明できると指摘している。⁹⁾

§3. 変形殻構造——核分裂アイソマーとの比較

^{152}Dy の超変形状態の形は、超ウラン領域での核分裂アイソマー状態のそれと本質的に同じである。この形は楕円体の長軸と短軸の比が 2:1 になったとき特に安定になる。それは、このとき殻構造効果が顕著に現れる為と考えられる。核分裂アイソマーは、核を球対称にしようとする表面エネルギーと、変形させ分裂させようとするクーロン・エネルギーが競争し、これらの引力と斥力の効果が拮抗する変形度のところで、量子効果としての殻構造効果が主導権を握るために起こる。¹⁰⁾ 軸の長さが整数比である楕円体変形を考えよう。この幾何学的形状をした非等方調和振動子ポテンシャル内を運動する核子の古典軌道は閉じた周期軌道となる。古典軌道の周期性は量子論での一粒子準位スペクトルの殻構造、すなわち固有値分布の規則的な濃淡をもたらす。厳密な周期軌道が存在しない現実的ポテンシャルでもこの定性的特徴は生き残る。そして特定の変形度で“魔法の数”をもつ閉殻が出現する。この殻構造の形成に

より結合エネルギーは得をするが、これを殻構造エネルギーと呼ぶ。このように、 $j-j$ 結合殻模型で馴染みの“殻構造と魔法の数”の概念は核分裂アイソマーの発見 (1962年) が契機となって深化され、一般化された。¹⁰⁾ 以上の考察から、 ^{152}Dy の超変形回転バンドが際立った安定性を示す理由は $Z=66$, $N=86$ が“変形魔法の数”になっているためと推定できる。しかしながら、 ^{152}Dy のような希土類核の場合、クーロン・エネルギーは超ウラン核ほど強くない。従って、これらの核で超変形状態が実現するためには回転効果が必要である。変形度が大きくなれば慣性率も大きくなるので、与えられた角運動量での回転エネルギーは小さくなる。この回転エネルギーの利得が顕著になる角運動量領域になってはじめて殻構造効果が決定的な役割を演ずるわけである。

超変形回転バンドの微視的構造を明らかにするためには先ず、高速回転するポテンシャルの中での一粒子運動を分析し、 $Z=66$, $N=86$ で変形魔法の数を実現することを説明しなければならない。超変形・高速回転という極限状況の下では、コリオリ力のために陽子の $i_{13/2}$ 軌道、中性子の $k_{17/2}$ 軌道のような $j-j$ 結合殻模型では非常に高いエネルギーをもつ準位がフェルミ面近傍にまで下がってくる。従って、変形殻構造の分析を通じて、スピン・軌道力の変形度依存性など小変形で見えにくかった効果をより明瞭な形で調べることが可能になる。

1987年秋、カナダの Chalk River 研究所で ^{149}Gd ($Z=64$, $N=85$) の $51/2\hbar \leq I \leq 127/2\hbar$ 領域にわたって ^{152}Dy と類似した超変形回転バンドが発見された。¹¹⁾ 角運動量 $127/2\hbar$ は観測された回転スペクトルの 1987 年末時点での世界記録である (図3参照)。 ^{149}Gd の超変形回転バンドの慣性率 $\mathcal{J}^{(1)} = 80 \sim 87 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$, $\mathcal{J}^{(2)} = 70 \sim 85 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ であり、 ^{152}Dy と逆に $\mathcal{J}^{(1)} > \mathcal{J}^{(2)}$ となっている。また、固有 $E2$ モーメント Q_0 は $17 \pm 2 \text{ eb}$, $B(E2)$ は約 $2,300 \text{ W.u.}$ である。この発見は、 $Z=64$ も魔法の数か、そして $\text{odd-}N$ 核で $N=86$ 閉殻の中での中性子空孔の果している役割は何か、等の新しい問題を投げかけている。今後、これらの超変形回転バンドの性質と存在条件を多くの核にわたって系統的に調べることによって、高スピン・超変形状態での殻構造の理解が格段に進むと期待される。

上に述べた ^{149}Gd や ^{152}Dy の領域だけでなく、この 1~2 年の間に ^{132}Ce や $^{133-137}\text{Nd}$ などでも巨大変形バンドが数多く発見されている。¹²⁾ これらの変形度は $\beta = 0.4 \sim 0.5$ であり、先に述べた軸比が 2:1 とは異なった殻構造をもって

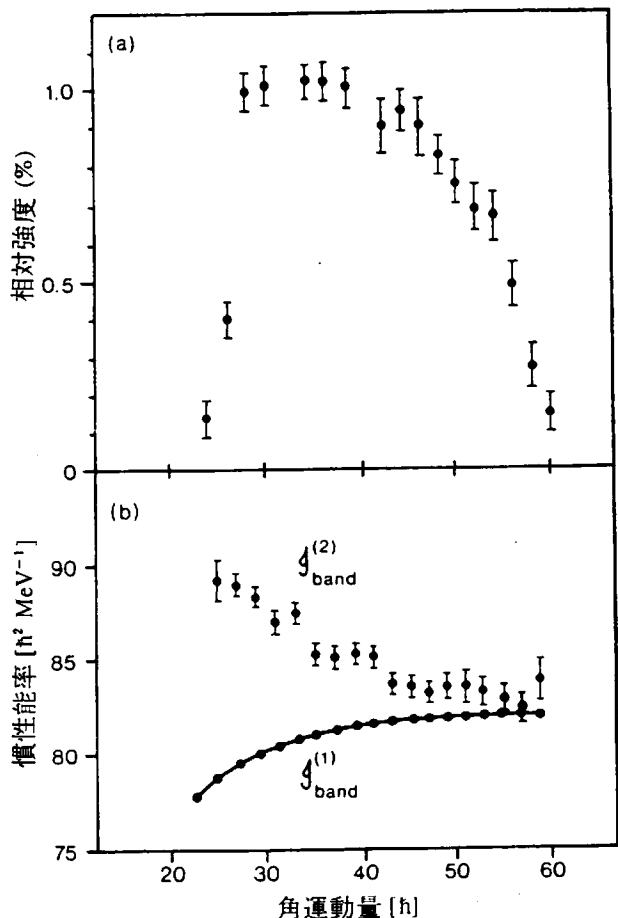


図4 ^{152}Dy の超変形回転バンドから放出されたガンマ線強度の全ガンマ線強度に対する割合(%)と運動学および力学的慣性率($f^{(1)}$, $f^{(2)}$)の角運動量依存性。(M. A. Bentley, et al.: Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2141より転載)

0.01%)と比較すると2桁も大きい。この異常に大きい生成確率をもたらした要因として、Herskindらは、高温の複合核が冷却される道筋の中で、E1型巨大共鳴の脱励起を媒介とする過程が特別な役割を果していることを示唆している。¹³⁾ 核が変形するとE1巨大共鳴のピークが分岐することはよく知られているが、変形度 β が0.6にもなると分岐した一方のピークは励起エネルギー8 MeV程度まで下がってくると考えられる。そこで彼らは、この脱励起によるガンマ線を同時計測することにより、超変形状態生成の選択性を高めようとしている。

図4を見れば、 $I=(22\sim 26)\hbar$ の領域で超変形回転バンドが急激に消滅していることが分かる。崩壊の行き先はみかん型変形した状態群(図2の $\beta\approx 0.1$, $\gamma=60^\circ$ の極小に対応)であるが、この崩壊の詳細はよく分かっていない。このため、実のところ、超変形状態の角運動量の値には2 \hbar 程度の曖昧さが残っている。この崩壊を図2の二つの極小点の間のポテンシャル障壁に対するトンネル効果に基づいて評価すると、 $I=(20\sim 40)\hbar$ の広い領域にわたって緩やかに崩壊が起こってしまい、実験データと矛盾する。⁶⁾ ポテンシャル・エネルギー曲面に対する理論計算はかなり信頼度が高いと思われるが、これは角運動量の関数として滑らかに変化する。他方、集団運動の質量パラメータが対相関に強く依存することは良く知られている。そこでHerskindらは、角運動量が24 \hbar 程度まで減少した時点で正常相から超伝導相への相転移が起こり、これに伴って質量パラメータが急激に減少し、障壁透過確率が増大するというシナリオによって実験データを理解する可能性を議論している。¹³⁾

最後に、超変形回転バンドからの離散ガンマ線の観測を可能にした要因について述べておきたい。まず、TESSA3と呼ばれるガンマ線多重計測システムの威力がある。この測定システムは全立体角 4π を覆うBGO結晶クリスタルボールと16個のコンプトン抑制型Ge検出器によって構成されている。前者は核反応の事象ごとにガンマ線の多重度と全エネルギーを決定し、後者はコンプトン散乱によるバックグラウンドを減らして優れた信号対雑音比でスペクトルを精密に決定する。こうして、膨大な量のガンマ線データの中から超変形状態に至るチャンネルが選択できる。実は、超変形回転バンドについては以前から理論的予言もあり、またTESSA3の前身であるTESSA2を用いてその存在も示唆されていたが、¹⁴⁾ この検出効率を向上させるこ

いと思われる。その特徴を明らかにすることもこれからの研究課題である。

将来、次のステップとして期待したいことは、超変形回転バンドの上に形成される素励起モードの探究である。電気双極子(E1)型やE2型の巨大共鳴はもちろん、E2型や八重極(E3)型の低励起振動モードを伴った超変形回転バンドが観測されるか否かはきわめて興味ある問題である。核分裂アイソマーの場合には、生成確率が小さいうえに角運動量が10 \hbar 以上になると核分裂してしまう為に、変形ポテンシャル・エネルギー曲面の第2極小近傍での分光学的研究には限界があった。これと比べて、今回の超変形バンドの場合は、広い角運動量領域にわたって安定性を示しているのだから、素励起のガンマ線スペクトルを観測する可能性ははるかに高いと思われる。

§4. 超変形バンドの生成と崩壊

超変形バンド内のE2遷移によるガンマ線の相対強度を図4に示す。この図は複合核形成のち超変形状態が生成される確率が約1%であることを示している。この値は超ウラン元素における核分裂アイソマーの生成確率(約

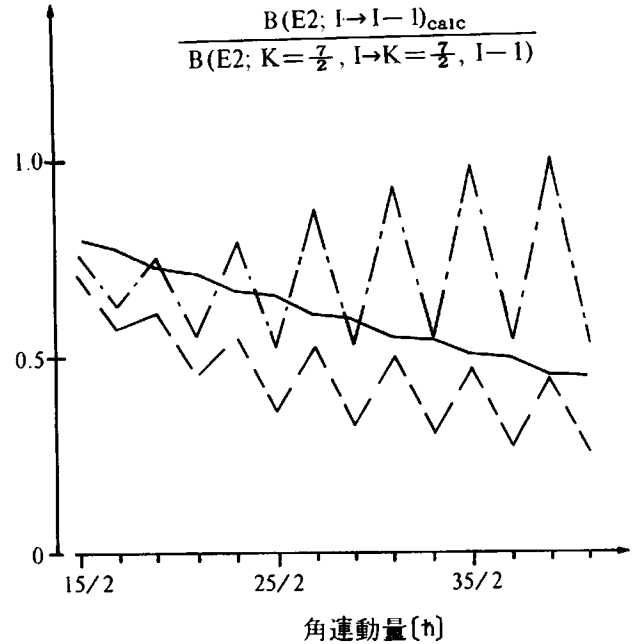
図5 $B(E2; \Delta I=1)$ のガンマ変形度依存性. 軸対称回転子模型での理論値との比が示されている. 実線は軸対称 ($\gamma_0=0$), 破線は $\gamma_0=-15^\circ$, 一点鎖線は $\gamma_0=15^\circ$ の場合に対する理論値. (I. Hamamoto and B. R. Mattelson: Phys. Lett. 132B (1983) 7より転載)

とにより離散スペクトルとしての観測に成功したのである. 次に, ^{48}Ca という中性子過剰核のビームを用いることによって, ^{40}Ar や ^{32}S ビームの場合に比べて温度の低い複合核を形成できた点が大切である. 中性子過剰核ビームは, 同じクーロン障壁をもつ他のビームと比較して, より多くの角運動量を持ち込めるので低温の複合核を形成するうえで有利な条件を備えている. 有限温度の複合核で (§2 で述べた) イラスト領域の殻構造がどこまで生き残っているか, そして, 超変形状態生成確率が入射チャンネルにどのように依存するかは未だよく分かっていない. これらは, 高温領域での準位密度や集団運動が関係する今後の興味ある研究課題である. しかし, ^{48}Ca ビームで初めて離散スペクトルが観測された事実は, 核分裂限界に近い大きい角運動量をもつ, 出来るだけ低温の複合核形成が本質的であることを示唆している.¹⁵⁾

§5. シグネチャー依存現象からみた非軸対称変形

^{152}Dy における3種類の変形状態は, いずれも軸対称性をはかなり良く満足したものであった. ここで話題を変えて, 非軸対称変形の自由度がどのような状況の下で重要な役割を果たすかという問題に関する最近の研究を紹介する. 非軸対称変形した原子核が実在するか否かは古くから論争の絶えなかった有名な問題である.¹⁶⁾ 問題の核心は, 静的な平衡変形 (その変形度を γ_0 と書き, ガンマ変形と呼ぶ) と, その平衡点のまわりの動的ゆらぎ (ガンマ振動) の効果を実験的にどのように区別できるかという点にあった.

この難問を解明する一つの手がかりが, 最近の高スピン・イラスト分光学の進展によって得られつつある. 角運動量 $I \approx 30 \hbar$ 以下の通常の変形核は超伝導状態になっているが, A が奇数の核 (odd-A 核と略) ではクーバー・ペアから外れた奇数番目の核子は準粒子モードとして振舞う. ところで $h_{11/2}$ や $i_{13/2}$ 軌道にある準粒子は, 近傍の軌道と比べて強いコリオリ力を受け, しかも, 特異な偶奇性をもつことが幸いして, 高スピン状態で非軸対称変形を敏感に反映する優れたプローベになるというのである. 1983年に $^{155,157}\text{Ho}$ ($Z=67$) の回転バンド内の角運動量を1単位しか変化させない ($\Delta I=1$) E2 遷移確率が著しいシグネチャー依存性を示している実験データが発表された.¹⁷⁾ これに関連して, 浜本-Mottelson はガンマ変形した核では強いシグネチャー依存性が期待できることを指摘した.¹⁸⁾ 図5に, $h_{11/2}$ 軌道にある準粒子を伴った回転バンド内の $B(E2;$



$I \rightarrow I-1$) のガンマ変形度依存性を示す. odd-A 核では角運動量 I は半整数であるから, $I=\alpha+\text{偶数}$ と書いたとき $\alpha=1/2$ または $-1/2$ である. 図5を見ると, 非軸対称変形の場合に $\alpha=-1/2$ の値が $\alpha=1/2$ と比べて系統的に大きいことが分かる. この α がシグネチャーと呼ばれる量子数で, 準粒子波動関数の (回転軸まわりの 180° 回転に対する) 対称性を表現している.¹⁹⁾ 内部構造がほとんど同じで α の値だけが異なる回転バンドはお互いにシグネチャー・パートナーと呼ばれる. 図5の $\Delta I=1$ 型の E2 遷移は, このパートナーを結びつけるものである. 原子核とともに回転する座標系で定義された準粒子エネルギーは, 準粒子の角運動量がポテンシャルの主軸に対してどの方向を向いているかに強く依存する. この方向依存性の一例として, ^{157}Ho に対する等ポテンシャル・エネルギー曲線を図6に示す. この図を見ると, 縮退した二つの極小点があることが分かる. シグネチャー・パートナー間のエネルギー差 Δe は, この二つの極小の間のポテンシャル障壁の透過強度に比例する. 1983年以降, ^{157}Ho 周辺核の高スピン状態について $B(M1)$, $B(E2)$ 値が系統的に測定されてきた.²¹⁾ 理論的には, $\Delta I=1$ 型の $B(E2)$ のみならず, エネルギー差 Δe や $B(M1)$ のシグネチャー依存性もガンマ変形度 γ_0 に鋭感であると予想されている. これら物理量の総合的分析により, 角運動量の増大につれてガンマ変形度 γ_0 が変化する様相が明らかになりつつある. 特に, $N \approx 90$ 領域の odd-A 核で角運動量が $32 \hbar$ を越えるあたりから $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ が著しく増大する現象が見えている.¹²⁾ また, 近隣の even-A 核でも I の増大に

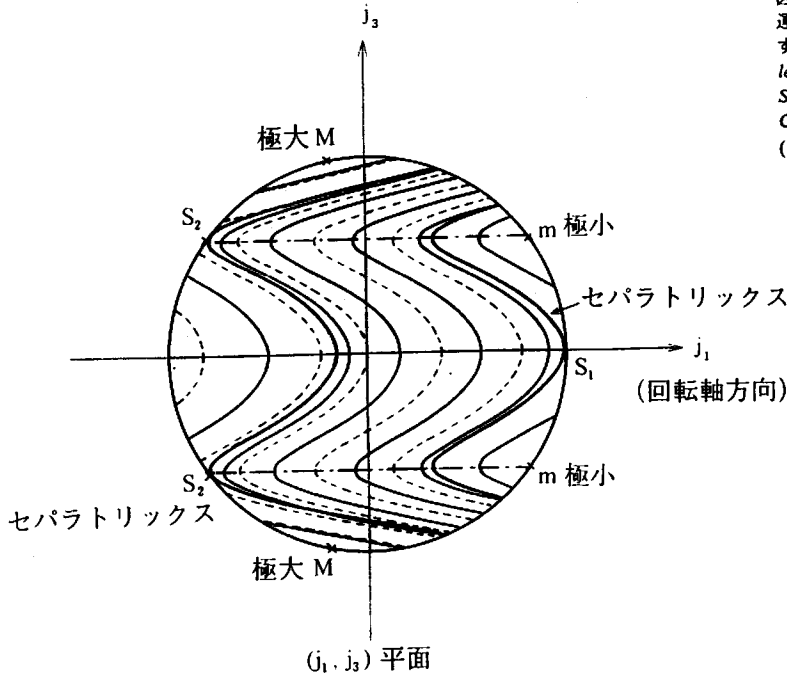


図6 準粒子の角運動量ベクトル $j=(j_1, j_2, j_3)$ の準古典近似での運動と、それらに対するエネルギー曲面。第1軸のまわりに回転する座標系から見たもの。(S. Frauendorf and E. Sobešlavsky: *Collective Motion and Giant Resonances, Proc. 15th Mikholajki Summer School on Nuclear Physics, Poland, 1983, Nuclear Sciences Research Con. Series, Vol. 8, ed. Z. Wilhelmi and M. Kicińska-Habior (Harwood Academic, 1986) p. 297* より転載。)

つれ $B(E2)$ の減少が知られている。¹²⁾ これらの現象の主要な原因はガンマ変形の成長にあると推定されている。準粒子の回転整列に伴って γ_0 が増大 ($0^\circ \rightarrow 60^\circ$) すると、回転軸から見た密度分布の非対称性が減少するので $B(E2)$ 値も減少すると考えられるからである。

浜本-Mottelson 論文以後、池田は軸対称変形の場合でもガンマ振動の効果によって顕著なシグネチャー依存性が起こることを指摘し、²²⁾ 大西ら²³⁾や松崎ら²⁴⁾は静的および動的な非軸対称変形を同時に考慮できる理論モデルを發展させた。しかしながら、実験面では、 $\Delta e, B(M1), \Delta I=1$ 型および $\Delta I=2$ 型の $B(E2)$ 値が完全に揃って測定されているのは未だ2~3の原子核にすぎず、個々の原子核に対して静的効果と動的効果の寄与を定量的に評価できるまでには至っていない。理論面でも、軸対称性が破れた系での非一様な3次元回転運動と大振幅の形状振動を同時に矛盾なく取り扱う点で未解決な問題が残されている。(校正時追加: ごく最近文献17のデータには誤まりが含まれていることが判明し、この核のシグネチャー依存性は弱くなった。)

§6. 多重クーロン励起による形とゆらぎの測定

核表面の変形を知るための、もう一つの有力な手段としては重イオンによる多重クーロン励起が古くから知られていたが、最近、この分野でも特筆すべき進歩があった。Rochester 大学の Cline らはクーロン励起された約30個の励起状態を結びつける 100 個以上の E2 遷移行列要素を暖

昧さなく決定できる解析プログラムを完成させた。²⁵⁾ このように大量の行列要素が求まると、和則を用いて、四重極演算子の冪乗から構成される回転不変量の期待値 $\beta^2, \beta^3 \cos 3\gamma, \beta^4, \beta^5 \cos 3\gamma, \beta^6, \beta^6 \cos^2 3\gamma$ (これらは $T_3 \otimes SO(3)$ 群のカシミア演算子の固有値である²⁶⁾) などを決定できる。つまり、変形パラメータ (β, γ) の平衡値のみでなく、形のゆらぎ幅、ゆらぎの非対称度 (skewness) など、変形パラメータ空間における四重極モーメントの分布に関する高次の相関を個々の量子状態ごとに決定することが可能になりつつある。

彼らは、この方法を用いて ^{168}Er の基底状態回転バンドは $\gamma_0 \approx 9^\circ$ であり、ゆらぎの振幅も同程度であることを示した。この結論は、この核に対する異なったアプローチからの予想と合致している。1982年に Bohr-Mottelson²⁷⁾ や浜本²⁸⁾ は (n, γ) 反応を用いて得られた ^{168}Er の低励起スペクトルを詳細に分析し、2 MeV 以下にガンマ振動の量子

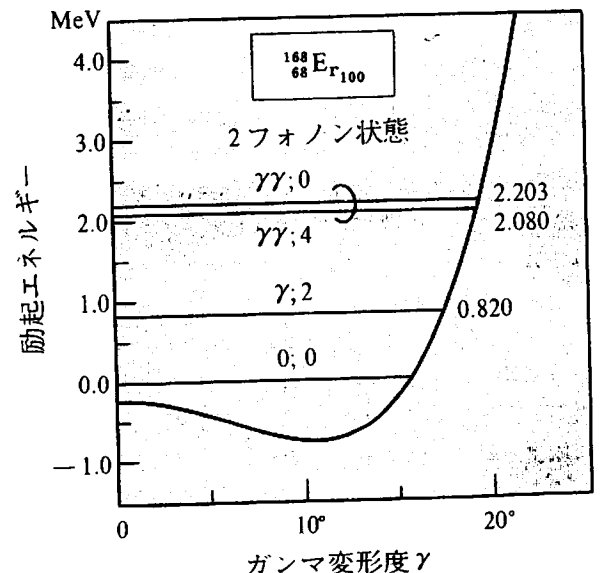


図7 ^{168}Er の非調和ガンマ振動の2フォノン状態に対する理論計算。励起単位につけられた数字は K 量子数を表す。(M. Matsuo and K. Matsuyanagi: *Prog. Theor. Phys.* 78 (1987) 591 より転載。)

が2個励起された2フォノン状態が存在しないことから、この核の基底状態が非軸対称変形している可能性を示唆していた。その後、松尾らは微視的理論に基づいて¹⁶⁸Erのガンマ振動の非調和性を分析した。²⁹⁾ この理論計算で得られた非調和ガンマ振動に対するポテンシャル曲線を図7に示す。この図を見ると、 γ の平衡値とゼロ点振動の振幅が同程度であり、静的平衡変形が決定的な意味をもちえないことが分かる。これは¹⁶⁸Er核が非軸対称平衡変形への相転移の転移領域に位置していることを意味しており、Clineらのクーロン励起の実験結果と一致している。他方、図7で予想されている2フォノン状態は実験でまだ観測されていない。これらの存在あるいは非存在がはっきりすれば静的な平衡変形と動的な形状ゆらぎの効果を区別し、形のダイナミクスをより明確に理解できるのであるが、低励起・低スピン状態に関してさえ、この種の決定的な実験データが未だに得られていないという現実は強調しておく必要がある。

§7. 変形の定義について

これ迄あまり立ち入らなかつたが、有限量子系としての原子核の変形をどう定義するかは実は些細な問題ではない。通常は、時間に依存するハートリー-フォック-ボゴリョボフ(Hartree-Fock-Bogoliubov(HFB))近似によって導入される自己無撞着ポテンシャルの瞬間的(instantaneous)な幾何学的形状として定義される。この場合、自己無撞着性により、密度分布の変形もポテンシャルの変形に比例する。ところで、時間に依存するHFB近似は古典ハミルトン力学系の非線形動力学と等価であることが知られている。³⁰⁾ つまり、変形について語る際には量子系に対する古典近似を用いているのである。古典近似を活用せずに原子核の長軸や短軸を定義することは困難である。そして、変形の主軸に準拠してこそ物体固定座標系が定義でき、回転運動の物理的描像も明確になるのである。

超変形回転バンドに関して述べたように、原子核の表面の幾何学的形状の変化に伴って、核内を運動する核子に対する殻構造も変化する。逆に、新しく形成された殻構造は、どのタイプの変形モードが起こり易いかの条件を決定する。したがって、超変形回転バンドの生成・構造・崩壊を理解するためには、巨視的・古典的概念としての変形の動力学と核内の一粒子運動に対する微視的・量子スペクトルという異なる側面の相互関係を統一的に把えなければならない。同様な問題は、非軸対称変形の動力学に関してもあらわれ

る。

以上が表面の変形の動力学を困難な課題としている主な理由であるが、これを理解することは原子核という有限量子系の特性を理解する道であるから、この目的にむけて実験と理論の連携が更に強まることを期待したい。

§8. おわりに

超変形回転バンドの微視的構造を解明することは、高速回転・巨大変形という二重の意味で極限状況におかれている核物質の運動様式を理解するための、新しい橋頭堡を築くことになる。これに続いて、超変形状態の生成過程や、この上に形成される多様な素励起モードの性格が調べられるだろう。また、超変形回転バンドの崩壊様式を理解するためには、平衡変形の大きく異なる他の状態群へのトンネル効果を調べなければならない。更に、角運動量60 \hbar という値は核分裂や粒子放出が起こる臨界角運動量にかなり近づいており、これらに対する不安定性がどのようにダイナミクスに関わってくるかを調べることも今後の興味あるテーマである。超変形回転バンド発見のインパクトは、核分裂アイソマーの発見(1962年)やバックペンディング現象の発見(1971年)と匹敵するものであり、今後の展開が楽しみである。

非軸対称変形の動力学に関する最近の進展は、超変形回転バンドの話題に比べて、地味に聞こえるかもしれない。しかし、電磁遷移確率の系統的測定や、多重クーロン励起を用いて個々の量子状態間の遷移行列要素を決定することは、核表面の変形の動力学を解明してゆくための最も確実で基本的な道筋であるから、この分野でしっかりした基礎を築くことが必要である。

この解説では超変形回転バンドと非軸対称変形に話題を絞った。その他、空間反転対称性を破った八重極変形核の存在や、基底状態近傍でのいろいろな型の変形共存現象など、ここで省略された話題については「原子核の形に関する国際会議」(1987年6月28日-7月4日、クレタ島)のブローシヤングズ¹²⁾や文献31が参考になろう。

参考文献

- 1) P. J. Twin, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 811.
- 2) J. D. Garrett: Nature 323 (1986) 395.
- 3) M. A. Bentley, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2141.
- 4) 浜本育子: 日本物理学会誌 37 (1982) 921.
- 5) 松柳研一: 日本物理学会誌 34 (1979) 570.
- 6) I. Ragnarsson and S. Åberg: Phys. Lett. 180 B (1986) 191.
- 7) A. Bohr and B. R. Mottelson: Phys. Scr. 24 (1981) 71.

- 8) Y. R. Shimizu, E. Vigezzi and R. A. Broglia: Phys. Lett. 198B (1987) 33.
- 9) W. J. Swiatecki: Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1184.
- 10) M. Brack, *et al.*: Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 320.
- 11) B. Haas, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 503.
- 12) *The Variety of Nuclear Shapes, Proc. Int. Conf. Nuclear Shape, Crete, 1987*, ed. J. D. Garrett, *et al.* (World Scientific, Singapore, 1987).
- 13) B. Herskind, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 59(1987) 2416.
- 14) B. M. Nyako, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 507.
- 15) A. O. Macchiavelli, *et al.*: Phys. Rev. C 36 (1987) 2177.
- 16) 例えば T. Yamazaki: Nucl. Phys. 49 (1963) 1.
- 17) G. B. Hagemann, *et al.*: Nucl. Phys. A 424 (1984) 365.
- 18) I. Hamamoto and B. R. Mottelson: Phys. Lett. 132B (1983) 7.
- 19) 文献4のシグネチャー量子数とは $r = \exp(-i\pi\alpha)$ の関係にある。
- 20) S. Frauendorf and E. Sobelesvsky: *Collective Motion and Giant Resonances*, ed. Z. Wilhelmi and M. Kicińska-Habior (Harwood Academic, 1986) p. 297.
- 21) J. D. Garrett, G. B. Hagemann and B. Herskind: Annu. Rev. Nucl. & Particle Sci. 36 (1985) 419.
- 22) A. Ikeda: Nucl. Phys. A 439 (1985) 317.
- 23) N. Onishi, I. Hamamoto, S. Åberg and A. Ikeda: Nucl. Phys. A 452 (1986) 71.
- 24) M. Matsuzaki, Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi: Prog. Theor. Phys. 79 (1988) 836.
- 25) D. Cline: Annu. Rev. Nucl. & Particle Sci. 36 (1986) 683.
- 26) H. Ui: Prog. Theor. Phys. 44 (1970) 153.
- 27) A. Bohr and B. R. Mottelson: Phys. Scr. 25 (1982) 28.
- 28) I. Hamamoto: Prog. Theor. Phys. Suppl. 74 & 75 (1983) 157.
- 29) M. Matsuo and K. Matsuyanagi: Prog. Theor. Phys. 78 (1987) 591.
- 30) 坂田文彦, 丸森寿夫: 日本物理学会誌 41 (1986) 254.
- 31) 「90年代にむけての核物理の展望」研究会(1987年9月)報告, 素粒子論研究, 特集 (1988).

日本物理学会誌 第43巻 第12号 (1988年12月号) 予定目次

談話室

ルビーはなぜ赤い? —田辺・菅野ダイアグラムの頃—
..... 田辺行人

特別

1926~28年頃の欧米物理学界を垣間見る 堀 健夫

交流

発展する脳の数理モデル 甘利俊一

解説

ラングミュア・プロジェクト膜の構造と物性
..... 黒田新一・池上敬一・杉 道夫

最近の研究から

YBa₂Cu₃O_{6+x}の磁気構造 門脇広明・山田安定
物性論におけるWard-高橋関係式 豊田 正

実験技術

非線形偏光分光法の固体励起子分光への応用 桑田 真
物理学と数学

ノンスタンダード・アナリシスと物理学—無限小概念の復活—
..... 小澤正直

弦理論と数論 黒川信重

新著紹介

43巻総目次, 主題別索引, 著者索引, 新著紹介原著者索引