

2006年9月
「原子核研究」
新世代記念号

原子核物理用語・キーワード解説

ボーア・モッテルソンの集団模型 (統一模型)
(Collective model (unified model) of Bohr and Mottelson)

松柳 研一 (京都大学大学院理学研究科)

1950年代の初め、個々の核子が平均場の中を独立粒子運動しているというシェル模型の描像が原子核の基底状態近傍で成り立っていることが明らかになるとともに、電磁気モーメントやクーロン励起などの実験により表面の振動や回転など原子核全体が集団運動する現象が続々と発見され、「これらのお互いに相補的な概念を如何にしたら統一的に理解できるか」が核構造の力学の基本課題となりました。この課題に対して、1952年から1953年にかけて Aage Bohr と Ben Mottelson が提案したモデル [1, 2] は Bohr-Mottelson の集団模型とよばれています。個別粒子運動と集団運動の統一模型ともよべます。この模型は「シェル模型の平均場は容易に変形可能で、集団運動とは平均場の時間変化にはかならない」というアイディアに基づいています。このアイディアに従えば、シェル模型の平均場が球対称の場合、

$$H = H_{vib} + H_{part} + H_{coupl}, \quad (1)$$

$$H_{vib} = \frac{1}{2} C_\lambda \sum_\mu |\alpha_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} D_\lambda \sum_\mu |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2, \quad (2)$$

$$H_{coupl} = \sum_p k(r_p) \sum_\mu \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta_p, \varphi_p) \quad (3)$$

という模型ハミルトニアンが導かれます。 H_{vib} は表面振動、 H_{part} は個々の核子の独立粒子運動、 H_{coupl} は両者の相互作用、 $(r_p, \theta_p, \varphi_p)$ は個々の核子の座標を表しています。この表式は、表面の形を球面調和関数 $Y_{\lambda\mu}$ を使って表現し、変形の振幅 $\alpha_{\lambda\mu}$ が小さいとして、 H_{vib} と H_{coupl} を $\alpha_{\lambda\mu}$ に関して冪展開して得られた最低次のもので、弱結合の場合に相当します。四重極変形 ($\lambda = 2$) の場合、 H_{vib} は5次元調和振動子ハミルトニアンであり、これを量子化して得られる表面振動の励起モードは5次元ボソンの生成と見なすことができます。こうしてボソン・フェルミオン混合系に対する模型ハミルトニアンが得られ、核子と π 中間子などに対する場の理論との類似性も見やすい形になります。シェル模型の平均場が変形している場合は強結合と呼ばれ、平均場の方向が静止座標系に対して回転する回転運動が起こります。この場合には変形パラメタ $\alpha_{\lambda\mu}$ の平衡値のまわりで H_{coupl} を冪展開するとともに、回転運動と個別粒子運動の相互作用が見やすくなるような表式を導きます。原子核の平均場は四重極変形以外にも様々な自由度を内包していますので、一口に「時間変化する平均場」と言っても実に多様な集団励起モードが現れます。それらに対応する H_{vib} , H_{part} , H_{coupl} の表式を導くこともできます。

このモデルを古典的液滴模型と混同しないことが大切です。 H_{vib} の質量パラメタ D_λ と復元力パラメタ C_λ に古典的液滴モデルの値を用いると実験データと合わないことは当初から分かっていました。初期の論文では渦なし流体とのアナロジーに言及されていますが、それは目安として使われたに過ぎず、低エネルギーの集団励起はシェル構造と対相関の影響を強く受けた有限量子多体系に特有なモードであるとの認識はその当時からありました。モデルとは作っていくもので、実験の進展と相まって不断に進化を続けるものです。1950年代後半、対相関に対するBCS理論や集団運動の微視的理論が進展し、核内核子間の有効相互作用から出発して H_{vib} を導出することが可能になり

ました。Bohr-Mottelson の現象論的な集団模型を出発点として、その後 20 年あまりの活発な研究によってこのモデルがどのように進化していったかは Bohr-Mottelson のノーベル賞講演 (1975 年) にまとめられています [3, 4]。この講演では、集団運動の自由度と個別粒子運動の自由度を対等に取り扱い、そのことによる自由度の数えすぎを積極的に容認した上で、その double counting を両者の間に生じるある種の相互作用として摂動論的に補正していくアプローチが紹介されています。この理論形式は Nuclear Field Theory とよばれています。これは弱結合の場合ですが、平均場が変形した強結合の場合に対しては「原子核の回転運動とは平均場近似で破られた対称性を回復する量子力学的集団運動である」との観点が強調されています。今や文献 [1, 2] の入手は困難になっていますが、Bohr-Mottelson の教科書 [5, 6] にその後の到達点がまとめられていますので、その到達点 (集団運動と個別粒子運動を統一的に記述するための一般的スキーム) を広い意味で Bohr-Mottelson の集団モデルと呼ぶ方が現在では適切と思われる。

その後の研究により、低エネルギーの集団励起モードは一般に非調和性 (非線形性) がきわめて強く、大振幅の集団運動として記述する必要があることがわかってきました。球形、オブレート変形、プロレート変形状態が共存し、これらの複数の平均場に亘る大振幅の集団振動が起こっていると解釈される現象も広範に見出されています。このような場合、質量パラメタ D_λ は定数でなく、変形 $\alpha_{\lambda\mu}$ に依存して変化するし、集団運動のポテンシャルも $\alpha_{\lambda\mu}$ の複雑な関数となります。集団座標として平均場の変形パラメタ $\alpha_{\lambda\mu}$ を現象論的に導入するのではなく、集団座標と集団ハミルトニアンを核子間の有効相互作用から出発して微視的に導出する課題は核構造力学の基礎的課題として今後の発展が大いに期待されています。

参考文献

- [1] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, (1952), No. 14.
- [2] A. Bohr and B. R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 27, (1953), No. 16.
- [3] A. Bohr, Nobel Lecture, Rev. Mod. Phys. 48 (1976) 365.
- [4] B. R. Mottelson, Nobel Lecture, Rev. Mod. Phys. 48 (1976) 375.
- [5] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. I (Benjamin, 1969; World Scientific 1998).
- [6] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II (Benjamin, 1975; World Scientific 1998).

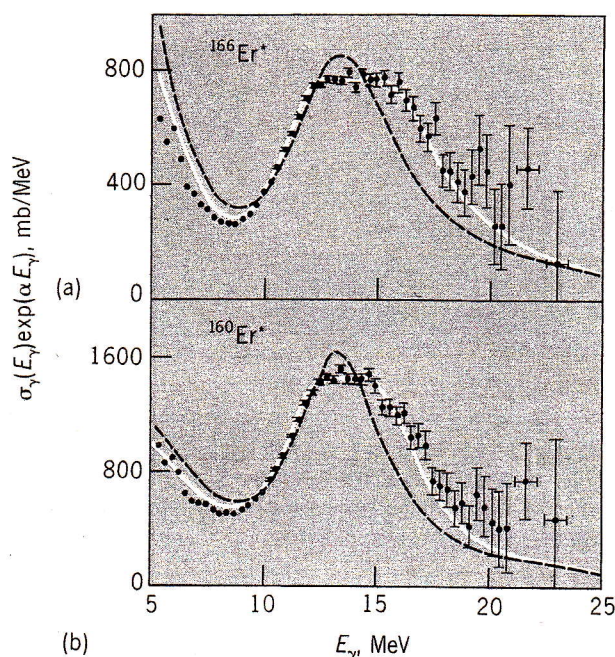


図4 高エネルギーガンマ線のスペクトル(示されているように指数因子がかけられている)。 (a) 61.5 MeVの炭素-12とサマリウム-154の融合によって形成された高励起エルビウム-166核の崩壊からのもので、 $\alpha^{-1}=1.45$ MeV(指数因子中の係数)が用いられている。 (b) 61.5 MeVの炭素-12とサマリウム-148の融合によって形成された高励起エルビウム-160の崩壊からのもの。 $\alpha^{-1}=1.40$ MeV。14 MeV付近のガンマ線エネルギー E_γ での広くて平たいピークは、巨大電気双極共鳴で、高励起核の変形のために二つのほとんど分解した成分に分かれています。破線は、その核が球形だとしたら共鳴の形はどうかを示している。1 mb(ミリバーン) $=10^{-31}$ m²。(C. A. Gossett et al., Deformation of heated nuclei observed in the statistical decay of the giant dipole resonance, Phys. Rev. Lett., 54: 1486-1489, 1985による)

放射されたガンマ線のスペクトルに10 MeV以上で巨大E1共鳴の形を示すように指数因子がかけられている。共鳴が二つのほとんど分解した成分に分かれるという事実は、 $kT \cong 1$ MeV(k =ボルツマン定数)のような温度で、これらの高励起の核が変形しており、その変形がより低いエネルギーでの既知の変形とほとんど変わらないことを示している。したがって、核の形を溶かすにはより高温が要求される。

低温低スピンの球形である核についての他の実験は、 $kT \geq 1$ MeVなる温度で熱い核は大きな熱的形状ゆらぎをもつということを示している。さらに、低スピンの球形な熱い核は高スピンの変形(最もありがちなのはオブレート形)する。同じ傾向は、回転時にオブレート(極部は平たく、赤道部分は膨張)になる球形液滴(または球形水入り風船)によって示される。

超新星爆発における巨大共鳴

巨大共鳴は自然界における高エネルギー核反応において重要な役割を果たす。最もよい例の一つは超新星爆発であり、これは天体核物理学の興味深い話題である。大質量星である超新星はその核燃料のほとんどを燃やし尽くして重力崩壊を起こす。その崩壊の間、芯部の核は電子捕獲とよばれる過程によってニュートリノを生成するが、これは一種の逆 β 崩壊である。これらの反応は芯を冷やし崩壊を加速するのであ

MARUZEN
丸巻 物理学大辞典
(初版 1989, 22版 1999)

るが、その反応率は巨大ガモフ-テラー共鳴の性質に依存している。

星の崩壊は核物質の固さが圧縮に抵抗するまで続き、その点で衝撃波が生成され外方向へ跳ね返ってその星のマントルを吹き飛ばす。続いて起こる衝撃波の強度は、まだ十分に理解されていないが、巨大アイソスカラーE0共鳴の文脈で先に論じた核の圧縮率に直接関係している。より柔らかい核は重力の井戸にさらに落ち込み、より大きい圧縮とより強い跳ね返りを起こすであろう。

中心部分の背後に残されるのは熱い中性子星であり、これはニュートリノを放出することによって冷える。これらのより高いエネルギーのニュートリノは外側へ移動し、巨大E1共鳴を含むさまざまな巨大共鳴を励起する非弾性散乱反応を通してマントル中の核を熱する。マントルのこの熱化は衝撃波の到達以前に起こることが可能で、爆発に寄与するかもしれない。さらに、自然界に見つかるある種の元素は第一にこれらの反応での巨大共鳴崩壊の生成物としてつくられたいかもしれない。一つの例はフッ素である。これは、ネオン-20(²⁰Ne)の巨大共鳴励起とそれに続く¹⁹F+pへの分解によってつくられる(●ニュートリノ、核反応、核スペクトル、核構造)。

[K. A. Snover/相場浩和]

文献: B. L. Berman and S. C. Fultz, Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons, *Rev. Mod. Phys.*, 47: 713-761, 1975; Proceedings of the Workshop on Isovector Excitations in Nuclei, *Can. J. Phys.*, 65:535-698, 1987; K. A. Snover, Giant resonances in excited nuclei, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 36:545-603, 1986; A. Van der Woude, Giant resonances, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 18:217-293, 1987; S. E. Woolsey et al., The neutrino process, *Astrophys. J.*, 1990.

原子核の集団運動

Collective motions of the nucleus

原子核の集団運動の分類

有限個(1~250個)の核子から構成された量子多体系としての原子核はきわめて多様な集団運動モードをもつことが知られており、新しい型の集団的励起モードの探索は核構造研究の重要なテーマである。現在までに知られている原子核の集団運動は次のように大別できよう。

1) 励起エネルギー10 MeV以上に巨大共鳴として現れる集団的振動モード。1970年以降になって核の半径、形状やスピン-アイソスピンの方向が時間とともに振動する多様な型の巨大共鳴が実験的に見いだされた。電気双極子振動、電気四重極子振動、電気単極子振動、スピン振動、スピン-アイソスピン振動(ガモフ-テラー型巨大共鳴)、磁気双極子振動などがよく知られている(●原子核の巨大共鳴)。

2) 基底状態から数 MeV程度の低い励起スペクトルを特徴づける振動や回転モード。球形核の四重極や八重極振動モード、変形核の回転運動と平衡変形のまわりのゆらぎ(β 振

動, r 振動)などは1950年代からよく知られている。低い振動数の四重極モードは原子核の殻模型における最外殻の中での核子の間に働く対相関(角運動量 $J=0$ の対を形成させようとする相関)と四重極相関(核子集団の密度分布を楕円体型に変形させようとする相関)と密接な関係にあり、核の殻構造と超伝導的性質の影響を強く受けている。球形核と変形核の中間の転移領域に位置する原子核は転移核とよばれる。転移核の四重極型集団運動は振動と回転の中間的な性質を示し非調和性・非線型性がきわめて強い。以上は表面振動モードであるが、このほか、2個の核子をコヒーレントに生成・消滅する振動モードが2核子移行反応により調べられている。このモードは対振動とよばれ、クーパー対($J=0$ に組んだ核子対)と密接に関係している。クーパー対が凝縮し、超伝導状態になっている原子核では核子数保存則の自発的破れに伴って対回転とよばれる回転モードが現れ、対回転スペクトルが観測される(▶核構造)。

3) 非常に大きい角運動量をもつ高速回転運動。その角運動量の微視的構造と、高速回転という一種の極限状況での核構造に興味をもたれている。1970年代以降、重イオン反応などにより高速回転核をつくり出せるようになり、現在までに $J \approx 70 \hbar$ の領域まで離散的なスペクトルが観測されている。急速に発展しつつある研究分野であるが、1), 2)で述べた集団振動モードの性質が高速回転の影響を受けてどのように変化するかについての研究は始まったばかりの段階にある。1986年、高速回転状態において、長軸と短軸の比が約2:1の回転楕円体の形をした超変形回転バンドが ^{152}Dy 原子核で発見された(▶核構造)。その後、類似の回転バンドが質量数 $A \approx 80, 130, 150, 190, 240$ 領域の原子核で系統的に見つかり、1997年までに同定された超変形回転バンドの数は200に達した。現在、これらの回転バンドの微視的構造の探求がきわめて活発に行われている。

4) 入射エネルギーが核子あたり数 MeV の重イオン衝突や核分裂の過程で起こる大振幅集団運動。前者では絶対温度 $T=0$ の初期状態から出発して、時間の進行につれて集団運動の性格が変化するとともに有限温度(たとえば $T \approx 2$ MeV)に至る。平衡から遠く離れた核物質の集団運動は非線型・非平衡統計物理の一つの典型として興味をもたれている(▶深部非弾性衝突)。

原子核の集団運動の特徴

絶対温度 $T=0$ の基底状態(回転している原子核の場合はイラスト状態)の近傍にある核物質ではパウリ原理のために核子-核子衝突が抑制されている。この結果、核子の平均自由行程は核のサイズより大きくなり、平均ポテンシャルの中の独立粒子運動という殻模型の描像が成立する。このことは原子核の集団運動の性格を理解するうえで本質的である。たとえば、四重極巨大共鳴が液滴の振動よりも弾性体の振動に類似した性質を示すのはこのためである。核構造論は核子の個別粒子的運動と原子核全体としての集団運動という対立する運動様式の共存・競合を統一的に理解することを基本的課題として展開されてきた。殻模型を拡張して両者の相互関連を明らかにするうえで決定的な役割を果たしたのは「集団運

動とは平均ポテンシャルの時間的变化にほかならない」とするアイデアであった(1975年ボーア(A. Bohr), モッテルソン(B. R. Mottelson), レインウォーター(J. Rainwater)のノーベル賞受賞講演参照; Rev. Mod. Phys., 48:365,1976)。集団振動に伴う平均ポテンシャルの時間変化は粒子運動モードに影響を与え、粒子運動と振動運動の間のモード・モード結合をもたらす。多重極度 λ , その成分 μ の表面振動を表す集団座標を $\alpha_{\lambda\mu}$ とし、系のハミルトニアンを集団運動を表す部分 H_{coll} , 粒子運動を表す部分 H_{particle} , 両者の相互作用を表す部分 H_{int} の和で

$$H = H_{\text{coll}}(\alpha_{\lambda\mu}) + H_{\text{particle}}(\mathbf{x}_i) + H_{\text{int}}(\alpha_{\lambda\mu}, \mathbf{x}_i) \quad (1)$$

と書くと、粒子-振動結合ハミルトニアン H_{int} は

$$H_{\text{int}} = \sum_{i=1}^A \sum_{\lambda\mu} \{U(\mathbf{x}_i, \alpha_{\lambda\mu}) - U(\mathbf{x}_i, \alpha_{\lambda\mu}^0)\} \quad (2)$$

で与えられる。ただし U は平均ポテンシャル、 $\alpha_{\lambda\mu}^0$ は平衡変形、 \mathbf{x}_i は i 番目の粒子座標である。振動の振幅が小さいとして式(2)を $\alpha_{\lambda\mu}$ のべき展開すると、粒子-振動結合の主要項 $H_{\text{int}}^{(0)}$ は

$$H_{\text{int}}^{(0)} = \sum_{i=1}^A k(r_i) \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \varphi_i) \quad (3)$$

という形に書ける。ただし、平均ポテンシャルのスピン・アイソスピン依存項を無視し、 $\mathbf{x}_i = (r_i, \theta_i, \varphi_i)$ と書いた。 $Y_{\lambda\mu}$ は球面調和関数である。

現象論的理論では平均ポテンシャルの時間変化を決定する集団ハミルトニアン H_{coll} の形を模型的考察に基づいて設定するが、微視的理論では H_{coll} 自体を振動-粒子相互作用 H_{int} と自己無撞着に導出することが課題となる。

粒子-振動結合の結果、核内の個別粒子運動はさまざまな型の振動モードの“着物”を着ている。このことは低い励起スペクトルに関する実験において、粒子の有効質量、有効電荷、有効結合定数などの測定により検証される。たとえば、核物質の理論によれば核内での核子の有効質量 m^* は核子の質量を m として $m^* = (0.6 \sim 0.7)m$ で与えられるが、現実の核表面近傍において粒子-振動結合の効果も考慮するとフェルミ面近傍では $m^* \approx m$ となる。また、電気双極子振動との結合効果のため低い励起状態間の E1 遷移確率は殻模型での理論値より大幅に(10分の1以下に)減少している。他方、E2 遷移確率は四重極振動との結合効果のため著しく増大する。

核子の軌道運動に伴う殻構造は平均ポテンシャルの対称性と変形度に依存して変化する。核子数が一定という条件のもとで殻構造による結合エネルギーの利得を最大にする形状は球対称とは限らない。自己無撞着に決定された平均ポテンシャルの平衡形状が回転対称性を破っている場合には、静止座標系からみた変形方向を指定することが可能になり、この方向が時間的に変化する回転運動が起こる。すなわち、原子核の回転運動は対称性の自発的破れを回復する量子力学的集団運動の一種である。原子核多体系の特徴は、系の構成要素の個数が有限であることの反映として、量子力学的零点振動による平衡変形のみまわりでのゆらぎの振幅が平衡変形の大さと同程度になる場合が多い点にある。このため、球形核と

変形核の間に広い転移領域が存在する。転移核の低い励起状態も大振幅集団運動の典型であると考えられている。

核物質の集団運動の性格は核物質の励起エネルギーや外場の時間的変化の緩急などの条件の変化とともに基本的に変化する。状況の変化に対して核物質が異なった応答をすることをたとえて核物質はシリイ・パティに似ているといわれることがある(この物質は力を急に加えるとゴムのように弾性的に応答し、力をゆっくり加えると液体のように流れ粘土のようにつぶれる)。考察下の諸々の条件(たとえば重イオン衝突における核子あたりの入射エネルギーや反応が始まるからの経過時間など)に応じて、平均ポテンシャル内の粒子運動に対する断熱近似あるいは非断熱(透熱)近似の妥当性も変化する。重イオン衝突においては、入射エネルギーが核子あたり数十 MeV の領域に至ると平均場近似の適用限界にぶつかると考えられている。これはパウリ原理の効果が決定的でなくなるためであり、このような状況においては核子-核子衝突を考慮して平均場近似を拡張することが必要になる。

集団運動の微視的理論の課題

集団運動の微視的理論は、ハートリー-フォック(Hartree-Fock)の方法、超伝導のBCS理論や乱雑位相近似・線形応答理論の原子核への適用を出発点とし、1960年以降、ボソン展開の方法、生成座標の方法、角運動量射影法、量子流体力学・各種の半古典近似、時間依存ハートリー-フォックの方法による数値シミュレーション、断熱的時間依存ハートリー-フォック理論、集団座標を伴った経路積分の方法など多様な角度からのアプローチが展開されてきている。

微視的理論の基本的課題は、1)系の構成要素である個別核子の従う運動法則から出発し、その膨大な自由度の中から最適の集団変数を抽出すること、2)抽出されたマクロな集団変数の従う集団力学と構成要素のミクロな力学との相互関係を明らかにすることである。時間依存ハートリー-フォックの方法の場合を例にとつてこのことを説明する。この方法は、殻模型における粒子-空孔励起によって張られる膨大な自由度をもつ多次元位相空間の中のハミルトン力学系の問題と等価であることが証明されている。時間依存ハートリー-フォック方程式はこの位相空間の中での古典軌道を決定する非線形方程式である。集団変数を抽出するということは、この多次元位相空間の中の部分多様体を抽出することを意味する。この部分多様体の上での系の時間発展を決定するのが集団変数である。もちろん、一般には、最適な部分多様体といえども近似的にしか抽出できず、近似の妥当性は部分多様体の安定性と密接に関連していると考えられる。時間依存ハートリー-フォックの方法は、量子力学の重ね合せの原理を満足していないことから明らかなように、量子多体系に対する一種の半古典近似であるから、このアプローチにおいては、上記の1), 2)につけ加えて、3)集団運動を再度量子化して量子スペクトルなどの観測量と関係づけることが基本的課題となる。さらに、抽出された集団部分多様体の安定性の問題は4)集団運動の散逸の問題と密接な関係にある。この問題は、具体的には、巨大共鳴の減衰幅、核分裂および重イオン深部非弾性衝突における摩擦の問題として1970年代後半から活

発な研究が行われている。減衰幅や摩擦の微視的機構はハミルトン力学系のカオス問題あるいは不可逆過程への道筋の問題とも関連して興味をもたれている。上記1)~4)の基本的課題に対しては、集団運動の振幅が小さく粒子-振動結合を摂動論的に取り扱える範囲を除き、確立した理論といえるものがなく大部分が今後の課題として残されている。

[松柳研一]

原子核物理学 Nuclear physics

原子核の構造および原子核間の相互作用、原子核とその構成粒子の核子や巨大加速器によって得られるすべての素粒子との相互作用を研究する学問。原子核物理学は力の到達距離と規模において、原子物理学と素粒子物理学——特徴的には核子系の範囲で——の中間の位置を占める。知られているすべての自然界の力が同時に研究できる唯一の系として、原子核は多くの基本的な対称性および自然の法則を試し、かつ適用範囲を広げていく自然の実験室である(▶原子核、原子構造とスペクトル、素粒子、対称則)。

原子核は、適度に大きいのが、まだ扱いやすい数の強い相互作用する粒子を含むので、素粒子の相互作用の特徴である少数多体問題から統計的な取扱いが主であるプラズマ物理学(plasma physics)、固体物理学(condensed matter physics)における極端に多数の粒子系の問題に至る物理学の普遍的な多体問題において中間的な位置を占める。原子核は——微視的なレベルで理解できる期待とともに——幅広い範囲の現象を科学者に提供する(▶プラズマ物理、統計力学)。

この分野での研究活動の中心は、三つの広い相互に関連する副領域にある。一番目は古典的原子核物理学(classical nuclear physics)とよばれ、そこでは多数の原子核について、広い範囲の実験的、理論的な手段を用いて、原子核の構造的および動的側面が多くの研究室において調べられている。二番目は、高エネルギー原子核物理学(higher-energy nuclear physics)(アメリカでは、中間エネルギー物理学(medium-energy physics)とよばれる)である。それは中間子を用いて原子内部および原子核の相互作用を調べることに重点がある。三番目は、重イオン物理学(heavy-ion physics)であり、国際的に最も急速に発展しつつある副領域である。そこでは、周期表(periodic table)全体にわたる原子核の加速ビームが、以前にはわからなかった原子核の現象を研究するのに使われる。原子核物理学はそれが最も基礎的な問題と最も応用的な問題を併合するという研究の広がりにおいて、独特なものである。その実験装置は化学、工学および医学にわたって広い応用性があることがわかってきた。核工学(nuclear engineering)、核医学(nuclear medicine)は、応用分野での二つの非常に重要な専門分野である。

核化学(nuclear chemistry)は、固体物理、材料科学(material science)の一側面であるが、原子核物理学といっしょになって核科学(nuclear science)という広い分野を形成する。アメリカおよびカナダ以外では、素粒子物理学はしばしばこ

は、第一の定義での準粒子をバンドが複数個ある場合に拡張した概念である。また、超伝導体中のボゴリューボフの準粒子は、第一の定義を周囲のフェルミ粒子が対になってボース凝縮している場合に拡張した概念である。金属中の伝導電子は、しばしば自由電子であるとして説明されているが、実際には、第二の定義での準粒子であり、それは電子間の相互作用のみならず、電子・フォノン相互作用を通して格子系に生じた乱れをも含んだものである。そのほかのオン族は、素励起と同義語の準粒子と考えてよい(⇒素励起, フェルミ流体論)。

[2] 原子核の殻模型では、時間反転によって互いに結びつく単一粒子状態にある2個の粒子間には特別の強い引力が働いていて、それを対相関力とよんでいる。この状況は超伝導状態にある金属と類似しており、その意味で閉殻近傍を除いて重い原子核の基底状態近傍は超伝導状態になっているといえる。したがって原子核へもいわゆるBCS-ボゴリューボフ理論が適用可能となり、準粒子の概念を導入することができる。そして核の励起状態は超伝導の基底状態から準粒子が何個か生成された状態として記述される。また対相関以外の相関は準粒子間の相互作用という形で取扱うこともできる。BCS-ボゴリューボフ理論は拡張されたハートリー近似であるから、準粒子は拡張された意味での一粒子運動モードとみなすことができる。一方、殻模型が提出された当時から、核の励起状態はセニオリティという量子数で分類されてきているが、ある場合にはセニオリティ量子数は準粒子と同等であることが証明でき、その意味から準粒子はセニオリティの実体化した概念であるともいえる。またBCS-ボゴリューボフ理論では粒子数非保存の表示になるため、原子核のような粒子数の少ない系にこの理論が適用可能かという疑問が生じるが、この解決のためいろいろな興味ある考えや理論、たとえば対回転、粒子数保存可能な準粒子描像というような考えが生みだされている。

準粒子トンネル効果 [英 quasiparticle tunnelling, 独 Quasiteilchentunnelung, 仏 effet tunnel des quasiparticules, 露 туннельное прохождение через барьер квази-частиц] = ギエバー・トンネル効果

ショア硬さ [英 Shore hardness, 独 Shore-Härte, 仏 dureté de Shore, 露 твёрдость по Шору] ⇒ 硬さ

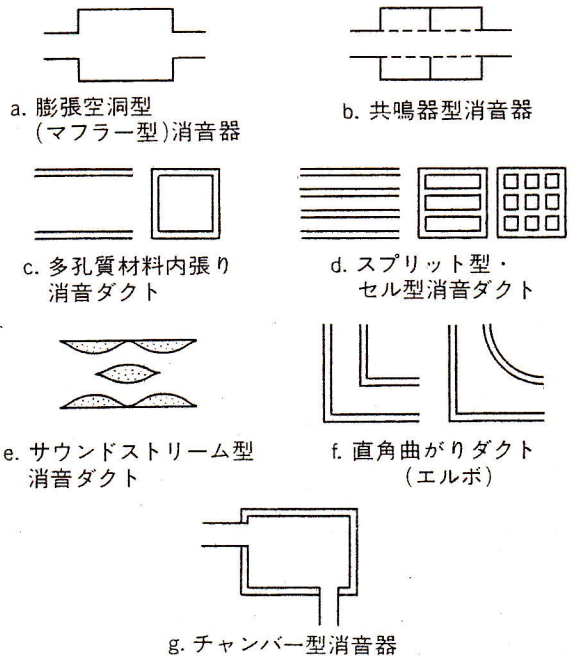
升 尺貫法における容積の基本単位。1891年(明治24年)制定の度量衡法では64827立方分と定義され、(2401/1331000)m³に等しく、約1.804 dm³である。上の定義は江戸時代の1669年以來、一升ですが内法4寸9分×4寸9分、深さ2寸7分であったことに由来する。分量単位は(1/10)升の合、(1/100)升の勺、倍量単位は10升の斗、100升の石である。

上音 [英 over tone, 独 Oberton, 仏 son supérieur, 露 обертон] 複合音において基本音以外の成分音のこと。そのうちで振動数の一番少ないものから順に第一上音、第二上音、…という。それらの振動数は、基本音の振動数の整数倍とは限らない。たとえば、ピアノの打弦音は複合音で、一般には基本音と多くの倍音からできているといわれるが、正確には基本音と多くの上音(あるいは部分音)からできているといわねばならない。なぜなら、ある測定例では第二上音が基本音の振動数の2倍より0.07%高く、また第三上音以上の成分も基本音の振動数の整数倍よりも規則的に高くなっており、ピアノ音の特徴ともなっている。

常温核融合 [英 cold fusion, 独 kalte Fusion, 仏 fusion froide, 露 холодный синтез] 核融合反応が起こるには正電荷をもった粒子どうしがクーロン障壁に打ちかかって十分接近する必要がある。このためには燃料プラズマを温度10keV程度(1億度程度)まで加熱してこれを実現する熱核融合の方式が有望で、精力的に研究が進められている。これに対し低い温度で実現する核融合を常温核融合(低温核融合)というが、低温で核融合を実現することは、ミューオン触媒核融合の場合を除いて、不可能であると考えられてきた。ところが、1989年3月にFleishmannとPonsはPdを陰極とした重水の電気分解において、Pd電極内でDD核融合反応が進行することを発表した。この現象は、世界の多くの研究者の関心をよび、追試実験と理論的研究が進められたが、1990年の時点では、そのメカニズムはもちろん、この現象が本当に核融合反応であるかについても評価が定まっていない。

常温核融合の実験方法としては、電気分解法のほか、高圧気体中のPdやTiに重水素を吸蔵する方法等も有効であるとされている。現象の最も大きな特徴は再現性に乏しいことであるが、成功した例では、DD反応生成物とみられる中性子、トリチウムの存在、熱発生を観測が報告されている。特に、中性子測定に加えて、トリチウムあるいは熱がともに測定されている実験では、前者が後者に比べて極端に少ないのが通常のDD反応では考えられない特徴である。常温核融合の存在を理論的に明らかにするには、クーロン障壁がいかにして克服できるかを説明するとともに、上の特徴をも説明しなければならない。結晶中の電子の質量が実効的に大きくなりクーロン障壁の遮蔽効果が大きくなる可能性、高圧・高密度物質中、欠陥のある結晶中等で核間距離が短くなる可能性、コヒーレントな弱い相互作用によって陽子が仮想中性子に変化しクーロン障壁を克服する可能性、結晶中にできたクラックに電位差が発生し重水素を加速して核融合反応を起す可能性ほか種々の可能性が検討されてきたが、実験事実をすべて矛盾なく説明するにはいたっていない。

消音器 [英 silencer, 独 Schalldämpfer, 仏 silencieux, 露 глушитель] 給・排気ダクト系などの管路の途中に挿入して、音の伝搬を阻止するための装置をいい、大別する



5. 空間反転対称性を破った超変形核の存在可能性について
(コメント)

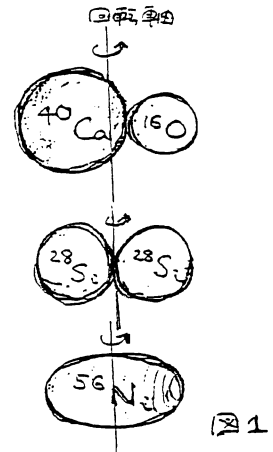
松柳研一 (京都大理)

軸比 2 : 1 の調和振動子 (HO) ポテンシャルの魔法数は
2、4、10、16、28、40、60、80、110、140、182、
である。このうち、○印をつけた (2 : 1 変形シェルの量子数 $N_{\pm 1/2}$ が偶数の) 魔法
数をもつ超変形状態は、空間反転対称性を破る 8 重極型の変形自由度に関して不
安定と期待される。このことは、整数比 HO ポテンシャルの動力的対称性
(1) および、スーパーシェル構造の半古典論 (2、3、4) から予想される。

しかし、これまでに知られている D_{2h} 領域および H_g 領域の超変形核は、それ
ぞれ、(Z = 60, N = 80), (Z = 80, N = 110) の魔法数に対応し、
陽子と中性子の歩調が揃っていない。そこで、空間反転対称性を破った超変形核
を発見するためには、N も Z も共に even - $N_{\pm 1/2}$ となる新しい領域の核を狙え
ばよい。

1 つの有望な例が郷農さん達のプロポーザル
にある Ni 領域である。つまり、N = Z = 28 である
Ni の高スピン状態で図 1 に示したような構造が実現
するかどうか、きわめて興味深い。

上では HO ポテンシャル を用いて定性的な
考察をしたが、より realistic な計算では ^{44}Ni に限らず、
その周辺の ^{40}Zn , ^{42}Zn , ^{44}Ge なども有望になると
思われる。この領域は実験データが少ないためか、
理論計算もあまり行われておらず、T. Bengtsson 達の昔の
計算 (図 2) があるのみである (5)。穴場と言えよう。



なお、この領域は超変形状態だけでなく、軸比が 3 : 1 のハイパー変形も期待さ
れ、これらも空間反転対称性を破ると予想される。

- 1) W. Nazarewicz and J. Dobaczewski, Phys. Rev. Lett. 68(1992)154.
- 2) K. Arita and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 89(1993)389.
- 3) S. Mizutori, T. Nakatsukasa, K. Arita, Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi
Nucl. Phys. A557(1993)125c.
- 4) K. Arita, Prog. Theor. Phys. 90(1993)747,
K. Arita and K. Matsuyanagi, preprint(1993, Nov.)
- 5) T. Bengtsson, M. E. Faber, G. Leander, P. Moller, M. Ploszajczak,
I. Ragnarsson and S. Aberg, Physica Scripta 24(1981)200.

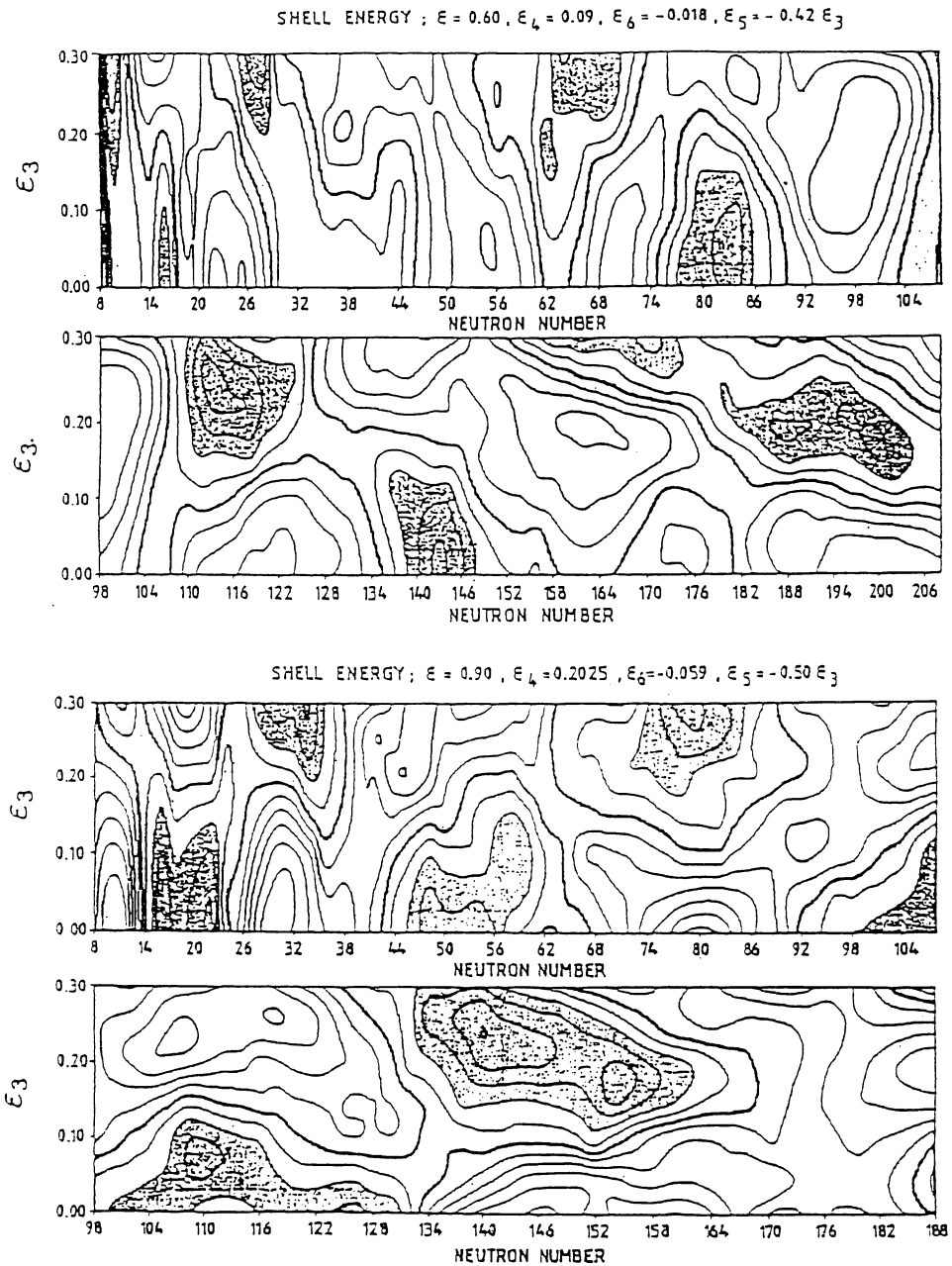


Figure 16: The shell correction of the modified oscillator model as a function of neutron number and octupole deformation ϵ_3 for superdeformed (top) and hyperdeformed (bottom) shapes.

② (Ref. 5 & 1)

高スピン状態研究の現状

京都大学理学部 松柳研一

(1) 高速回転する原子核構造の研究分野はきわめて多岐に亘っているので、短い時間で個々の話題を紹介することは困難であるが、最近の世界的動向の特徴を一言で要約するとすれば「新しい世代の全立体角ガンマ線測定器システムを用いた新しいスペクトロスコピー」の分野を開拓しようとする意欲的な取り組みが、ヨーロッパとアメリカが競合する形で進んでいることであろう。

- | | |
|-----------------|--|
| 1989.9.11-11.24 | 「新しいスペクトロスコピー時代の原子核構造」
ワークショップ (Copenhagen) |
| 1990.4.23-4.27 | 「90年代の原子核構造」国際会議 (Oak Ridge) |
| 1991.3.4 -3.16 | 「新しい世代の4 π ガンマ線測定器システムを用いた
核物理の展望」シンポジウム (Strasbourg) |
| 1992.6 | EUROGAM稼働 (英Daresbury, 仏Strasbourg) (Ge 70個) |
| 1993 | GAMMASHERE稼働 (米Oak Ridge) (Ge 110個) |
| ? | EUROBALL稼働 (ヨーロッパ共同) (Ge 400個) |

現在の測定器システム (TESSA in Daresbury, HERA in Berkley, 8 π in Chalk River, OSIRIS in Berlin, Chateau de Cristal in Strasbourg, Array in Argonne, NORDBALL in Copenhagen, etc.) でも既に興味ある成果がどんどん出てきているので、EUROGAMやGAMMASHEREプロジェクトが実現した段階ではどんなに素晴らしい発見がでてくるか極めて楽しみである。高スピン状態研究の現状についてはOak Ridge Conferenceの議事録 (Nucl. Phys. A520 (1990)) がよい参考になる。

(2) 多くの重要な研究テーマの中でも特に注目に値するのは、この1-2年高スピン巨大変形核の励起スペクトルの研究が本格的にスタートした事であろう。この新しい分野は"Superdeformed Spectroscopy"と呼ばれる。この分野で現在活発な議論を呼んでいる"Open Questions"は

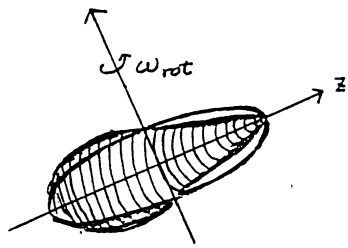
- * 新しい殻構造 (2:1 殻構造) の起源と性質
- * 何故 "Twin Bands" が存在しうるのか?
- * "Alignment" は量子化されているか?
- * Pairing相転移 (静的・動的対相関の角運動量依存性)
- * 超変形状態生成のメカニズム
- * 超変形状態崩壊のメカニズム
- * 他の "Exotic Shapes" の可能性
- * 他の存在領域 (例えば A=80-100 領域) の探索
- * 超変形状態での新しい型の集団モードの可能性

等である。とりわけ、"Twin Bands" の発見は昨年トップ・ニュースであった。このような酷似した回転バンドが存在しうることはこれ迄の核構造研究の常識を破るものである。

(3) 私達(水鳥、清水、松柳)は、この数年、高スピン巨大変形状態の上に形成されるであろう素励起モードの性質を理論的に予言するための研究を続けてきた。そして、ごく最近、長軸と短軸の比が2:1の巨大変形核は空間反転対称性を破る八重極変形に関して非常にソフトであること、従って、高スピン巨大変形イラスト状態のごく近傍に、低振動数で集団性の非常に高い八重極振動モードが出現する可能性が高いとの結論を得た。これらのモードはsignature量子数 r と角運動量の対称軸成分 K の値に応じて7種類に分類できる ($r=1, K=1, 2, 3$ および $r=-1, K=0, 1, 2, 3$) これらの内、 $K=0$ モードは常に集団性が高い。一方、 $K=1$ および $K=2$ のモードの性質は(巨大変形状態での静的対相関を表す) Pairing Gap Δ の値に強く依存する。特に $K=1$ モードの集団性は、 Δ がゼロでない場合に著しく増大する。これらのモードの幾何学的形状は、Fig.1に示すように、 $K=0$ が西洋梨型、 $K=1$ がバナナ型である。これらの微視的構造を軸比2:1の調和振動子ポテンシャルまたはNilssonポテンシャルを用いて分析してみると、両者には特徴的な相違があることが分かる。つまり、 $K=0$ モードは「低振動数領域に出現した巨大共鳴」的な性格をもち、一方、 $K=1$ モードは2:1殻構造のMajor Shell内の核子間相関と密接な関連をもっている。このような新しい型の八重極振動モードが出現する理由は2:1殻構造の特徴から理解できる。すなわち、2:1殻構造では、通常の球形殻構造と全く異なり、同じMajor Shellの中に正parityの一粒子準位と負parityの一粒子準位がほぼ同数含まれており、それらのエネルギーが近似的に縮退している。これは、八重極型の集団的相関を作り出すのに極めて好都合な環境である。

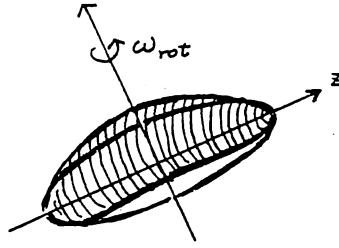
Fig.2に私達の最近の計算結果の一例を紹介する。

Octupole Vibrations
at the 2:1 shape



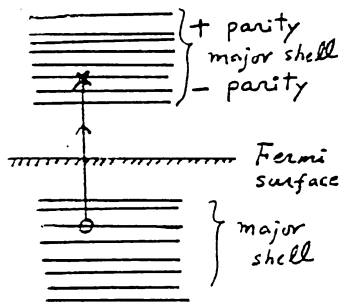
"pear"

$$K=0$$



"banana"

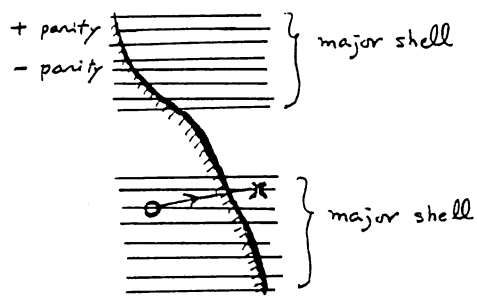
$$K=1$$



$$\Delta=0$$

$$r^3 Y_{30}$$

$$\Delta N_{shell} = 1$$



"Superconducting,
Superdeformed Nuclei"

$$r^3 Y_{31}$$

$$\Delta \neq 0$$

$$\Delta N_{shell} = 0$$

Fig. 1

て
称
変
ド
rと
び
K=

ロで
よう
:2
みる
振
構造
型の
ち、
正
の
出す

Caption to Fig.2

We have carried out the RPA calculations based on the cranking model using a large configuration space composed of 9 major shells, in order to predict the properties of elementary excitation modes created on the superdeformed rotation bands. Both the ^{152}Dy and ^{192}Hg regions have been investigated. We have obtained strongly collective low-frequency octupole vibrations with $K=0,1,2$, and 3. It is shown that the properties of the $K=1$ octupole vibrations are especially sensitive to the static pairing correlations. Thus, they are expected to play important roles in the superdeformed spectroscopy for the nuclei around ^{192}Hg , where an appreciable amount of the static pairing correlation remains at finite values of the rotational frequency. They are also expected to appear in the Dy region, when valence particles (holes) are added to the superdeformed closed shell nucleus ^{152}Dy . On the other hand, the $K=0$ octupole vibrations are always strongly collective, independent of the static pairing correlation. The Coriolis-mixing effects among these soft octupole vibrations have been investigated as functions of the rotational frequency. This figure is an example of the RPA strength functions (in Weisskopf unit) for the E3 operators with $K=0$ and 1, calculated at $\hbar\omega_{\text{rot}}=0.15$ MeV for ^{192}Hg . The equilibrium deformation calculated by the Strutinsky method is 0.44, and the calculated pairing gaps are 0.83 and 0.81 MeV for protons and neutrons, respectively.

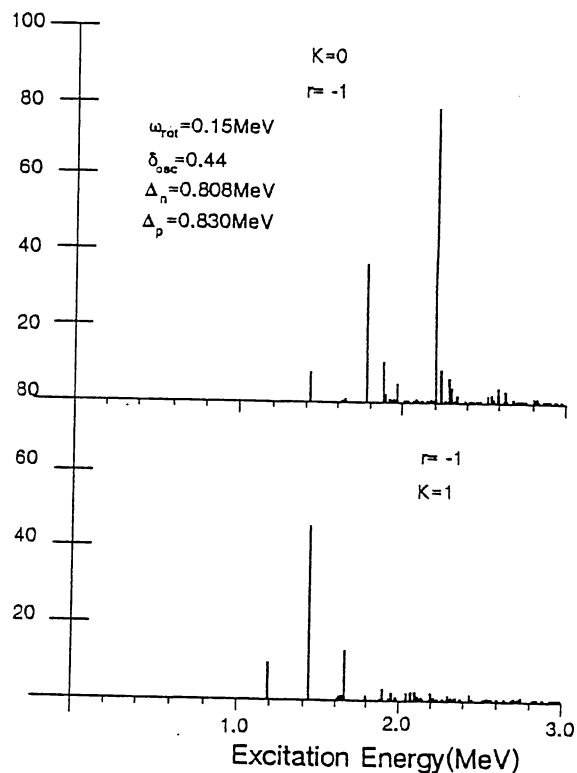


Fig. 2

不安定核ビームを用いた核物理の魅力

京大理 松柳研一

このセッションを始めるにあたり、「不安定核ビームを用いた核物理の魅力」に関してdiscussion leaderとして2～3分、話をさせていただきます。まず、

1) 不安定核ビームは orthodox な核物理のフロンティアを飛躍的に拡大することは間違いないと思います。このことに関して、

2) 力学変数としての (N, Z) を自由にコントロール出来るということは「有限量子系の物理」にとって極めて重要だ、という点を強調しておきたいと思っています。次に、

3) これからの核物理は「平衡(安定点)から遠く離れた核物質の新しい運動様式や新しい存在形態」を追求して行くことになるでしょうが、不安定核ビームはこの様な研究の発展方向とまさに合致していると思います。不安定核ビームは研究のフロンティアを β 安定の1次元曲線から (N, Z) 平面上の2次元方向に拡大するだけではありません。不安定核ビームによる核反応を用いれば、励起エネルギー、温度、角運動量などといった新しい座標軸の入った多次元空間の中で、核物理のフロンティアを2次元から3次元、4次元・・・に飛躍的に拡大することが出来るでしょう。(第1図を見てください。) このセッションのテーマは「極限状態の原子核」ですが、「極限状況」には、“非常に大きいアイソスピン”、“非常に大きい角運動量”、“非常に大きい変形”などいろいろな意味があります。“温度”に関しては、絶対零度のイラスト状態は既に極限状態の極みですが、他の方向として、非常に熱い原子核の研究もまた極限状況です。不安定核ビームを用いることによって、2種類以上の極限状況のかけ算された状態を実験室の中に創り出して研究することが可能になるでしょう。最後に、

4) 「秩序ある運動とカオス的運動の共存や相互移行」の問題は物理学の普遍的かつ基本的な課題ですが、高温領域での集団運動はまさに「カオスの中に埋め込まれた秩序(order embedded in chaos)」に他ならないことを強調しておきたいと思っています。このセッションでは、「熱い原子核での巨大共鳴の存在限界」や「(高温領域でもアイデンティティを保っている)超変形回転バンド」に関する議論も予定されていますが、これらの話題は不安定核ビームが切り開く新しい核物理の発展方向を示唆していると思います。

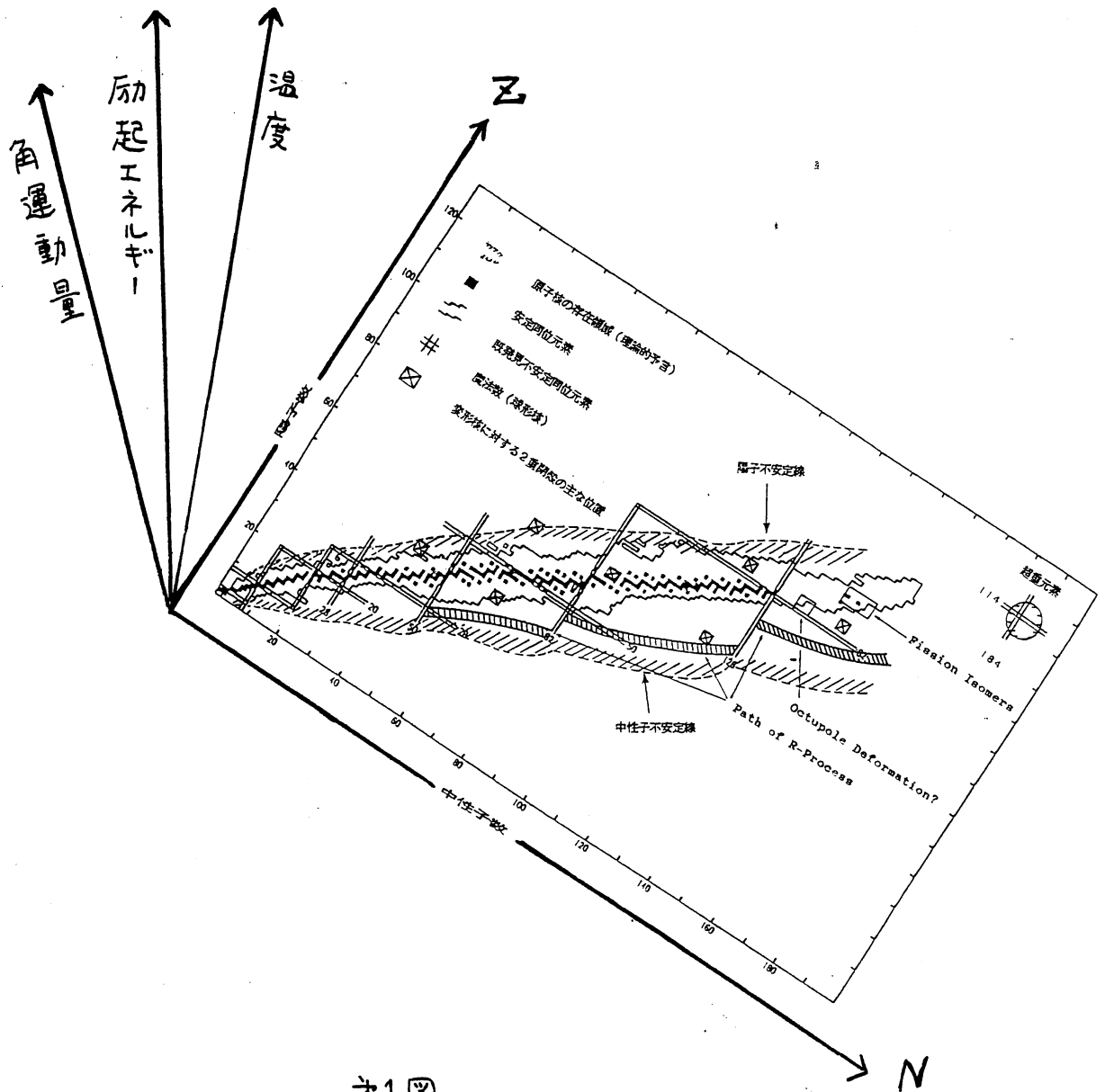


図1

1. 不安定核ビームは

Orthodox な核物理のフロンティアを
飛躍的に拡大する。

2. 力学変数 (N, Z) を自由にコントロールできることは
有限系の物理にとって essential.

3. これからの核物理は

平衡から遠く離れた核物質の新しい運動様式、
新しい存在形態を求める。

extreme	high isospin
extreme	high angular momentum
extreme	large deformation
extreme	low / high temperature

4. 秩序ある運動とカオス的運動の相互移行
は物理学の普遍的・基本的な問題。

order embedded in chaos

!!

高温領域での集団運動

高スピン核構造への微視的アプローチ — 私達のアプローチの特徴 —

京大理 清水良文
松柳研一

Microscopic Approach to High-Spin Nuclear Structure

Yoshifumi R. Shimizu and Kenichi Matsuyanagi

Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606

Abstract

Characteristics of the microscopic approach to high-spin nuclear structures that has been pursued by Shimizu and Matsuyanagi are summarized, and some future problems are discussed.

高スピン核構造に対する私達の微視的アプローチの特徴を要約し、ニールス・ボーア研究所との共同研究が実施された場合には、私達に何が出来るかを明らかにしておきたい。

現状認識

高スピン研究の現状は(低スピン核構造研究の歴史とのアナロジーで言えば)殻模型を確立しようとしている段階にあると考えている。最近の実験データの中で私達が特に興味をもっているものは、①角運動量30~40領域での超伝導相から正常相への転移、②高スピンでの平衡変形の変化と「イラスト相図」、③M1・E2遷移の性質と非軸対称自由度の役割、④高スピン状態のうえに形成される巨大共鳴である。これからの傾向として期待したい事は
(1). 角運動量や核子数を変化させた際の一体場の変化(相転移)を系統的に解明すること。それぞれの領域にふさわしい殻模型を確立してゆかなければならないので、これは長期にわたる継続的課題と

なろう。

- (2). よりダイナミカルな性質。例えば、相転移領域でのゆらぎ（高スピンでの集団振動的モード）の同定。wobbling 運動のように2次元回転から3次元回転へ移行してゆく徴候の発見。高スピンでの準粒子-振動結合に関する実験データ。
- (3). 高スピンでの巨大共鳴。電気双極子型だけでなく四重極子型（アイソスカラー型もアイソベクトル型も）も同定され、それらの幅など集団性に関する情報もたらされること。
- (4). 有限温度高スピン状態に関する統計的性質。規則性はどこまで持続しているか。

他のテーマとの関連

高スピン核構造の研究は非線形・非平衡の有限量子多体系に対する集団力学建設の一翼として重要な契機を与える。すなわち、

- (1). 転移領域核（transitional nuclei）の大振幅・非線形集団運動論とは、原子核のバンド構造に対する統一のアプローチの必要性から、
- (2). 巨大共鳴の研究とは、高振動数と低振動数の素励起モードの統一的理解の必要性から、
- (3). 低エネルギー重イオン反応機構や核分裂に対する非平衡統計力学的アプローチとは、集団運動の安定性（減衰・散逸）あるいは、ハミルトン力学系のカオス問題に関連して共通の課題意識が強まってゆくであろう。

私達の研究の特徴

主要な回転運動は準古典近似で取扱い、回転座標系からみた一粒子運動は量子論的に扱う「回転系での殻模型（クランク殻模型）」の拡張になっている。

- (1). 回転座標系での adiabatic 準粒子表示 を構築する。これは、イラスト状態だけでなく、イラスト近傍の（内部構造の異なる）多様な回転バンドを正確に同定するために必要である。このため、丸森・益川・坂田・栗山の「自己無撞着集団座標の方法」に基礎をおいた角速度展開法を用いる。
- (2). 有限角速度での平衡変形の計算を「回転系での（平均的）等方速度分布の実現」という準古典的要請により大巾に単純化する。
- (3). 岸本たちにより重要性が指摘されている「核密度と核ポテンシャルの間の nuclear self-consistency」の要請を満足する「変形核での四重極相互作用」を用いて RPA 計算を行う。準粒子間残留相互作用による高スピンでの振動モードを微視的に計算できる。十分に広い殻模型空間を考慮するので、対振動、 β 振動、 γ 振動などと同時に四重極巨大共鳴状態の計算が可能である。

何が出来るか

現在、次のような計算が可能である。

- (1). いわゆる「クランク殻模型計算」。私達のアプローチに於て、平衡変形（ β , γ , Δ ）を固定し、準粒子間残留相互作用を無視する極限がこれに相当する。
- (2). イラストだけでなく、イラスト近傍の準粒子励起バンドに対しても、与えられた回転角速度での

平衡変形 (β , γ , Δ) を決定できる。これは diabatic 表示の利点である。したがって、エネルギー・ギャップ Δ の変化に起因する残留相互作用の分析も可能である。

(3). 高スピンでの振動モードの微視的構造の分析。

(4). 高スピン・イラストの上に形成される電気単極および四極型巨大共鳴に対する微視的計算。

更に、次のような拡張が可能である。

(1). 回転座標系での粒子-振動結合と、その $E2 \cdot M1$ 遷移確率への効果の分析。

(2). 主要な回転自由度に対する準古典近似を一步進めて、RPAにおけるNambu-Goldstoneモードを活用する。このことにより、実験室系からみた状態ベクトルを構成する。RPA段階を超える方法は未知であるが、この課題の究極的目標はmicroscopic particle-rotor 模型を構成しCoriolis attenuation問題など粒子-回転結合の微視的構造を理解する事にある。

(3). ボソン展開法や自己無撞着集団座標の方法を回転系に適用し、高スピンでの集団励起モードの非調和性を分析する。イラスト・トラップの上に形成される才差運動の非調和性は面白い。

(4). 2次元の回転運動から3次元の回転運動の時代へ進むにあたって、手始めにダイナミカルな慣性能率 ($\mathcal{J}_x, \mathcal{J}_y, \mathcal{J}_z$) の非軸対称変形度依存性の微視的分析が必要である。現在は、これに対して渦なし流体などの現象論的仮設が用いられているにすぎない。

(5). 残留相互作用の精密化。pairing forceの多重極成分やLandau-Migdal理論による粒子-空孔型多極子相互作用の高次項としての有効三体力など。

いくつかの具体例

私達の最近の計算から典型例を紹介する。

図1 角速度展開法によるdiabatic表示の構成。細い実線、破線、点つき破線が1次、2次、3次近似に相当し、太い実線がadiabatic limitを表わす。

図2 いくつかの準粒子励起バンドのエネルギー・ギャップの角速度依存性 ($^{163,164}\text{Er}$)。

図3 奇準粒子のブロッキング効果によるバンド交差角速度のシフト ($^{165,166}\text{Yb}$)。

図4 g-バンドとs-バンドの平衡変形 (β , γ) の角速度依存性 (^{158}Er , ^{164}Er)。

図5 平衡変形の変化に起因する準粒子間残留相互作用の評価とその角速度依存性 (^{164}Er)。

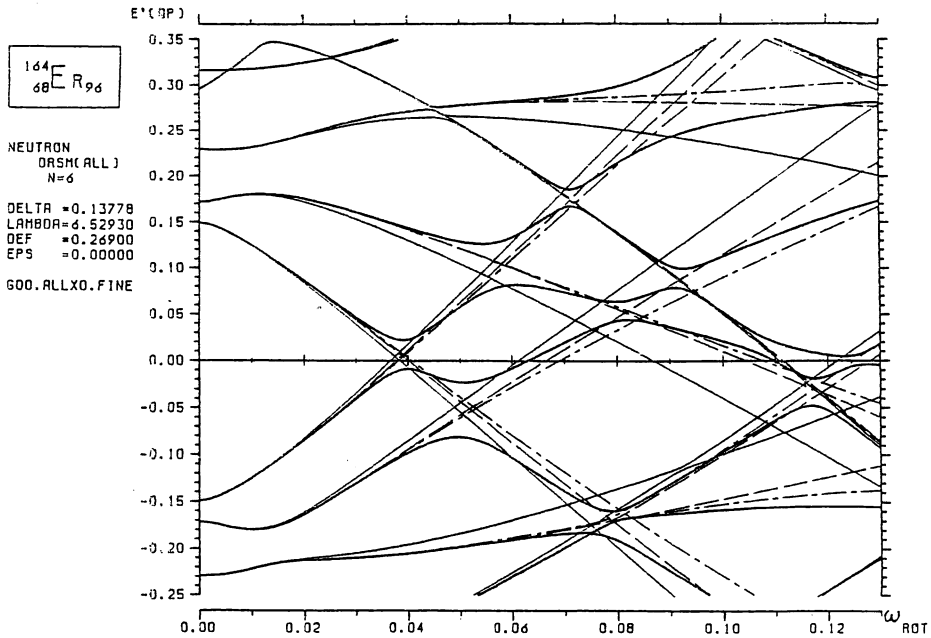
図6 g-バンドとs-バンドの上に形成されるガンマ振動のsignature splittings (^{164}Er)。

図7 s-バンドに随伴する回転座標系から見た四重極演算子に対する応答関数 (^{164}Er)。

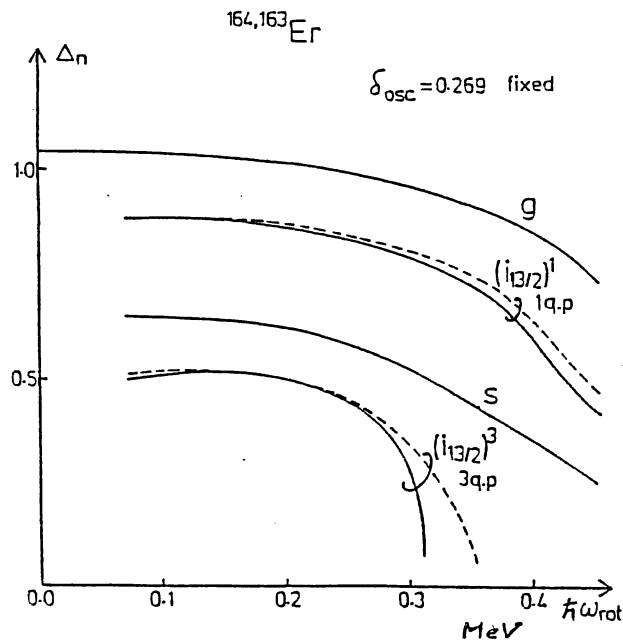
図8 電気単極および四極型巨大共鳴に対する回転系での応答関数 (^{158}Er)。20MeV以下にアイソスカラー、それ以上にアイソベクター型のピークが見える。回転角速度は上から順に0.0, 0.35, 0.50, 0.70 MeV。

図9 前図のK成分に関する積分量とその実験室系への変換。

図10 ^{168}Er のガンマ振動の2-フォノン状態に対する自己無撞着集団座標法に基づく微視的計算 (松尾正之による)。



1 Quasiparticle energy diagram for neutrons with signature $r=+i$. Only the levels resulting from the $i_{13/2}$ orbit are drawn. The unit is $\hbar\omega_0 = 7.49 \text{ MeV}$. The deformation parameters are: $\delta_{\text{osc}} = 0.269$, $\Delta = 1.032 \text{ MeV}$ and $\lambda = 6.5293 \hbar\omega_0$.



2

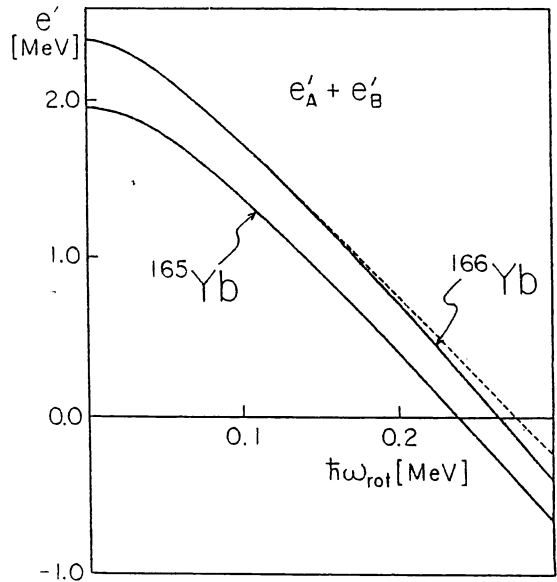


图 3

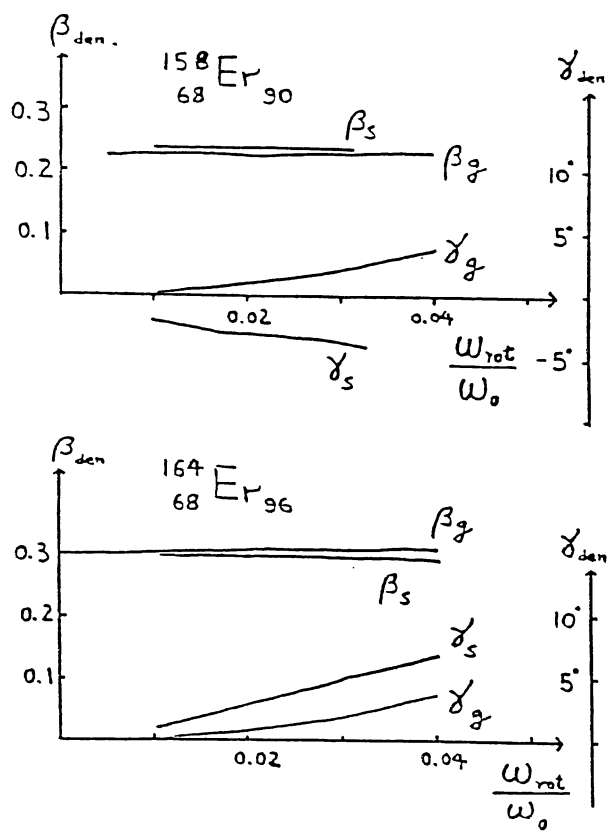


图 4

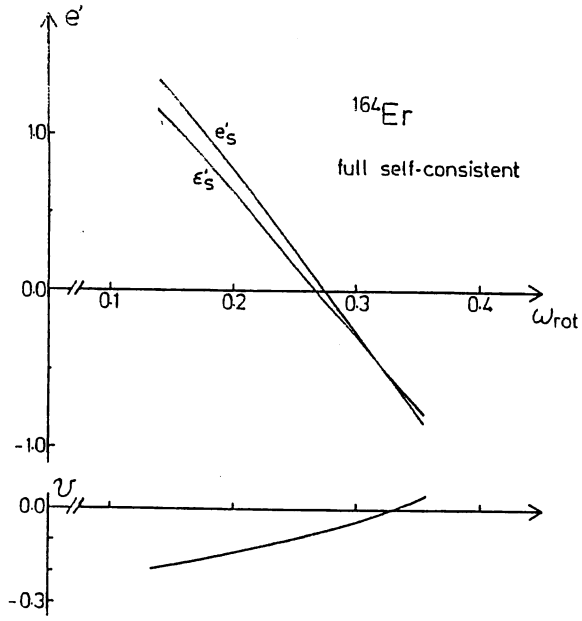


图 5

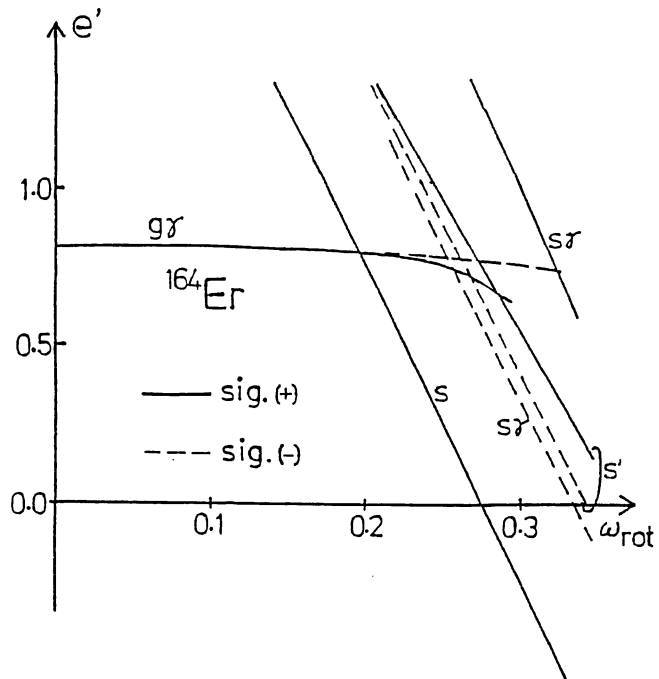
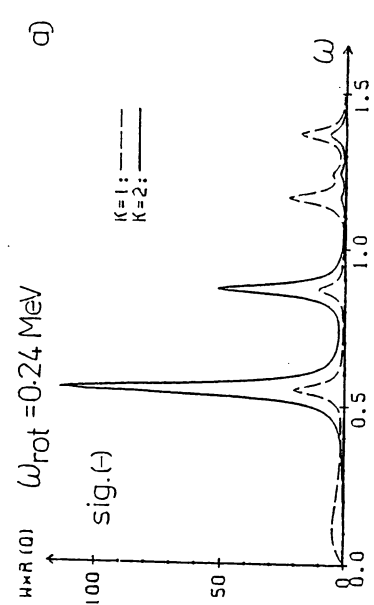
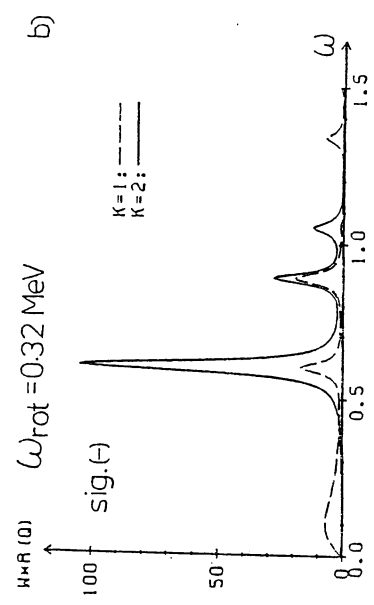
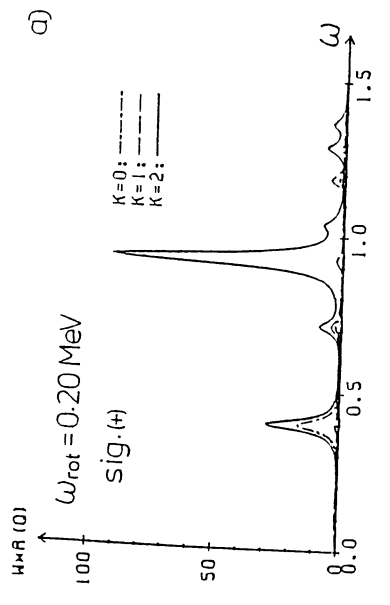
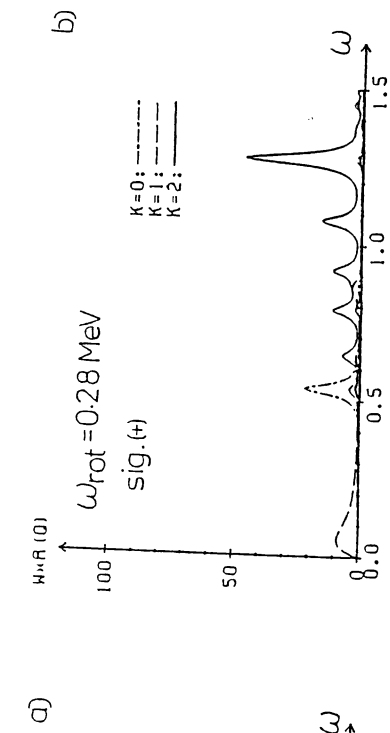
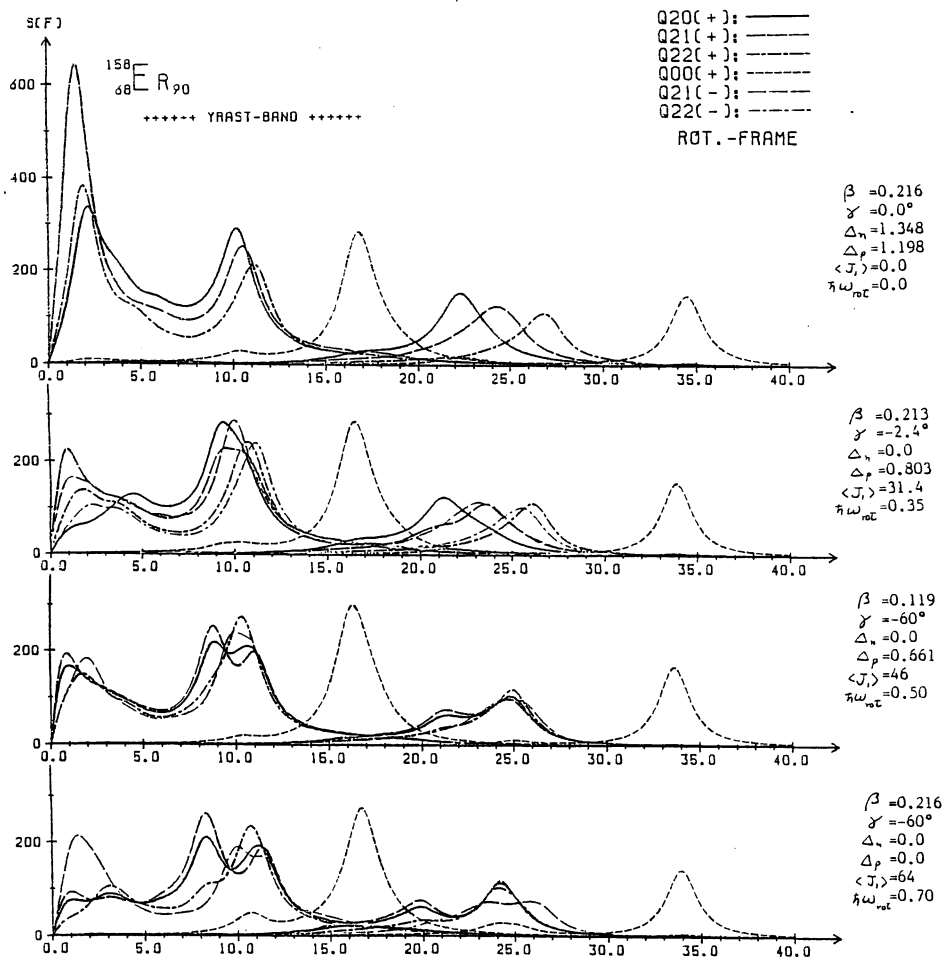


图 6



^{164}Er

图 7



8 Strength functions for the operator $Q_{LK}^{(+)}$ acting on the yrast states of ^{158}Er . The unit is $b_0^4 / \hbar\omega_0$. The $Q_{00}^{(+)}$ strength is multiplied by a factor 5/2. The four figures evaluated in the rotating frame with $\hbar\omega_{rot} = 0.0, 0.35, 0.50$ and 0.70MeV are presented, at the same time, from the top to the bottom in this figure.

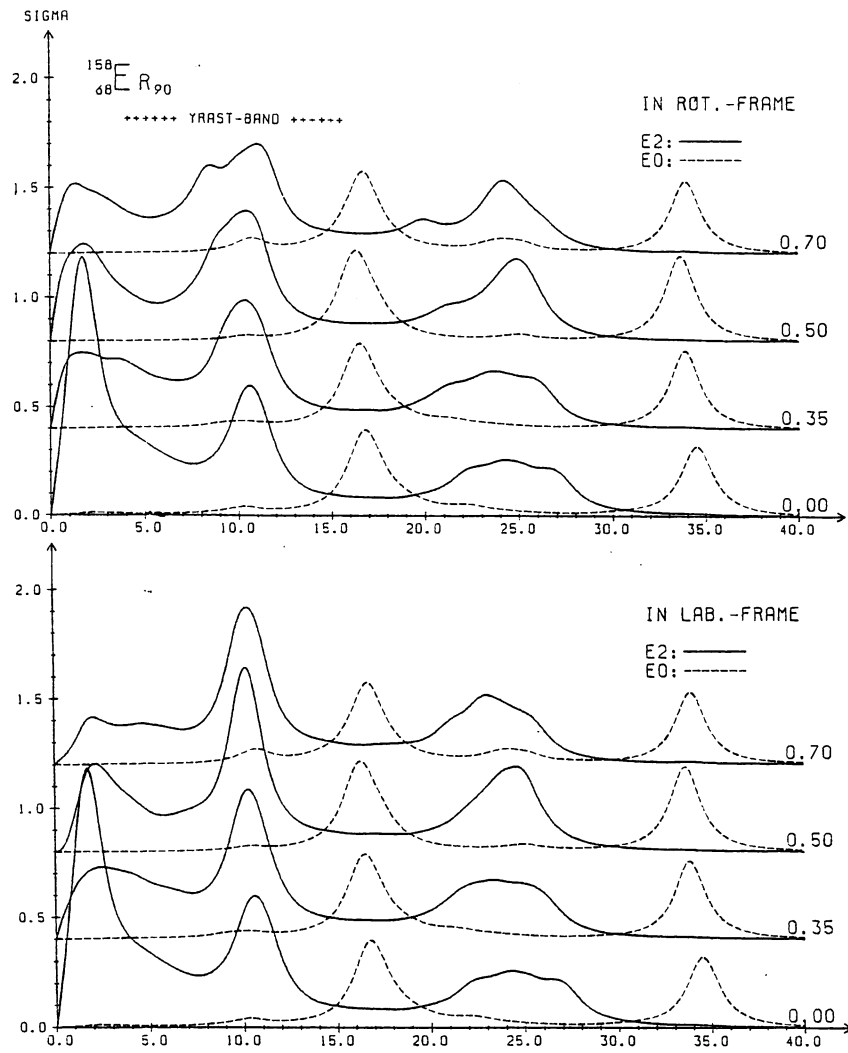


图 9

38

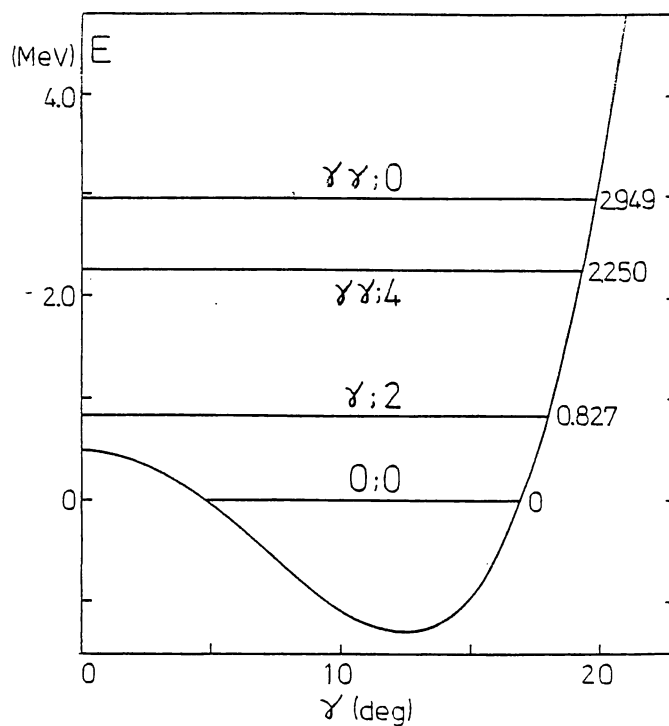


図 10

希望していること

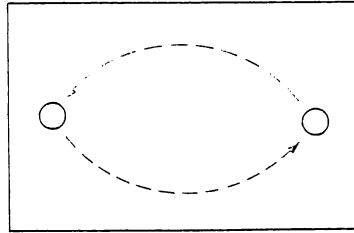
高スピン核構造の研究はまだRPA段階にも達していない。その段階に進めて、更にRPAの適用限界が明らかになって始めて非調和・非線形性への研究が始まる。精密核分光学によってのみ私達は核の非調和・非線形性に関する基本的な情報を得ることができる。私達は、非線形集団運動に対する微視的理論を進展させる契機を得るために、日本におけるスペクトロスコピー・グループの再結集を心の底から望んでいる。

References

Y.R.Shimizu and K.Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 70(1983), 144 ; 70 (1983), 319 ; 71 (1984), 960 ; 72 (1984), 799 ; 72 (1984), 1017.

〈図2〉

2つのホロンの位置を点線のように断熱的に動かして位置を入れ替えたときの波動関数の位相の変化を調べると、ホロンの従う統計がわかる。図には銅イオンや電子は書かれていない。



スピンのスピノンを反粒子とするフルミオン、ホロンがボソンとなることが予想される。キヴェルソンたちは、2つのホロンや、2つのスピノンの入れ替えに対して波動関数の位相がどうなるかを考察してこの予想が正しいと主張している〈図2〉。彼らはこの電荷をもったボソンのボーズ-アインシュタイン凝縮により超伝導が起こるとする。

キヴェルソンたちの取り扱いでは超伝導を議論するには、RVB状態を“真空”とみなし、そこでの準粒子(ホロン)の運動を考える。つまりホロンの波動関数を考えることになる。このように電子ではなく準粒子の波動関数を考えるということは同じ2次元系の現象である分数量子ホール効果(FQHE)で、階層構造の高次の状態を考えたときにもおきた¹⁾。この場合、準粒子間の相互作用などはある程度現象論的に取り入れることになる。これに対し、ゾー(Z. Zou)とアンダーソン²⁾、伊沢たち³⁾は、電子をボソン(ホロンに対応)とフェルミオン(スピノンに対応)の組み合わせで表す方法を提唱している。この場合きちんと取り扱うのは困難だが、現象論を用いなくてよい。

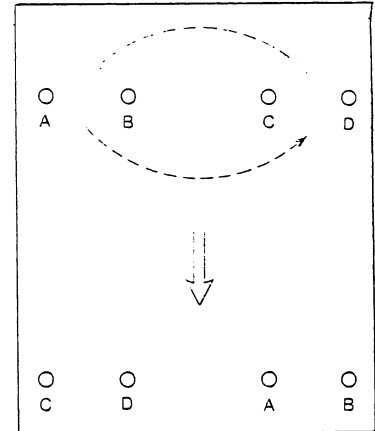
さて、RVB状態とFQHEの関連を主張するのはラフリン(R. B. Laughlin)である。彼の主張は、RVB状態の波動関数は強磁場中で最低ランダウ準位の半分をボーズ粒子が占めるときの基底状態波動関数と本質的に同じであり⁴⁾、この状態からの準粒子であるホロンとスピノンはFQHEとの対応から1/2のエニー(any)統計に伴うエニオン(anyon)だというものである⁵⁾。

このエニー統計とは、実空間で2つの粒子を入れ替えたときの波動関数の

位相の変化が0(ボーズ統計)とか π (フェルミ統計)ではなく任意(any)の一定値 θ になるというもので、いまの場合は $\theta=\pi/2$ である。3次元空間ではエニオンは存在できないが、いま考えている2次元空間ではエニオンがあっても何の不都合も生じないことがわかっている⁶⁾。なお、エニオンをつくるには、普通のフェルミオンまたはボソンに一定の値の磁束を縛り付けなければよい。この磁束により2粒子の入れ替えをしたときアハラノフボーム効果で波動関数に余分の位相の変化が生じるが、これが必要な値になるように磁束の大きさを選ぶのである。

さて、ホロンの統計が $\theta=\pi/2$ だとすると、〈図3〉のようにホロンのペアを入れ替えたときの位相の変化は 2π となる。これは位相の変化がないのと同じだから、ホロンのペアはボーズ粒子としてふるまうことがわかる。ラフリンの主張はこのホロンペアがボーズ-アインシュタイン凝縮をして超伝導状態になるというものだ。

RVB状態に伴ってホロンという準粒子があることはおそらく確かであろう。しかし、ホロンの従う統計についてはこれまで述べたように異なった提案がなされている。ホロンをどのよう



〈図3〉

1/2 エニー統計に従うホロンペアを入れ替える。A-C, A-D, B-C, B-Dの入れ替えが同時に起こるが、それぞれの入れ替えで波動関数の位相は $\pi/2$ 変わるから、全体での位相の変化は 2π となる。

に考えるべきか、現実の高温超伝導体とホロンの関係はさておき、この問題は早急に明確にすべきことであろう。

参考文献

- 1) 高温超伝導体については、バリティ 2, No.5以降、高温超伝導の新展開というシリーズが連載されている。
- 2) P. W. Anderson : Science 235, 1196, (1987).
- 3) S. A. Kivelson, D. S. Rokhsar, J. P. Sethna: Phys. Rev. B35, No.16, 8865 (1987).
- 4) 吉岡大二郎: バリティ 1, No.3, 30, (1986).
- 5) Z. Zou, P. W. Anderson : Phys. Rev. B37, No.1, 627, (1988).
- 6) Y. Isawa, S. Maekawa, H. Ebisawa: Physica 148B, 391, (1987).
- 7) V. Kalmeyer, R. B. Laughlin: Phys. Rev. Lett. 59, No.18, 2095, (1987).
- 8) R. B. Laughlin: Phys. Rev. Lett. 60, No. 25, 2677 (1988).
- 9) F. Wilczek : Phys. Rev. Lett. 49, No.14 957, (1982).

超変形核の超高速回転

Superdeformed nuclei rotate so fast they make heads spin

バーバラ・レビ
Barbara G. Levi

© 1988 American Institute of Physics

松柳研一 訳

原子核を非常に高速で回転させると、伸びて細長い形になるだろう。もっと

高速で回転させると、分裂してしまうだろう。しかし、ある種の原子核は、

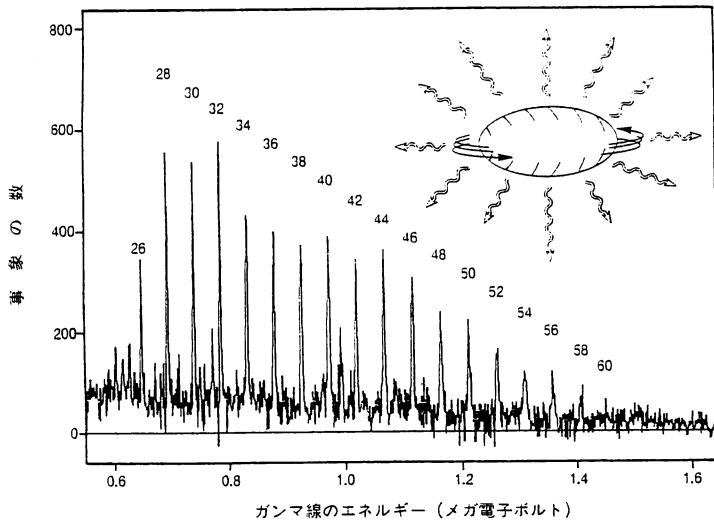
核分裂が起こる角運動量の手前で、比較的安定となりうる。これは、とくに、縦方向の長さが横幅の2倍の形状をした原子核の場合に起こりうる。高速回転する、そのような巨大変形状態が存在しうるとは、ずっと以前から理論的に予想されていた。しかし、実験家が重イオン衝突によりこのような原子核を生成し、多数の高分解能ゲルマニウム検出器の組み合わせを用いることによって、それを観測できるようになったのは、ごく最近のことである。1986年、英国のダレスベリー研究所で仕事をしている研究グループは、原子核の角運動量の測定値としてそれまでの最高値を大幅に更新することに成功した²⁾。彼らは角運動量 60 ℏ で回転し

ているディスプロシウム(Dy)-152 原子核を発見したのである。この核は、古典論で評価すると、1秒間に約 2×10^{20} 回も回転している。数か月後、この研究グループは¹⁵²Dy 核のこの状態は超変形していることを確認した。その形は楕円体であり、短軸のまわりに回転しているのである。(プロレート形(レモン形)の楕円体は1個の長軸と、同じ長さの2個の短軸をもつ。超変形核では長軸と短軸の長さの比が2:1である。)

¹⁵²Dy 核から放出されたガンマ線は19個の離散スペクトル線を形成している。これらは回転バンド内の遷移によって核が減速する過程に伴うものである。このスペクトル線がほぼ等間隔

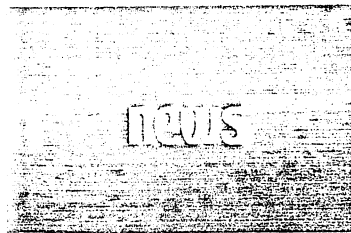
に規則的に並んでいることは、高スピン状態で慣性率率がほぼ一定になっていることを示している。これは剛体回転子のような様相である。¹⁵²Dy 核の超変形状態が生成される割合が意外に大きいこと、生成されるまでの時間が短いこと、超変形状態から変形度のあまり大きくないオブレート形(みかん形)をした状態への遷移が角運動量 22 ℏ のあたりで突然に起こること等の実験事実は理論家を当惑させている。今盛んに研究されつつある周辺の原子核とあわせて、この希土類核 Dy の性質は、理論家にとって極限状況にある原子核を理解するための、非常にやりがいのある課題となっている。

ダレスベリーで¹⁵²Dy 核を研究したグループはピーター・ツイン(Peter Twin)、アンドリュー・ネルソン(Andrew Nelson)、ジョン・シンプソン(John Simpson)(以上、ダレスベリー研究所)、マイケル・ベントレー(Michael Bentley)、ホワード・克蘭マーゴルドン(Howard Cranmer-Gordon)、ピーター・ホーサイス(Peter Forsyth)、デビー・ハウ(Debbie Howe)、ラーマン・モクhtar(Rahaman Mokhtar)、デビット・モリソン(David Morrison)、ジョン・シャーピイシェイファー(John Sharpey-Schafer)(以上、リバプール大学)、バルナ・ニヤコ(Barna Nyakó)(ハンガリー科学アカデミー)、ゲイ・スレッテン(Geir Sletten)(ニールス・ボーア研究所、コペンハーゲン)から成る。彼らはパラディウム(Pd)-108の標的にカルシウム(Ca)-48イオンを衝突させることにより、この巨大変形した原子核を生成した。衝突の後、数個の中性子の蒸発が起こるが、ちょうど4個の中



〈図1〉

回転する超変形核はガンマ線を連続的に放射しながら減速する。この間、(概念図に示されているように)非常に細長い形状を保っている。ディスプロシウム(Dy)-152から放出されたガンマ線のピークがつくる“くいがき”(とがった杭の垣根)にはそのガンマ線を放出した量子状態の角運動量の値が記入してある。ピークの間隔は約47キロ電子ボルトである。角運動量 22 ℏ 以下になると突然、超変形状態は通常の変形度をもつ状態に崩壊している。



性が放出された場合に¹⁵²Dy核がで
きる。他の同位元素から放出されたガ
ンマ線はバックグラウンド(雑音)の中
に入っている。

■ ガンマ線の連鎖

実験家は超変形状態のイラスト準位を
生成することを目指した。「イラスト」
というのは「最も目まぐるしく回転し
ている」という意味のスウェーデン語
であり、イラスト準位とは一定の角運
動量をもつ状態群の中でエネルギーが
最低の準位のことである。入射核と標
的核が反応すると、¹⁵²Dy核の非常に
高いエネルギーと大きい角運動量をも
つ状態が形成される。この原子核が冷
えてゆく過程において、ある時点でイ
ラスト準位に到達する。通常、このイ
ラスト準位は回転バンドの一員であ
る。それゆえ、イラスト準位に到達し
た後には、原子核は四重極ガンマ線を
放出することによって減速する(図1)。
個々のガンマ線は角運動量を2単位だ
け運び去る。そういうわけで、規則正
しい間隔をもつガンマ線の連鎖が超変
形した原子核が存在することの信号と
なるのである。

ダレスベリー研究所の TESSA3 と
よばれるスペクトロメーターはこのよ
うな事象の研究に適するように設計さ
れていた。それは50個の要素からなる
ビスマス-ゲルマニウム結晶球(クリス
タルボール)によって標的を取り囲ん
でいる。このボールの外側には12個の
ゲルマニウム検出器を周期的に配列し
ている。この検出器はコンプトン散乱
からくるガンマ線をとらえて抑止する
シールドを装備している。この装置の
内部にある結晶ボールは、標的
の場所で生成されたガンマ線の個数と

放出された全エネルギーを測定する。
このデータは全エネルギーが大きくガ
ンマ線の多重度の高い事象を選択す
るのに役立つ。一方、外側のゲルマニ
ウム検出器は二重あるいは三重の同時計
測で検出されたガンマ線のエネルギー
を決定する。

ツインたちはデータを精選して図に
示したガンマ線スペクトルを決定し
た。完全な剛体回転子に対しては、等
間隔に並んだガンマ線が期待される。
角運動量を L と書くと、剛体回転子の
エネルギーは $L(L+1)$ に比例する。慣
性能率は連続した2個のガンマ線のエ
ネルギー差に逆比例するから、¹⁵²Dy
からのガンマ線が高スピン領域で等間
隔に並んでいることは、慣性能率がこ
の領域で一定になっていることを示し
ている。実験で得られた慣性能率の値
は核物質の密度を持つ剛体回転子に対
して期待される値に近い。連鎖ガンマ
線の全強度から、実験家は(衝突により
つくられた)¹⁵²Dy核の1%が超変形状
態に到達したと推定している。これは
小さな割合と思われるかもしれないが、
予測されていた値よりもはるかに
大きいのである。

超変形回転バンド内の遷移によるガ
ンマ線の連鎖は角運動量がある値以下
になると突然に止まる。明らかに、こ
の角運動量の値で超変形状態から通常
変形状態への崩壊の確率が急激に増加
している。¹⁵²Dyの場合、崩壊先の状態
は2つの長軸をもった少しオブレート
変形した状態である。超変形状態はお
そらく双極放射によって通常変形状態
へ遷移していると思われる。双極放射
は角運動量をあまり変えることなく状
態のエネルギーを変化させる。ダレス
ベリーでの共同研究グループは通常変

形オブレート状態の生成に伴うガンマ
線の強度パターンを研究し、この遷移
が角運動量22ħのあたりで起こって
いると推定した。この状態の上に19個
の線スペクトルを積み上げれば、観測
された最高スピン状態の角運動量は約
60ħと定められる。

上の実験結果は¹⁵²Dy核の超変形状
態が観測されたとの解釈を強く支持す
るものではあったが、それを証明した
とは言えない。この研究グループは、
その後、ゴルドン・ボール(Gordon
Ball)(チョークリバー原子核研究所)、
ビヨン・ファント(Bjorn Fant)(ヘル
シンキ大学)、コスタ・カルファス(Cos-
tas Kalfas)(デモクリトス原子核研究
センター、ギリシャ)の参加も得て、超
変形状態の寿命を測定することにより
四重極能率を決定した³⁾。寿命はガン
マ線エネルギーのドップラー偏移の減
衰度から割り出される。大きい角運動
量をもつ状態は原子核が標的物質の内
部で著しく減速される以前に生成され
ているので、低い角運動量の状態と比
べてドップラー偏移の減衰パターンは
ガンマ線連鎖の中の個々の状態の寿
命を反映するのである。観測された減
衰パターンは19eバーン(1b=10⁻²⁴
cm²)という極端に大きい四重極能率
と矛盾しない。このように大きい四重
極能率の値は長軸の長さが短軸の2倍
であるプロレート変形した原子核に対
して期待されるものである。

最高スピン状態は最大限にドップラ
ー偏移しているので、衝突後数フェム
ト秒(10⁻¹⁵秒)以内に生成されたに違
いない。なぜそんなに短時間の内に高
温の複合核が冷却しイラスト準位に到
達したのか、その理由はわからない。

■ そ

¹⁵²Dy

か、そ
の超

か?
ある

かま
でに

同様
なだ

し一
定て

モン
一学

大研
究セ

構成
さリ

ニウ
研究

シ
ンデ
ムを

1:
(Sn)-

1:
性子

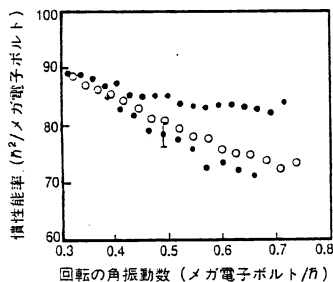
10
9
8
7
6
慣性能率

〈図2〉
超変形
丸)、¹⁴⁰
的慣性
にわた
その値
減少し
ことは
をもつ
合に代

その他の超変形核

^{152}Dy は特殊な“魔法の核”であろうか、それとも、他の原子核も高スピンの超変形状態を形成できるのだろうか？ 他の原子核にも類似した現象があるかどうか調べられつつあり、今日までに、他の2つの原子核で ^{152}Dy と同様な超変形状態が見つかっている。ただし、慣性能率は ^{152}Dy の場合ほど一定ではない。

モントリオール大学、マックマスター大学、チョークリバー研究所、ラバル大学、およびストラスブルグ原子核研究センター(フランス)の研究者から構成されたカナダの研究チームはガドリニウム(Gd)-149の高スピン状態を研究したり、チョークリバーのMPタンデム加速器はシリコン(Si)-30ビームを150メガ電子ボルトに加速しズ(Sn)-124の標的に衝突させ、5個の中性子が蒸発した後 ^{149}Gd を生成した。



〈図2〉

超変形状態の慣性能率は ^{152}Dy (黒丸)、 ^{149}Gd (白丸)、 ^{148}Gd (青丸)に対して測定されている。動力的慣性能率は ^{152}Dy では回転角振動数の広い範囲にわたってほぼ一定であるが、 ^{149}Gd と ^{148}Gd ではその値が比較的小さく角振動数の増加につれて減少している。 ^{152}Dy の慣性能率がほぼ一定であることは、これらの状態が剛体回転子のような性質をもつことを示唆している。誤差棒は ^{149}Gd の場合に代表例を示してある。

標的はダレスベリー研究所と類似した測定器で取り囲まれた。それは20個のゲルマニウム検出器と71個の要素からなる内部クリスタルボールを装備している。ガンマ線は19個の分離された線スペクトルをなし、最高のものは角運動量127/2カに該当する。この値は ^{152}Dy で観測された最高スピンよりやや大きい。四重極能率は ^{152}Dy と同程度であるが、動力的慣性能率は ^{152}Dy の場合より小さく、角運動量が増大するにつれて減少している。この事実はこの核の変形が ^{152}Dy の場合ほど安定でなく集団性も弱いことを示唆している。

ローレンス・バークレー研究所のチームは88インチ・サイクロトロンを用いてカルシウム(Ca)-48とルテニウム(Ru)-104、あるいは、シリコン(Si)-29とズ(Sn)-124の融合によって生成される ^{148}Gd 核を研究してきた⁵⁾。彼らのHERAとよばれる測定器は20個のコンプトン抑止ゲルマニウム検出器を装備している。生成された ^{148}Gd 核の中で超変形準位に到達する割合は上に述べた2つの核の場合に比べてわずかに小さい。超変形状態の信号は ^{152}Dy の場合ほど明瞭でないが、バークレーチームはガンマ線のなかに12個の線スペクトルを識別することができた。慣性能率は角運動量の増大につれて ^{149}Gd と比較してもさらに速く減少している(〈図2〉参照)。

最近、質量数が100~140の領域の原子核の高スピン状態においても巨大変形の証拠が見い出されているが、それらの変形度はディスプロシウム(Dy)やガドリニウム(Gd)の場合の約60%にすぎない。

理論的研究

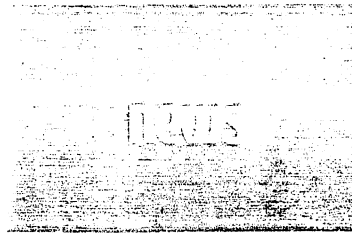
超変形核はごく最近デビューしたのではない。それは1960年代のはじめ、核分裂の研究で初めて現れた。当時、研究者は核分裂に対する半減期の長い基底状態をもつアクチノイド核が励起された時の核分裂の割合を測定していた。そして、励起状態からの遅延核分裂が存在し、その原因はこれらの原子核が超変形の形状をもったときに獲得する特別な安定性にあると考えた。ビレン・ストラティンスキー(Vilen M. Strutinsky)(キエフ原子核研究所、ソ連)は1960年代の終り頃、これらの核分裂アイソマーを研究し、長軸と短軸の比が整数となる変形度のところで単一粒子状態のエネルギー準位が新たな殻構造を発現させることを示した⁶⁾。この新しい殻構造は魔法の数をもち原子核でよく知られている殻構造と、多少それより弱いけれども、同じ性格のものである。

ストラティンスキーはハートリー-フォックの方法と相補的で、より簡便な方法を提案した。彼は全エネルギーの表式を原子番号と質量数の関数として滑らかに変化する主要項と、より急激に変動する項とに分離した。主要項は古典的な液滴模型のエネルギーに対応する。この項は回転する原子核のエネルギー曲線において変形度の大きいところに幅の広いくぼみをもたらす。量子効果によるエネルギー項は絶対値としては小さいが、回転していない原子核においてさえ、ポテンシャルエネルギー曲面上に“えくぼ”のような極小点をつけ加える。核分裂アイソマーは核分裂障壁の中央付近にある“えくぼ”に落ち込んでいるのである。

インマ
)遷移
って
19個
観測
は約

変形状
支持す
月した
アは、
ordon
宅所)、
(ヘル
(Cos-
研究
、超
こより
はガン
多の減
角運動
質の内
成され
態と比
したが
ターン
態の寿
れた減
=10⁻²⁴
速能率
、四重
の2倍
変に対

アップラ
フェム
に違
内に高
位に到
ない。



核分裂アイソマーの発見の後、2つの理論グループ^{7),8)}が回転運動により誘起される変形効果を研究し、回転する原子核の場合にも殻構造効果により大きな変形が安定になる可能性に気づいた。核分裂の場合、重いアクチノイド核のクーロン力は原子核を細長い形にしようとする。これは、楕円体の方が球形に比べて陽子間の平均距離が大きくなるためである。より軽い希土類核の場合には遠心力がクーロン力と似た役割を果たす。理論はつい最近高スピン核で観測された超変形状態を予言していたのであるが、新しい実験によって提起された多くの問題にはいまだ答えていない。1つの課題は、どのようなパラメーター(原子番号、質量数、価(バレンス)核子数など)が安定な超変形状態の形成を決定づけているか理解することである。ある理論家は変形度の関数として一粒子状態のスペクトルの変化を調べて多くの魔法の数が規則的に現れることを示唆し、これは擬SU(3)または擬スピンとよばれる平均ポテンシャルの近似的対称性と関係があるかもしれないと言っている⁹⁾。

もう1つ課題は異なった変形状態の間の遷移の動力学を理解することである。たとえば、どのような集団運動であればわずかなフェムト秒(10^{-15} 秒)の間に高温の複合核をエネルギーの低い超変形状態にまで冷却することができるか、という問題がある。

プロレート形の超変形状態とオブレート変形状態の間の遷移が特定の角運動量で急に起こることも説明を要する。通常、核子ペア(対)の強い相関のため、凝縮物質における超伝導状態と同様に、原子核はいくぶん超流体のようにふるまう。この対相関は高スピ

ンになると消失するらしい。アナロジーは完全ではないけれども、回転による効果は磁場中での超伝導性の消失と似ている。いずれにせよ、超変形核は対相関を研究する格好の機会を提供している⁸⁾。

超変形核はまた別の型の転移の可能性を調べる機会でもある。つまり、少し秩序をもつ流体的性質からより秩序だった固体的性質への転移の可能性である。ローレンス・パークレー研究所のウラディスラフ・スウィアテツキ(Wladyslaw Swiatecki)は¹⁵²Dyの回転スペクトルと剛体回転子型スペクトルの間の小さなズレの原因について巨視的理論に基づいて分析し、高速回転する¹⁵²Dy核の物理的性質を推定した¹⁰⁾。スウィアテツキは「固相から液相への転移に伴って起こると予想される、量子系での“秩序からカオスへの転移”を探求することに興味がある」と語っている。

巨大双極子共鳴が超変形状態に与える影響を通じて、巨大共鳴について新しい知見を得ようとしている人たちもいる。巨大双極子共鳴は原子核内のすべての陽子がすべての中性子に対して逆方向に振動することによって生じる。そのエネルギーは振動方向の主軸の長さに逆比例する。したがって、2つの主軸の長さが異なっている変形核では巨大双極子共鳴は分離する。超変形核では、長軸方向の振動に対応する低エネルギー成分は著しく下がってくる。目下、核物理の研究者はこの巨大共鳴の分離が超変形回転バンドの生成と崩壊にどのような影響を与えるか理解しようと試みている¹¹⁾。

目下の集中的な理論的研究の中から出てきた興味ある予言の1つとしてイ

* (訳注) 前者は特定の角運動量での遷移確率の急激な増大が、正常相から超伝導への相転移と関連している可能性を念頭に置いている(文献目録参照)。

ェジイ・デューデック(Jerzy Dudeck)(ストラスブルグ原子核研究センター、フランス)と共同研究者トーマス・ワーナー(Thomas Werner)(ワルシャワ大学)が1987年夏にクレタ島で開催された「原子核の形に関する国際会議」で発表したものをあげておこう。彼らによれば長軸と短軸の長さの比が3:1にもなる超-超変形核の存在可能性が理論的に示唆されるとのことである。

参考文献

- 1) R. Beringer, W. J. Knox : Phys. Rev. 121, 1195(1961); S. Cohen, F. Plasil, W. J. Swiatecki : Ann. Phys. (NY)82, 557(1974).
- 2) P. J. Twin, B. M. Nyakó, A. H. Nelson, J. Simpson, M. A. Bentley, H. W. Cranmer-Gordon, P. D. Forsyth, D. Howe, A. R. Mokhtar, J. D. Morrison, J. F. Sharpey-Schafer : Phys. Rev. Lett. 57, 811(1986).
- 3) M. A. Bentley, G. C. Ball, H. W. Cranmer-Gordon, P. D. Forsyth, D. Howe, A. R. Mokhtar, J. D. Morrison, J. F. Sharpey-Schafer, P. J. Twin, B. Fant, C. A. Kalfas, A. H. Nelson, J. Simpson, G. Sletten : Phys. Rev. Lett. 59, 2141(1987).
- 4) B. Haas, P. Taras, S. Flibotte, F. Banville, J. Gascon, S. Cournoyer, S. Monaro, N. Nadon, D. Prevost, D. Thibault, J. K. Johanson, D. M. Tucker, J. C. Waddington, H. R. Andrews, G. C. Ball, D. Horn, D. C. Radford, D. Ward, C. St. Pierre, J. Dudek : submitted to Phys. Rev. Lett.
- 5) M. A. Deleplanque, C. Beausang, J. Burde, R. M. Diamond, J. E. Draper, C. Duyar, A. O. Macchiavelli, R. J. McDonald, F. S. Stephens : submitted to Phys. Rev. Lett.
- 6) A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* volume 2, Benjamin, Reading, Mass. (1975), p. 578.
- 7) R. Bengtsson, S. E. Larsson, G. Leander, P. Muller, S. G. Nilsson, S. Aberg, Z. Szymanski : Phys. Lett. B 57, 301(1975).
- 8) K. Neergard, V. V. Pashkevich : Phys. Lett. B 59, 218(1975).
- 9) J. Dudeck, W. Nazarewicz, Z. Szymanski, G. A. Leander : Phys. Rev. Lett. 59, 1405(1987).
- 10) W. J. Swiatecki : Phys. Rev. Lett. 58, 1184(1987).
- 11) B. Herskind, B. Lauritzen, K. Schiffer, R. A. Broglia, F. Barranco, M. Gallardo, J. Dudek, E. Vigezzi : Phys. Rev. Lett. 59, 2416(1987).

1980. 8. 5-6
若手夏の学校 物理学部

イラスト近傍の集団運動

京大理 松柳 研一

非常に大きな角運動量をもった励起状態(高スピン状態)の研究において、イラスト状態という概念は基本的に重要な役割を演じている。これは、特定の角運動量 I に対し励起エネルギー E が最低の状態のことである。イラスト状態の近傍では、励起状態の準位密度が小さいと予想されおり、したがって、これらの状態のあいだを遷移する個々の過程を観測できると期待できる。こうして、重イオン複合核反応による高スピン・イラスト分光学という新しい研究分野が形成されつつある。今回の講義では、イラスト分光学のなかから“核構造の多体問題の進展”という観点から特に興味のあるいくつかの話題を取りあげよう。

ランキング模型 = 回転座標系での一体場近似

剛体の古典力学によれば、イラスト状態は、慣性モーメントが最大となる主軸のまわりに一様に回転している状態に対応している。アロー型に変形した剛体の場合、角運動量の方向は対称軸に垂直であり、他方、オガレート型に変形した場合には、角運動量の方向は対称軸の方向と一致する。もちろん、原子核は量子多体系であるので、このような古典的描像は一定の近似のもとでのみ導入できることが保証される。量子多体系に対するこの近似(古典近似)が、一体場近似に他ならない。例えば、原子核が変形しているということは、Hartree-Fock 近似で得られた一体ポテンシャルが変形していることと等価である。そして、この場合、変形とはポテンシャルが角運動量保存則(3次元空間における回転対称性)を破っていることを意味する。このように、変形とは“ポテンシャルの中での一粒子運動”という描像の導入に伴って発生するものである。“変形ポテンシャル”は、Hartree-Fock 方程式を何の制限もなく実際に解きあげることが困難な場合であっても、一定の定量的証拠を基礎にして、理論の中に積極的に持ち込めることが可能である。実際、Nilsson 模型は、このようにして成功しているであった。

変形した一体ポテンシャルは、必ず、静止系(空間固定座標系)に対して回転しなければならない。これは角運動量保存則を回復するため

*) 1979. 7. 21 の High-Spin した-ルでの報告「歳差運動の RPA」は、本講義には、この1-トと同じ内容とした。

必要なことである。こうして、イラスト状態とは変形ポテンシャル (Misson
ポテンシャル) が静止系に対して一様に回転している状態と考えることが
できる。そこで、回転しているポテンシャルに付随した座標系 (回転座標系)
を導入しよう。ポテンシャルの回転軸を x 軸と定義し、角速度を ω_{rot} と
書けば、静止座標系でのエネルギー E と回転座標系でのエネルギー E' のあり
だには

$$E' = E - \omega_{rot} J_x \quad (1)$$

という関係がある。ここで J_x はポテンシャルのなかで運動する粒子が持つ
角運動量の x 軸方向への成分である。この関係式は、古典力学よく知られ
ているように、静止系での速度 v と回転系での速度 v' の正しい関係式

$$v = v' + \omega_{rot} \times r' \quad (2)$$

から直ちに導かれる。つまり、回転系における粒子の古典的運動方程式を
思いだしてこう。

$$m \frac{dv'}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial r'} + 2m(v' \times \omega_{rot}) + m(\omega_{rot} \times (r' \times \omega_{rot})) + m(r' \times \dot{\omega}_{rot}) \quad (3)$$

右辺の第2項がコリオリ力、第3項が遠心力である。最後の項は、角速度の
時間微分 $\dot{\omega}_{rot}$ を含むことからわかるように、回転が一様でない (non-uniform)
場合には重要となる。しかし、イラスト状態を考へる限りには、古典近
似の意味に於いて、 ω_{rot} は時間的に一定、すなわち回転は一様であると
仮定してよい。以後、この場合のみを考へる。

ここで量子力学に移る。関係式 (1) との類推から、回転座標系
から見た一粒子運動を記述するハミルトニアン \hat{h}' は

$$\hat{h}' = \hat{h}_{def} - \omega_{rot} \hat{J}_x \quad (4)$$

と置くことができる。ここで \hat{h}_{def} は変形したポテンシャルの中の一
粒子ハミルトニアン、例えば Misson ハミルトニアンである。 \hat{h}_{def} の固
有モードを C_1, C_2 と書けば

Nilsson
 回転座標系
 ω_{rot} と
 $-E'$ のあり

$$H' = \sum_i (\epsilon_i - \lambda) c_i^\dagger c_i - \omega_{rot} \sum_{ij} \langle 4J_x \rangle c_i^\dagger c_j \quad (5)$$

但し λ は $J = L + S$ のエネルギーである。 H' を対角的にする一粒子モードを定めることは容易である、これを c_μ^\dagger, c_μ と書けば

$$H' = \sum_\mu (\epsilon'_\mu - \lambda) c_\mu^\dagger c_\mu, \quad c_\mu^\dagger = \sum_i U_{\mu i} c_i^\dagger \quad (6)$$

(1)
 変換がもつ
 大く知られ
 どの関係式



(2)
 波動方程式

ω_{rot}
 (3)

角速度の
 (non-uniform)
 と、古典近
 境である

回転座標系
 (4)

の中心
 H' の関

となる。 ϵ'_μ は角速度 ω_{rot} で回転する座標系から見た一粒子エネルギーである。変形ポテンシャルが可変に角運動量保存則を破ることもあり、更に、(5)のオ2項が時間反転に対する不変性を破る2113の2、 H' を対角化する一粒子状態 μ を特徴づける量子数として、パリティとスピンの180°回転に対する対称性を表わす量子数=指標 (signature) しか残され2いない。残りは、保存則を破るという代償を払いながら、一粒子モードの概念を拡張し2113わけである。 H' はクラニキング・ハミルトニアンと呼ばれ2113るものであり、1954年にD.R. Inglisがこれを導入した際には"クラニキング項" $-\omega_{rot} J_x$ を摂動的に取扱うことにより基底状態回転バンドの慣性モーメントを定めることに努力が集中した。しかし H' の意義は角速度 ω_{rot} が小さいか、大きいには無関係である。 ω_{rot} が非常に大きくなると差支えない。むしろ、 H' は古典近似として位置づけ2113るが適切であろう。すると、 H' を出発点とするにより"殻モデルの回転座標系への拡張"という展望が拓ける。このあたり事情は"殻モデルの変形核への拡張"としてNilssonモデルが位置づけられることと全く同様である。もちろん、クラニキング・ハミルトニアン H' は量子多体系として2113の原子核のハミルトニアンとは極めて異なったものである。多体系のハミルトニアンから如何にして H' が導かれるかという基礎的な課題とともに、それとは独自の課題として"回転系2113の殻モデル"が成立するかどうか研究されなければならぬ。当然のことながら、一体場近似(古典近似)として2113の H' には、角運動量の成分の平均や、変形自由度によるゼロ点振動のような量子効果が無視され2113る。しかしながら、重イオン複合核反応のおかげで、核の内部構造に質的な変化が生じたことが期待できるほど大きい角運動量をもつこと became possible になった現在の情勢のもとでは、高速回転による構造変化を最も端的に追究するモデルとして、回転系2113の殻モデルを研究する意義は特に大きいといえよう。

イラスト・トラップ⁰ = 対称軸まわりの回転

回転系での一粒子エネルギー ϵ'_i の特徴を定性的に理解するた
 り、変形ポテンシャルの対称軸と角運動量の方向が一致している場合を考
 える。これはポテラート変形核のイラスト状態に対し古典論から期待さ
 れる状態である。この場合には \hbar_{def} の固有モード C_i^T , C_i は J_x に
 対して対角的であるから、すなわち $\langle i | J_x | j \rangle = \hbar m_i \delta_{ij}$ であるから、
 フォニオン項 $-\omega_{rot} J_x$ は一粒子波動関数に何らの変更ももたさず、

$$\hbar' = \sum_i (\epsilon_i - \lambda - \hbar \omega_{rot} m_i) C_i^T C_i = \sum_i (\epsilon'_i - \lambda) C_i^T C_i \quad (7)$$

となる。 ϵ'_i は明らかに ω_{rot} の一次関数となる。イラスト状態とは、核子
 が ϵ'_i の小さい順に準位を占有している状態であり、その角運動量は、二
 体端近似のもとでは、単純に $I = J_x = \hbar \sum_i m_i$ である。角運
 動量の成分のあり方の不確定性は無視されている(古典近似)が、それは
 $I^{-1/2}$ に比例するから、高スピ状態では良い近似になる、ということも期待
 される(理論を一步進めると、この量子効果まで考慮する話は次節で行う)。
 (7)式に対してはもう一つの別々の見方を採用することもできる。すなわち、

$$\hbar' = \sum_i (\epsilon_i - \lambda'_i) C_i^T C_i, \quad \lambda'_i = \lambda + \hbar \omega_{rot} m_i \quad (8)$$

と書き直せば、フェルミエネルギー $-\lambda$ が ϵ と m を張る 2次元平面の中を
 傾斜した λ' に変化したと見なすことができる。 λ' の傾きの程度が角速度
 ω_{rot} に対応する。この $\epsilon-m$ 平面内での一粒子準位密度 $g(\epsilon, m)$ を
 フェルミ・ガス模型に近似すれば、傾斜したフェルミ面 λ' まで核子の詰った
 状態のエネルギーは

$$\begin{aligned} E(I) &= \sum_m \int_{-\infty}^{\lambda'} g(\epsilon, m) \epsilon d\epsilon \\ &\approx E(I=0) + \frac{1}{2} \omega_{rot}^2 \sum_m g(\epsilon=\lambda, m) m^2 \\ &= E(I=0) + \frac{1}{2} \omega_{rot}^2 I_{rig} \end{aligned} \quad (9)$$

となることを Bohr-Mottelson によつて証明されている。但し I_{rig} は慣性

能率の剛体値である。もちろん、 $\epsilon - m$ 平面内の一粒子準位はとびとびに分布してはいるわけであるから、 ω_{rot} が連続的に変化しても、とりうる角運動量の値はとびとびになつてしまう。すなわち、 λ まで核子に詰めることによつて生じる状態はイラスト状態のうちでもエネルギー的に特別に安定な状態である。高スピンのパイパー (イラスト・トラップ) になる可能性が大きい。そこで、これをトラップ配位と名付けることにすると、これらの中間の角運動量をもつ状態は、トラップ配位を基準とする粒子-空孔励起によつて生じることが出来る。すなわち、トラップ配位は“真空”とみなすことが出来る。

解するたの
場合を考
から期待
は $\sqrt{2}$ に
から、ク
ら

(7)

は、核子
は、この
る。角運
とらは
とが期待
行う)。
なから、

(8)

面の中
が角速度
 m を
の語った

(9)

は優性

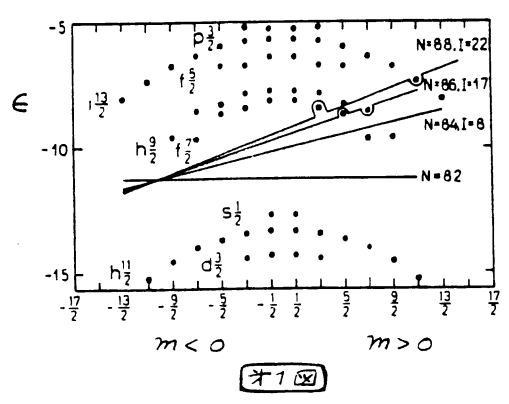


図1

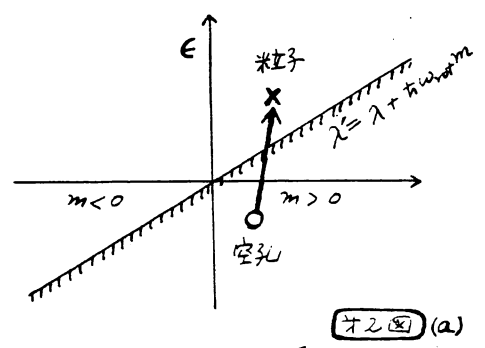


図2(a)

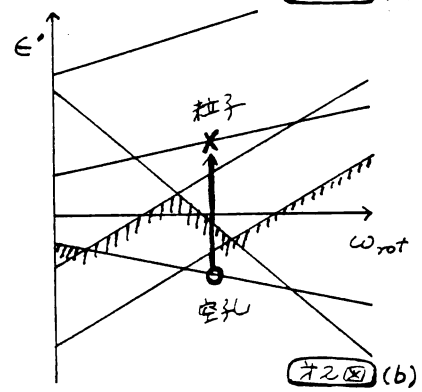


図2(b)

このようにして、回転軸と角運動量
の方向が一致してはいる核のイラスト・ス
ペクトルは図1のようなものになると思
える。すなわち、個々の量子準位は
平均的なイラスト線つまり不規則
的に分布する。その分布は殻構造(変
形核やスピンのなかの固有エネル
ギーの分布)の詳細、すなわち微視的
な原因によつて規定される。○印をつけたトラップ配位は高スピンのパイパー
になるであろう。他方、これらの微視的不規則性を平均化してしま
うと、多数の量子準位を統計的にながめれば、回転軸まわりの回転という古典
的概念が成立するであろう。すなわち、(9)式はイラスト線の平均的な配位が

J_{rig} によって特徴づけられることを意味している。古典電磁力学でもこのように、対称軸まわりの回転は電気四重極 (E2) 放射をもたさないので、このような状況では集団運動に特有な E2 遷移の enhancement は全く存在しない。実際、微視的にみれば、フェルミ面近傍にある個別核子のもつ角運動量が x 軸方向に整列することによって、原子核全体としての角運動量が供給されることがある。量子力学的な集団的回転運動は全然存在しない。

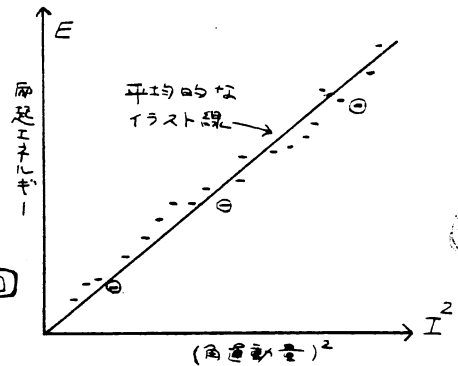


図3

才差運動

大きなK量子数をもつ集団的回転バンド

ひとつのイラスト線を離れると、もはや角運動量の方向と変形パラメータの対称軸は一致しない。つまり、静止状態からみると、対称軸は角運動量ベクトル I のまわりに才差運動をおこし、古典力学によれば、その角速度 ω は

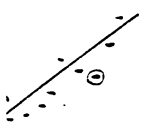
$$\omega = I / J_{\perp} \quad (10)$$

と与えられる。ここで J_{\perp} は対称軸に垂直な軸のまわりの慣性モーメントである。particle-rotor 模型における "大きなK量子数をもつ内部状態のうちの一つの集団的回転バンド" は、古典的に解釈すれば、この才差運動に対応する。その角速度 ω は同一のバンドに属する状態間をカステド遷移する γ 線のエネルギーとして観測される。実際、 $E(I) = E_{int}(K) + \frac{1}{2J_{\perp}} \{ I(I+1) - K^2 \}$ であり、 $E_{int}(K)$ は I に無関係であるから

$$\omega = \frac{\partial E}{\partial I} \approx E(I) - E(I-1) = I / J_{\perp} \quad (11)$$

角運動量の対称軸成分 K が大きく、 $I \geq K \gg 0$ の関係が満足されるとき、カステド γ 線の (振数) 遷移確率は

基礎力学をもと
をもたさずな
movementは全く



$$\left(\frac{I}{2}\right)^2 \rightarrow I^2$$

方向と変形が
こ、対称軸は
よければ、この

(10)

内部状態の
差運動に
モード遷移了
(k) +

(11)

満足され

$$B(E2: I+1 \rightarrow I) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I+1, K, 2_0 | I, K \rangle^2$$

$$\approx \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \cdot \frac{3}{K} \cdot (I-K+1), \quad (12)$$

$$B(M1: I+1 \rightarrow I) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 \langle I+1, K, 1_0 | I, K \rangle^2$$

$$\approx \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 (g_K - g_R)^2 K (I-K+1), \quad (13)$$

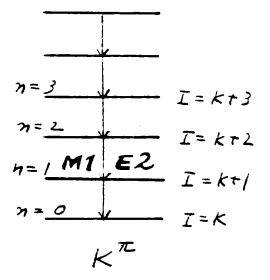


図4

より知られ、一般には M1 遷移の確率が圧倒的に大きいと期待される。この原因は、図4に示されたように、才差運動の振巾が $K^{-1/2}$ に比例して小さくなるためである。(12)式における $3/K$ という因子は、この事情を反映している。なお、 $\Delta I=2$ 型の crossover E2 遷移は、更に $1/K$ だけ減少するので、無視できる。K量子数が大きくなるほど、回転バンドのエネルギー間隔がほぼ等間隔になる事実とあわせて、以上のことは $I-K \equiv \nu$ を“才差運動の量子”の数とみなして、ボソンの描像を導入することが可能であることを示唆している。そこで、大きなK量子数をもつ内部状態を“真空”と定義して、そこから粒子-空孔励起に対するRPA近似を適用しよう。すると、才差運動の振動数 ω を数視的に導出することが出来はすである。このようにして、“イラスト・トラップ”のように立つ集団的回転バンドが実験で見つかる可能性”に対する理論的予測を与えることが出来るであろう。ここで、この回転バンドの慣性モーメント J_L が剛体値に近しいことを期待する理由はないことを強調しておかなくてはならない。何故なら、フェルミ面近傍の核子の角運動量はすべて対称軸方向に整列してしまっており、そのぶんだけ垂直軸まわりの集団的回転運動に利用する自由度が減少していると考えられるから。言いかえれば、真空として定義したイラストラップ配位はすべて大きなK量子数をもち時間反転不変性を破っている。このことがどのように集団励起モードの性質にはかえり、とくるところを見ることが問題の最初のポイントであり、回転系への殻モデル + RPA を特化させた新しい要素がある。

才差運動のRPA

静止系でのハミルトニアンを次のように定義する。

$$H = \hat{h}_{\text{def}} + H_{\text{int}}, \quad (14)$$

$$\hat{h}_{\text{def}} = \sum_i (\epsilon_i - \lambda) c_i^\dagger c_i, \quad (15)$$

$$H_{\text{int}} = -\frac{1}{2} \lambda (F_+ + F_-), \quad (16)$$

$$F_\pm \equiv \frac{i}{\lambda} [\hat{h}_{\text{def}}, J_\pm] = \sum_{ij} F_{ij}^{(\pm)} c_i^\dagger c_j, \quad (17)$$

$$J_\pm = J_y \pm i J_z, \quad F_{ij}^{(\pm)} = \frac{i}{\lambda} (\epsilon_i - \epsilon_j) \langle i | J_\pm | j \rangle. \quad (18)$$

一体場近似を取り入れたら残った相互作用 H_{int} は \hat{h}_{def} によつて破れた角運動量保存則を (RPA近似の範囲内) 回復するように設定される。その強さ λ は $[H, J_\pm] = 0$ の要請より

$$2\lambda = [J_\pm, [\hat{h}_{\text{def}}, J_\mp]] \quad (19)$$

と決定される。但し、RPA近似では右辺の交換子は真空期待値として評価する。角運動量の対称軸成分が K であるトランジションを $|\phi_0\rangle$ と書き、これを基準として粒子-空孔演算子 (a^\dagger, a) , (b^\dagger, b) を定義しよう。

$$c_i^\dagger = a_i^\dagger + b_i, \quad a_i^\dagger = (1 - \theta_i) c_i^\dagger, \quad b_i = \theta_i c_i^\dagger,$$

$$a_i |\phi_0\rangle = 0, \quad b_i |\phi_0\rangle = 0. \quad (20)$$

ここで θ_i は準位 i の占有数であり、真空 $|\phi_0\rangle$ の定義より

$$\theta_i = \theta(\lambda - \epsilon'_i) = \theta(\lambda' - \epsilon_i), \quad \theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{for } x \geq 0 \\ 0 & \text{for } x < 0 \end{cases} \quad (21)$$

遷移量子数 $\Delta K = \pm 1$ を特徴づける励起演算子

$$X_{\lambda\pm}^\dagger = \sum_{ij} \{ \gamma_{\lambda\pm}(ij) a_i^\dagger b_j^\dagger + \gamma_{\lambda\pm}(ij) b_j a_i \} \quad (22)$$

を導入すれば、その対称座標系に従う運動方程式は

(14) $[H', X_{nz}^+] = \omega'_{nz} X_{nz}^+, \quad (23)$

(15) $H' = H - \omega_{rot} J_x = \tilde{H}' + H_{int}, \quad (24)$

(16) 回転系での励起エネルギー ω'_{nz} は、静止系での励起エネルギー ω_{nz} と
 (17) 次の関係が結ばれている。

(18)
$$\begin{aligned} \omega_{nz} &= \langle \Phi_0 | X_{nz} H X_{nz}^+ | \Phi_0 \rangle - \langle \Phi_0 | H | \Phi_0 \rangle \\ &= \langle \Phi_0 | [X_{nz}, [H', X_{nz}^+]] | \Phi_0 \rangle + \omega_{rot} \langle \Phi_0 | [X_{nz}, [J_x, X_{nz}^+]] | \Phi_0 \rangle \\ &= \omega'_{nz} \pm \omega_{rot}. \end{aligned} \quad (25)$$

ただし、 $|\Phi_0\rangle$ は X_{nz} に対する真空であり、 $|\Phi_0\rangle$ に基底状態相関 (ground state correlation) がつけ加わったものである。上式では

(19) $[J_x, X_{nz}^+] = \pm X_{nz}^+ \quad (26)$

の関係を用いた。回転系での運動方程式 (23) を RPA 近似で解くことにより ω'_{nz} を決定する分散式

(20)
$$\frac{2}{\chi} = \sum_{ij} (1 - \theta_{ij}) \theta_j \left\{ \frac{|F_{ij}^{(+)}|^2}{\epsilon_i - \epsilon_j - \omega'_{nz}} + \frac{|F_{ij}^{(-)}|^2}{\epsilon_i - \epsilon_j + \omega'_{nz}} \right\} \quad (27)'$$

を得るが、考察中の問題の場合、関係式 (25) が成立していることに注意すれば、(27)' の右辺はすべて静止系での量を表現することができる

(21)
$$\begin{aligned} \frac{2}{\chi} &= \sum_{ij} (1 - \theta_{ij}) \theta_j \left\{ \frac{|F_{ij}^{(+)}|^2}{\epsilon_i - \epsilon_j - \omega_{nz}} + \frac{|F_{ij}^{(-)}|^2}{\epsilon_i - \epsilon_j + \omega_{nz}} \right\} \quad (27) \\ &\equiv S_{\pm}(\omega) \end{aligned} \quad (22)$$

となる。才 5 図に示されたように、通常の RPA とは異なり、 $S_{\pm}(\omega)$ は $\omega \rightarrow -\omega$ の置き換えに関して対称ではなく

$$S_{\pm}(-\omega) = S_{\mp}(\omega) \quad (28)$$

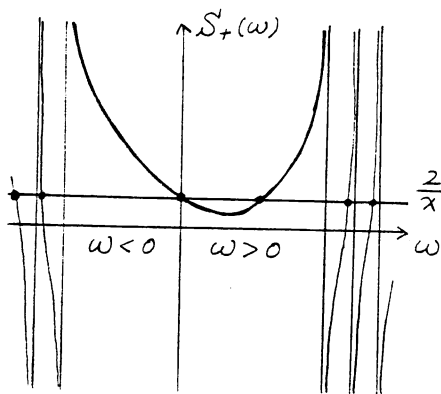
正しいことに注意しよう。即ち、(19)式を用いると(27)式から χ を消去する
ことができて

$$\omega \bar{F}_{\pm}(\omega) = 0, \quad \bar{F}_{\pm}(\omega) = \frac{1}{2} \sum_{ij} (\theta_i - \theta_j) \frac{\langle i | J_{\pm} | j \rangle^2}{\epsilon_i - \epsilon_j - \omega} \quad (29)$$

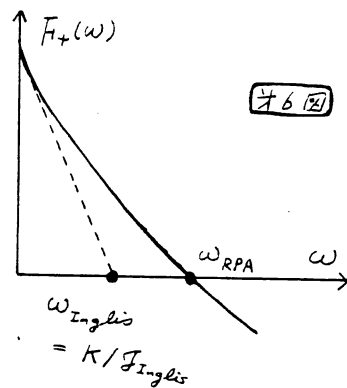
となり、常に $\omega=0$ の解が存在することがわかる。この解の解釈は後述
にしよう。また、 $\omega \neq 0$ の解の性質を調べよう。 $\Delta K = +1$ モードに注目
し、 $F_{+}(\omega)$ を $\omega=0$ のまわりで漸近展開(adiabatic expansion)すると

$$\begin{aligned} F_{+}(\omega) &= F_{+}(\omega=0) + \left. \frac{dF_{+}}{d\omega} \right|_{\omega=0} \omega + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 F_{+}}{d\omega^2} \right|_{\omega=0} \omega^2 + \dots \\ &= K - J_{\text{Inglis}} \omega + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 F_{+}}{d\omega^2} \right|_{\omega=0} \omega^2 + \dots \quad (30) \end{aligned}$$

正しいことがわかる。



★5回



★6回

但し

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{2} \sum_{ij} (\theta_i - \theta_j) \langle i | J_{+} | j \rangle^2, \\ J_{\text{Inglis}} &= \frac{1}{2} \sum_{ij} (\theta_i - \theta_j) \frac{\langle i | J_{+} | j \rangle^2}{\epsilon_i - \epsilon_j} \quad (31) \end{aligned}$$

★6回に示したように、(30)の★3次以下を無視できる場合には

$$\omega \approx \omega_{\text{Inglis}} = K / J_{\text{Inglis}} \quad (32)$$

(28)

から X を消去す

$$\frac{-\epsilon_j \langle \sum_i |J_i| \rangle^2}{\epsilon_i - \epsilon_j - \omega}$$

(29)

の解は後述の
1 モードに注目
(ansatz) すると

(30)

となるが、 ω が 3 次以下が重要である場合には、 ω が小さく、非断熱効果が大きい場合には、一般に $\omega_{RPA} > \omega_{Engels}$ となる。

ここで、ゼロ・エネルギー解の物理的解釈を試みよう。 $\omega = 0$ のモードを $X_{0\pm}^+$ と書くと、運動方程式 (23) を (26) と比較することにより

$$\begin{aligned} X_{0+}^+ &= X_{0-} = \frac{1}{\sqrt{2K}} J_+, \\ X_{0+}^- &= X_{0-}^+ = \frac{1}{\sqrt{2K}} J_- \end{aligned} \quad (33)$$

であることがわかる。規格化因子 $(2K)^{-1/2}$ がつく理由は

$$2K = \langle [J_+, J_-] \rangle \quad (34)$$

から明らかである。RPA による量子力学的ゼロ点振動相関を含んだイラ
スト状態 $|0\rangle$ は、条件

$$X_{0-} |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2K}} J_+ |0\rangle = 0 \quad (35)$$

を満足するが、このことは $|0\rangle$ のその角運動量が $I = K$ であることを意味している。また、 $\omega = 0$ モードと $\omega \neq 0$ モードの可換性

$$[X_{0-}, X_{n+}^+] = 0, \text{ i.e., } [J_+, X_{n+}^+] = 0 \quad (36)$$

より

$$J_+ X_{n+}^+ |0\rangle = 0 \quad (37)$$

も成立している。 X_{n+}^+ は $\Delta K = +1$ 、すなわち $K \rightarrow K+1$ とする励起モードであったから、(37)式は励起状態が角運動量 $I = K+1$ をもつことを示している。このようにして、角運動量の量子数 I は素の角運動量 ± 1 単位だけ増加させる ($\Delta I = \Delta K = +1$) ことが証明された。 他方、 $|0\rangle$ へ $X_{n+}^+ |0\rangle$ にゼロ・エネルギーモード X_{0-}^+ が作用してできる状態

$$(X_{0-}^+)^n |0\rangle = \left(\frac{J_-}{\sqrt{2K}}\right)^n |0\rangle,$$

$$(X_{0-}^+)^n X_{n+}^+ |0\rangle = \left(\frac{J_-}{\sqrt{2K}}\right)^n X_{n+}^+ |0\rangle \quad (38)$$

(28)

から X を消去す

$$\frac{-\epsilon_j \langle \sum_i |J_i| \rangle^2}{\epsilon_i - \epsilon_j - \omega}$$

(29)

の解は後述の
1 モードに注目
(ansatz) すると

(30)

となるが、 ω が 3 次以下が重要である場合には、 ω が小さく、非断熱効果が大きい場合には、一般に $\omega_{RPA} > \omega_{Engels}$ となる。

ここで、ゼロ・エネルギー解の物理的解釈を試みよう。 $\omega = 0$ のモードを $X_{0\pm}^+$ と書くと、運動方程式 (23) を (26) と比較することにより

$$\begin{aligned} X_{0+}^+ &= X_{0-} = \frac{1}{\sqrt{2K}} J_+, \\ X_{0+}^- &= X_{0-}^+ = \frac{1}{\sqrt{2K}} J_- \end{aligned} \quad (33)$$

であることがわかる。規格化因子 $(2K)^{-1/2}$ がつく理由は

$$2K = \langle [J_+, J_-] \rangle \quad (34)$$

から明らかである。RPA による量子力学的ゼロ点振動相関を含んだイラ
スト状態 $|0\rangle$ は、条件

$$X_{0-} |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2K}} J_+ |0\rangle = 0 \quad (35)$$

を満足するが、このことは $|0\rangle$ のその角運動量が $I = K$ であることを意味している。また、 $\omega = 0$ モードと $\omega \neq 0$ モードの可換性

$$[X_{0-}, X_{n+}^+] = 0, \text{ i.e., } [J_+, X_{n+}^+] = 0 \quad (36)$$

より

$$J_+ X_{n+}^+ |0\rangle = 0 \quad (37)$$

も成立している。 X_{n+}^+ は $\Delta K = +1$ 、すなわち $K \rightarrow K+1$ とする励起モードであったから、(37)式は励起状態が角運動量 $I = K+1$ をもつことを示している。このようにして、角運動量の量子数 I は素の角運動量 ± 1 単位だけ増加させる ($\Delta I = \Delta K = +1$) ことが証明された。 他方、 $|0\rangle$ へ $X_{n+}^+ |0\rangle$ にゼロ・エネルギーモード X_{0-}^+ が作用してできる状態

$$(X_{0-}^+)^n |0\rangle = \left(\frac{J_-}{\sqrt{2K}}\right)^n |0\rangle,$$

$$(X_{0-}^+)^n X_{n+}^+ |0\rangle = \left(\frac{J_-}{\sqrt{2K}}\right)^n X_{n+}^+ |0\rangle \quad (38)$$

RPA ω

$|j\rangle^2$

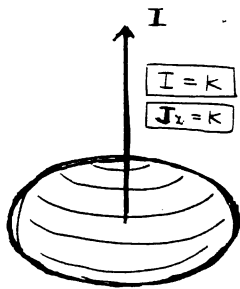
$$\frac{|J_i| |j\rangle^2}{\epsilon_i - \epsilon_j} \quad (31)$$

の場合には

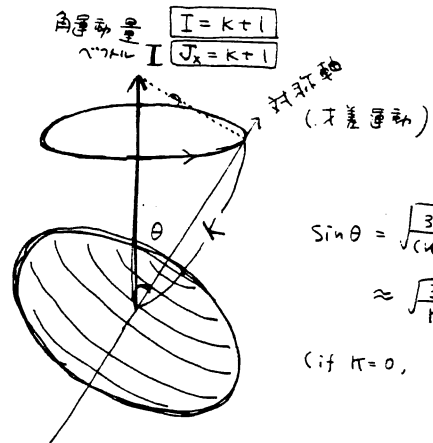
(32)

は、それぞれ、 $|E_0\rangle$ や $X_{n+}^+ |E_0\rangle$ とエネルギー的に縮退してあり、これは角運動量 I の大きさを変化させないで、その方向のみを変化させる磁場をもつていることがわかる。以上のことをまとめるとオク図のようになる。

オク図



イラスト状態 $|\Phi_0\rangle$



$$\sin \theta = \sqrt{\frac{3K+2}{(K+1)(K+2)}}$$

$$\approx \sqrt{\frac{3}{K}}$$

(if $K=0$, $\theta = \pi/2$)

$X_{n+}^+ |\Phi_0\rangle$

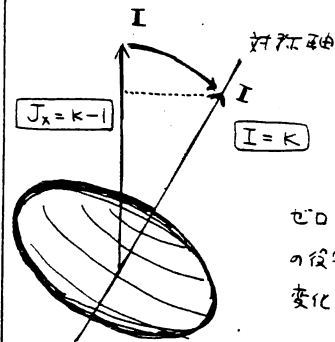
今更、簡単なため、対称性 (pairing correlation) を無視して話を進めると、現実の核は多くの場合、超伝導状態に近づいたものと考えられ、対称性ポテンシャル (pair potential) を取り入れると、一俣場のハミルトン $H = P + E$

$$H_{def} \rightarrow H_{def} - \Delta (\psi_+ + \psi_-)$$

$$\psi_+ = \frac{1}{2} \sum_i c_i^+ c_i^+$$

$$\psi_- = \frac{1}{2} \sum_i c_i^- c_i^-$$

(39)



ゼロ・エネルギーモードの役割 = I の方向を変化させる。

$X_{0-}^+ |\Phi_0\rangle$

と振動しなげればならない ($\tilde{\psi}$ はこの時間反転状態をあらわす)。すると、トウの配位は

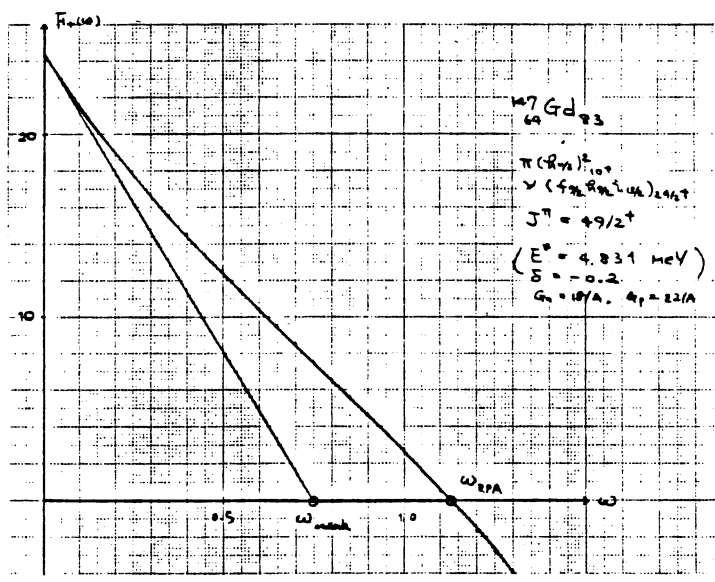
り、これを
 せざる状態
 ふうになる。

$$|\phi_0\rangle = \underbrace{c_1^\dagger c_2^\dagger \dots c_K^\dagger}_{\alpha > 0} \prod_{\alpha > 0} (u_\alpha + v_\alpha c_\alpha^\dagger c_{-\alpha}^\dagger) |0\rangle \quad (40)$$

角運動量整列した核子 Cooper 対 - 形成した核子
 ($m_1 + m_2 + \dots + m_K = K$)

運動)
 $= \frac{3K+2}{\sqrt{(K+1)(K+2)}}$
 $\approx \frac{\sqrt{3}}{K}$
 $= 0, \theta = \pi/2$

という構造をもつ。更に、エネルギーギャップ Δ は角運動量整列した核子の配位に強く依存して変化するので、これらの核子によるブローキング効果とより離れたBC近似的出発点にする必要がある。才子図に、これを考慮した数値計算の結果のいくつかを紹介しておく。まず運動を特徴づけた、垂直軸を



才子図-(a)

カリの傾斜を X と J_L は RPA を評価すると、多くの場合、 J_L は RPA 断熱効果のため J_{Engli} より小さくなる。場合によっては J_{Engli} の値は更に近づいてしまうほど断熱効果が強いが、勿論、 J_{RPA} は常に正である(才子図-(b)を見よ)。最近、高スピンドルパイパーが多数

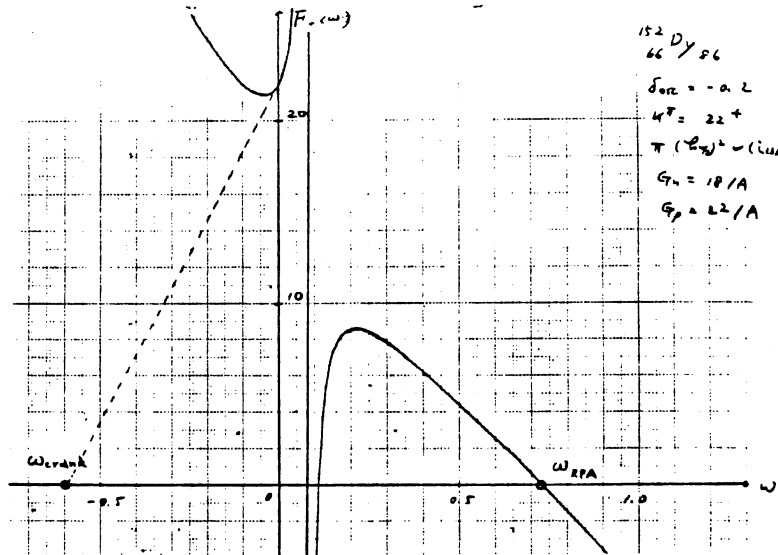
エネルギーモード
 $\gamma = \Gamma$ の方向を
 示す。

発見されたり、考慮中の描像不足になりつつある $Gd-Dy$ 領域のイラスト・スペクトルの場合には、この断熱効果は特に強く J_L が剛体値より著しく小さくなるという数値結果が得られた。 $Gd-Dy$ 領域のイラスト・トラップのうえにたつ集団的回転中心は、理論的にはその存在が期待されるにもかかわらず、現在まで定量的観測されることがない理由が J_L が小さく、励起エネルギー ω が大きくなることに求められるであろう。他方、 Hf 領域の場合には RPA を計算した J_L は J_{Engli} とほとんど

)。すると、

同じであり、
 ω も小さい。
 実際、この領域では、多くの high-K 回転中心点を発見し観測されている。

粒子図
 - (b)



回転座標系でのRPA

これまで考察してきた、角運動量の方向と変形ポテンシャルの対称軸の方向とがほぼ一致している状況というのは、一つの極端な場合である。両者の方向が一致する極限において、変形ポテンシャルが回転しても一粒子波動関数は何らの変更を受けない。このような特別な場合には、ポテンシャルのなかで一粒子の配位の変更 (rearrangement) を通じること、角運動量の異、イラスト状態が作られた。他方、最も良く知られた稀土超プロレート型変形核のイラスト状態の場合には、角運動量の方向とポテンシャルの対称軸方向はほぼ直交している。これは、逆の極端な場合であり、この状況においては、回転の角速度の変化とともに、(回転系を定義される) 一粒子波動関数は本質的な変更を受ける。この場合には、対ポテンシャルも考慮して、

$$H' = \sum_i (\epsilon_i - \lambda) c_i^\dagger c_i - \Delta (S_+ + S_-) - \omega_{rot} J_x \quad (41)$$

を対角化する一粒子モード

$$a_\mu^\dagger = \sum_i (U_{\mu i} c_i^\dagger + V_{\mu i} c_i) \quad (42)$$

${}^{152}\text{Dy}/{}^{86}\text{Dy}$

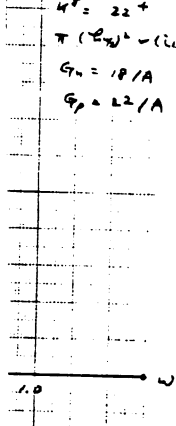
$$d_{rot} = -0.2$$

$$kT = 22 +$$

$$T(\rho_{rot}) - (I_{rot})^2$$

$$G_{rot} = 18/A$$

$$G_p = 2.2/A$$



回転系に定義された準粒子モードの "波数関数" $U_{\mu i}, V_{\mu i}$ は角速度 ω の関数である。こゝに導入された準粒子の真空 $|\phi_0\rangle$,

回転系に定義された準粒子モードの "波数関数" $U_{\mu i}, V_{\mu i}$ は角速度 ω の関数である。こゝに導入された準粒子の真空 $|\phi_0\rangle$,

回転系に定義された準粒子モードの "波数関数" $U_{\mu i}, V_{\mu i}$ は角速度 ω の関数である。こゝに導入された準粒子の真空 $|\phi_0\rangle$,

(41)

(42)

すなわち、回転系に定義された準粒子モードの "波数関数" $U_{\mu i}, V_{\mu i}$ は角速度 ω の関数である。こゝに導入された準粒子の真空 $|\phi_0\rangle$,

$$a_p |\phi_0\rangle = 0 \tag{43}$$

は一般にイラスト状態となることが、こゝからの準粒子励起に対して RPA 近似を行えばよいため、イラスト近傍の集団運動を統一的に記述するこゝが出来るようになる。こゝに、現在、"殻モデル + RPA" を回転系理論に拡張する作業が熱心に行われていることと強調しつつ、こゝの講義を終了。

参考文献

A. Bohr and B. R. Mottelson による以下の著作を推薦する。

- Nuclear Structure (Benjamin, 1975) Vol. II. Chap. 4.
- Proc. Int. Conf. Nuclear Structure, Tokyo, 1977. [J. Phys. Soc. Jpn. 44 (1978) Suppl. p. 157.]
- Proc. Int. School of Physics "Enrico Fermi", course LXIX, Some Aspect of Rotational Motion (Academic Press, 1977) p. 3.
- Physics Today. 1979年6月号 p. 25.

その他の original な文献は、投稿、素粒子論研究 1980年4月号 p.126 及び、日本物理学会誌 1979年7月号 p. 570 に42とL2あり可。

原子核における対称性の破れとその回復

京大理 松柳研一

(要旨)

核構造における相転移は、ある空間の内部で有限の平衡変形が起る事によつて特徴づけられる。この変形 (deformation) とは、Hartree-Fock-Bogoliubov 近似によつて導入された一体ポテンシャルが、もともと多体系のもつた対称性を (自発的に) 破ることを意味する。相転移は "一般化した独立粒子モード" の導入に伴つて起る (このモードは、独立粒子近似によつて破られた対称性を回復する集団運動が存在しなければならぬ。これを "一般化した回転運動" とする)。

超伝導の BCS 理論における準粒子モードは、核子数保存則を破つた対ポテンシャル (pair potential)

$$V_{\text{pair}} = -\frac{1}{2}\Delta \sum_i (c_i^\dagger c_i^\dagger + c_i c_i)$$
$$= -\Delta (S_+ + S_-)$$

が存在し、この "一般化した独立粒子モード" とする。この場合、核子数保存則を回復する集団運動が "対回転 (pairing rotation) モード" と呼ばれることになる。すなわち、準粒子モードと対回転モードの対称性のモード・モード結合を考慮することによつて、この対称性が回復されると考えられる。これは、論理的には particle-rotor 模型の場合と全く同じことである。particle-rotor 模型においては、Nilsson 対ポテンシャルがなす一粒子モードは 3次元座標空間の回転対称性 = 角運動量保存則を破るが、同時に、この一粒子運動と対回転運動との結合 (coupling) を考慮することによつて、角運動量保存則を回復させることができる。

変形が起ると、与えられた空間の中での "方向" を定義することが可能になる。したがって、この方向を指定する "角度" を力学変数として採用することにより "一般化した回転運動" が記述される (この期待値は自然である)。実際、 n -次元空間内の 2次元回転をなす対回転 (pairing rotation) モードの場合には、核子数とそれに共役な角度演算子 J_z と

$$\hat{N} = \sum_i c_i^\dagger c_i, \quad e^{i\hat{N}} = S_+ \frac{1}{\sqrt{S_- S_+}}$$

の関係を通じて導くことができる。"particle-rotor coupling" は多体問題として、微視的に導くことが可能である。定式化の詳細は、T. Suzuki, M. Fukui, & K. Matsuyanagi: Prog. Theor. Phys. 63 (1979) 690 及び to be published を参照されたい。

参考文献: D. J. Thouless, Nucl. Phys. 21 (1960) 225, 23 (1961) 78.
 1) 丸丸 新編物理学選集 58 - 原子核に於ける多体問題 - に収録されている。

転移領域核の励起構造—モード・モード結合

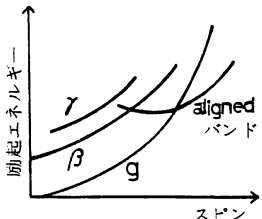
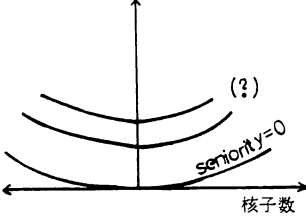
松柳 研一 (京大・理)

転移領域核の励起構造—モード・モード結合

松柳 研一 (京大・理)

§ 1. 転移領域とは

相転移は、ある空間内部での変形 (deformation) の発生によって特徴づけられる。ここで、変形とは一般化された一粒子運動モードの導入 (Hartree-Fock-Bogoliubov 近似) に伴う対称性の破れを意味する。原子核における典型例は四重極変形及び、角運動量 $J=0$ に組んだ核子対 (Cooper pair) の凝縮に伴う、対場 (pair field) の変形である。前者に於ては一粒子ポテンシャルが三次元空間の回転不変性を破っており、後者に於てはゲージ変換不変性 (粒子数保存則) を破っている。変形が発生すると、この空間に於ける固有 (intrinsic) 座標系の方向を定義することが可能になり、回転運動があらわれる。四重極変形に伴う回転バンドには、良く知られた ground, β , γ バンドの他、最近確立された (2 個の準粒子のスピンの角速度方向に整列した) aligned バンド等が属する。一方、対場の変形 (pairing deformation) に伴う回転バンド構造は、二核子移行反応により核子数の異なる一連の核種 (アイソトープ又はアイソトーン) を横断的に見ることによって確認される。

四重極変形	対場の変形
$V = -\sum_{\mu} \alpha_{\mu} Q_{\mu}$	$V = -\{\Delta^* S_{-} + \Delta S_{-}\}$
Q_{μ} : 四重極演算子	$S_{-} = \sum_{\alpha} c_{\alpha} c_{\alpha}$
$R(\omega) Q_{\mu} R^{-1}(\omega) = \sum_{\mu'} D_{\mu\mu'}^J(\omega) Q_{\mu'}$	$J=0$ に組んだ核子対演算子
$R(\omega) = \exp(-i\omega \cdot J)$	$\mathcal{G}(\varphi) S_{-} \mathcal{G}^{-1}(\varphi) = \exp(-2i\varphi) S_{-}$
3次元空間の回転	$\mathcal{G}(\varphi) = \exp(-i\varphi N)$
変形パラメータ	ゲージ空間の回転
$\alpha_{\mu} = \{\beta, \gamma, \omega\}$	変形パラメータ
↑	$\Delta = \{ \Delta , \varphi\}$
固有座標系を指定	↑
	固有座標系を指定
回転バンド	回転バンド
	

第 1 図

核の四重極励起スペクトルが多くの場合、相転移に特有なシャープな変化を示さず、振動と回転の中間的な励起様式を示しながら、ゆるやかな転移を示す最大の原因はゼロ点振動にある。すなわち、ポテンシャル面が（三次元空間の shape を特徴づける）変形パラメータ α の有限な値 α_0 で極小値をもつが、ゼロ点振動の振幅 $\Delta\alpha$ が α_0 と同程度ないし、より大きいために平衡変形というものが決定的な役割を果たさない広大な核領域が存在する。これらの核を転移領域核 (transitional nuclei) と呼ぼう。当然のことながら、この種の核では平衡変形からの大きい fluctuation (大振幅集団運動)、強い非調和効果が期待されなければならない。かつては振動核といわれた核種の少なからぬ部分も、今日では転移領域核として分類するのが適切であると考えられる。坂井ら核研グループにより発見された準バンド構造の存在¹⁾は、上記の定義が適切なものであることを示唆している。同時に、準バンド構造が軸対称変形核と類似な “quasi K” 量子数を現象論的に導入することにより分類されるという事実は、球対称性を出来るだけ保存しようとする対相関が、四重極励起モードに対して重要な役割を果たしていることを示唆している。更に、Ge, Se 領域核の不思議な励起 0^+ 状態に関する実験事実は、対相関と四重極相関の動的結合が転移領域核の励起構造を特徴づけるのに重要な役割を果たしていることを示唆している。

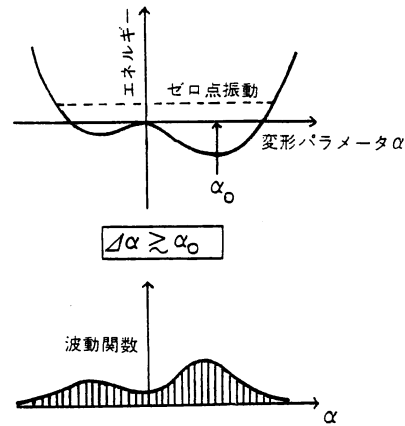


図 2

§ 2. 半現象論的アプローチ

これには2つのタイプがある。①変形パラメータ α を力学変数と考えて、Bohr-Mottelson 型の集団ハミルトニアンを複雑な非調和ポテンシャルの下で数値的に解くアプローチ²⁾。ポテンシャル面や集団運動の質量パラメータをどの程度微視的に導出しているかによって、様々なレベルのアプローチが存在する。②群論的考察に基づくフォノン間相互作用のパラメータ化。最近の例として、二種類の SU(6) 模型を紹介しておこう。Dubna-Rosendorf グループ³⁾ は群の generator として $\{d_\mu^\dagger \sqrt{n_{\max} - \hat{n}_d}, \sqrt{n_{\max} - \hat{n}_d} d_\mu, d_\mu^\dagger d_\mu\}$ を用いる。ここで d_μ は角運動量成分 μ ($\mu = -2, \dots, +2$) をもつ四重極ボソンを表わし \hat{n}_d はその個数演算子である。 $\sqrt{n_{\max} - \hat{n}_d}$ は attenuation factor と呼ばれる。一方、有馬-Iachello⁴⁾ は $\{d_\mu^\dagger s, s^\dagger d_\mu, d_\mu^\dagger d_\mu, s^\dagger s\}$ を generator にとる。 s はスカラー・ボソンであり、その個数演算子は $\hat{n}_s + \hat{n}_d = n_{\max}$ という拘束条件に従う。SU(6) は部分群として回転 limit SU(3) 及び振動 limit O(5) を含むので、上記の generator で表現されたハミルトニアンのパラメータを適当に選ぶことによって多くの実験データを再現させ

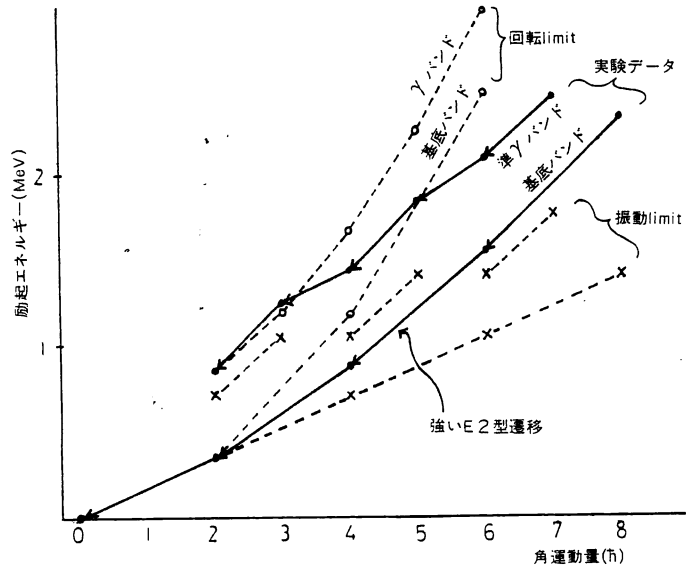


図3 ^{124}Xe 核における準バンド構造。実験データは文献1)による。

ることが可能である。このアプローチの大切な点は核集団運動の有限性を取り入れているところにある。実際、Dubna-Rosendorfグループのd-ボソンは $J=2$ の準粒子対からなるフォノン・モードの描像との密接な関連のもとに導入され、attenuation factorはフォノン間のパウリ原理を反映していると解釈される。一方、有馬-Iachelloに於てはd-ボソン、s-ボソンはそれぞれ $J=2$ の核子対と $J=0$ の核子対の運動を代表していると解釈される。二つのSU(6)

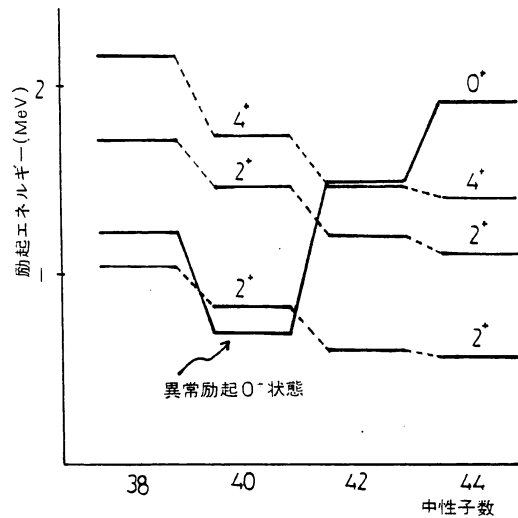


図4 Ge アイソトープにおける励起スペクトルの変化

模型は数学的にはもちろん同等であるが、純粋な現象論の枠内では、これらの模型がどのような力学的相関を取りあげたものかは全く区別できない。

§ 3. 微視的アプローチ

低励起集団運動の微視的理論は、第一励起 2^+ 状態に対する準粒子RPAの成功を出発点にしている。準粒子RPAに於ては、強い対相関によって生ずる対場の変形を処理

するために、まず Bogoliubov 変換によって準粒子を導入する。次に $J=2$ に組んだ準粒子対の励起に対する RPA によってフォノン・モードを得る。こうして得られた低励起フォノン・モードは①対相関及び②一粒子運動の shell 構造の影響を強く受けるために液滴の表面振動とは異質の運動になっている。〔アイソ・スカラー型の四重極集団モードには高・低の二種類あり、最近の実験で観測されている高励起四重極モード（巨大共鳴）の方が液滴の表面振動に近い。〕

準粒子 RPA を拡張して転移領域核の記述を目指す理論的アプローチのいくつかを紹介しておこう。

時間依存 Hartree-Fock⁵⁾

RPA は時間依存 HF 方程式の小振幅 (small amplitude) 近似解であったが、転移領域核の集団運動は大振幅 (large amplitude) であろう。しかし、平均ポテンシャルの時間的変化がゆるやかなため、その中での一粒子運動状態の分布 (占有数) は急激な変化をしない (断熱的である) と考え、集団運動の速度を展開の指標に採用して集団座標に対する運動方程式を得ようという試みである。時間依存 HF 方程式が記述しているものは変形パラメータ空間内の波束であるから、この理論は古典論であり、そこで得られた集団的部分空間 (collective subspace) の中で “第二量子化” が必要である。量子化の明確な処法は知られていないが、現在、生成座標法、経路積分法、ゲージ場の方法等の適用が試みられている。又、断熱近似の妥当性の検討とも関連して、これを仮定しない理論も提案されている。転移領域核への適用の為に、更に対相関を取り入れて、時間依存 Hartree-Fock-Bogoliubov に拡張しなければならない。

非線型運動方程式の方法 (代数的方法)⁶⁾

準粒子 RPA はフェルミオン対演算子の従う運動方程式に対する線型化近似であった。対演算子を基本にして、それらの従う非線型運動方程式を、パウリ原理に由来する運動学的拘束条件と共立させながら、近似的に解きあげようという試みである。複雑な非線型方程式の中から、一定の非線型項を系統的に取り込むことにより、回転運動解を抽出できることが示されている。核回転を、準粒子 RPA の場合の様に、粒子運動から出発して記述できたことは大きな成果である。この量子論をプランク定数 \hbar の巾級数で展開すれば、最低次でクラッキング模型 (回転の古典論) が得られる。この方法は、対相関と四重極相関を直接的に表現するフェルミオン対演算子を基本量として扱うので、Hartree-Fock-Bogoliubov 近似と異り、一粒子モードの導入に伴う対称性の破れを避けることができる。この意味で、球形核から変形核への統一的記述の可能性を秘めている。しかし、転移領域では、“集団的部分空間” の構造自身が不鮮明であるために、複雑な非線型運動方程式を制限 (truncation) する指針をその理論の枠内のみから得るのは困難である。

準粒子 New-Tamm-Dancoff 空間の方法⁷⁾

準粒子 RPA により得られたフォノン⁷⁾は、2 準粒子相関を近似的に対角化した“着物を着た 2 準粒子モード”と見なされる。New-Tamm-Dancoff 近似としての RPA の観点を拡張して、少数準粒子相関を近似的に対角化して“着物を着た n 準粒子モード” ($n = 2, 3, 4, \dots$) を構成し、これらの基本励起モードで張られる模型空間の中で非調和効果を分析しようという試みである。奇核に於ては、非調和効果 (フォノン-準粒子相互作用) が球形領域から転移領域にかけて成長し、“着物を着た 3 準粒子モード”としての新しい型の集団励起モードを形成してゆく過程が詳細に分析された。偶核に於ては 2 フォノン概念=励起のくりかえし可能性 (repeatability) の批判的分析のなかから、フェルミオン系の中でボソンの励起子としてのフォノン概念のいかなる側面が生き残り、いかなる側面が壊されてゆくかが解明されつつある。

ボソン展開法⁸⁾

RPA はフェルミオン対演算子を理想的なボソンと見なす近似であった。対演算子をボソンの級数展開で表現することにより、フェルミオンの複合粒子としてのフォノン間パウリ原理を逐次取り入れてゆこうとする試みである。ボソン展開法には 3 種類あり、①Holstein-Primakoff 型、②Dyson 型、③Schwinger 型に分けられる。いずれも、 $SU(2)$ のボソン表現を対演算子の代数 $SO(2n)$ に拡張したものになっている。ここで n は殻模型での一粒子状態の総数である。ここでのボソンを c 数に置き換えた極限で時間依存 Hartree-Bogoliubov 方程式が得られるという意味で *a priori* に量子化された HB 理論という見方も出来る。展開の収束性が古くから問題にされてきたが、全フェルミオン空間をボソン空間に転写するのではなく、フェルミオンの集団的部分空間のみをボソンで表現すれば収束性は著しく改善されることが明らかになってきた。

§ 4. フォノン概念の breaking と persistency

準粒子対からなる複合粒子としてのフォノン・モードの描像から出発し、非調和効果を分析してゆく際にまず設定されるべき課題は、フォノン概念の breaking と persistency の微視的機構の分析である。特に、パウリ原理に由来する運動学的非調和効果を取り入れたあとでも、なおかつ生き残りうるボソンの性質とは何であるかを分析することが大切である。こうして、フォノン概念はより精巧なものに高められるであろう。この分析のなかから次の様なことが明らかになってきた⁹⁾。

1) 単純なフォノン模型の 2 フォノン三重項、3 フォノン五重項という縮退は完全に破れている。即ち、パウリ原理のエネルギーへの関与の仕方は状態の角運動量に強く依存している。

2) 2 個のフォノン間のパウリ原理による相関 (四準粒子相関) は極めて強く、正確に評価しなければならないが、より高次の多準粒子相関は二、四体相関の積に還元するこ

とが可能である(らしい)。

3) $J=2$ の準粒子対から構成される多フォノン状態はフェルミオン状態であるにも拘らず、四重極ボソン状態を特徴づける量子数=五次元調和振動子の量子数によって分類しうる。

4) エネルギーの場合と異り、多フォノン状態間の E2 遷移確率に対しては、パウリ原理によるボソン描像からのズレを SU(6) 模型で用いられている attenuation factor という形で集約することが良い近似になり得る。この attenuation factor はフォノンの個数にのみ依存し、一方、E2 遷移確率のスピンの依存性は四重極ボソンの cfp を通じて表現される。

5) しかし、準 β バンドに対応する一連の状態群=低いボソン・セニオリティ数で特徴づけられる状態群に対しては SU(6) 近似が良くないだけでなく、四重極相関のみを考慮した範囲内では、これらの状態を実験で要請される低い励起エネルギーに再現できない。

6) 最後に、しかし最も重要な結論は、四重極型集団励起を記述する集団的部分空間は準粒子状態空間の中の固有空間 (intrinsic space) の内部で定義されなければならない、ということである。そこで、この概念について次に説明しよう。

§ 5. 四重極励起モードと対励起モードの動的結合

準粒子とは、 $J=0$ 核子対 (monopole pairs) の凝縮に伴う、対変形 (pairing deformation) したポテンシャルの中での一粒子運動モードであった。このことから、準粒子状態空間の中の固有空間という概念が導かれる⁷⁾。すなわち、対変形によって生じる対回転 (pairing rotation) の自由度と直交する intrinsic 自由度のみによって構成される部分空間がこれである。それでは、この intrinsic 自由度を特徴づける量子数は何であろうか。それこそ、古くから知られている seniority 量子数 ($J=0$ に組んでいない核子の個数) に他ならない。seniority は核子間の対結合様式 (pairing coupling scheme) を特徴づける量子数として Racah によって導入され、殻模型において、その有効性が実証されている。原子核の様な有限多体系に対して核子数保存則を破る BCS の処方が使えた最大の理由は、実は、準粒子の個数が seniority 量子数と近似的に対応していたからであった (Bogoliubov 変換は seniority を保存する)。しかし、正確には、両者は 1対1対応しない。その理由は、 $J=0$ に組んだ準粒子対が seniority 数を transfer しないからである。すなわち、この種の準粒子対は準粒子状態空間の中で特別の役割を演じているわけである。実際、 $J=0$ 準粒子対の運動を RPA で解けば、ゼロ・エネルギー解が出現し、このモードが対回転に対応していることを示すことが出来る。一方、RPA の解として同時に得られる有限エネルギーのモードは、変形度 (今の場合、エネルギー・ギャップ Δ) の時間的変化としての対振動 (pairing vibration) モードに他ならない。

そこで、対回転と対振動を一緒にして対励起モードと呼び、これを準粒子状態空間から分離することを考えよう。この目的の為に補助場の方法（集団座標の方法）が有効である。核内有効相互作用として、対力と四重極力を考えよう。それらを H_{pairing} 及び $H_{\text{quadrupole}}$ と書けばハミルトニアンは

$$H = H_{\text{free}} + H_{\text{pairing}} + H_{\text{quadrupole}}$$

となる。ここで H_{free} は殻模型での核子の自由ハミルトニアンである。 $J=0$ 核子対の運動を記述する目的で補助ボソン b_j, b_j^\dagger を導入しよう。この補助ボソンは殻模型の軌道 j の個数だけ存在する。補助ボソンを導入したのであるから、フェルミオン状態には $b_j | \text{fermion} \rangle = 0$ という拘束条件が課される。 $J=0$ に組んだ核子対演算子が準スピン $SU(2)$ の交換関係を満足する事実を利用すると、ハミルトニアンを

$$H \rightarrow (H_{\text{free}} + H_{\text{quadrupole}})_{\text{intrinsic}} + H_{\text{boson}} + H_{\text{coupling}}$$

と変換するユニタリ変換を正確に逐行することが可能である。変換後の表示（集団表示と呼ぶ）では、状態空間は補助ボソンとフェルミオンの直積空間 $\{| \text{fermion} \rangle | \text{boson} \rangle\}$ として記述される。この表示での“フェルミオン”状態は $S- | \text{fermion} \rangle = 0$ という拘束条件を満足している。これは、集団表示での $| \text{fermion} \rangle$ がもはや $J=0$ 核子対を含まないことを意味している。その様な自由度は完全に補助ボソンに置き換えられた訳である。従って、集団表示での“fermion”の個数は seniority 数と正確に 1 対 1 対応している。こうして、先に述べた固有空間が $\{| \text{fermion} \rangle\}$ として具体的に構成された。この定式化では、補助ボソン b_j, b_j^\dagger を c 数に置き換えた極限で BCS 近似が得られ、ここからのゆらぎ、 $\tilde{b}_j = b_j - \text{定数}$ を考慮することによって対回転及び対振動自由度が記述される。集団表示でのハミルトニアンの中の H_{coupling} が、(拘束条件付きの) 準粒子モードと対励起モードの動的結合を表現している。これには、対力及び四重極力からくる残留相互作用が共に寄与する。準粒子状態空間に $S- | \text{fermion} \rangle = 0$ という拘束条件を課す必要性は、歴史的には、核子数のゆらぎによる見せかけの状態 (spurious state) を除去する問題として、消極的な形で提起されていた。現在では、固有ハミルトニアン $(H_{\text{free}} + H_{\text{quadrupole}})_{\text{intrinsic}}$ によって記述される四重極型の集団励起が

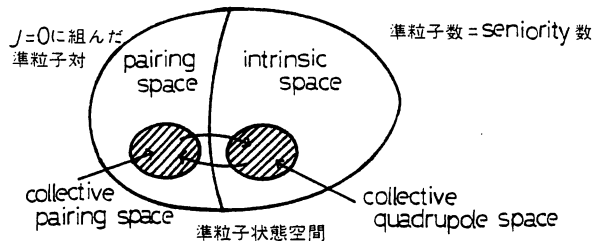


図 5

H_{coupling} を通じて (H_{boson} によって記述される) 対励起と動的結合を引きおこすという、モード・モード結合の観点によって、この問題は非常に積極的な意味を有することになった。

モード・モード結合を取扱う多体論の基本的課題は、集団励起モードの導入に伴うパウリ原理の破れと基底の overcompleteness を克服することである。四重極型の集団励起も対型の集団励起も共に準粒子自由度から形成されていることからわかるように、この要請は原子核の様な有限多体系にとっては特別に重要である。補助場の方法(集団座標の方法)は、このための有力な方法として知られてきた。しかし、この方法が本当に有力であるためには、集団座標の微視的構造に対する理解の進展が前提とされるのであって、非調和効果の構造に対する理解が進んできたという新しい状況を背景にしてのみ、この方法の“現代的再生”が可能になったことを強調しておきたい。なお、この方法と類似な観点に立って、コペンハーゲン学派により“Nuclear Field Theory”が展開されている¹⁰⁾ことも附言しておきたい。

転移領域において、対励起と四重極励起の動的結合が重要な役割を果たしていることを端的な形で示したのは、Ge, Se 同位体に見られる異常励起 0^+ 状態に対する、坂田達¹¹⁾による最近の分析である。この励起 0^+ 状態は、“2フォノン”状態と対振動が強く結合して出来た状態として理解できる。彼らの計算によれば、2フォノン間の

四準粒子相関及び対振動とのモード・モード結合は極めて強く、第6図に示されている素過程を無限に集めてくる(対角化する)ことによってのみ、異常励起 0^+ 状態の振舞いを理解することができる。一般的に、励起 0^+ 状態は準 β バンドの band head に対応すると考えられる。従って、対振動モードが準 β バンドの形成に果している役割を全面的に解明することは、現在の重要な課題になっている。

更に、多フォノン励起(多準粒子励起)と対回転モードの動的結合の重要性が最近、鈴木によって明らかにされつつある¹²⁾。

§ 6. 展 望

微視的模型の基本はフェルミオン状態空間のなかから如何にして適切な集団的部分空間を抽出するかにある、ということを経験してきた。微視的模型の成功・不成功は、集団的部分空間の設定が適切なものか否かにかかっていると云えよう。

先に見た様に、現象論的ボソンは内部構造をもたず、したがって、相転移に関係なく用いられている。一方、微視的ボソンはフェルミオン対からなる複合粒子に対応するも

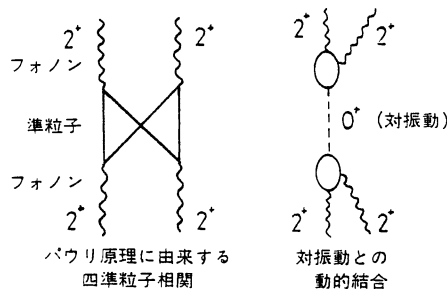


図6 「2フォノン」状態で発生する非調和効果

のであり、固有の内部構造をもつ。良く知られているように、一粒子運動の shell 構造は四重極変形度に強く依存する。従って、フォノン描像から出発して非調和効果の機能を分析してゆく際には、フォノンの内部構造自体が相転移の過程で変化する可能性を常に考えておくことが必要である。言い換えれば、個々の集団モード自身を非調和性（他のモードとの動的結合）との関連において、常に最適化してゆくことが要請されよう。要するに、集団的部分空間を決定する論理を、それ自身の内部に持っているような多体論の建設が我々の目標である。この課題は、実は、転移領域核の現象に限定されるものでなく、核分裂の力学的理論において“多次元変形空間のなかの fission path”を決定する問題と同じ性質のものである。

今迄、励起エネルギーにして数 MeV、角運動量にして $10\hbar$ 以下の低励起・低スピン状態の構造の一端のみを議論してきた。極低温の yrast 状態（一定のスピンを与えられた時、励起エネルギーが最低の状態）の近傍に限定しても、原子核は束縛状態として約 $100\hbar$ 迄の角運動量をもちうる。最近、重イオン融合反応による複合核形成を通じて、これらすべてのスピン領域を観測できる可能性が拓けてきた。そこでは、高速回転のために時間反転不変性が大きく破れることによる核構造の変化が問題となる。こうして相転移と集団励起モードの関連の問題は、核子数の変化のみでなく、スピンや励起エネルギーの変化という広い展望の中で把え得る情勢にあることを最後に強調しておきたい。

参 考 文 献

- 1) M. Sakai, Problems of Vibrational Nuclei (North-Holland, edited by Alaga, Paar and Šips) p. 181.
- 2) M. Baranger and K. Kumar, Nucl. Phys. A122 (1968), 273.
- 3) D. Janssen, R. V. Jolos and F. Dönau, Nucl. Phys. A224 (1974), 93; Sov. J. Nucl. Phys. 22 (1976), 503.
- 4) A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys. 99 (1976), 253; ibid 111 (1978), 201.
- 5) M. Baranger and M. Veneroni, Ann. Phys. 114 (1978), 123.
F. Villars, Nucl. Phys. A285 (1977), 269.
D. J. Rowe and R. Bassermann, Canadian J. of Phys. 54 (1976), 1941.
G. Holzwarth and T. Yukawa, Nucl. Phys. A219 (1974), 125.
T. Marumori, Prog. Theor. Phys. 57 (1977), 112.
- 6) T. Marumori, M. Yamamura, Y. Miyanishi and S. Nishiyama, Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra Number (1968), 179.
M. Yamamura, Prog. Theor. Phys. 52(1974), 538.
A. Hayashi and M. Yamamura, Prog. Theor. Phys. 55 (1976), 1462.
- 7) A. Kuriyama, T. Marumori, K. Matsuyanagi, F. Sakata, T. Suzuki, R. Okamoto and M. Fuyuki, Prog. Theor. Phys. Suppl. 58 (1975).
- 8) S. T. Belyaev and V. G. Zelevinski, Nucl. Phys. 39 (1962), 582.

- T. Marumori, M. Yamamura and A. Tokunaga, Prog. Theor. Phys. 31 (1964), 1009.
 S. G. Lie and G. Holzwarth, Phys. Rev. C12 (1975), 1035.
 T. Kishimoto and T. Tamura, Nucl. Phys. A270 (1976), 317.
 G. Holzwarth, D. Janssen and R. V. Jolos, Nucl. Phys. A261 (1976), 1.
 M. Yamamura and S. Nishiyama, Prog. Theor. Phys. 56 (1976), 124.
- 9) S. Iwasaki, T. Marumori, F. Sakata and K. Takada, Proceedings of "Colloque Franco-Japonais and INS Symposium" (1976), p. 106.
 10) P. F. Bortignon, R. A. Broglia, D. R. Bes and R. Liotta, Phys. Rep. 30 (1977), 307.
 11) F. Sakata, S. Iwasaki, T. Marumori and K. Takada, Z. Phys. A286 (1978), 195;
 Prog. Theor. Phys. 56 (1976), 1140.
 12) 鈴木徹, 私信.

討 論

玉垣良三(京大理) 現象論の中で群論も含めた新しいアプローチの話がありましたが、高励起状態などより広い領域に対する有効性の見通しはどうか。

松柳 角運動量をあげていくと全く違った構造が現われますので、この現象論で扱える範囲は原子核の持ちうる角運動量領域 ($0 \leq J \leq 100$) から見るとごく低いスピン状態に限定されています。

高田健次郎(九大理) SU(6) 模型ではどの程度扱えるのですか。

松柳 高スピンでは角運動量 alignment という新しい機構が重要になります。上の模型ではこの機構が入っていないので、back-bending 現象がおこる スピン ≈ 14 程度が限界でしょう。

藤川和男(核研) 例えば NUMATRON で得られるような高励起状態についての情報や理解が低い状態についての見通しをよくする可能性はありますか。

松柳 そこでは全く異質の運動が現われますので、その領域の知識が直接に役立つことはないでしょう。むしろ、異質な運動への多体論的理解の進展が、相互に刺激しあうという点が重要だと思います。

佐藤文隆(基研) 集団座標の選び方に対する現象論的な模型が出て、それを追う形でミクロな基礎づけがなされるという感じをうけましたが、ミクロであるがために新しく予言しえたというようなことはあるのですか。

松柳 ミクロな模型の重要性を強調したのは、微視的アプローチが現象論の基礎づけという消極的な意味に限定されないからです。むしろ、転移領域の解明には、現象論には限界があることが最近ますますはっきりしてきています。そのような典型例として異常 0^+ 状態を挙げたのです。

西岡浩一郎講演会

1996. 5

Comment on Supershell and Bifurcation in Nuclei

Kenichi Matsuyanagi

(Department of Physics,
Kyoto University)

There are two key words that I have been keeping in mind and that originated from the discussions with Hide Nishioka:

- 1) "Supershell" in metal clusters,
- 2) "Bifurcations" of periodic orbits in spheroidal cavity.

The former work of Hide in collaboration with Professors Hansen and Mottelson at the Niels Bohr Institute in Copenhagen,

1-a) H. Nishioka, K. Hansen and B.R. Mottelson,
"Supershells in metal clusters",
Physical Review B42(1990)9377,

1-b) H. Nishioka,
"Shells and supershells in metal clusters",
Zeitschrift fur Physik D19(1991)19,

has already become very famous and gave a strong stimulation to the recent rapid progress of micro-cluster physics. I would like to mention that a similar "supershell effect" might play an important role also in rapidly rotating superdeformed nuclei with axis ratio about 2:1, where an interference between two families of periodic orbits with the ratio of periods approximately 2:1 produces a beating pattern in shell structure of the single-particle spectra[see, K. Arita and K. Matsuyanagi, "Semiclassical Analysis of the Supershell Effect in Reflection-Asymmetric Superdeformed Oscillator", Progress of Theoretical Physics, 91(1994)723].

On the other hand, the latter work of Hide with Professors Okai and Ohta of Konan University,

2-a) S. Okai, H. Nishioka and M. Ohta,
"Periodic Orbits in Elliptic Billiards"
Mem. Konan Univ., Sci. Ser. 37(1990)29,

2-b) H. Nishioka, M. Ohta and S. Okai,
"Classical periodic orbits in spheroidal cavity- Prolate Case"
Mem. Konan Univ., Sci. Ser. 38(1991)1,

2-c) H. Nishioka, N. Nitanda, M. Ohta and S. Okai,
"Classical periodic orbits in spheroidal cavity-Oblate Case"
Mem. Konan Univ., Sci. Ser. 39(1992)67,

may be regarded as a basis for a future investigation of shell structure in deformed potential.

Last year, Professor Ohta kindly sent to me reprints of the above papers, and I was surprised to learn that Hide and our colleagues in Konan University had already carried out such a systematic investigation of the periodic orbits in spheroidal cavity. These papers contain very important and useful informations; among these I would like to quote the following sentence:

"It is shown that every periodic orbits of two and three dimensions appear successively through bifurcation from the corresponding orbits of one and two dimensions, respectively, depending critically on the value of the deformation parameter."

I think that Hide was aiming at studying

"Quantum Manifestation of Classical Bifurcations."

Namely, I guess that Hide planned to carry out both the quantum mechanics and classical mechanics for single-particle motions in deformed potentials and to clarify the classical-quantum correspondence. The aim is to understand

"the origin of formation of shell structure in deformed potentials",

and to predict

"an emergence of new types of shell structure associated with exotic shapes."

As he pointed out in the above papers, the bifurcation properties of periodic orbits critically depend on deformation parameters characterizing the potential shape. We know that shell structure of quantum spectra also sensitively depends on the surface shape of the single-particle potential. But, the connection between the classical bifurcation and the quantum shell structure remains unexplored. I sincerely regret that Hide passed away leaving this quite significant subject for us.

{In recent five years, Arita-kun and I have been working on the above problems [K. Arita, Physics Letters, B336(1994)279, K. Arita and K. Matsuyanagi, Nuclear Physics, in press]. I greatly regret that I missed a chance to work with Hide Nishika, but I sincerely hope that these works may be regarded as a possible continuation of Hide's work.}

My guess above is based on a number of conversations with him, which I enjoyed in several occasions about the time when he came back to Konan University in 1988: I vividly remember in particular his talks in

1. Workshop at the Yukawa Institute for Theoretical Physics, entitled " Perspectives of Nuclear Physics towards 1990's", September 1-3, 1987. There, Hide talked on "Chaoticity of Nuclei(Finite-Quantum System)" To my understanding, he emphasized

mainly two things:

a) Unified understanding of regular and chaotic motions in nuclei is lacking,

b) Physics of "Finite Quantum Many-Body System" covering nuclei, atoms, molecules and micro-clusters, is growing up as a new fields of physics ,where we can trace out, for example, the change of fluctuation properties as a function of number of constituents of the system.

[See "Soryuusiron Kenkyuu" 80(1990)F268]

2. Workshop at the Yukawa Institute for THEoretical Physics, entitled "Nonlinear Dynamics of Nuclear Collective Motions", Novemver 5-7, 1988. There, Hide talked on "Collective Motion of Quantum Chaotic System (Finite Many-Body System)". If I remember correctly, he emphasized the coexistence of long-time scale (chaotic) motions and short-time scale (collective) motions in finite many-body systems like nuclei.

[See "Soryuushiron Kenkyuu", 79(1989)E9]

3. Workshop at the Yukawa Institute for Theoretical Physics, entitled "Nonlinear Dynamics of Nuclear Collective Motions", January 29-31, 1990. There, Hide talked on "Supershell Structure of Metal Clusters", where he introduced his work that has become very famous. ["Soryuushiron Kenkyuu", 81(1990)F159]

4. Workshop at the Yukawa Institute for Theoretical Physics, entitled "New Trends in Nuclear Collective Dynamics", October 29-31, 1990. There, Hide talked on "Supershell". This workshop was organized as a post-symposium of the Fifth Nishinomiya-Yukawa Memorial Symposium held on October 25 and 26, 1990 in Nishinomiya city. Hide Nishioka was one of the organizers of these symposia, and I worked with him for these preparations. ["Soryuushiron Kenkyuu" 83(1991)D141]

5. Workshop at the Institute of Solid State Physics, entitled "Characteristics of 10-1000 Many-Body Systems", November 13-14, 1990. Hide was one of the organizers of this workshop, and he gave a nice review on similarity and difference between nuclear structure and micro-clusters focusing his attention on shell structure, pairing correlations and giant resonances. [See "Busseiken Dayori" 30(1991)16]

I sincerely hope that the reader may take a look at his reports cited above, where one can see philosophy and personality of Hide Nishioka.

Summarizing, a message of Hide Nishioka which I always keep in mind is:

Non-integrable Hamiltonian systems where regular (collective) and irregular (chaotic) motions coexist remain largely unexplored, and study of newly created finite quantum systems (in experiments) from such a point of view is a great challenge for us. Here is a direction of nuclear structure physics for future.

10年早ければ……

松柳 研一

- 1) 昨年(1989年)の夏休み、お盆の頃、の昼休み、基研に近い今出川通りの食堂で坂東さん達と偶然出会って「核研に行くことに決まった」ことを御本人から聞いた。地方大学を足場にして全国的な研究グループをつくり、国際的に活躍されていた坂東さんが核研の教授に迎えられたことは、ごく当然の事と思えた。むしろ、「10年遅すぎた」と言うのが私の思いであった。病気の事は勿論わかってはいたが、それでも、核研に行くという選択は正しかったと思う。御本人も、このことが地方で頑張っている人たちを励ますことになる点に最大の意義を感じられているようであった。18年前、坂東さんが福井に移られたとき、こんなに長い期間、人事交流が止まってしまうことになろうとは考えておられなかったと思う。坂東さん達の研究グループは、この時も、お盆休みの機会を利用して共同研究のために全国から基研に集まっていたのだった。
- 2) 坂東さんの病気が発見される直前1985年10月に私は(都立大の土岐さんとともに)坂東さんから原子核理論懇談会20人委員会(核理想20人委と略称)の幹事の役を引き継いだ。この委員会は前年の1984年9月、原子核物理の将来にわたる諸問題を検討し議論の集約・提案を行う目的で発足したもので、初代の幹事は坂東さんと土岐さんだった。この委員会の発足にあたって原子核理論研究者のあいだで賛否両論様々な議論があった。消極論のなかには、原子核実験の将来計画に関与すれば、異なる研究分野の間の優先順位といったものを委員会として決定しなければならなくなるだろうが、そのようなことは、本来、個人の創意を基本とする理論研究者の集団に馴染まないのではないかとの危惧があったと思われる。核理想20人委は「将来計画を進める上での基本的な考え方」について一定の合意に達するまでに随分と時間を費やした。そして原子核物理は多面的であり、研究のフロンティアも多角的に広がっていること、したがって、それらの位置づけと相互評価が大切であることを確認した。更に、坂東さんは「委員会の性格について抽象的な論議をするよりは、原子核物理の発展のために意識的に取り組まねばならない問題は具体的にどのようなものかを検討する方が生産的であろう」と強調され、その具体例をいくつか挙げられた。それらはその後の20人委の具体的課題として引き継がれている。坂東さんが肝臓の手術を受けられた1986年の最初の時期に、(現在大型ハドロン計画と呼ばれている)核研の将来計画に関して理論グループはどうするか判断をもとめられていた。この事を議題とする核理想20人委が3月27、

28日に核研でひらかれた。坂東さんは27日は欠席されているが、28日には出席されている。文集第1部によると、27日は京大病院の小沢先生に検診を受け、手術のために入院を決められていたのだった。

- 3) 坂東さんが異常を自覚されたのは1985年の暮れから1986年の始めにかけての時期だから、これは、(坂東さんの優れたお弟子さんであり良き協力者であった)安藤君とほとんど同じ時期である。安藤君は1985年の暮れの忘年会の後胃痛を訴えていたが12月21日に異常が発見され、翌年1月9日に手術を受けた。そして10月15日わずか40才で早世してしまった。坂東さんをご自身も同じように手術を受けた状態にありながら、入院中の安藤君への見舞いなどについていろいろと配慮されていた。この年の暮れ12月14日、物理教室でひらかれた安藤君追悼講演会で坂東さんは、安藤君との共同研究が世界的に認められるようになるまでの数々のエピソードを淡々と語られた。そして、追悼文集では「このアイデアあふれた能力をこの若さで失った(坂東さんの)無念の気持ちも本人の無念の思いにおよぶものではない」と書かれている。
- 4) 坂東さんが福井に移られた1971年当時、核研および原子核理論グループのあり方に関して全国的な議論が起こっていた。この様子を報じた1971年10月18日付の「核理論懇談会通信」を私は今も大切に保存している。議論の主なテーマは核研理論部の将来構想であった。オーバー・ドクター問題や地方大学の研究者の研究環境の改善に核研理論部が積極的な役割を果たして欲しいとの期待が多くの人々から出されていた。この議論の中で坂東さんは「核研にオーバー・ドクターの世代の若手が滞在できるように研究員制度とか基研のモレキュール型研究会のようなものを作ってはどうか」と提案されている。坂東さんの発言はいつも具体的に実行可能なアイデアを含んでいた。この提案は、その後核研に迎えられた丸森さんの下で実現されたことは我々の記憶に新しい。

安藤君は京大の博士課程を終えた後、オーバー・ドクターとして1974年から1977年にかけて核研に滞在した。丸森さんはこの時期の様子を「こうして集まった若手研究者の熱気のみなぎり連日深更に至るまで理論部の研究室の灯が消えることは決してなかった」「当時のある人は核研理論部を理論物理の“梁山泊”と評した」と書かれている。

1984年に発足した核理懇20人委は、この1971年以来の原子核理論懇談会における議論の流れを受け継いでいる。20年まえの「核理懇通信」は私にとっても研究グループのあり方を考える際の原点であった。

- 5) 坂東さんが京大の助手をされていた1967年から1971年にかけての期間、私は九州大学の大学院生であった。これは大学紛争で全国の大学が激動した時期であった。そして、1972

年4月、坂東さんが福井に移られた後に助手として京大に着任した。このようなわけで、坂東さんと研究生活を直接ともにする機会はなかったが、原子核理論懇談会をはじめとする様々な機会に親しくおつきあいをしてきた。私は坂東さんと話すことが好きだった。なによりも気楽に話し合えることがよかった。研究者グループのかかえている難しい問題について話す際にも、坂東さんは相手に負担感を与えない。そして、状況を的確に見据えた上で何ができるかを考えられ、実行可能なアイデアを示唆される。日常の研究に於いても坂東さんは、目標をはっきり打ち出されただけでなく、相手が得意とすることを素早く理解し共同で何が出来るかを見つけてこられた。“creative”とはこの様な姿勢を指すものと思う。坂東さんの存在は私にとって、うまく言葉で表現できないが、とても大切な意味があった。

(1990. 8. 3)

(京都大学理学部)



坂東さんのこと

藤原 義和

坂東弘治博士追悼文集（第一部）Quality of Life にまとめられた昌子夫人の貴重な闘病記録を読ませて頂いて、これまでいくつか気になっていたなぞが解けた思いがした。

1986年の9月から一年間、私はそれまでの北米大陸からポストドクとしてレーゲンズブルクに移り住んだが87年の春 YKIS 出席の為に京都に一時的に帰って来る機会に恵まれた。その時、坂東さんのからだかひとまわり小さくなっている事に驚いたが、数年前手術されたとの事でそのためかなあというぐらいに考えていた。YKIS と PANIC に出席のために京都を訪れた Ericson 夫妻と Brown 夫妻を近所の茶道のお師匠さんのところに招かれた時、なぜか私も呼んで下さって、およそしろうとは翻訳不可能な茶道の道の説明に冷汗をかいたのを憶えている。CERN の Ericson 先生はレーゲンズブルクの Weise 氏のところへ共著の本を書くためにしばしばみえていたので多少の面識はあったが、なぜ私だけ呼んで下さったのかなあと思っていた。そのあと、北白川学舎に坂東さんの車で送って頂いた時、車中でハイペロン・核子間相互作用の反対称 LS 力の話をしたが、それが坂東さんと最後の物理の会話になろうとは思ってもみなかった。その時だったか、あるいは元場さんから後日聞いたのか記憶が定かでないが、坂東さんは「医者が長い間立っていたらあかんで言うんやけど、人間と言うのは元来立ってい

安藤君のこと

松柳 研一

1) 8月31日(日)西ドイツのユーリッヒに出発する西崎君一家を核物理研究センターの人達と一緒に大阪空港で見送った後、玉垣さん、鈴木徹君と一緒に森宮の成人病センターを訪れたときには既に夕刻5時を過ぎていた。治療の時間が迫っていたので安藤君と話しかけたのはほんの短時間だけだったが、腸閉塞の症状が出ていて不定期に襲ってくる激痛は耐えがたいほどであり、数日後に予定されている神経のブロック手術に期待をかけていた。この頃迄私は胃切除という大手術の事後症状であるとばかり思い込んでいた。まことに迂闊だった。安藤君の日頃の生活ぶりからして胃潰瘍という病名をすっかり信じ込んでいたから、静養期間を確保することが肝心な点だと思い込んでいた。この「間違い」は安藤君自身も同じであったのではないかと思う。

2) 9月28日(日)再び夕方5時すぎ、成人病センターに見舞った。安藤君は神経のブロック手術がうまくいったこと、それがどんなにきわどい手術であるか、麻酔によって感覚や意識が失われてゆく有様をきわめて客観的に話してくれた。この時点でもまだ、私だけでなく安藤君も本当の病名を正確には知らなかったと思う。相変らずベッドの傍らには場の理論の基本的な文献が置いてあり、私は物理の本を読むのは暫く諦めてもっと気楽な本にしたらどうかと薦めたが、いずれにしても、研究活動を再開するときのことしか私達2人には共通の話題がなかった。ただ、このとき始めて私は安藤君のやつれ方に尋常でないものを感じてハッとした。

3) 安藤君が亡くなった10月15日のちょうど1年前、1985年の10月15日には彼はコペンハーゲンのニールス・ボーア研究所で開催されていた核力に関するワークショップ(研究集会)に出席し、藪君との共同研究の最新の成果について元気に講演していたと思われる。安藤君はこの年の9月30日から10月4日にかけてイタリアのトリエステ理論物理学国際センターで開催された「原子核の動力学に対する位相空間的アプローチ」と題する国際会議で招待講演した後、ヨーロッパ各地の研究機関を歴訪しており、この機会にニールス・ボーア研究所のC. Pethick教授に招待されて同研究所訪問が実現したものであった。1年前のこのように元気な様子を身近かに知っている者にとって、突然に襲ってくるこのような不幸はあまりにもショッキングである。

4) 安藤君は直接的には永田さんや坂東さんが築いてきた原子核内有効相互作用の研究の流れを継承し、間接的には日本における核理論研究の流れをつくった「核力と核構造」研究会の伝統を継承する中心的な位置にあって、これまで期待される役割を果たしてきた。彼の研究水準の高さは解説論文「原子核における有効相互作用」(和文論文リストNo.23)を丁寧に読めばよくわかる。彼の研究は音楽でいえばクラシックに相当するから、ポップス的な論文が氾濫している時代であっても、いつまでも読まれることを望んでいるし、そのために私としても努力したいと思う。しかし、それでも、彼を失って私達はこの穴をどのように埋めることができるかという、ほとんど解決不可能なほどの困難な課題に直面することになってしまった。

(京都大学; 研究室スタッフ)

Theoretical Search for Exotic Shapes in Proton-Rich $N = Z$ Nuclei in the $A = 60 - 80$ Region

Masayuki YAMAGAMI and Kenichi MATSUYANAGI

Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan

Masayuki MATSUO

Department of Physics, Graduate School of Science and Technology, Niigata University, Niigata 950-2101, Japan

Magic numbers appear not only for spherical potentials, but also for deformed potentials with various exotic shapes. Superdeformed prolate, oblate or triaxial shapes and non-axial octupole deformations like banana, triangular and tetrahedron shapes are typical examples of exotic shape. Various doubly closed-shells for magic numbers associated with such exotic-shapes are expected to appear in unstable nuclei, so that they are largely unexplored until now.

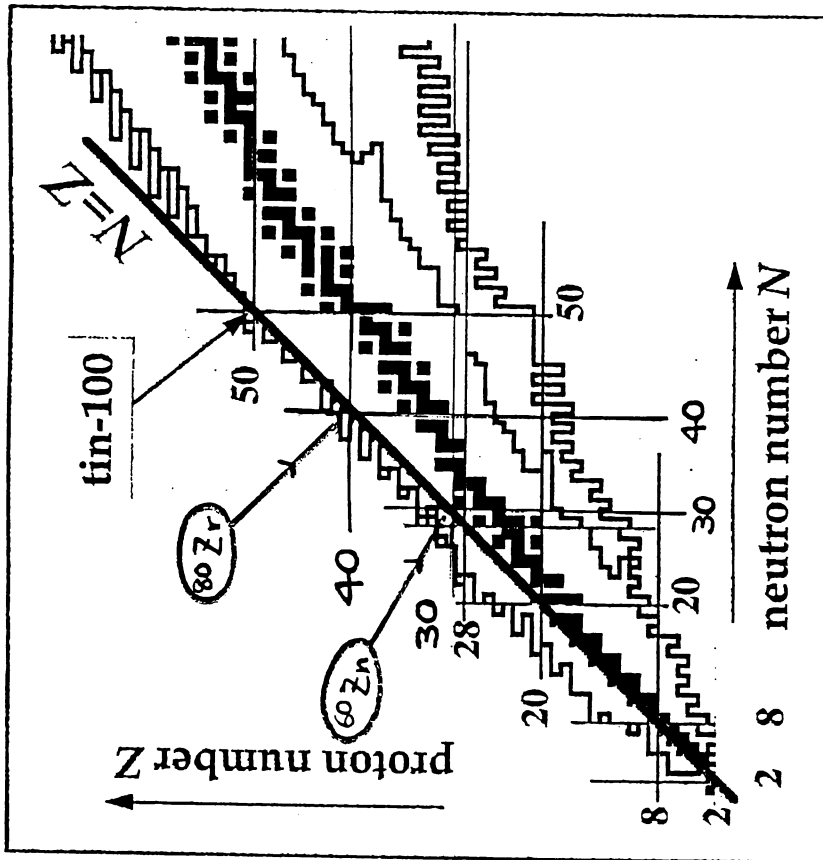
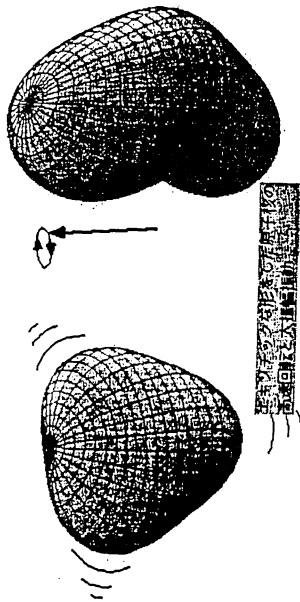
In this talk, we discuss some theoretical predictions for exotic shapes in proton-rich $N = Z$ nuclei in the $A = 60 - 80$ region, where proton and neutron shell effects act coherently and rich possibilities arise for coexistence/competition of different shapes. Special attention is paid for superdeformed magic numbers at $Z(N) = 30$ and 40 , and the magic number $Z(N) = 40$ for the tetrahedral shape. Nuclei in the region $^{60}\text{Zn} - ^{80}\text{Zr}$ are especially interesting from this point of view. Of course, they are interesting also from other points of view; like isoscalar proton-neutron pairing correlations, the Wigner energy, Gamov-Teller β decay, astrophysical rp-process path, proton emitters, etc.

We have recently constructed a new computer program that carries out cranked Skyrme-Hartree-Fock calculations in the 3-dimensional Cartesian-coordinate mesh representation without imposing any restriction on the spatial symmetry of the density distributions. This program was used for exploring high-spin yrast structure of ^{32}S which is doubly closed for the superdeformed magic numbers at $N = Z = 16$. An interesting crossover from the superdeformed to the hyperdeformed-like configurations is predicted at the high-spin limit. We also found a non-axial octupole deformations of the Y_{31} type (banana-shape) in the intermediate-spin region. Quite recently, we have extended this computer program so that it includes the pairing correlations, which may be called "symmetry unrestricted cranked, Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov code." With the use of this code, we are investigating superdeformed shapes in the $^{60}\text{Zn} - ^{80}\text{Zr}$ region, triaxial deformations in ^{64}Ge , triangular deformations in ^{68}Se and tetrahedral shapes in ^{80}Zr . Some preliminary results of calculation are presented.

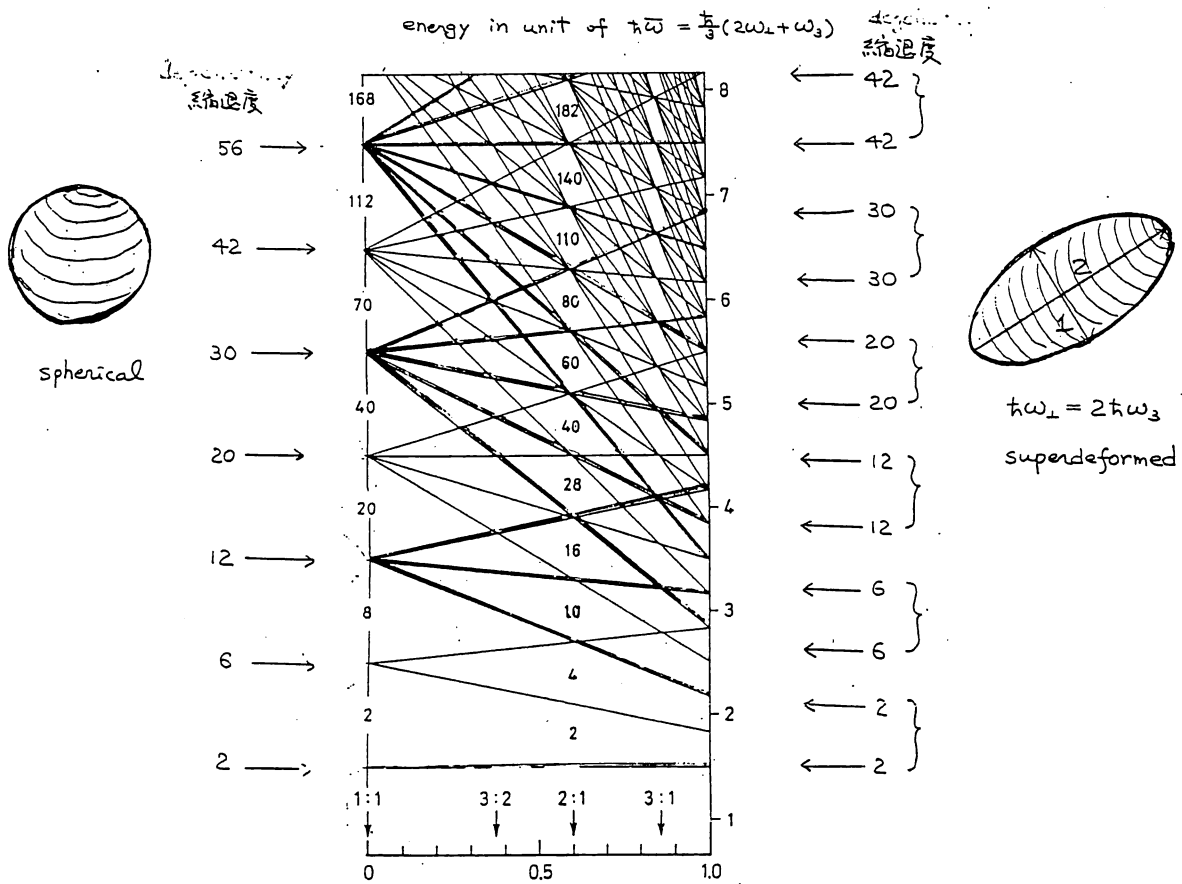
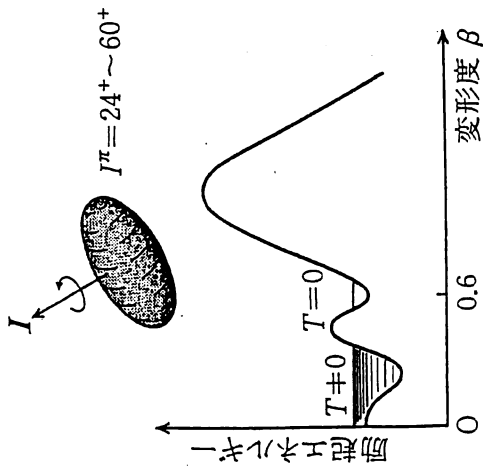
Exotic shape solutions in the selfconsistent mean fields, obtained by the Hartree-Fock-Bogoliubov method, represent spontaneous symmetry breakings of the Finite Fermion systems. They imply appearance of new type of collective modes of rotation and vibration, and it is a great challenge to explore such new modes by means of a combination of radioactive nuclear beam and modern gamma-ray spectroscopy.

$A = 60 \sim 80$, $N = Z$ 陽子過剰不安定核における
エキゾチック変形の理論的探索

山上雅之、松柳研一 (京大理)
松尾正之 (新潟大自然)



- エキゾチック変形の魔法数
 - Superdeformation
 - Tetrahedral shape
- $^{60}\text{Zn} \sim ^{80}\text{Zr}$ 領域の面白さ
 - Coherence of Proton and Neutron Shell Effects
 - $T = 0$ p-n Pairing, ... etc.
- 対称性の自発的破れとその回復
 - エキゾチック変形による新しい集団励起モード
- 対称性の制限の無い Cranked Skyrme-HFB code の開発



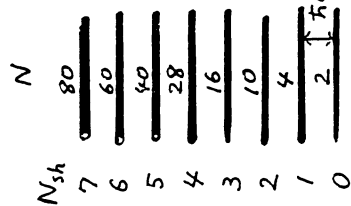
$\delta_{osc} = \frac{\omega_\perp - \omega_3}{\omega}$

Single-particle spectrum for axial symmetric harmonic oscillator potential.

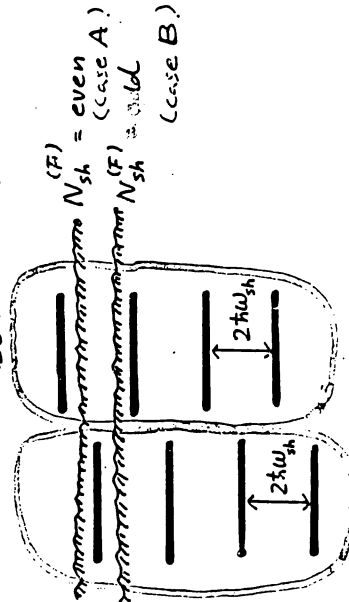
Dynamical Symmetry

of the

2:1 Harmonic Oscillator



Nazarewicz - Dobaczewski
T. Bengtsson et al.
Bohr - Mottelson



(F)
 $N_{sh} = \text{even}$ (case A)
 $N_{sh} = \text{odd}$ (case B)

$P=0$ $P=1$

$$N_{sh} = 2n + P$$

$n = 0, 1, 2, \dots$
 $P = 0 \text{ or } 1$

Odd-Even Effect in N_{sh} Magic Numbers

case A : 2, 10, 28, 60, 110, ...



Asymmetric

case B : 4, 16, 40, 80, 140, ...



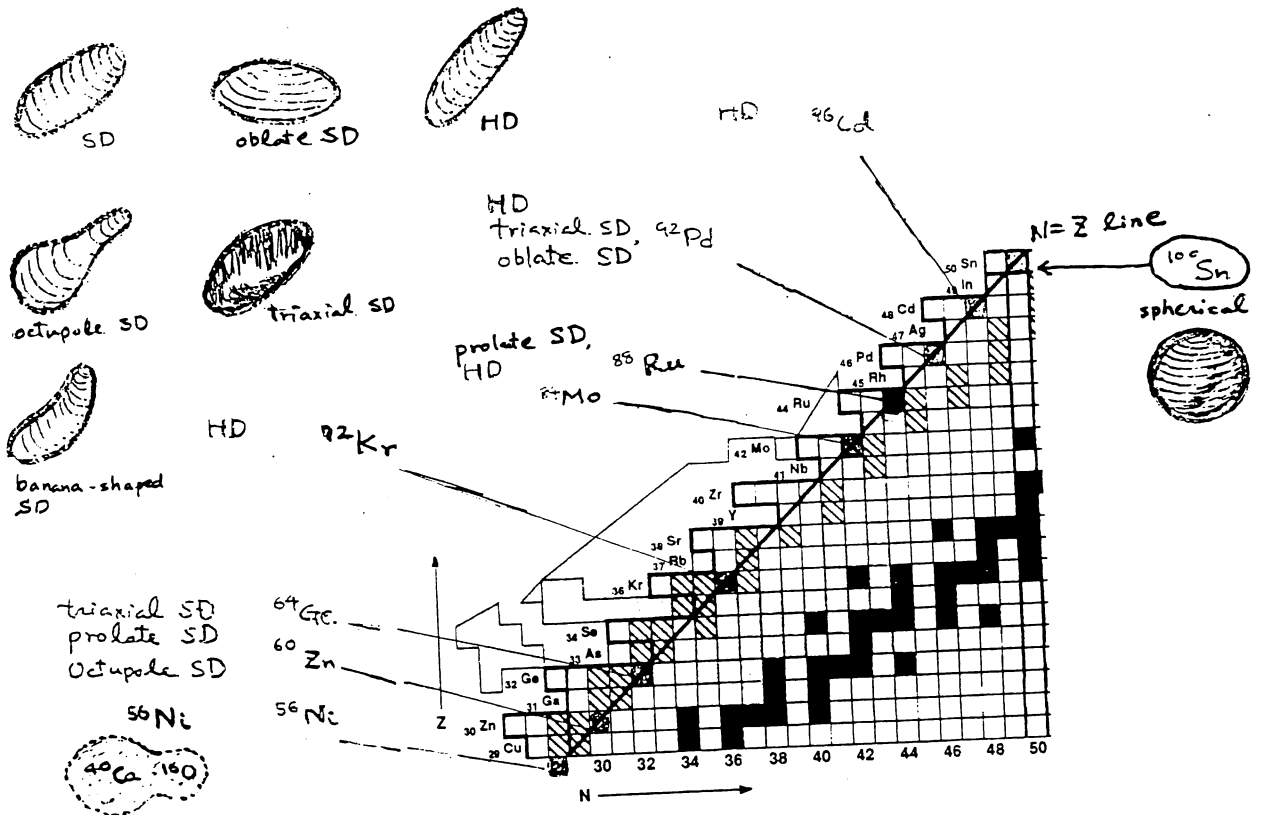
Symmetric

Superdeformed Magic Numbers

H.O. \rightarrow realistic \rightarrow 非現実的

140	\longleftrightarrow	146 (148)	核子数 (Z, N)
110	\longleftrightarrow	112	Hg 核子数 (Z, N) 1989 ~
80	\longleftrightarrow	80 (82)	Gd, Dy 核子数 (Z, N) 1986 ~
60	\longleftrightarrow	64	Sr 核子数 1995 ~
40	\longleftrightarrow	42	Zn 核子数 1997 ~
28	\longleftrightarrow	30	(S 核子数)
16	\longleftrightarrow	16	

Doubly Magic $N=Z$ Unstable Nuclei with Exotic Shapes



Superdeformed Magic Numbers

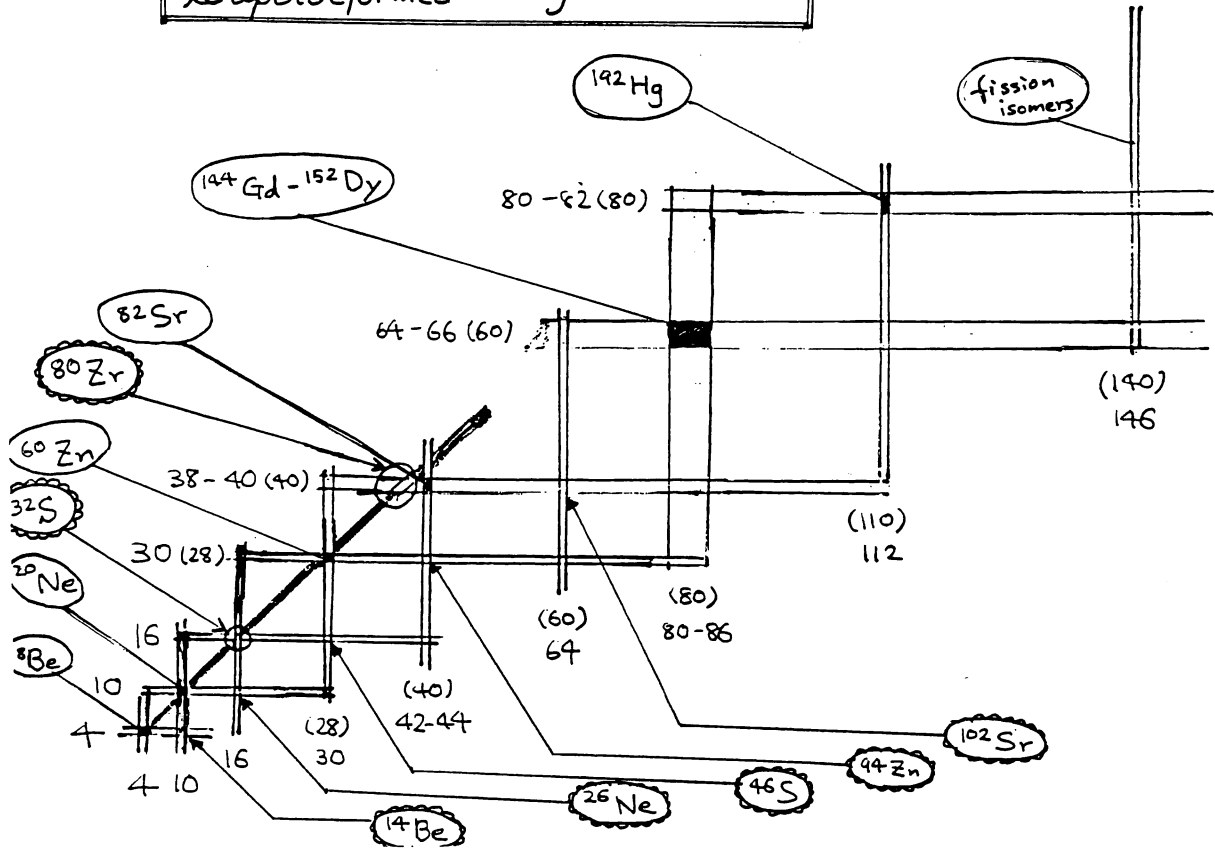


TABLE I. A list of the reactions used to produce $N-Z$ nuclei in this study, the observed first excited states and the production cross sections at the beam energy used. Data for ^{72}Kr and ^{80}Zr are from Ref. 4.

Isotope	Reaction	E_{beam} (MeV)	$E(2^+)$ (keV)	σ_{prod} (μb)
^{62}Ge	$^{12}\text{C}(^{54}\text{Fe}, 2n)^{64}\text{Ge}$	165	902	500 ± 300
^{64}Se	$^{12}\text{C}(^{58}\text{Ni}, 2n)^{68}\text{Se}$	175	854	38 ± 16
^{72}Kr	$^{16}\text{O}(^{58}\text{Ni}, 2n)^{72}\text{Kr}$	170	709	60 ± 25
^{78}Sr	$^{24}\text{Mg}(^{54}\text{Fe}, 2n)^{76}\text{Sr}$	175	261	10 ± 5
^{80}Zr	$^{24}\text{Mg}(^{58}\text{Ni}, 2n)^{80}\text{Zr}$	190	290	10 ± 5

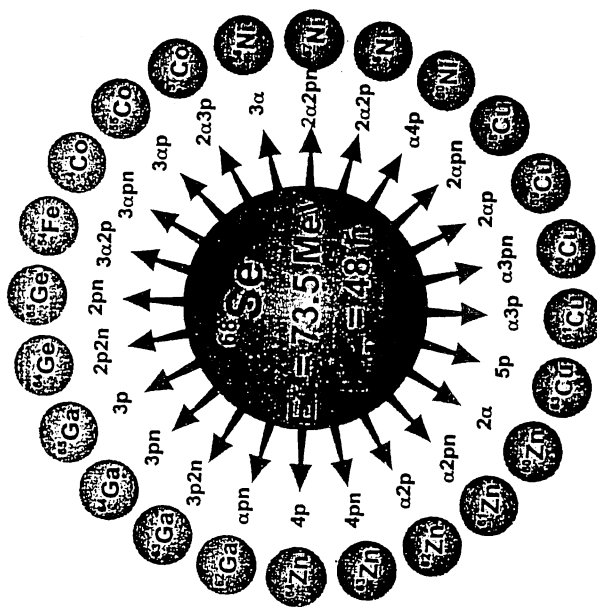
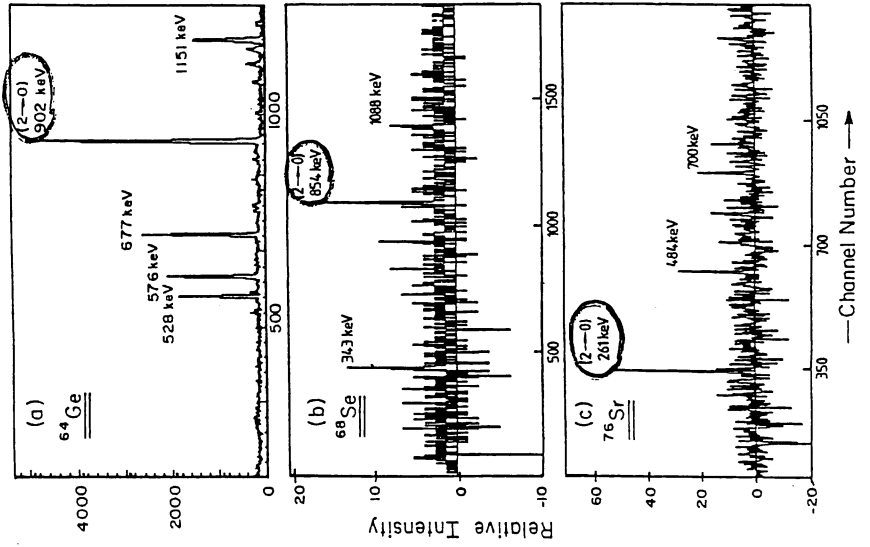


FIGURE 2. An illustration of the fragmentation of the total fusion cross section typical in the reactions used to populated high-spin states in proton-rich $A \sim 60$ nuclei. In this case, the compound system ^{66}Se is formed in the fusion of $^{125}\text{MeV } ^{28}\text{Si}$ on ^{40}Ca .

C.E. Svenson, "Nuclear Structure 98" *Proceedings*, p.333



D. BUCURESCU *et al.*
Phys. Rev. **556C** (1999) 2499

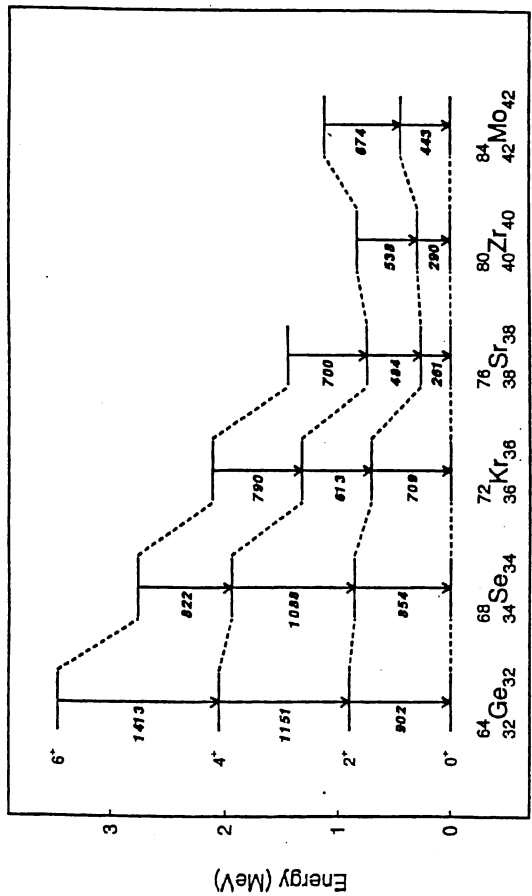


FIG. 3. The evolution of the yrast levels in $N = Z$ even-even nuclei.

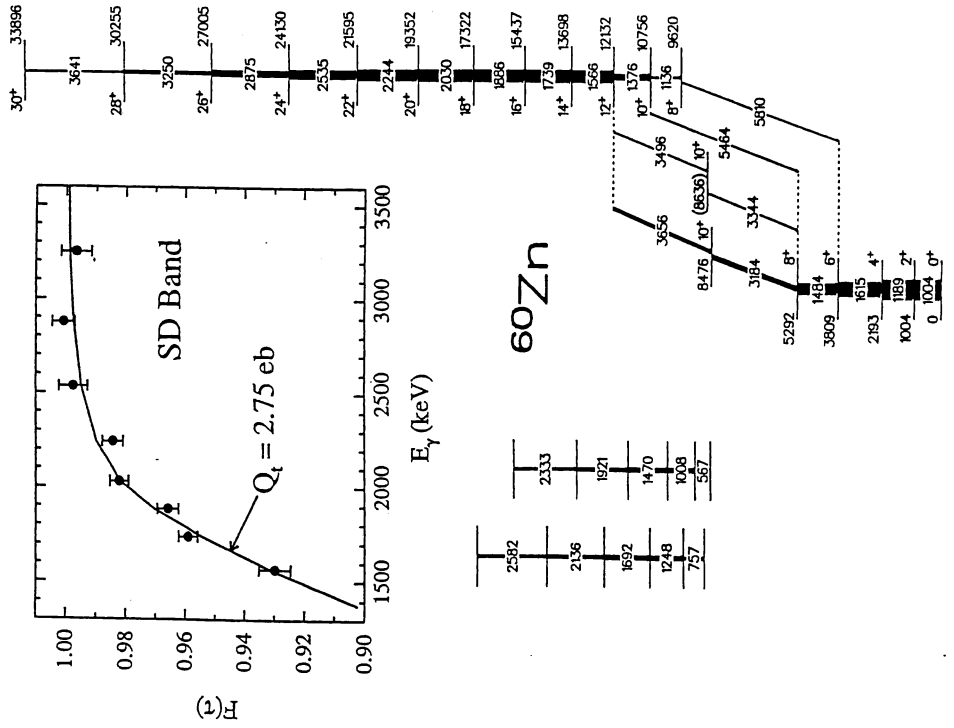
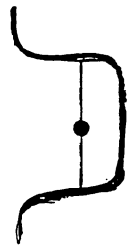


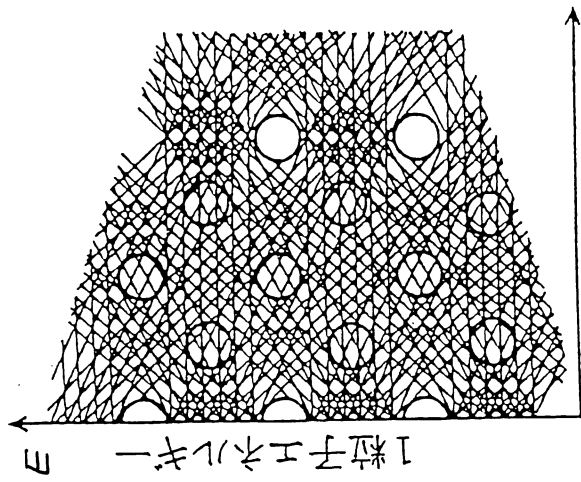
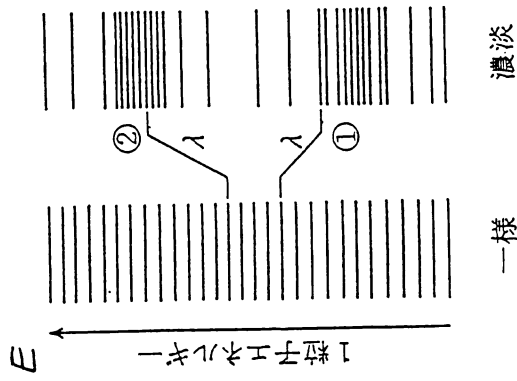
FIGURE 9. Partial decay scheme for ^{60}Zn . The order of the 3496 and 3344 keV linking transitions is uncertain, as are the spins and excitation energies of the unlinked normal deformed bands. The inset shows fractional Doppler shifts for members of the SD band and a fit giving $Q_1 = 2.75 \text{ eb}$.

Taken from C.E. Svensson, "Nuclear Structure 98" Proceedings, P.393

シエルの構造とは



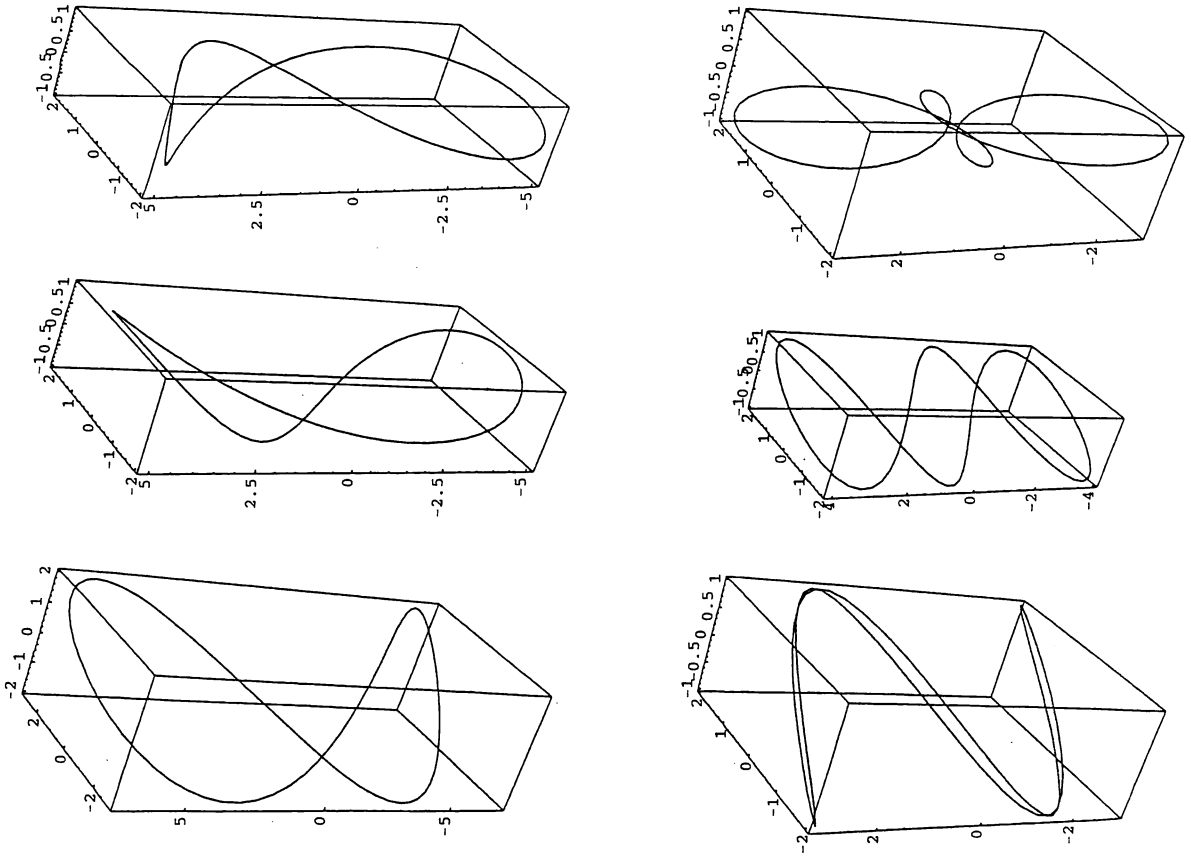
$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right\} \psi(\mathbf{r}) = E(\alpha) \psi(\mathbf{r})$$



パラメータ α
 (基底変数,
 空孔変数,
 秩序変数,)

粗視化 (coarse-grained)

準位密度 における 規則的の区
 振動ハートン



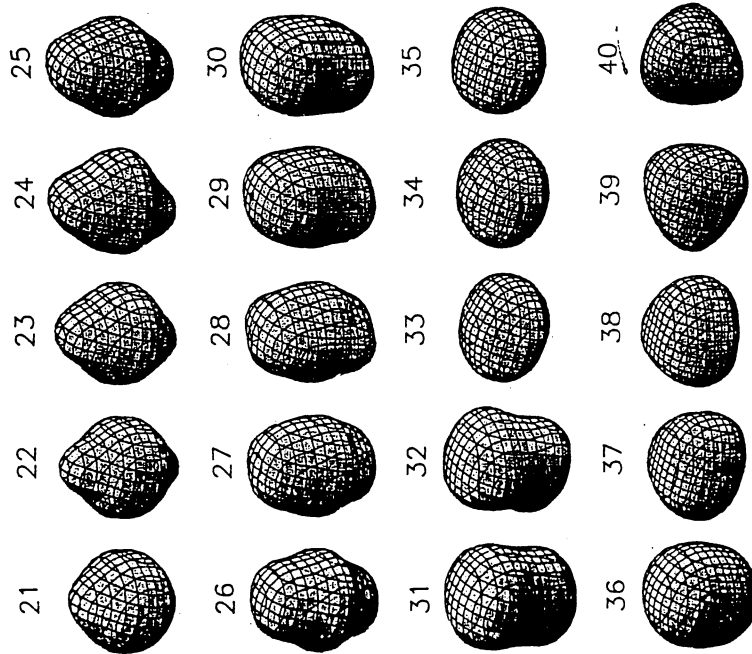


Fig. 2. Universal shapes of clusters containing 21 to 40 particles.

Tetrahedral Shape

Magic Number 40, 70, 112, ...

(Hamamoto, Moroson, Xie, Zhang)

Takan Suen

J. Kolehmainen et al.

*Proc. Int. Conf. on Atomic Nuclei
and Metallic Clusters (Prague)*

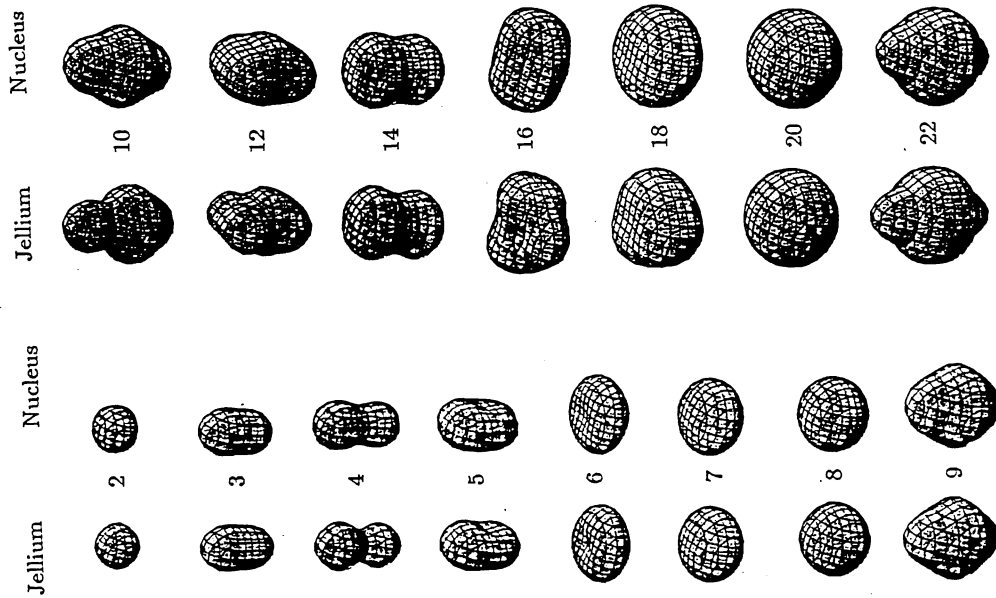
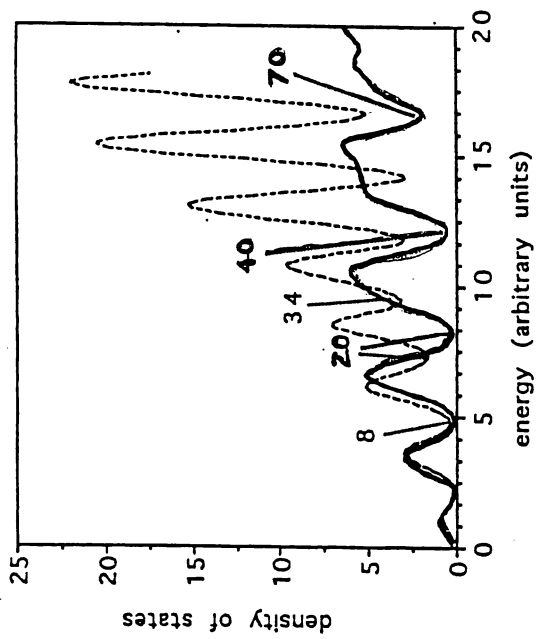


Fig. 4. Constant-density surfaces for electron clusters and nuclei. The density of the surface is 0.00125 atomic units (or scaled units for nuclei), which corresponds to 38% of the bulk density.



g. 5. Density of states in a tetrahedral cavity (solid line) and in a spherical cavity (dashed line). The total numbers of particles corresponding to the shell fillings are shown. Note that 34 appears as a magic number in a spherical cavity but not in a tetrahedral cavity.

J. Kolehmainen et al.,
 Proceedings of Conf. "Atomic, Nuclear and Metallic Clusters"
 Prague 1997, p. 679
 (Czechoslovak J. of Phys. 45.)

3D Cartesian-mesh Cranked SHF

Bonche - Flocard - Heenen
Nucl. Phys. A467 ('87) 115.

⊙ restrictions on spacial symmetries
⇒ removed

⊙ constraints

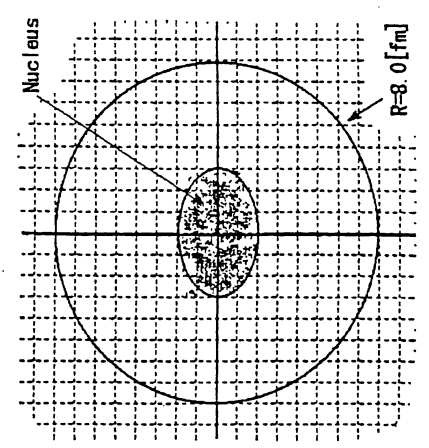
center of mass

$$\langle \sum_{i=1}^A x_i \rangle = \langle \sum_{i=1}^A y_i \rangle = \langle \sum_{i=1}^A z_i \rangle = 0$$

principal axis

$$\langle \sum_{i=1}^A x_i y_i \rangle = \langle \sum_{i=1}^A y_i z_i \rangle = \langle \sum_{i=1}^A z_i x_i \rangle = 0$$

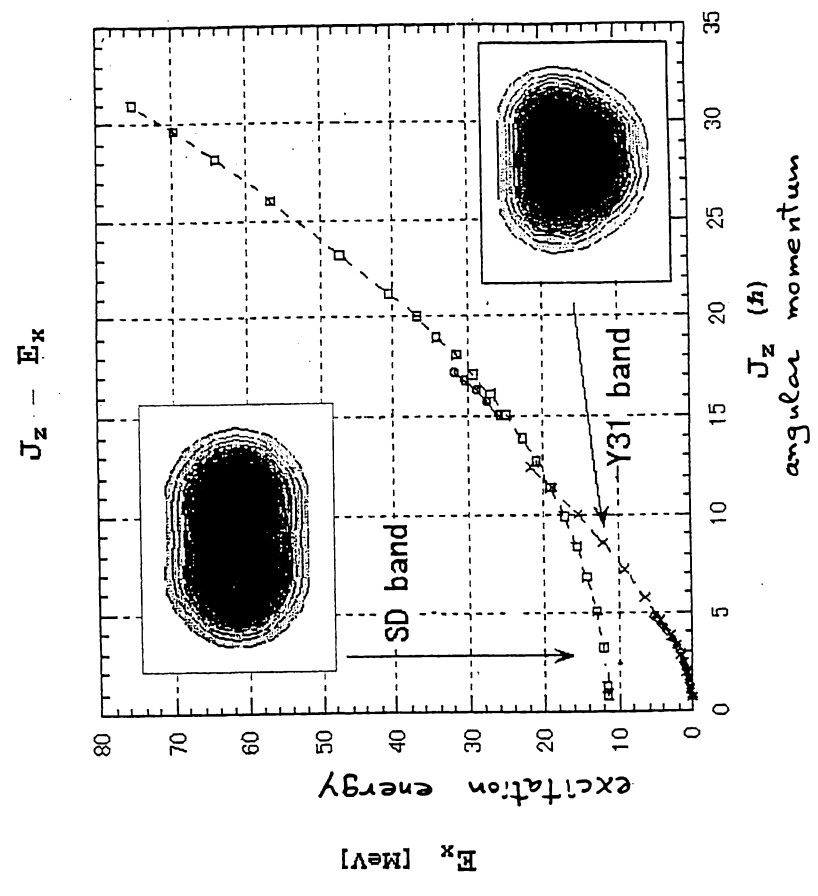
$$\delta \langle H - \omega_{rot} J_x \rangle = 0$$



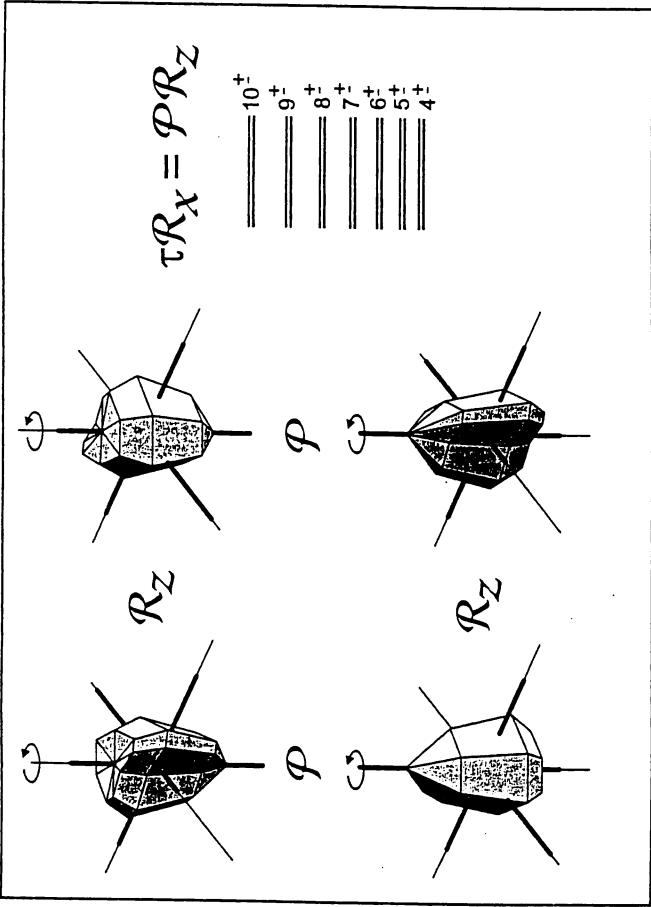
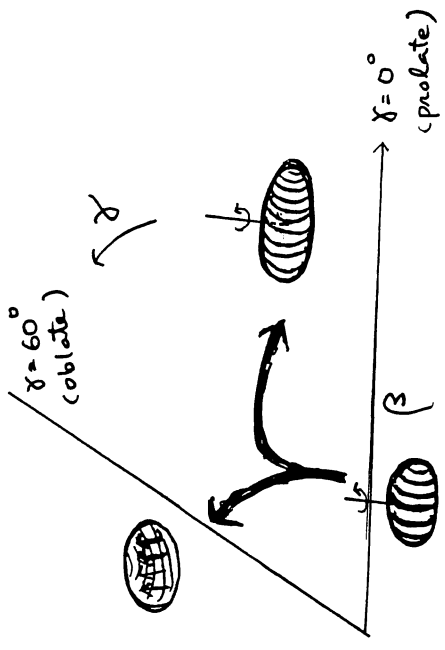
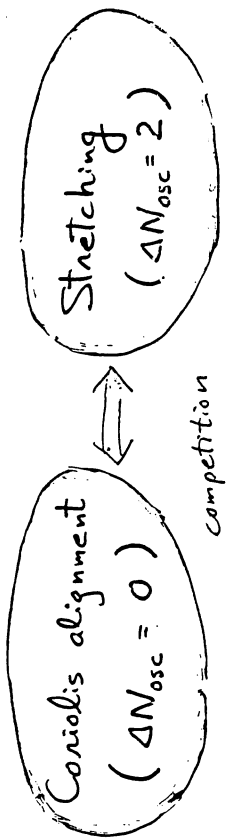
Trast line of ^{32}S (Cranked SHF, Skyrme III)

^{32}S の高スピン状態の計算

角運動量 J_z と励起エネルギー E_x の関係



Properties of the SD band at high-spin limit



S. Frauendorf. Rev. Mod. Phys. in press.

critical value of deformation

$$\frac{\omega_x}{\omega_z} = \frac{\sqrt{7} + \sqrt{2}}{\sqrt{27} - \sqrt{2}} \approx 1.75$$

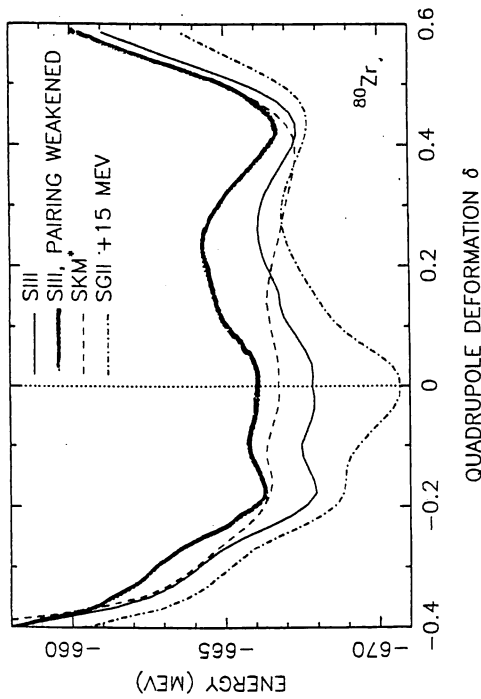
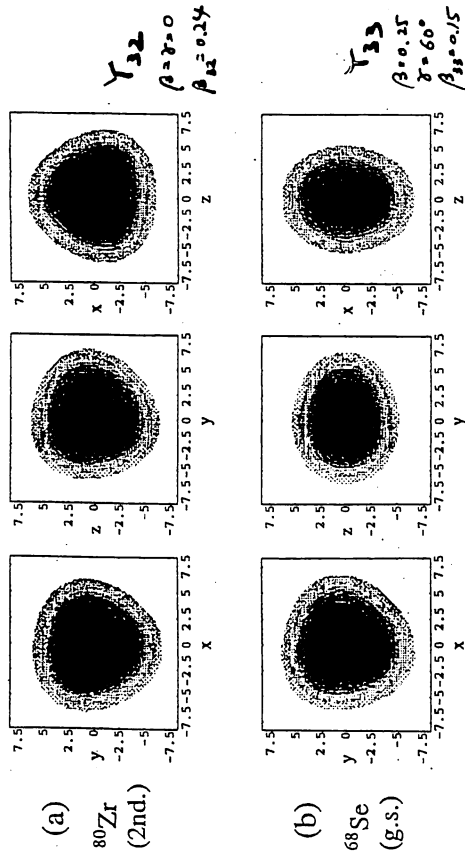


Fig. 7. The potential energy curves for ^{80}Zr obtained by solving the HF+BCS equation with constraint on the mass quadrupole moment Q_2 . The abscissa is the deformation parameter δ , while the ordinate is the energy without correction for the finite-mesh-size effect. The solid and the dotted curves are calculated with the SIII force, the former with the standard strength and the latter with a weaker pairing correlation. The dashed curve is calculated with the SKM* force, while the dot-dashed curve with the SGII force (vertically shifted by 15 MeV).



高見, 矢花, 松尾 '97
Tetrahedral (Y_{32}) and Triangular (Y_{33})
Deformations of $N=2$ Nuclei
in Mass Region $A \sim 60 - 80$
(Phys. Lett. B431 (1998) 242.)

TABLES

	Oblate	Spherical	Prolate
^{64}Ge	g.s. $\beta, \gamma = 0.27, 25^\circ (\text{T})$ $\beta_3 = \beta_{33} = 0.01$	$\beta, \gamma = 0.24, 6^\circ$ $\beta_3 = 0.00$	4.00 $\beta, \gamma = 0.38, 0^\circ$ $\beta_3 = 0.00$
^{68}Se	g.s. $\beta, \gamma = 0.25, 60^\circ$ $\beta_3 = \beta_{33} = 0.15$	0.32 $\beta, \gamma = 0.25, 0^\circ$ $\beta_3 = \beta_{31} = 0.06$	2.42 $\beta, \gamma = 0.40, 18^\circ (\text{T})$ $\beta_3 = \beta_{31} = 0.02$
^{72}Kr	g.s. $\beta, \gamma = 0.34, 60^\circ$ $\beta_3 = 0.00$	1.12 $\beta, \gamma = 0.27, 58^\circ$ $\beta_3 = \beta_{33} = 0.05$	1.74 $\beta, \gamma = 0.42, 1^\circ$ $\beta_3 = \beta_{31} = 0.03$
^{76}Sr	2.58 $\beta, \gamma = 0.13, 60^\circ$ $\beta_{3, \dots, \beta_{33}} = 0.16$	3.25 $\beta, \gamma = 0.02, 0^\circ$ $\beta_3 = \beta_{32} = 0.12$	g.s. $\beta, \gamma = 0.49, 0^\circ$ $\beta_3 = 0.00$
^{80}Zr	1.58 $\beta, \gamma = 0.20, 59^\circ$ $\beta_3 = \beta_{32} = 0.04$	0.90 $\beta, \gamma = 0.00, 0^\circ$ $\beta_3 = \beta_{32} = 0.24$	g.s. $\beta, \gamma = 0.50, 0^\circ$ $\beta_3 = 0.00$
^{84}Mo	g.s. $\beta, \gamma = 0.20, 56^\circ$ $\beta_3 = 0.00$	0.24 $\beta, \gamma = 0.05, 60^\circ$ $\beta_3 = \beta_{30} = 0.13$	0.85 $\beta, \gamma = 0.64, 0^\circ$ $\beta_3 = 0.00$

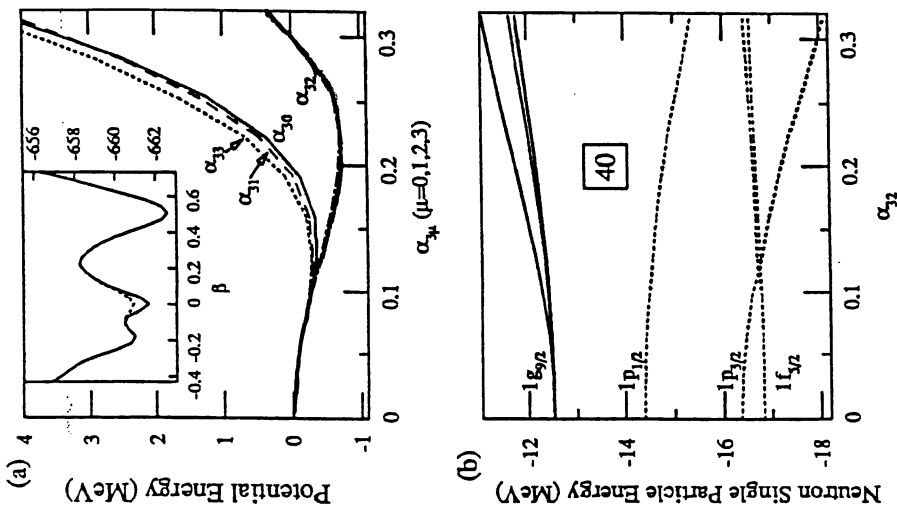
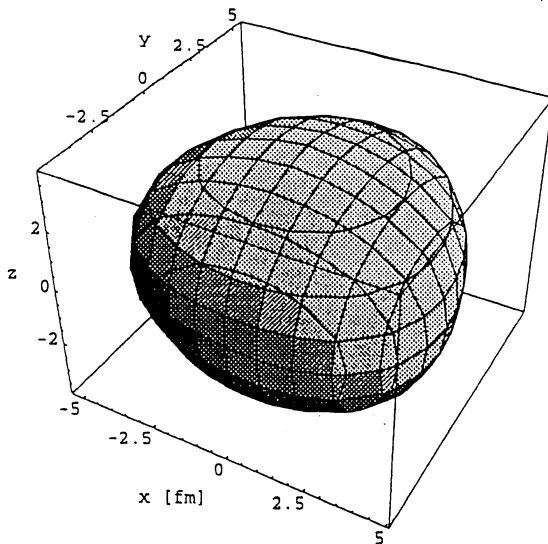


Fig. 2. (a) The potential energy surfaces of ^{80}Zr with respect to the different types of the octupole deformations, where the energy is measured in relative to the spherical solution. The potential energy is calculated as a function of α_{3m} ($m=0,1,2,3$) by imposing the constraints of $\beta=0, \gamma=0^\circ$ and $\alpha_{3\nu}=0$ ($\nu \neq m$). The potential energy surface as a function of β calculated with the quadrupole constraint ($\gamma=0$ is imposed) is also shown by the solid curve in the inset. Here the total energy is plotted. The dotted curve represents the result obtained with additional constraint of the reflection symmetry. (b) The single particle energy of neutron as a function of the tetrahedral α_{32} deformation calculated with the constraints of $\beta=0, \gamma=0^\circ$ and $\alpha_{3\nu}=0$ ($\nu \neq 2$)

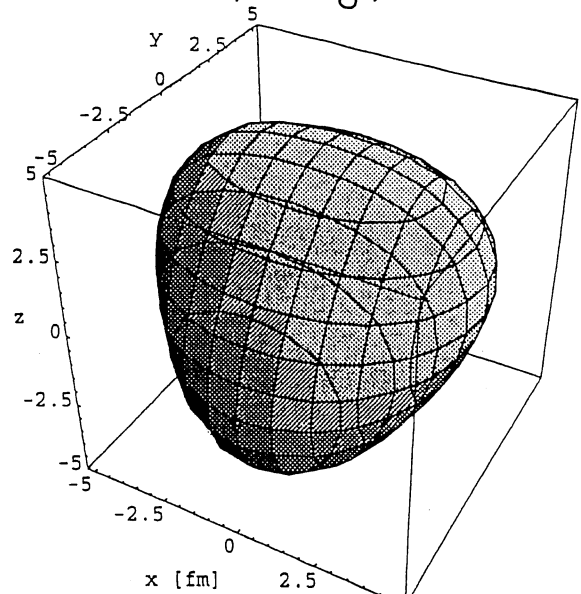
高見. 久花. 玲佳 '97

Triangular shape
(D_{3h} symmetry)



$$I^\pi = 0^+, 2^+, 3^-, 4^+, 5^-, \dots$$

Tetrahedral shape
(T_d symmetry)



$$I^\pi = 0^+, 3^-, 4^+, 6^+, 7^-, 5^-, \dots$$

FIGURE 1. The density contour surface at the half central density for the triangular ground state solution in ^{68}Se (left), and the tetrahedral first local minimum solution in ^{80}Zr (right), listed in Table 1 obtained with the SIII force.

M. Matsuo et al., "Nuclear Structure 98" Proceedings., p.345

S. Takami et al. / Physics Letters B 431 (1998) 242-248

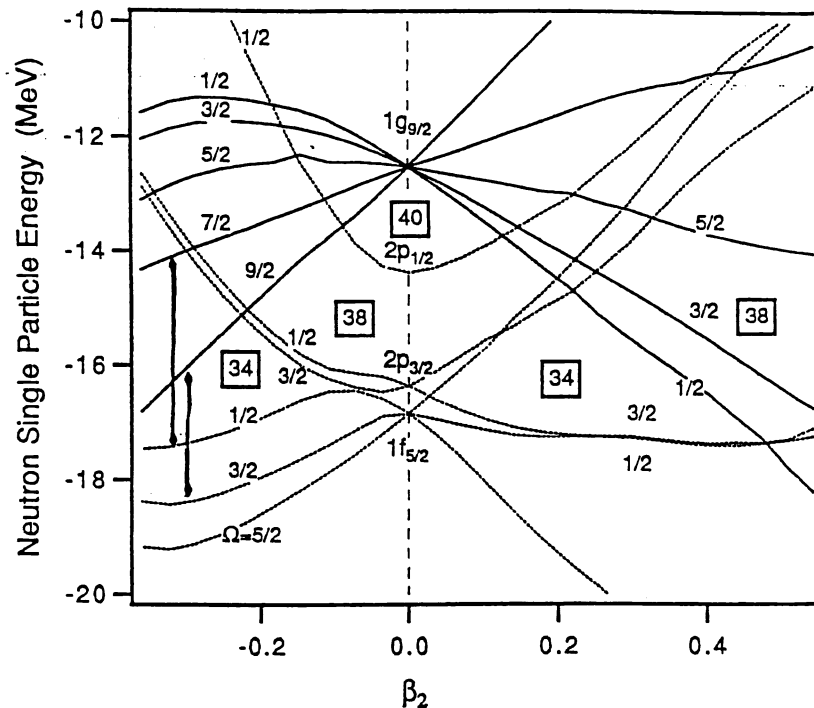
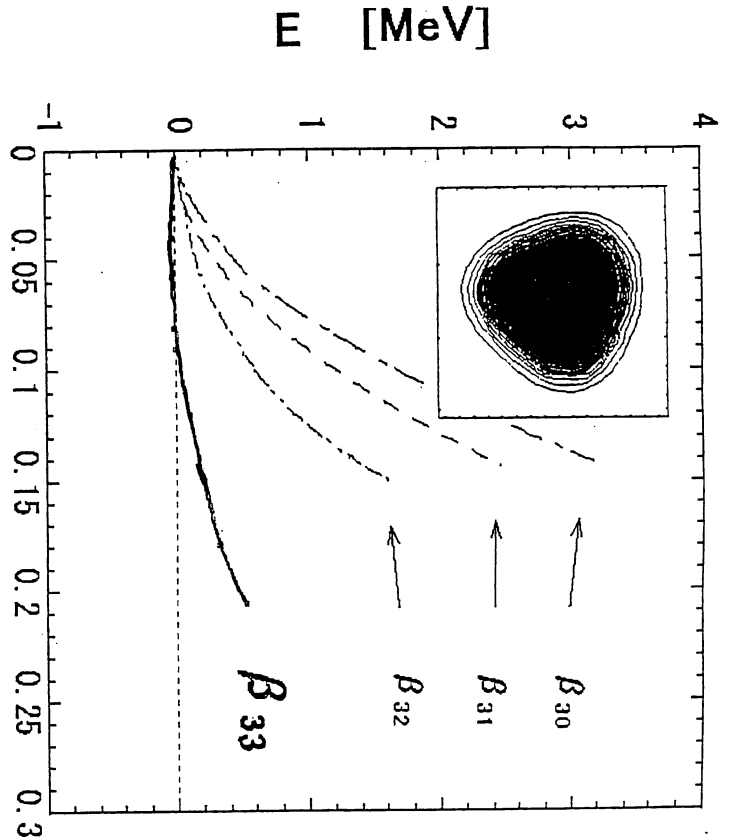
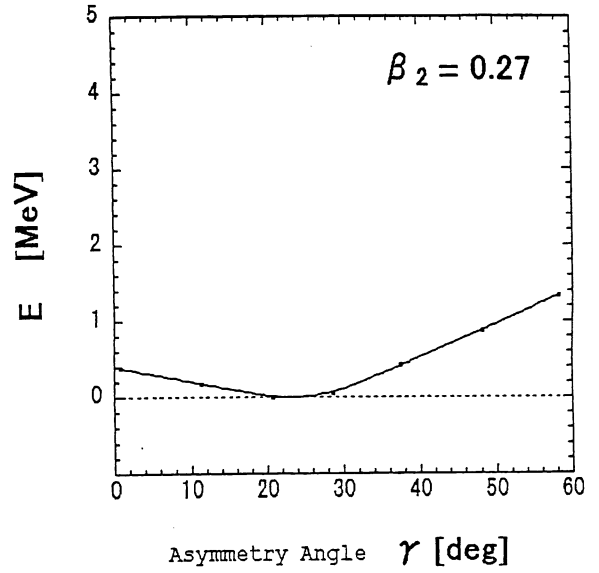
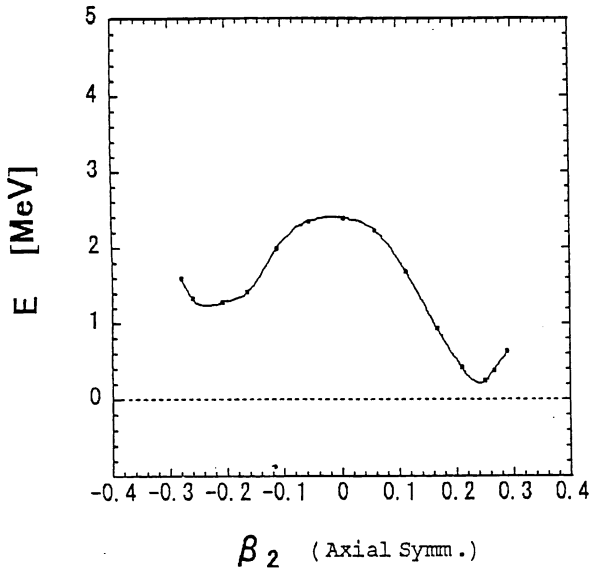


Fig. 4. The neutron single-particle levels for ^{80}Zr as a function of the quadrupole deformation parameter β_2 calculated with the quadrupole constraint and the axial and reflection symmetries. For each orbitals, we put the value of Ω , the projection of the angular momentum along the symmetry axis. The arrows indicate the $\Delta\Omega = 3$ coupling associated with the triangular Y_{33} deformation as discussed in the text.

^{64}Ge ($N = Z = 32$)

Skyrme HFB calc. (SIII + density dep. pairing force)

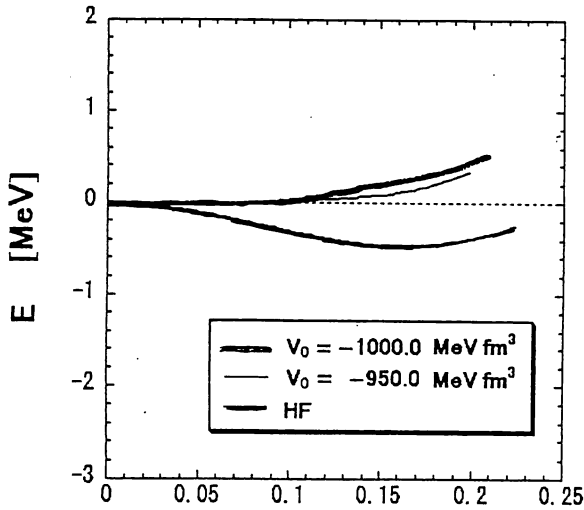


Skyrme-HFB Calculation

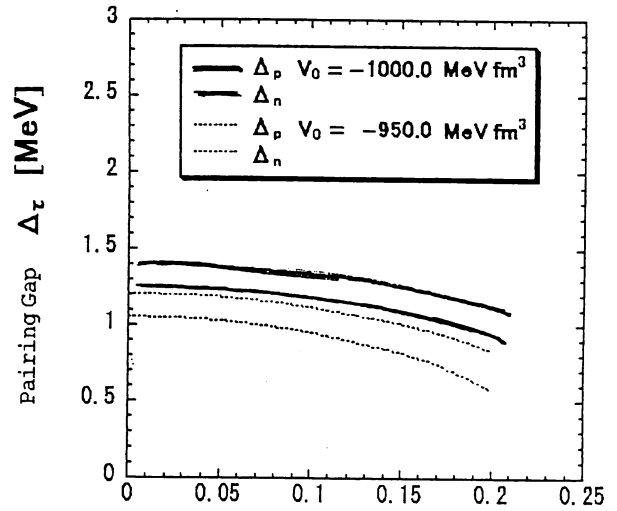
$^{68}_{34}\text{Se}_{34}$

^{68}Se ($N = Z = 34$)

Skyrme HFB calc. (SIII + density dep. pairing force)



Non-axial Octupole Deformation β_{33}

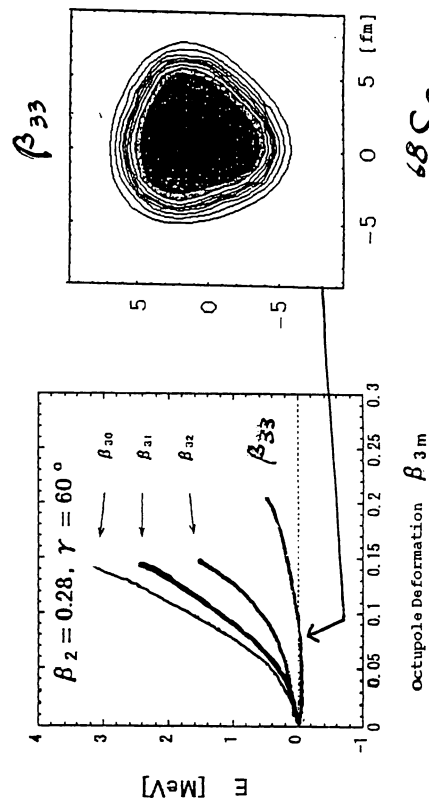


Non-axial Octupole Deformation β_{33}

Skyrme HFB Calculation	
Oblate	Prolate
Ground state	
0.52 MeV	
$\beta_2 = 0.28, \gamma = 60^\circ$	
$\beta_3 = \beta_{33} = 0.10$	
$\beta_3 = 0.00$	
$\Delta_p = 1.26, \Delta_n = 1.12 \text{ MeV}$	
$\Delta_p = 1.29, \Delta_n = 1.15 \text{ MeV}$	

Skyrme HF + BCS Calculation	
Oblate	Prolate
Ground state	
0.25 MeV	
$\beta_2 = 0.28, \gamma = 60^\circ$	
$\beta_3 = \beta_{33} = 0.14$	
$\beta_3 = 0.00$	

表1 : ^{68}Se の基底状態に対する Skyrme HFB および HF + BCS 法による計算。



^{68}Se
(密度分布)

$^{68}\text{Se}_{34}$

97-8-22

松柳研一

Summer Lecture Series

— Physics of Clusters —

July 6~8, 1997

Yukawa Institute for Theoretical Physics
Kyoto Univ.

Organized by

Y. Nagaoka (Kansai Univ. / Kyoto Univ.)

K. Yabana (Niigata Univ.)

Y. Abe (Kyoto Univ.)

K. Matsuyanagi (Kyoto)

“Shapes and Shells of
Finite Fermion Systems”

Shapes and Shells of Finite Fermi Systems

- | | | | | |
|-----|---|----------|---|-------------------------------|
| §1. | Introduction | } Review | { | K. Arita (Nagoya Inst. Tech.) |
| §2. | Periodic-Orbit
Bifurcation | | | A. Sugita (Kyoto Univ.) |
| | | | | K. M. (" ") |
| §3. | Deformed A.O. Model (published) | | | |
| §4. | Deformed Cavity Model | } New | | |
| | a) Superdeformation
b) Reflection-Asymmetric Shape | | | |

§1. Introduction



- New Opportunity for exploring exotic deformations

{	Nuclei :	combination of	{	radioactive isotope beam
				γ-ray multidetector array
				(Euroball, Gammasphere)
	Microclusters :			

- Exotic Deformation — New type of spontaneous symmetry breaking (in mean field)
 (internal microstructure may be quite different for different shape)
 ↓
 new mode of collective excitation
 (to restore the broken symmetry)

- Why are { nuclei / microcluster } deformed ?

↓
 Because of deformed shell structure
 (deformed magic number)

↓
 Origin of shell structure

(formation mechanism) ← Semiclassical interpretation

高スピン超変形核の振動モード

京都大学大学院理学研究科

松柳研一

1 $A=190$ 領域の超変形核における高スピン振動モードの微視的性質¹

(abstract) Microscopic RPA calculations based on the cranked shell model are performed to investigate the quadrupole and octupole correlations for excited superdeformed bands in even-even $A \approx 190$ nuclei. The $K=2$ octupole vibrations are predicted to be the lowest excitation modes at zero rotational frequency. The Coriolis coupling at finite rotational frequency produces different effects depending on the neutron and proton number of nucleus. The calculations also indicate that some collective excitation may produce dynamical moments of inertia almost identical to those of the yrast superdeformed band. An interpretation of the observed excited bands invoking the octupole vibrations is proposed, which suggests those octupole vibrations may be prevalent in even-even superdeformed $A \approx 190$ nuclei.

近年、私達は「高スピン・超変形状態のイラスト回転バンドの上に、どのような性質を持った集団的振動モードが励起されるか」に興味を持ち理論的に「探索」してきた。その結果、超変形状態は空間反転対称性を破る八重極型の変形自由度に対して非常にソフトであること、(空間反転対称性と軸対称性を同時に破る) Y_{31} 型のバナナ変形など新しいタイプの振動モードが出現する可能性が高いことが分かった [1]。

良く知られているように、低励起状態における表面振動モードはシェル構造と対相関に強く依存しているが、高スピン状態では高速回転運動による Coriolis 効果の為にシェル構造と対相関の性質が大きく変化するから、振動モードの性質も著しく変化するものと予想される。しかし、高スピン・イラスト分光学の進展にもかかわらず、現在までのところ高スピンでの振動モードに関する実験データはほとんど無かった。

この状況は米国の Gammasphere, ヨーロッパの Euroball に代表される新しい世代のガンマ線測定器システムが稼働しはじめた今、大きく変わりつつある。

実際、極く最近、Hg, Pb 領域の超変形核で高スピンでの八重極型振動モードが発見された (Fig.1, Fig.2 参照) [2]。¹⁹⁰Hg 等については昨年末の理研シンポジウム「中重核の構造」で初めて報告した [4] が、この一年間でデータが増加しただけでなく、データの信頼性も高まった。これら最新データに対する理論計算の結果は今年 7

¹中務孝 (AECL, Chalk River; 現在 UMIST, Manchester)、水鳥正二郎 (JIHIR, Oak Ridge)、清水良文 (九大理) との共同研究、Argonne 国際会議での中務孝の Talk [5] に基づく。

月 Argonne で開催された “Nuclear Structure at the Limits” 国際会議で中務氏が報告した [5] が、私達の用いている「回転系シェルモデルに基づく RPA」によって実験データの主要な特徴を大変良く説明できると思われる。特に、動力的慣性モーメントの多様な振る舞いは回転軸方向に整列した八重極振動モードと、同じく回転整列した 2 準粒子励起モードの競合の結果として理解できる (Fig.3, Fig.4 参照)。その詳細は文献 [3, 4, 5] を参照して頂くことにして、代表例を Fig.5, Fig.6 に示しておく。

2 空間反転対称性を破った軸対称 cavity のシェル構造と周期軌道の分岐²

(abstract) Shell Structure of the single-particle spectrum for reflection-asymmetric deformed cavity is investigated. Remarkable shell structure emerges for certain combinations of quadrupole and octupole deformations. Semiclassical periodic-orbit analyses indicates that bifurcation of equatorial orbits plays an important role in the formation of this new shell structure.

何故、原子核は超変形するのか？ 何故、そのような状態が安定に存在し得るのか？ 何故、超変形核は八重極型の変形自由度に関してソフトなのか？ これらの疑問に答を見出すためには、超変形シェル構造の特質とそれが形成される条件を明らかにしなければならない。この説明として、通常、変形調和振動子ポテンシャルモデルが用いられ、長軸方向と短軸方向の振動数が整数比になったとき起こる一粒子エネルギーの縮退と、それに伴う新たな変形魔法数の出現が良く知られている。このモデルでも超変形状態が八重極変形し易い理由をある程度理解できる。つまり、球対称のときと異なり、それぞれの主殻に正パリティと負パリティの準位が縮退しており、(内部状態の) パリティ混合が起こり易くなっている。さらに、整数比調和振動子は独特の動力的対称性をもっているが、この対称性による主量子数の偶奇効果と空間反転非対称性の関連が示唆されている [6]。半古典論による解析では、この偶奇効果は (周期比が 2:1 の二つの周期軌道群の干渉による) スーパーシェル効果に対応し、八重極変形するとこの効果が強まることが分かっている [7]。

しかし、調和振動子ポテンシャルはハミルトン力学系の観点からみると可積分の特殊な例であり、現実の平均ポテンシャルといくつかの重要な点で異なっている。一般の変形ポテンシャルは非可積分であり、また、現実には超変形核が (変形度 2:1 に限定されず) 変形度の点でも核子数の点でも広い分布を示していることから、より一般性のある理論的説明が求められていると言えよう。このような問題意識をもって私達は非可積分ハミルトン系に顕著なシェル構造が形成される機構を半古典論 (周期軌道理論) に基づいて研究している。(超変形だけでなく、何故、低スピン状態で

²杉田歩 (京大理)、在田謙一郎 (名古屋工大) との共同研究、“Chaotic Phenomena in Nuclear Physics” 国際会議 (Crete, Sep.28-Oct.3,1996) での在田謙一郎の Talk[10] に基づく。

はオブレートよりプロレート変形の方が起こり易いのか？ どのようなエキゾチック変形が (N, Z) 平面のどの領域で期待できるか？ などに興味をもっている。

最近、私達は（調和振動子と対照的な井戸型の動径座標依存性をもつ）変形キャビティのシェル構造を変形度の関数として解析し、四重極変形と八重極変形が一定の組合せになると、新しいシェル構造が形成されることを見つけた。このモデルは量子カオス研究によく用いられている2次元ビリヤードを3次元（但し軸対称）に拡張したものに対応し、非可積分である（八重極変形がゼロの極限は回転楕円体で可積分）。常識的には、八重極変形の増大につれて一粒子運動がますますカオス的になり、シェル構造は弱まっていくと予想されていたが、実際には、Fig.7に例示されている様に、ある八重極変形で顕著なシェル構造が現れる。確かに、変形魔法数でシェル構造エネルギーが極小になっている (Fig.8)。

何故このようなことが起こるのか？ その原因を調べるために、量子スペクトル (Fig.7) をフーリエ変換してみる (Fig.8)。キャビティでは古典軌道の性質がエネルギーに依らないというスケール則があり、半古典論（周期軌道理論）によれば、運動量に関するフーリエ変換は古典周期軌道の長さに対応するピークを示す筈である（量子-古典対応）。実際、フーリエ変換 (Fig.8) は古典軌道の長さに対応したピークを示している。この図で注目すべき点は、回転楕円体の極限で対称軸を含む平面内の3角形と4角形に対応するピークが一番高いが、八重極変形の増加とともにこのピークが減少し、替わって、対称軸に垂直な赤道面内の3角形、4角形の軌道に対応するピークが成長していることである。これは、赤道面内の周期軌道の寄与が大きくなり、それに伴って新たなシェル構造が形成されたことを示している。では、何故これらの寄与が大きくなるのか？ それは分岐（bifurcation）が起こるためと考えられる。変形を滑らかに変えていったとき古典軌道の性質に不連続的な変化が起こる。今の例では、ある八重極変形で赤道面内の周期軌道が分岐し、3次元軌道が生まれていることが分かった [10]。一般に、変形パラメータ空間内の周期の短い軌道の分岐曲線の近傍で、このようなシェル構造（一粒子準位密度の振動構造）の成長が期待される [8, 9]。私達はこのような周期軌道の分岐現象を理解することが（原子核やマイクロクラスターなどの）有限量子系の変形の動力的起源を理解する鍵と考えて研究を進めている。

最後に、Fig.11に在田氏が Strutinsky-Nilsson モデルを用いて計算した（四重極-八重極変形パラメータ空間内のシェルエネルギー極小点の分布を示す（この一枚の図に様々の粒子数での極小点が重ねられている）。このような分布のパターンと上に述べた分岐曲線の対応を調べることは大変興味深い。実験との対応では、陽子と中性子のシェル効果がコヒーレントに効くと期待される、 $50 \leq A \leq 100$ の $N \approx Z$ 陽子過剰核でのエキゾチック変形の探索が面白いと思う。このためには、不安定核ビームとガンマ線多重検出器システムの結合が有効であることは明らかであろう。

参考文献

- [1] S. Mizutori, T. Nakatsukasa, K. Arita, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Nucl. Phys. **A557**(1993)125c.
- [2] B. Crowell et al, Phys. Lett. **B333**(1994)320; Phys. Rev. **C51**(1995)R1599.
- [3] T. Nakatsukasa, Proceedings of XXIV Mazurian Lakes Summer School, Piaski, Poland, Aug. 23- Sep. 2, 1995 (Act. Phys. Pol. **B27**(1996)59).
- [4] T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori and Y.R. Shimizu, Phys. Rev. **C53**(1996)2213; 理研シンポジウム「中重核の構造」(1995年12月26-27日)報告集 p.12.
- [5] T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori and Y.R. Shimizu, Proceedings of the Conference on "Nuclear Structure at the Limits", Argonne, July 22-26, 1996, to be published (preprint TASCC-P-96-31).
- [6] W. Nazarewicz and J. Dobaczewski, Phys. Rev. Lett. **68**(1992)154.
- [7] K. Arita and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **91**(1994)723.
- [8] K. Arita, Phys. Lett. **B335**(1994)279.
- [9] K. Arita and K. Matsuyanagi, Nucl. Phys. **A592**(1995)9.
- [10] A. Sugita, K. Arita and K. Matsuyanagi, preprint KUNS1431.

高スピン 超変形バンドの上に励起される

集団振動モードの探索

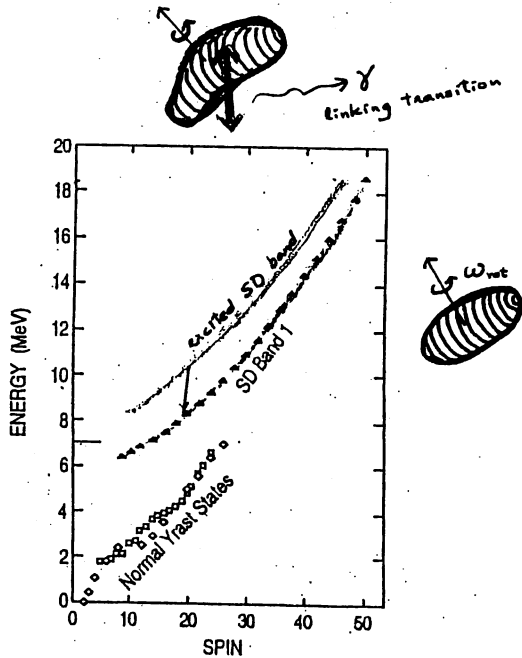
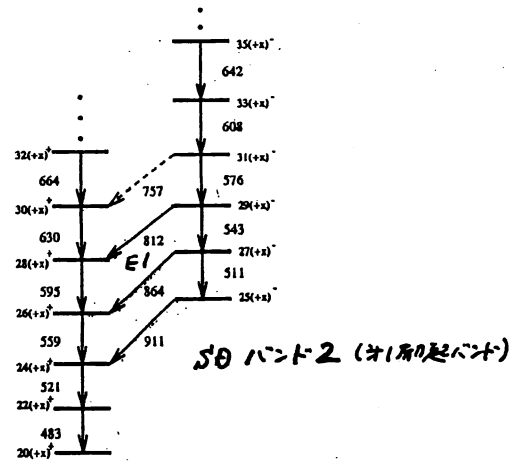


Fig. 1

Evidence for Octupole Vibration

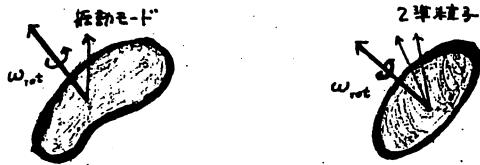
Level scheme for SD ^{190}Hg



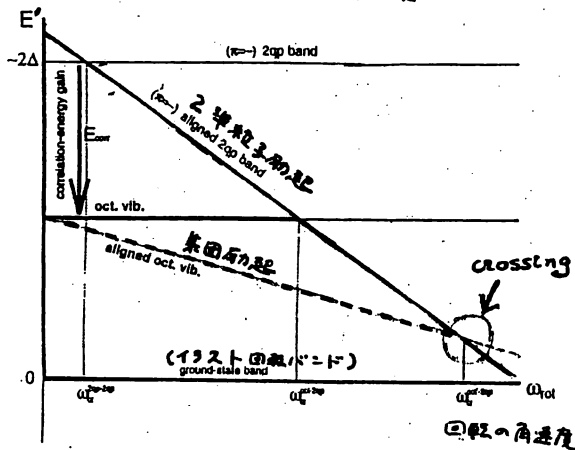
SD バンド 1 (192st)

- Band 2 (the first excited band) has dipole decays into the Band 1 (yrast).
- Relative excitation energy has been measured for the first time.

Fig. 2



192st 線から測った
回転エネルギーの式は $E' = E - \omega_{rot} J_x$



aligned oct. vib. と aligned 2qp の競争

Fig. 3

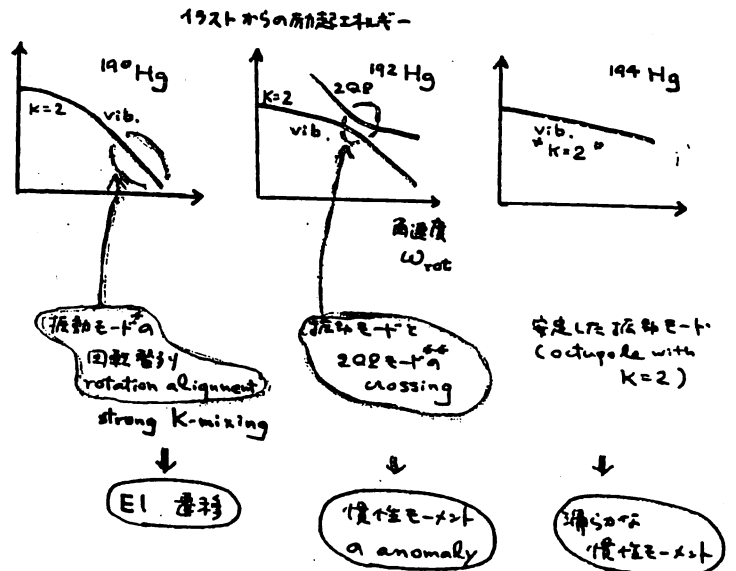
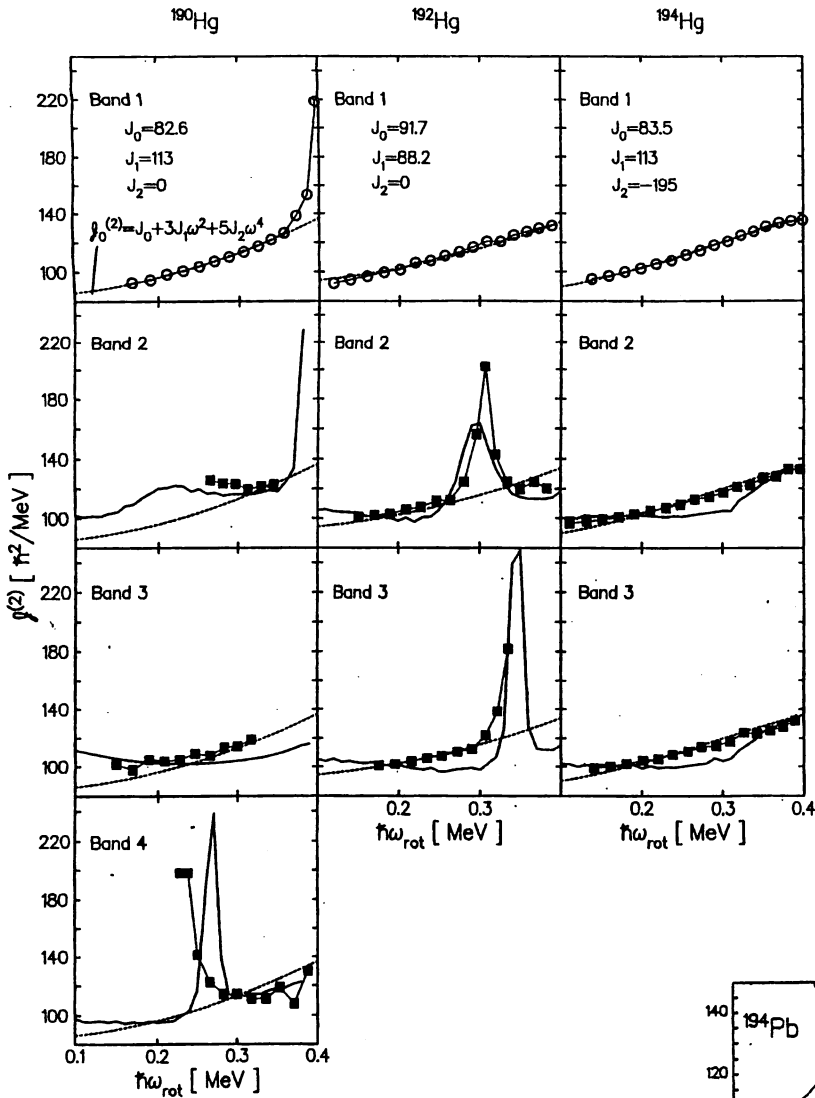


Fig. 4



Calculated (solid lines) and experimental (symbols) dynamic moments of inertia for excited SD bands in ^{190}Hg (left), ^{192}Hg (middle), and ^{194}Hg (right). $\mathcal{J}^{(2)}$ for the yrast SD bands are also displayed at the top. Dotted lines indicate the yrast $\mathcal{J}^{(2)}$, which are approximated by the Harris formula (5.2). The parameters J_0 , J_1 , and J_2 used in the formula are shown in units of $\hbar^2 \text{MeV}^{-1}$, $\hbar^4 \text{MeV}^{-3}$, and $\hbar^6 \text{MeV}^{-5}$, respectively.

Fig. 5

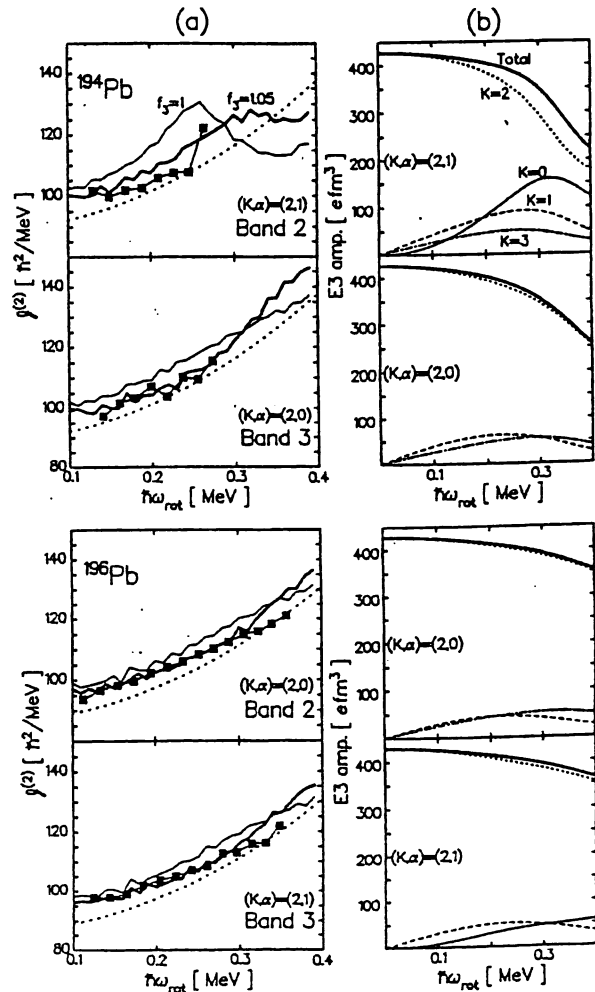


Fig. 6

(a) Calculated (solid lines) and experimental (symbols) $\mathcal{J}^{(2)}$ moments of inertia for excited SD bands in ^{194}Pb (upper) and ^{196}Pb (lower). Thin solid lines are the results with $f_3 = 1$ while the thick lines indicate the results with $f_3 = 1.05$. Dotted lines indicate the yrast $\mathcal{J}^{(2)}$. Experimental data are taken from Ref. [18,19]. (b) $E3$ transition amplitudes of the corresponding octupole states calculated with $f_3 = 1.05$.

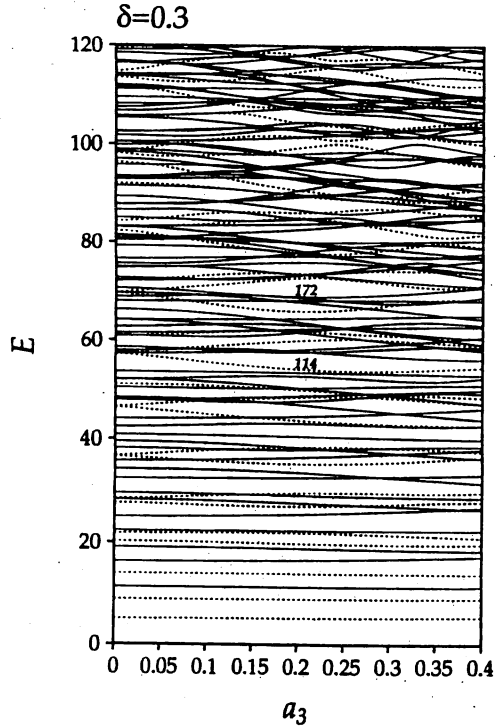


Fig. 7 Single-particle-energy spectrum of the deformed cavity plotted as a function of the octupole deformation parameter a_3 . The quadrupole deformation parameter is fixed at $\delta = 0.3$. The energy is measured in unit of \hbar^2/MR_0^2 , M being the mass.

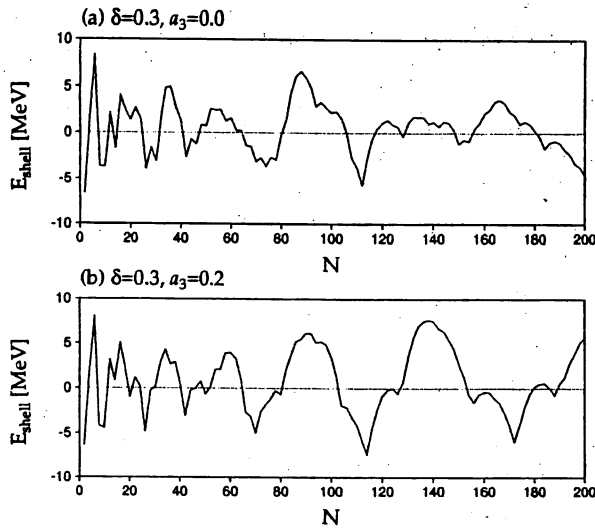


Fig. 8 Shell structure energies of the deformed cavities with $\delta = 0.3$ and $a_3 = 0.0$ (a), 0.2 (b), evaluated with the conventional Strutinsky method and plotted as functions of the particle number N . The energy is evaluated by putting $R_0 = 1.2(2N)^{1/3}$ fm and $Mc^2 = 938$ MeV, for nuclei.

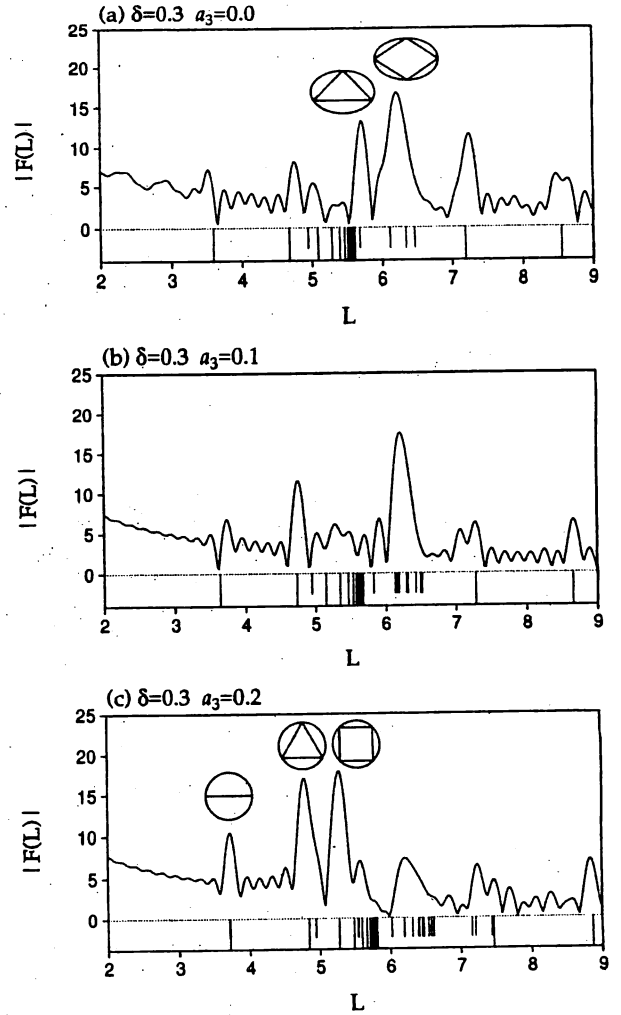


Fig. 9 Fourier transforms of the quantum level densities for the deformed cavities with $\delta = 0.3$ and $a_3 = 0.0$ (a), 0.1 (b), 0.2 (c). The degeneracy index $d = 1$ (valid for generic periodic orbits) and Gaussian cut-off wave number $k_c = \sqrt{300}$ are used in (5). In each panel, lengths of classical periodic orbits in the axis-of-symmetry (equatorial) plane are indicated by short (long) vertical lines. The lengths are measured in unit of the radius R_0 .

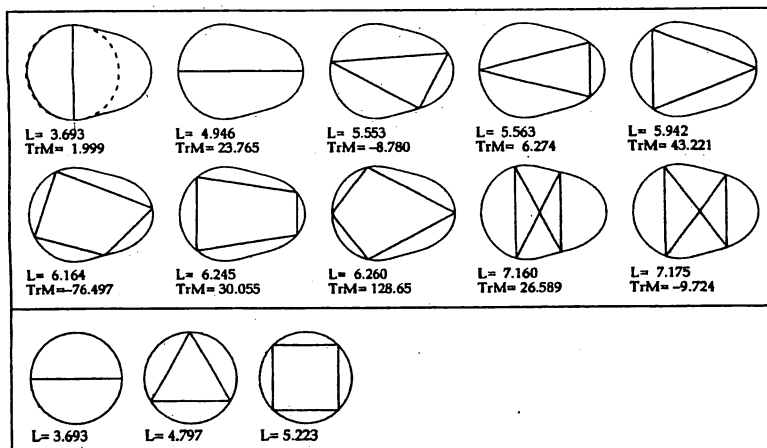


Fig. 10 Periodic orbits in the deformed cavity with $\delta = 0.3$ and $a_3 \simeq 0.16$ (at bifurcation). For each periodic orbit, the length L and the trace of the monodromy matrix, $\text{Tr}M$, are indicated. Those in the axis-of-symmetry plane are displayed in the upper panel and those in the equatorial plane in the lower panel. Only linear, triangular and quadrilateral orbits are displayed. In the top-leftmost figure, a sphere tangent to the boundary at equatorial plane is indicated by a broken line.

$$R(\theta) = R_0 \left(\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos \theta}{a}\right)^2 + \left(\frac{\sin \theta}{b}\right)^2}} + a_3 Y_{30}(\theta) \right)$$

殻エネルギーの極小点の分布

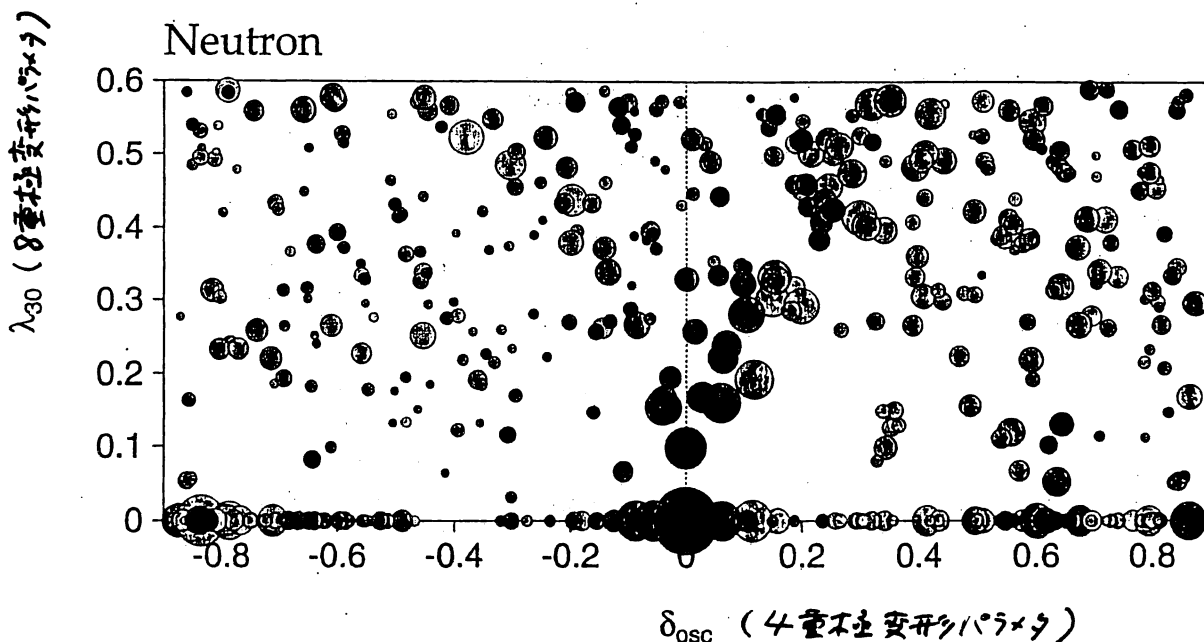


Fig. 11

2. 超変形 Hg アイソトープの励起バンドにおける八重極相関

中務 孝 (AECL, Chalk River Laboratories, Canada)

松柳研一 (京都大学 理学部) *

水鳥正二郎 (Lund Institute of Technology, Sweden)

W. Nazarewicz (Oak Ridge National Laboratory, USA)

清水良文 (九州大学 理学部)

1) 高スピン・イラスト分光学の急速な発展によって、高速回転する原子核の構造に関する豊富な情報が得られるようになったが、現在の所、励起スペクトルの大部分は、原子核の集団的回転運動と、回転する平均ポテンシャルの中での（一般化された）一粒子運動によって、つまり、「回転座標系でのシェル・モデル」によって説明されるかのように見える。しかし、このことは、私達が、低スピン・低励起スペクトル、特に、球形と四重極変形の間にある転移領域の原子核の低励起スペクトル（坂井の準 β 、 γ バンド）から得てきた原子核に対する描像と矛盾するように思われる。そこでは、原子核の表面の形は非常にソフトであって、アメーバのごとく融通無碍に変化する・・・したがって、形の振動と回転運動の強く結合した集団励起モードが最も起こり易い、との認識があった。高スピン状態では、本当に振動運動が起こり難くなるのだろうか？ それとも、現在の実験技術の制約のため、振動モードが見えていないだけなのだろうか？

2) 私達は、約10年前から、低スピン状態での基本的な振動モードである β 、 γ 振動の性質が角運動量の増大に連れてどのように変化するか、に興味をもち、そのことを理論的に研究してきた[1]が、残念ながらごく最近まで、高スピン状態での振動励起状態に関する直接的な実験データは極めて少なく、理論と実験の比較を満足に行うことは困難であった。このため、松崎昌之君が中心になって[2]、odd-A核のB(M1)やB(E2)などの電磁的性質に注目し、準粒子-振動結合によってもたらされる準粒子の「着物」を通じて振動モードの影響を間接的に議論してきた。

3) 1986年、超変形バンドが発見されると直ちに私達は高スピン・超変形という全く新しい環境の下での振動モードの性質を理論的に予言する研究に着手した。その結果、超変形状態は空間反転対称性を破る八重極型の変形自由度に対して非常にソフトであること、（空間反転対称性と軸対称性を同時に破る Y_{31} 型の）バナナ変形など新しいタイプの振動モードが出現する可能性が高いことが分かった[3]。高スピン・超変形という新しい環境では、低スピン・通常変形ではみられなかった以下のような様相が重要になると思われる。

a) 巨大変形での新しいシェル構造

- b) $j_{15/2}$ のようなhigh-j 軌道がフェルミ面近くに現れる。
- c) 弱い対相関(weakly paired system)
- d) $K \neq 0$ ($K = 1, 2, \dots$) の相関
- e) 回転整列(rotation-aligned)準粒子と振動モードのモード・モード結合など。

c)に関するコメント: 超伝導相(強い対相関)および常伝導相での振動モードについてはこれまでよく研究されてきたが、対相関の相転移領域での振動モードの性質については、殆ど何も分かっていない。これは新しい課題である。

e)に関するコメント: 回転整列と八重極振動相関の競合には以下のような多様な様式が考えられる。

- case 1 振動モード自身の回転整列
- case 2 振動モードと整列準粒子モードのレベル交差
- case 3 振動モードと整列準粒子モードのconstructiveな干渉
- case 4 両者の相互作用による振動モードの集団性のfragmentation
- case 5 両者の相互作用にもかかわらず振動モードが個性を持続する。

これらのどれが優勢となるかはフェルミ面近傍のシェル構造を反映して微妙に変化すると予想される。

4) 一昨年(1993)、イギリスのDaresbury核構造研究所に建設された新しい世代のガンマ線多重測定器システムEUROGAMを用いた実験によって、超変形二重閉核Dy152の励起バンドが一挙に5本も発見された[4]。私達は早速このデータを分析し、昨年の原研タンデム研究会で初めてこの結果を報告し、これらの励起バンドの動力学的慣性モーメントの性質を説明するためには、八重極相関の導入が必要であること、これらの励起バンドの中に八重極振動バンドの有力な候補が存在することを指摘した[5]。

5) 昨年(1994)8月、Berkeleyで開かれた高スピン核構造国際会議(Berkeley Conference on Physics from Large gamma-ray Detector Arrays)で、ArgonneのCrowell達が超変形Hg190の励起バンドを発見し、E1と思われる遷移で直接イラストバンドに崩壊していることから、このバンドは八重極振動バンドと考えられると報告した[6]。これはBerkeleyに建設されつつあるガンマ線測定器システムGAMMASHEREのPhase Iを用いた実験であった。この時点では、遷移ガンマ線をE1と断定するにはデータが不十分であったことなどから、この報告はいろいろな議論を呼んだが、その後、フランスのStrasbourgでのEUROGAM Phase II を用いた実験によって、これを確定すると共に新たに2本(合計3本)の励起バンドを発見した[7]。また、BerkeleyのFallon達はGAMMASHEREを用いて、超変形Hg192の2本の励起バンドを発見し、このうちの一本がバンド交差現象を示していることを指摘した[8]。

6) Hg192の隣のHg194では以前から2本の励起バンドが知られていたが、これら

の動力的慣性モーメントはイラストバンドと同様に角速度と共に緩やかに増大しており、これらは非集団的な2準粒子励起バンドと解釈されてきた[9]。しかし、最近 Semmes達は2本の励起バンド間のM1遷移が観測されていないことから、この解釈には矛盾があることを指摘した[10]。この様にして、Hg190,192,194の超変形状態の合計7本の励起バンドの微視的内部構造は何か？、それぞれ特徴のある動力的慣性モーメントの振る舞いを統一的に説明できるか？ という面白い課題がでてきた。

7) ごく最近、私達はこの問題を分析し、ひとつの有望なシナリオを提案した。このシナリオによって、これまでの実験データをconsistentに説明できるように思われる {Fig.1-3参照}。この理論的アプローチでは、これまで同様、「回転座標系でのシェル・モデルを基底とするRPA近似」を用いているが、今回、いくつかの重要な技術的改良を行った。私達の計算結果によれば、超変形Hg 190,192,194での最低励起モードは、いずれの場合も $K=2$ を主成分とする八重極振動モードであるが、Coriolis K-mixingの効果がアイントープ毎に微妙に変化し、Hg190では3)で述べたcase 1 が、Hg192ではcase 2が、Hg194ではcase 5 が主要な側面になる[11]。「回転系でのRPA」による微視的モデルはこの様な、Coriolis効果による振動モードの内部構造変化、その角運動量依存性、粒子数依存性を記述する極めて有用なアプローチであることがわかる。今後、新しいガンマ線測定器システムによって、E1遷移など励起バンドの電磁的性質に関するデータが得られ、理論と実験との系統的な比較ができるようになることを期待している。

* Speaker

References

- 1) Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 72(1984)799.
- 2) M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 79(1988)836.
- 3) S. Mizutori, T. Nakatsukasa, K. Arita, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Nucl. Phys. A557(1993)125c.
- 4) P.J. Dagnall et al, Phys. Lett. B335(1994)313.
- 5) T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori and W. Nazarewicz, Phys. Lett. B343(1995)19.

- 6) B. Crowell et al, Phys. Lett. B333(1994)320.
- 7) B. Crowell et al, Phys. Rev. C51(1995)R1599.
- 8) P.Fallon et al, Phys. Rev. C51(1995)R1609.
- 9) M. Riley et al, Nucl. Phys. A512(1990)178.
- 10) P.B. Semmes, I. Ragnarsson and S. Aberg, Phys. Lett B345(1995)185.
- 11) T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori, W. Nazarewicz and Y.R. Shimizu, to be published.

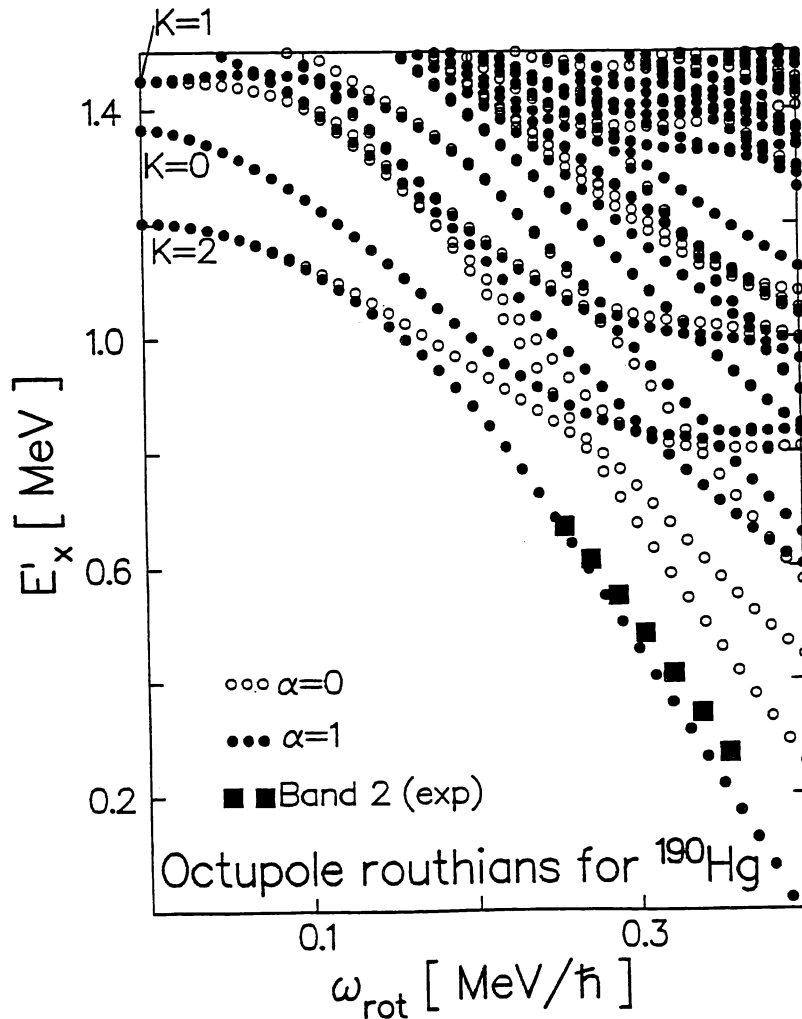


Fig.1 Calculated RPA eigen-energies of negative-parity states for SD ^{190}Hg , plotted as functions of rotational frequency. Open (filled) circles indicate states with signature $\alpha = 0$ (1). The observed routhians for Band 2 are also shown by filled squares.

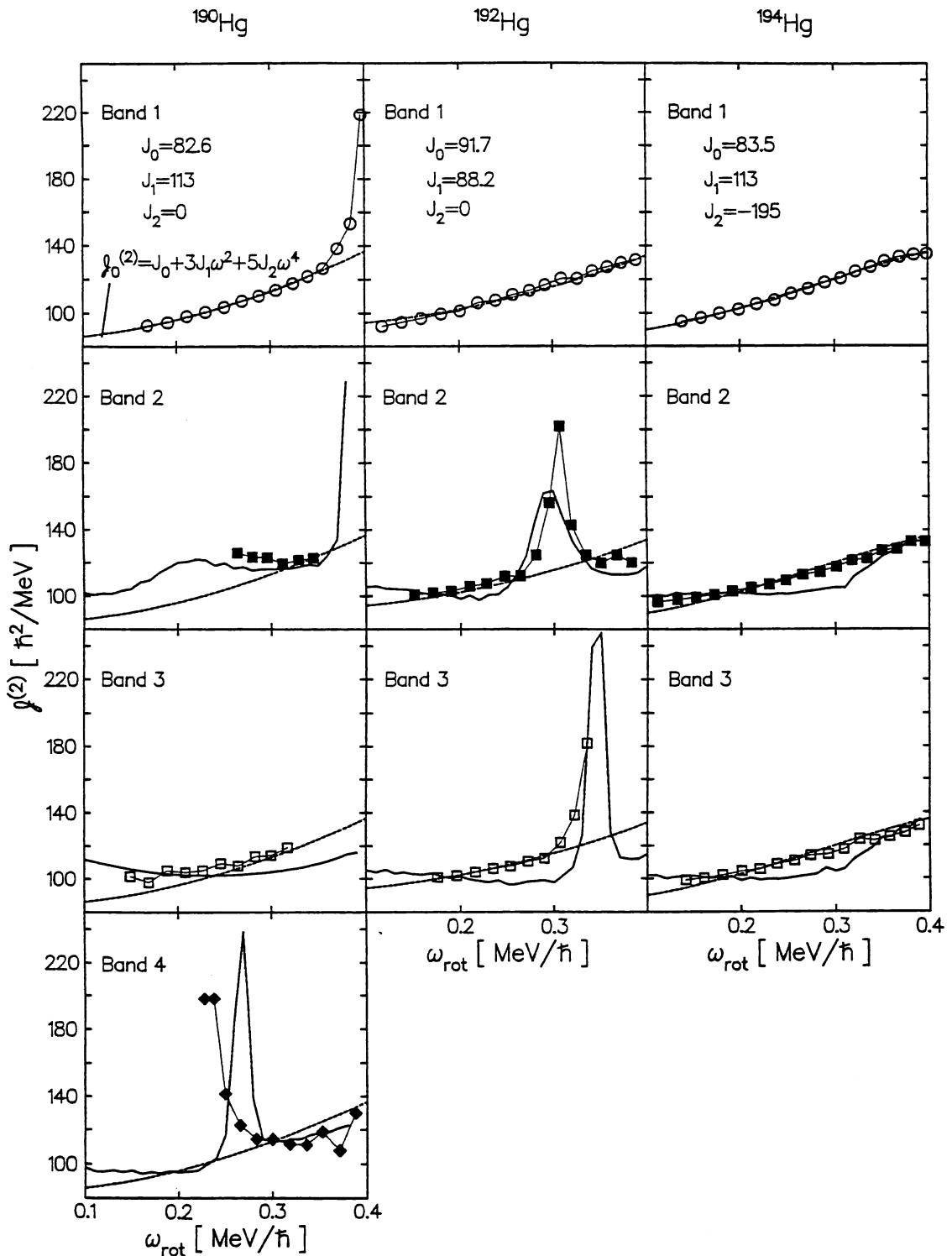


Fig. 2 Calculated (solid lines) and experimental (symbols) dynamical moments of inertia for excited SD bands in ¹⁹⁰Hg (left), ¹⁹²Hg (middle) and ¹⁹⁴Hg (right). $\mathcal{J}^{(2)}$ for the yrast SD bands are also displayed for reference. Dotted lines indicate the yrast $\mathcal{J}^{(2)}$, which are approximated by the Harris formula. The parameters, J_0 , J_1 and J_2 used in the formula are shown in units of $\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, $\hbar^4\text{MeV}^{-3}$ and $\hbar^6\text{MeV}^{-5}$, respectively.

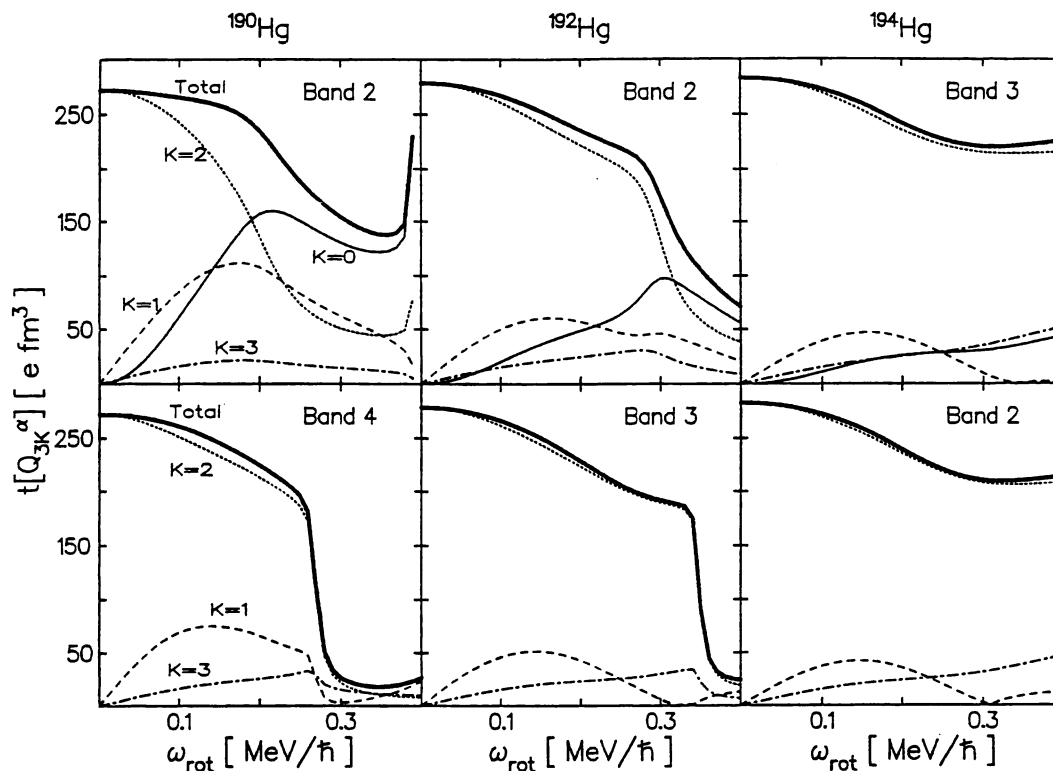


Fig. 3 The electric E3 transition amplitudes, $|t[Q_{3K}^{\alpha}]| = |\langle \omega_{\text{rot}} | Q_{3K}^{\alpha} | n \rangle|$, for the lowest RPA solutions with the signature $\alpha = 0$ (lower) and the $\alpha = 1$ (upper) for ^{190}Hg (left), ^{192}Hg (middle) and ^{194}Hg (right). $K = 0, 1, 2$ and 3 components are denoted by solid, dashed, dotted and dash-dotted lines, respectively. Total values (thick solid lines) are defined by $(\sum_K^3 |t[Q_{3K}^{\alpha}]|^2)^{1/2}$

物性研短期研究会

10 - 10³ 多体系の特性

開催期日 : 平成2年11月13日(火), 14日(水)

場 所 : 東京大学物性研究所講義室

世話人 : 郷 信広 (京大理), 西岡英寿 (甲南大理), 石井 靖 (東大物性研)
山口 豪 (静大工), 菅野 暁 (姫工大理)

10-10³ 個の粒子を含む系として, ②マイクロクラスター, ①重い原子核, ③蛋白質などの生体分子, を考え, このような異種の系に共通に見られる特性として, ①構造のゆらぎ, ②量子的性質 (Shell effect) と古典的性質の共存, の2つを特に取上げる。(③については差し当たり①のみ)。このように一見関係のないように見える系で, 共通の物理を基盤とする性質があらわれることは興味深く, この研究会を企画する動機になった。

生体分子系については郷が, 原子核系については西岡が, マイクロクラスター系についてはその他の提案者が原案を作成した。これら3つの系の中で, 原子核が最もよく調べられているが, 生体分子系との橋渡しのためにはマイクロクラスター系の物性研究者が音頭をとるのが適当と思われたので, そのような研究者の1つの據点である物性研に研究会を提案することにした。

研究会は核物理, 生体物理, マイクロクラスター物理と化学分野の研究者約50名が出席して開かれた。はじめ, 異なる分野の研究者の間で, 言葉がうまく通じるかどうか心配されたが, かなり丁寧な導入部をつけてもらったお陰でこの心配はなくなった。しかし話の内容は先端的なもので, 十分な理解が進むためには更に多くの時間が必要であろう。異なった分野の話から多くの新しい知識を仕入れることができたのは, この研究会のおおきな収穫であった。

プ ロ グ ラ ム

11月13日 (火)

[I] 序 論 (13:00-14:00)

- | | |
|---------------------------|--------------|
| 1) マイクロクラスターにみられる特性 (20分) | 菅野 暁 (姫路大理) |
| 2) 生体分子にみられる特性 (20分) | 郷 信広 (京大理) |
| 3) 重い原子核にみられる特性 (20分) | 西岡 英寿 (甲南大理) |

る。しかし、この特長を実現するには蛋白質の全体回転のブラウン運動を抑え、かつ水素核磁化の速いスピン拡散を抑えなければならない。そのためには局所プローブとして重水素核をラベルし、固体状態の動的NMR測定を行うのが最も理にかなっている。この方向での実験が行われている。しかし、 ^2H 固体NMRは蛋白質の揺らぎの全体像を得るには大変ラベル化に手間がかかる。次善の策として高分解能核 ^{13}C をラベルし、溶液状態での測定も行われて来た。この方法で得た蛋白質内のアミノ酸側鎖の揺らぎが、計算機実験と比較された。

4 重極変形の量子揺らぎと熱的揺らぎ

京大・理 松 柳 研 一

Hartree-Fockポテンシャルの極小点が複数個あり、それらの間の量子力学的又は熱力学的揺らぎが問題となる現象は原子核構造論においても中心的な位置を占めている。

①内部構造の量子的・熱的ゆらぎと②巨視的性質と微視的性質の共存に注目しつつ有限多体系に共通する特性を探るという観点から興味あるいくつかの話題を、最近の原子核構造研究の中から選んでレビューした。

最初に、極小点が2個の場合の典型例として変形共存現象を、3~4個の特徴ある極小点が同一エネルギー領域に共存する典型例として ^{152}Dy 原子核の巨大変形状態から通常変形状態への遷移を議論した。続いて、多数の極小点をまたがる大振幅集団運動の極限として核分裂過程をとりあげ、そのダイナミクスを研究する際の理論的困難がどこにあるかについて議論した。

原子核構造論においては、これ迄主として低励起エネルギー領域の量子スペクトルを研究してきたので、4重極変形の大きな量子揺らぎが本質的であった。最近になり、準位密度の非常に高い高励起状態における集団運動の研究が可能となり、複数のHartree-Fock極小点の間の熱力学的な構造揺動が議論されるようになってきた。この場合、孤立系としての原子核には熱浴は存在しないから、変形パラメタ(β , γ)に関するアンサンブルを考えることの物理的意味が問題となる。その微視的解釈、特に、量子揺らぎとの区別と両者の関係は今後の重要な課題になると思われる。

T D H F の 周 期 解 と 準 古 典 的 量 子 化

(ある原子核のモデルより)

東大・教養 大 西 直 毅

原子核の bulk を特徴づける最も重要な性質として飽和性(結合エネルギーの飽和性と密度の飽和性)があり、フェルミ粒子系の一般的な性質と核力にハード・コアがあることで説明されている。このような量子流体で、自由度は形の変形に残されていると考えられ、A. Bohr の集団運動モデルは

H i g h S p i n S t a t e s

研究の動向

京都大学理学部 松柳研一

要旨

1989年9月11日から11月24日に亘って” Nuclear Structure in the Era of New Spectroscopy” (新しいスペクトロスコピー時代の原子核構造) と題するworkshopがニールス・ボーア研究所 (NBI) で行われた。私は高スピン・イラスト分光学に関するINS-NBI国際共同研究プロジェクトの一環として1月余りこのworkshopに参加してきた。このworkshopがもたれるに至った背景には、米国のGammasphere計画が2-3年後に実現の見込みが立ったこと、Gammasphereを上回る新世代のガンマ線多重測定器システムであるEuroball計画をヨーロッパ各国共同で推進することにより、原子核研究の新しい時代を作りだそうとする意欲的な動きがある。

この研究会では、Superdeformed Spectroscopy (超変形状態の分光学) を中心として高スピン核構造研究の最近の動向と、コペンハーゲン・ワークショップの印象をのべる。次に、このような世界的な動向のなかでわが国で何が出来るかについて考える。GammasphereやEuroballの様な次世代のガンマ線多重測定器システムでなくても (現時点で最新の) Nordballクラスのものであっても、これを不安定核ビームと結合すれば新しい研究領域を開拓する事が出来ると思われる。

Nuclear Structure

in the Era of New Spectroscopy

Sep. 11 → Nov. 24

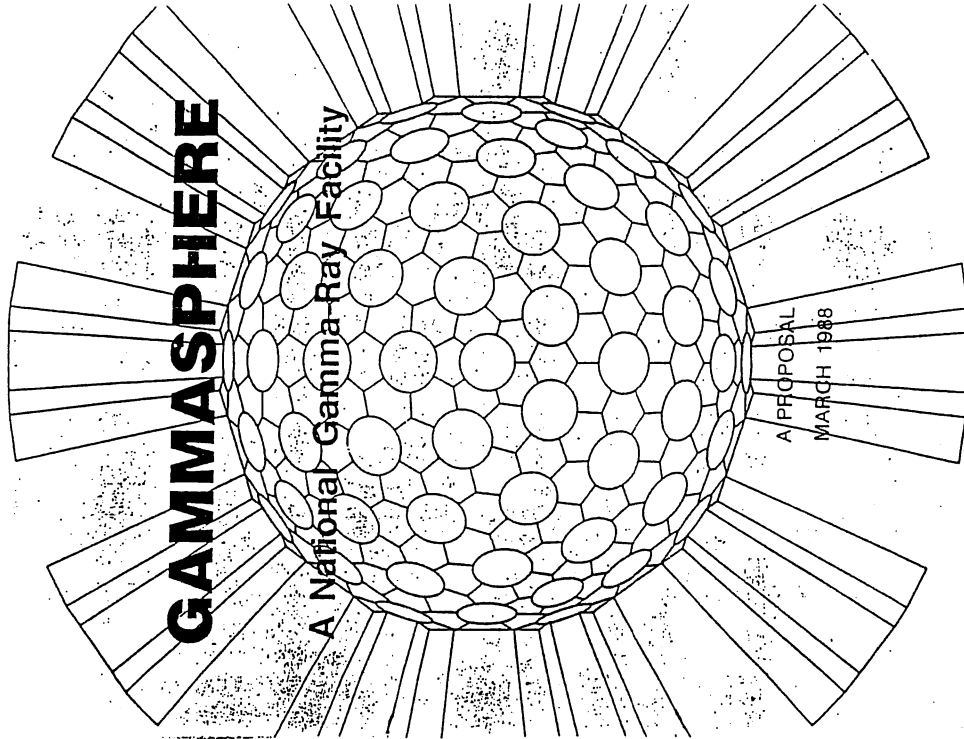
(First Copenhagen Mental Marathon)

J.J. Grantham

- A. Data Processing and Correlation Analysis. Sep. 11 → Sep. 29
- B. The Nucleus at High Spin. Oct. 2 → Oct. 27
 - Study groups
 1. Exotic Nuclear Shape
 2. Nuclear Dynamics
 3. Complete Spectroscopy
 4. Warm Nuclei
 5. Models for Low Energy Spectra
- C. Nuclear Physics with Large Arrays. Oct. 30 → Nov. 7
 - Study groups
 1. High-Lying Collective Excitations
 2. Chaos in Nuclear Physics
 3. Reactions
 4. Symmetries and Dynamics
 5. Nuclei far from Stability

700字组成

- Study Group } Lecture (Review)
- 3组内 } Seminar (New Works)
- Symposium } Reports from Study Groups
- (最后1组内) } Talks
- Open Problems, 20分, Conclusions
- 项目 : Euroball project (cf. Gammasphere)
- 主旨 : Copenhagen spirit (cf. 最近一个物理学家的地位; (A. Winther) (cf. 核物理学的未来(1991))



GAMMASPHERE
M.A. Deleplanque. L6L

GAMMASPHERE is a proposed new generation of gamma-ray detec-

(A. Winson) (cf. 44205-212 (VII))

GAMMASPHERE M.A. Deleplanque . LBL

GAMMASPHERE is a proposed new generation of gamma-ray detector systems that can provide three orders of magnitude greater resolving power and 8000 times more efficiency than any existing array. It will consist of 110^6 detectors, Compton suppressed by BGO detectors arranged in a HONEYCOMB design.

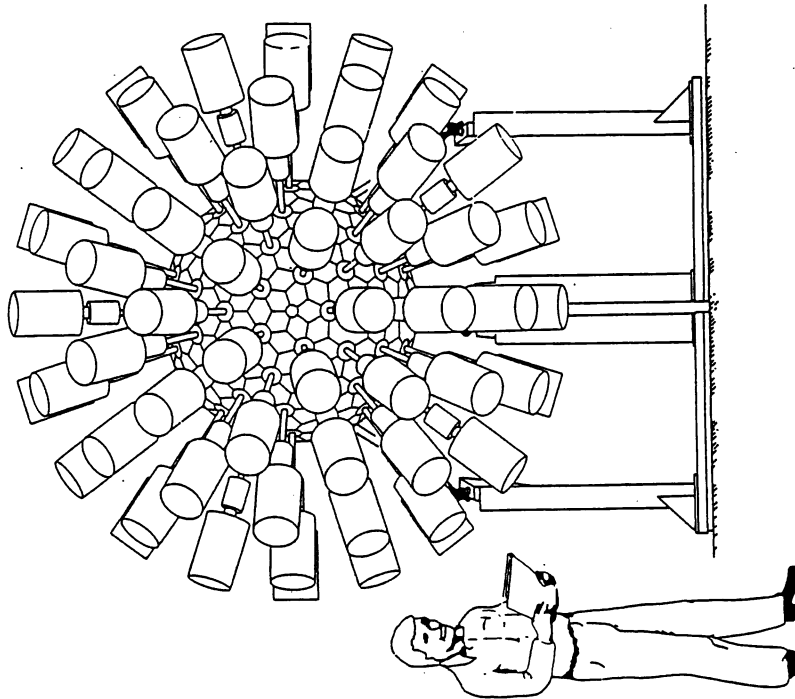
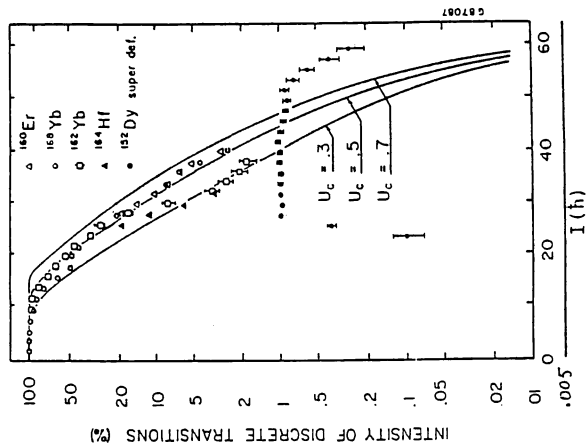


Fig. 1-1. A sketch of the GAMMASPHERE detector system.



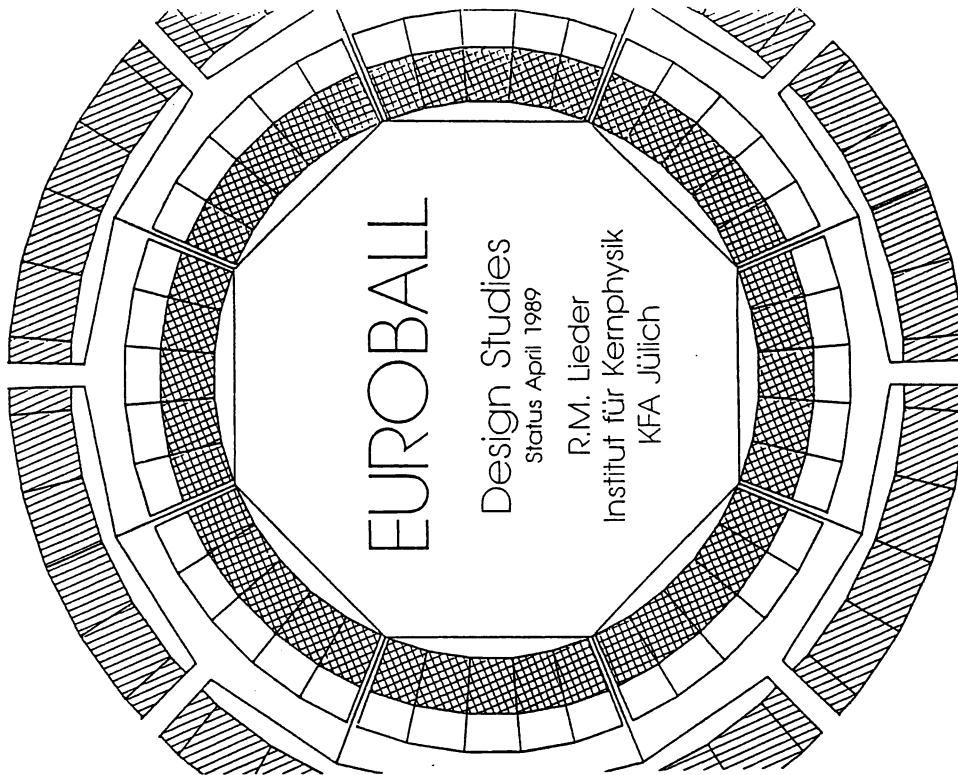
MOTIVATION
Every additional gate set in a cascade will enrich a spectrum in that cascade by a factor ~ 15 (20P/T). In GAMMASPHERE, this gain in "resolving power" will be greater than 200, lowering the limit of observable intensity down to 0.005%.

PERSPECTIVES FOR FUTURE MULTIDETECTIONS SYSTEMS

The following table show the estimated number of days it will take to perform a multifold experiment with reasonable statistics on the quoted instruments with increasing solid angles, $\Omega_p = .016, .04, .086, .17$.

TABLE FOR CASCADES WITH $M=30$ (NORMALIZED TO EUROBALL)

FOLD OF PHOTOPEAK CONT.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.
RESOLVING POWER: $(\Delta E)/E$	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}			
# OF DISCRETE LINES (PULSES)	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	10^8			
EURAN CORRELATION $C(\frac{300}{30})$	10^{-2}	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$				
SENSITIVITY FACTOR $(\frac{300}{30})$				5	25	125	625			
INTENSITY FACTOR NEEDED:										
EUROBALL-(ESSA 30)										
$\Omega_p = .016$				220d	45y					
EXTENDED EUROBALL										
$\Omega_p = 0.04$				5d	142d					
SAMMA-SPHERE										
110 CAL. HONEYCOMB $\Omega_p = .086$				5h	2.4d	35d	2y			
(100 CAL. HALF CALIBRE)										
EUROBALL										
400 CALIBRE $\Omega_p = .17$				30min	3.3h	31d	225d			
EUROBALL PRODUCTION RATE:										
EUROBALL: 109 events				3h	13h	75h	25d	230d	6d	21d
Hydra Fold Modulated:				7.5min	15min	20m	115min	6h	9h	20h
										6.5d

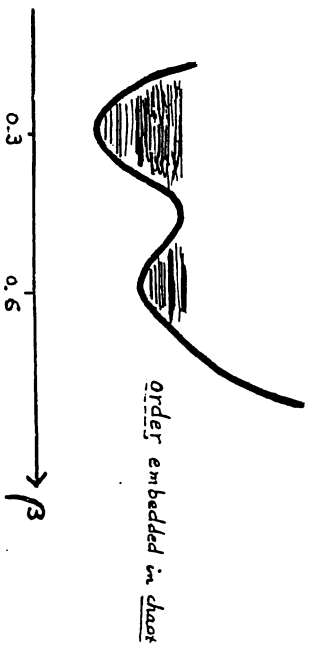


Superdeformed Spectroscopy

1986 Discovery of discrete γ rays from the Superdeformed (SD) band in ^{152}Dy

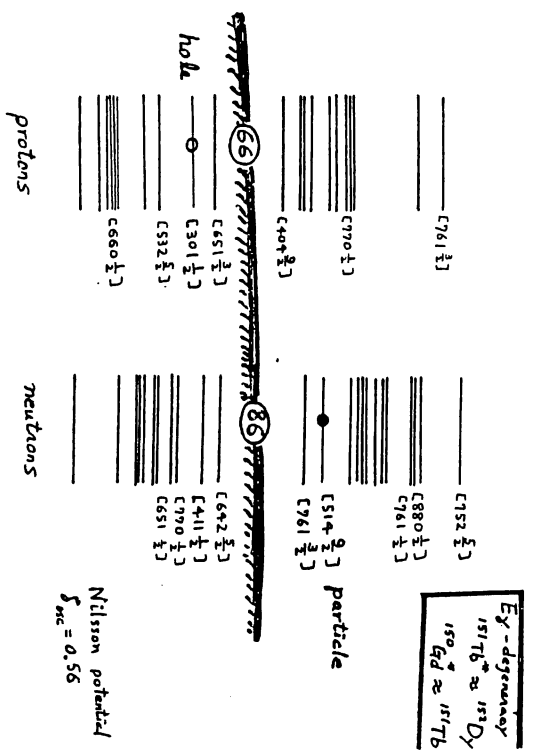
1989 Discovery of Bandcrossing in the SD band in ^{146}Gd
 Excited SD bands in ^{153}Dy , ^{151}Tb , ^{150}Gd , ^{191}Hg , ^{194}Hg .
 New region of SD bands, $^{191-194}\text{Hg}$

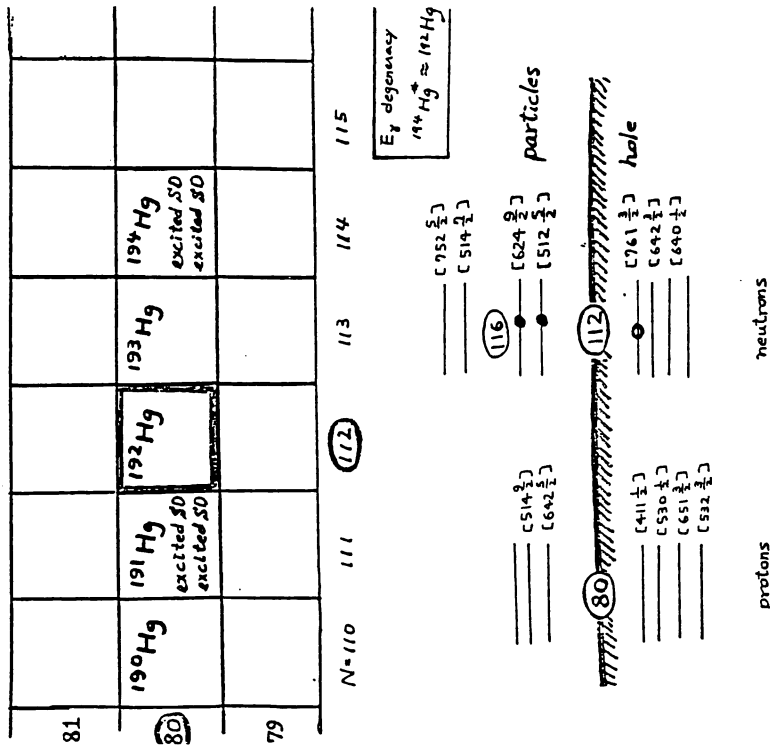
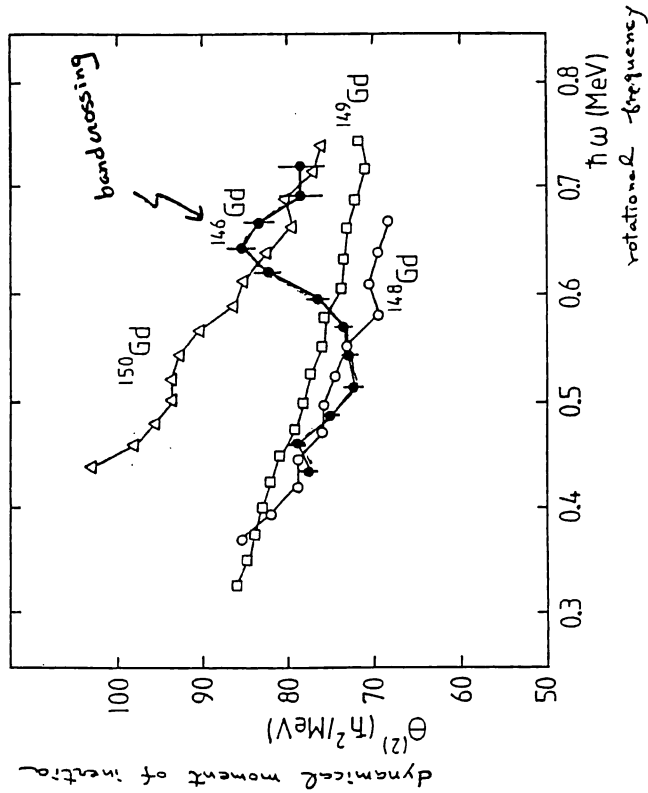
Near Future
 → Beginning of SD spectroscopy
 New generation of multi-detector arrays
 → Collective Vibrations built on the SD bands
 cf. (spectroscopy in the 2nd well in the fission isomers)



Observed SD states

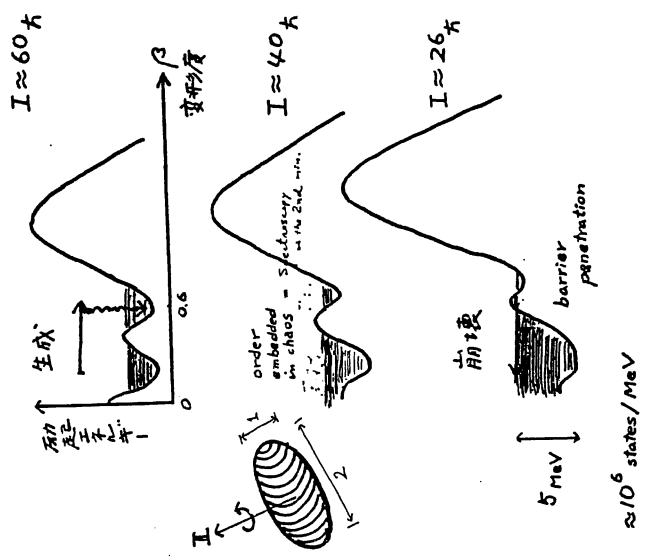
Z =	82	83	84	85	86	87
67				^{151}Dy	^{152}Dy	^{153}Dy excited SD excited SD
66				^{150}Tb	^{151}Tb excited SD	
65	^{146}Gd bandcrossing		^{148}Gd	^{149}Gd	^{150}Gd excited SD	
	N=82				(86)	



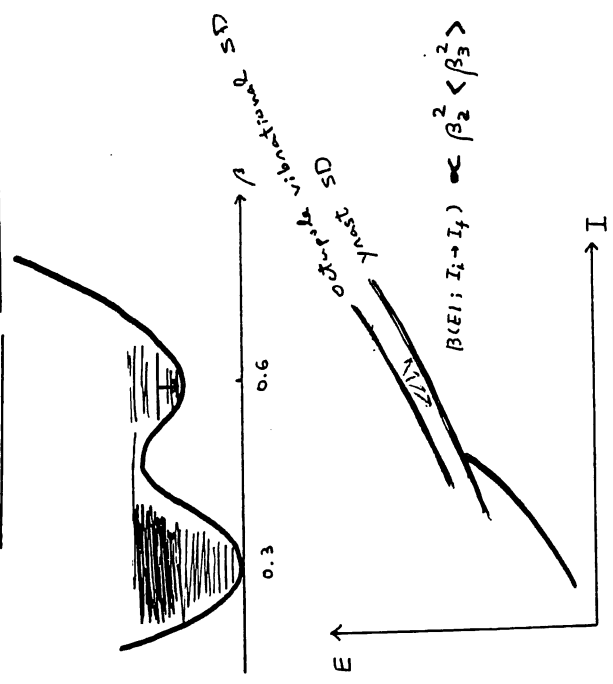


$\beta = 0.47$

superdeformed band
超変形回転バンドの生成と崩壊



strongly collective octupole vibration
can be built on the SD states below the barrier.



cf. D. Schwalm (Heidelberg)
candidate for the octupole vibration
at the fission isomer:
830 keV in ^{236}U

New Trends in Nuclear Collective Dynamics

- * Order embedded in chaos
- * Order to chaos transition in finite quantum system

主要話題

→ Superdeformed Spectroscopy

- ① Chaos: Random Matrix Theory $0, 1, n, 2, \dots, 2n-1, 2n$

- ② Collective Motion & Damping Mechanism

→ thermal shape fluctuation, 共振, mutual recoupling, ...

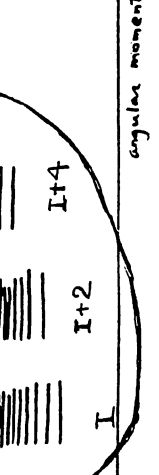
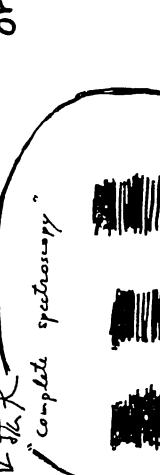
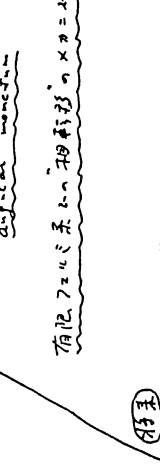
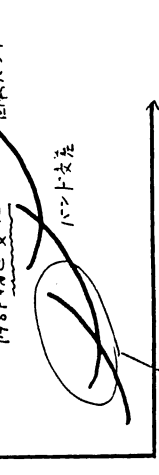
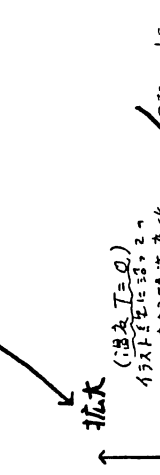
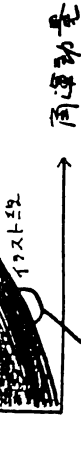
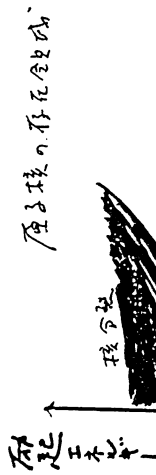
- Octupole deformed bands
- high spin 2- α transition (Berry phase)
- subbarrier fusion dynamics
- HFB + GCM \rightarrow large deformation / shape coexistence
- 3-2-2 in β - γ 回転の再考 (Önen, Bes (BRS 対称性))
- 2110, 1323 -
- barrier penetration problems, etc

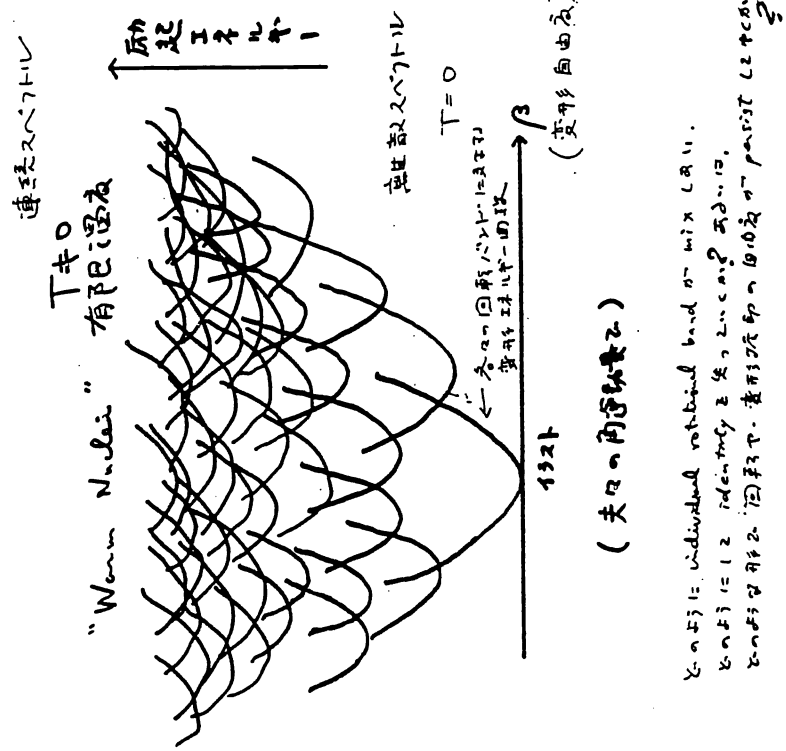
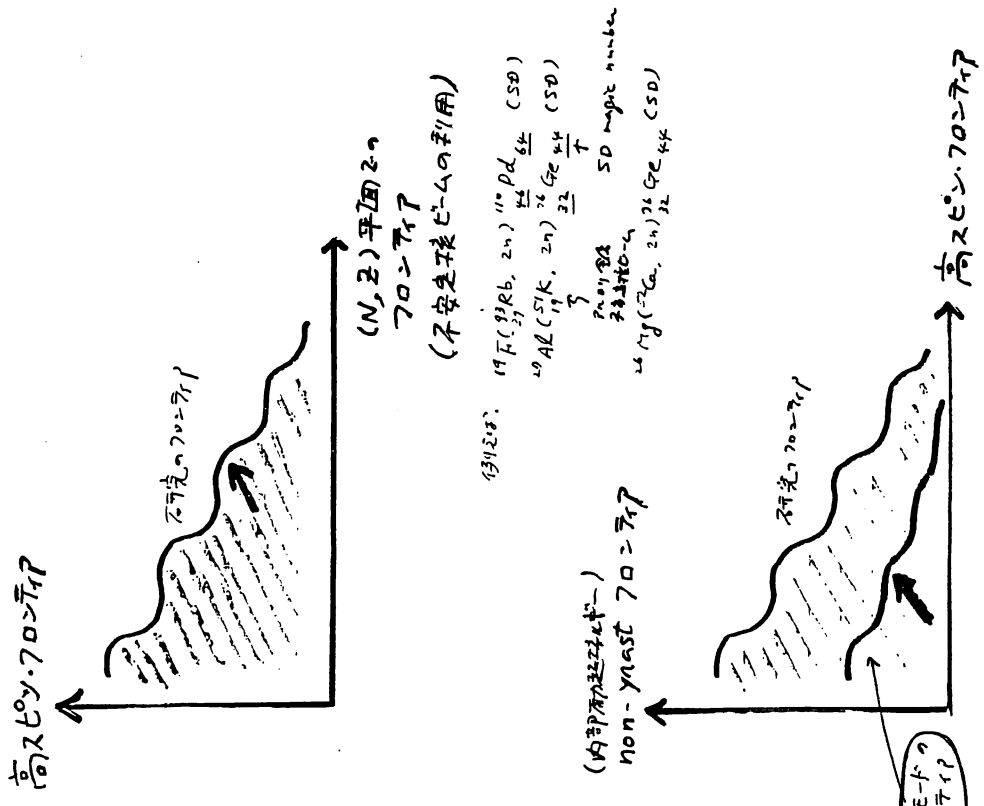
* next

unique features & the role of nuclear physics in the study of nonlinear dynamics

= 上記の再考 \rightarrow 同様に \rightarrow 再考 \rightarrow 再考

Why? statistical concept in finite quantum system.





各々の励起エネルギー
変形エネルギー

各々の励起エネルギー
変形エネルギー

各々の励起エネルギー
変形エネルギー

不安定核・変形共存・準位交差

京都大学理学部 松柳研一

不安定核のスペクトロスコピーは核物理の基礎的な問題に対して基本的なデータを提供するとの観点から、古くて新しい問題3つについて論じた。

例1. Pairing Gap Δ の $(N-Z)/A$ 依存性 (Fig. 1)

これは核表面での対相関の起源に対して基本的な問題を提起していると思われる。

Ref.1) P.Vogel, B.Jonson and P.G.Hansen, Phys.Lett.139B(1984)227.

例2. 変形核で2フォノン状態は存在するか (Fig.2)

これは原子核の振動モードを第ゼロ近似でボソンと見なせるかどうかという基本的な概念に関わる問題である。私達の理論計算では存在が予想される核の場合にも、Soloviev達は存在しないと主張している。

Ref.2) M.Matsuo and K.Matsuyanagi, Prog.Theor.Phys.78(1987)591
and references therein.

例3. closed shell近傍での変形共存 (Figs.3,4,5)

Refs.3)-5)の実験データに基づき伝統的な断熱近似に依る描像を批判的に検討し、diabatic近似を出発点とする集団運動の新しい理論を構築する可能性を論じた。不安定核の変形共存現象を物理学における準位交差問題一般の中に位置づけることを試み、Refs,6)-9)の議論との関連を指摘した。

Ref.3) J.Bron et al., Nucl.Phys.A318(1979)335.

4) J.H.Hamilton et al., Rep.Prog.Phys.48(1985)631.

5) R.Bengtsson and W.Nazarewicz, in "The variety of nuclear shape"
World Scientific,1988,p.371.

6) W.J.Swiatecki, Nucl. Phys.A488(1988)375c.

7) D.W.Hill and J.A.Wheeler, Phys.Rev.89(1953)1102, Fig.37.

8) L.Wilet, "Theories of nuclear fission", Clarendon Press, 1964.

9) H.Fukutome, Prog.Theor.Phys. 80(1988)417 and preprint.

pairing gap $\Delta \propto (N-Z)/A$ 依存性

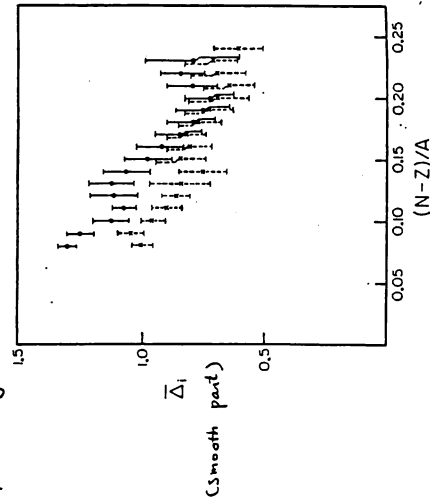


Fig. 1. Dependence of the averaged pairing gap parameter $\bar{\Delta}_1$, eq. (3) on $(N-Z)/A$ for nuclei with $50 < Z < 82$ and $82 < N < 126$. Proton pairing denoted by full dots, neutron pairing denoted by crosses. The error bars represent the dispersion defined in eq. (4).

$$\bar{\Delta} = (7.2 - 44 \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2) A^{-1/2} \text{ MeV}$$

cf 通ずり $\Delta \approx 12 A^{-1/2} \text{ MeV}$

neutron rich \rightarrow neutron deficient \rightarrow

$\bar{\Delta}$ is factor 2 to 3 times (2.113)!

P. Vogel et al. Phys. Lett. 139B (1984) 227

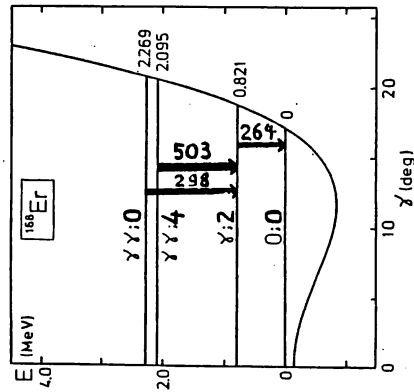
Fig. 1

変形核は $0 \rightarrow 2$ の γ 状態に
存在。非存在問題
— 不変性破壊による可成性 —

$$B(E2: \gamma \rightarrow \gamma) = \frac{2}{5} \langle \gamma | Q | 0 \rangle^2$$

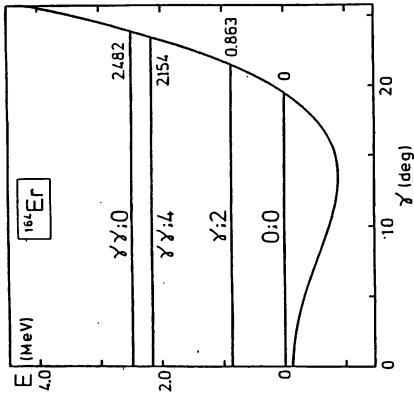
$$B(E2: \gamma \rightarrow 2, 4 \rightarrow \gamma) = \frac{5}{3} \langle \gamma \gamma, 4 | Q | \gamma \rangle^2$$

$$B(E2: \gamma \rightarrow 0, 2 \rightarrow \gamma) = 2 \langle \gamma \gamma, 0 | Q | \gamma \rangle^2$$



$$B(E2) \text{ in } (e^2 \text{ fm}^4)$$

cf $B(E2; \gamma \rightarrow \gamma) = 260 e^2 \text{ fm}^4$
exp.



of D-H
 $C_2 = -84.6$
 $C_4 = 384$
 $D = 43$
 $E_1 = -2.5$
 $E_2 = -9.6$
 -27 MeV
 546 MeV
 61 MeV^{-1}
 $-4.$
 $-12.$

Fig. 2

Order and Chaos in Nuclear Structure

結合核子- $B = B_{macro} + B_{shell}$
(Liquid)

状態密度 $\rho(E) = \int_0^E \rho_0(E) + \sum_k \rho_k(E)$ (平滑部分)
(平滑部分)
(同位軌道等)
適当な核子- 平均Eに
閉鎖同位軌道- 結果7年かか
(無能子 $\rightarrow \delta$ 関数)

対称性
<量子力学的問題>

古典ハミルトニカ系
Chaotic motion
of W. J. Swiatecki
regular motion
or 規則的

量子構造工本力学- 理論的英国構造力学存在下に何?

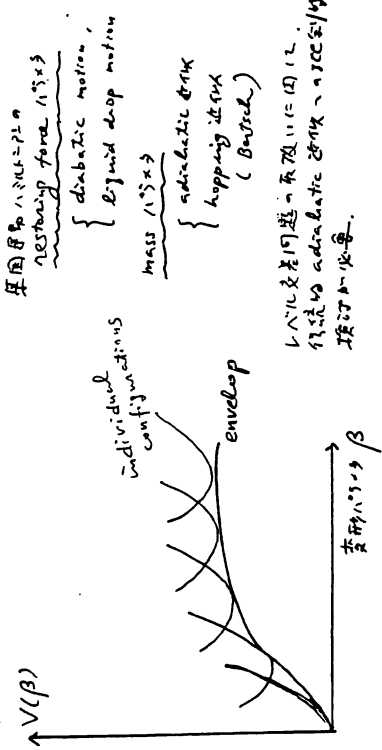


Fig. 5

核構造における秩序と混沌

報告: 松柳 研一

座長: 今井 憲一

記録: 大西, 名和, 金子, 酒見

はじめに

原子核物理の現状をみるとき次のような問題点があると思われる。

a) フロントアの多様化

研究のフロントアは極限状態の原子核の研究に限って見た場合にでも Fig. 1 に示すように多元的である。ここでは、例えば、殻構造の存在限界は？ 巨大共鳴の存在限界は？ 原子核としての存在限界は？ といった問題が研究されている。これらの研究はいずれも exciting であり、かつ重要であるが、同時に、研究の分散化、統一性の欠如という問題を生じる恐れがある。

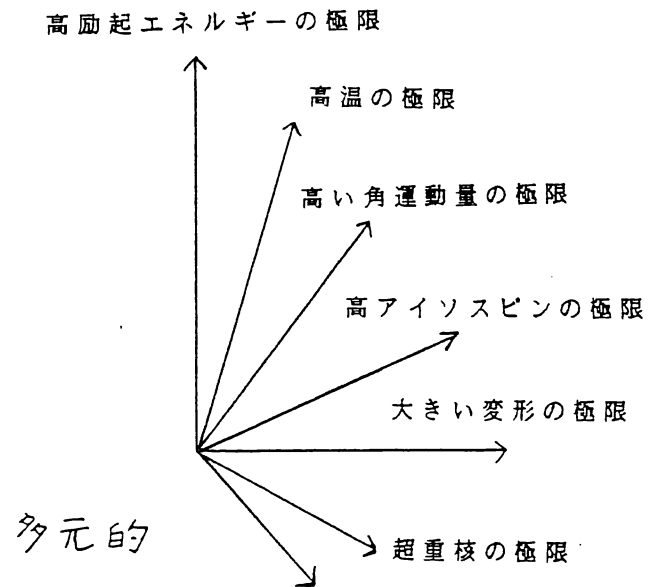


Fig. 1

b) 現象の豊富さ

原子核という複雑な多体系の示す驚くべき豊富な現象は反面として、基本的な問題と detail な問題との区別が、とりわけ他の分野の者にとってわかりにくいという問題を生じていると思われる。

c) フロントアの急速な移動

実験のフロントアが急速に移動するのは activity の高さを示しているともいえるが、反面、基本的な問題が未解決のまま、つまり、何れも本当には理解しないまま流行のテーマが変わるという問題を含んでいる。一例として、低エネルギー重イオン衝突における散逸の起源の問題がある。

有限多体系の動力学

非線形動力学の観点からみると、有限核子系としての原子核には次の2つの典型的な運動様式が存在することがよく知られている。

a) regular な運動

これは核内核子の平均自由行程が長い極限に対応し、自己無撞着ポテンシャルの時間変化として記述できるような運動様式である。低い励起状態における独立粒子運動と集団運動は古くから知られている。温度ゼロに相当し、量子スペクトルの変化を通じて相転移の研究がなされてきた。

b) chaotic な運動

これは平均自由行程が短い極限に対応し、有限温度の複合核状態として知られてきた。複合核は量子カオスとの関連で最近再び脚光をあびている。実際、Niels Bohr が1936年に描いた Fig. 2 のビリヤードは初期条件の記憶を喪失するカオス力学系の典型として知られている。

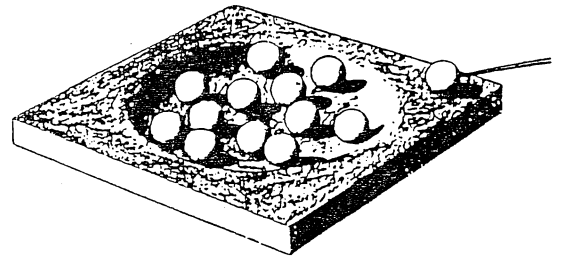


Fig. 2

この2つの極限のあいだの相互移行あるいは両者の共存を統一的に記述する微視的理論は存在しないと言ってよい。これこそ今後の核構造論の最も基本的な課題であろう。この方向へ研究をすすめるにあたって重要なのは a) と b) の中間に位置する次の問題であろう。

c) 散逸を伴う集団運動

巨大共鳴は「準位密度の高い複合核状態 (chaos) の中に埋めこまれた集団運動 (order)」とみなせる。 Fig. 3 の強度関数に示されているように、個々の量子準位を見るのではなく、適切なエネルギー相視化をすることによって巨大共鳴の“集団性”が姿を現わす。最近では、巨大共鳴の減衰幅の温度依存性を示す実験データも出始めた。

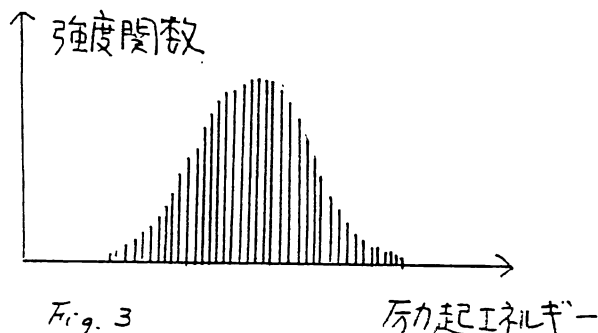


Fig. 3

励起エネルギー

重イオン深部非弾性衝突や重い核どうしの融合・分裂反応過程では散逸を伴う大振幅集団運動が起こっている。散逸の起源として、核内核子と(時間変化する)平均ポテンシャルとの相互作用,あるいは、核子-核子衝突のいずれが主要な役割を果たしているかは未解決の大問題である。

regular な運動と chaotic な運動を両極端とする座標軸を設定することは核物理の極めて多様な研究テーマを動力学的観点から位置づける際に基本的である。

さまざまな殻模型とさまざまな液滴模型

殻模型(shell model)という用語は「Mayer-Jensenの殻模型」という狭い意味で理解されがちであるが、その後の「変形ポテンシャルの場合のNilsson模型」、「超伝導相におけるBogoliubov準粒子モード」、「高速回転するポテンシャルの中での準粒子」など、一粒子モード概念の拡張に基づいて現代的な意味を定義し直すことが望ましい。一粒子概念の拡張は自己無撞着ポテンシャルの対称性の自発的破れの導入と不可分の関係にある。

自己無撞着ポテンシャルの運動として記述できる運動には振動と回転がある。振動には、a) 小振幅のもの、b) モード・モード結合が重要となる非調和振動、c) 非線形性が本質的となる大振幅のもの、がある。回転にも、a) 2次元の一樣回転、b) wobbling運動が効き出すもの、c) 3次元の非一樣回転がある。現在の微視的理論は、振動も回転も共にb)の段階にあり、c)はまだ未開拓である。両者が結合した、より複雑な集団運動にはほとんど手がつけられていない。

液滴模型という用語も a) 核分裂過程、b) 巨大共鳴、c) 低励起フォノン・モードなどの記述に関連して使われてきたが、微視的動力学的観点からは a), b), c) は本質的に異なる運動様式である。a) は複合核状態と密接な関係にある。b) と c) はいずれも平均ポテンシャルの振動に関係しているがその微視的構造が異なる。c) では有限系に特有な量子効果が本質的であり、巨視的物質とのアナロジーは成り立たない。

核子多体系は異なる条件の下で異なった運動様式を示す。つまり、集団運動のダイナミクスにも「相転移」が存在する。さまざまな殻模型や液滴模型があるのはこの反映にすぎない。

核分裂のダイナミクス

ちょうど50年前のこの時期、N. Bohr と J. A. Wheeler は核分裂のメカニズムに関して精力的な研究をすすめていた。その後の50年間、核分裂というともっぱら核兵器や原子力発電とばかり結びつけられてきたのは、基礎物理学にとって極めて不幸なことであった。核分裂現象は a) マクロ力学変数とミクロ力学変数の関係、b) 可逆力学系と不可逆散逸系の関係、c) 量子-古典対応など物理学の普遍的な課題と密接な関係にあるにも拘らず、原子核物理学の教科書の中でも基礎物理としての正当な位置づけがなされていなかったと言わざるを得ない。1960年代に核分裂アイソマーの発見が契機となって殻構造の起源について理解が深まり、ポテンシャル曲面の微視的理論に著しい進展があったが、微視的ダイナミクスはほとんど未解決のまま残されている。特に、核分裂の経路を決めるにあたり、この断熱近似の妥当性は散逸の起源とも関連して、大問題である。

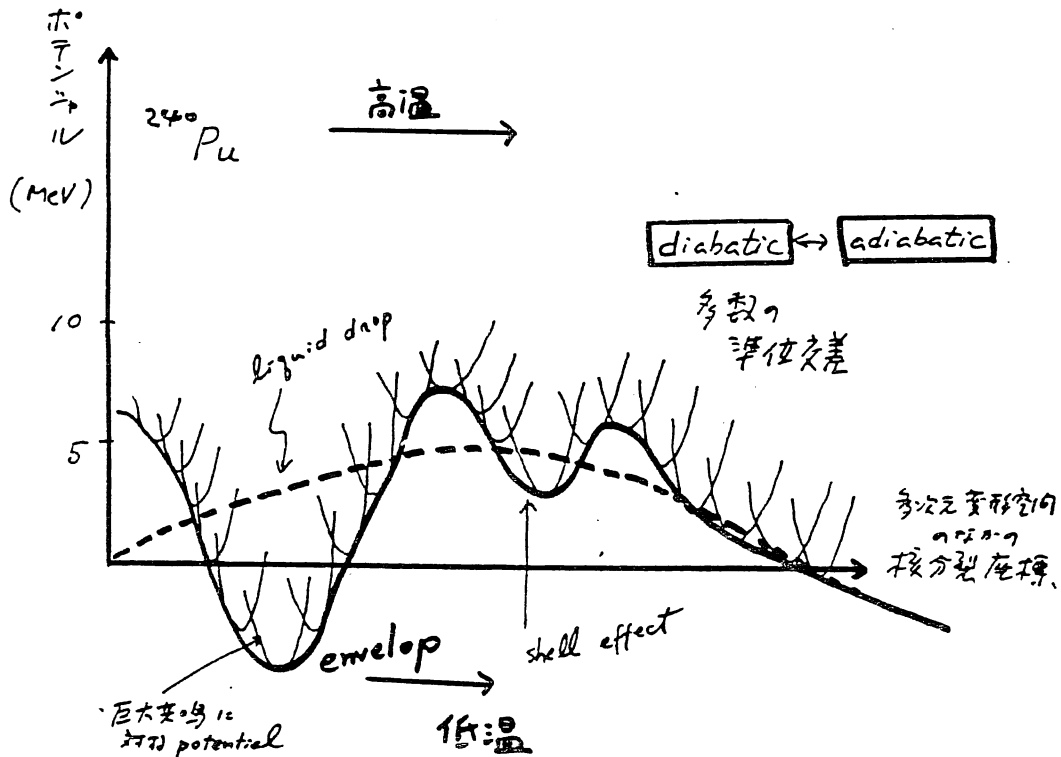


Fig. 4

殻構造に対する準古典論

原子核の結合エネルギー B が巨視的部分 B_{macro} と微視的部分 B_{micro} の和で書けることはよく知られている。つまり、 $B = B_{macro} + B_{micro}$ 。前者が液滴模型、後者が殻構造 (shell structure) 効果に対応する。現在では B_{micro} の起源についてかなり良く理解できるようになっている。

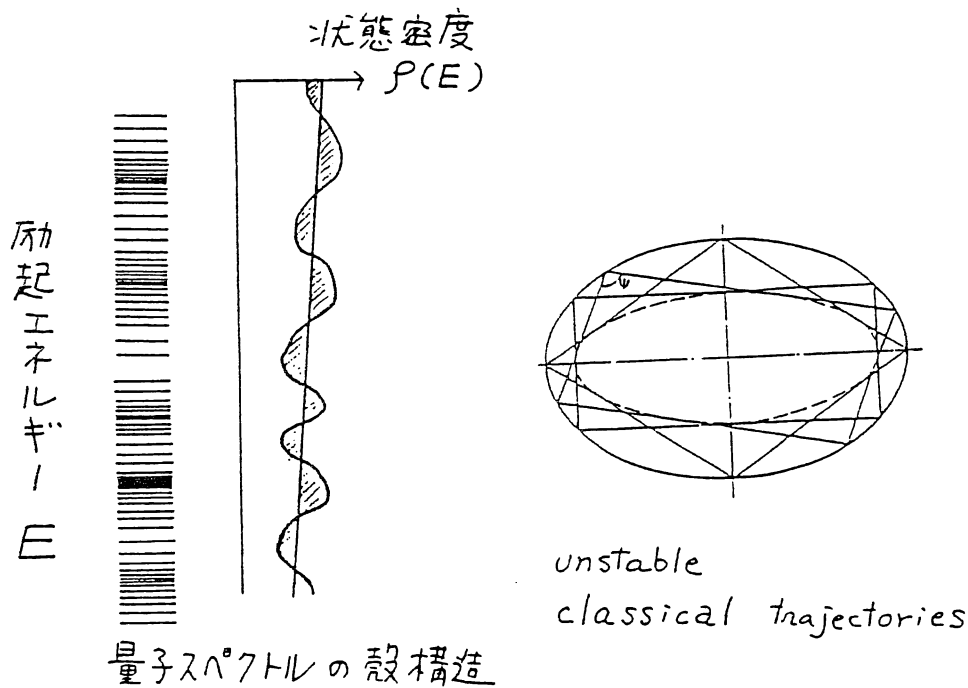


Fig. 5

平均ポテンシャルの中の一粒子運動を考える。量子スペクトル (固有値分布) の状態密度 $\rho(E)$ は準古典近似で次の様に書ける (Balian-Bloch, Gutzwiller)。

$$\rho(E) = \rho_0(E) + \sum_k \rho_k(E).$$

右辺の第1項はエネルギー E とともに滑らかに変化する部分で、第2項は E の振動関数である。古典ハミルトン力学系の言葉でいえば、前者はポテンシャル内の chaotic な軌道群、後者は様々な周期軌道の寄与の和に対応する。この第2項の存在が殻構造エネルギー B_{micro} の起源である。つまり、「カオス軌道の中に埋めこまれた周期軌道の存在」が殻構造の出現条件を与える。このように、殻構造の基礎論は非可積分系のダイナミクスと密接な関連をもっている。

フェルミオン系のハミルトン力学系へのマッピング

1970年代に時間依存自己無撞着ポテンシャル理論 = time-dependent Hartree-Bogoliubov (TDHB) 理論の理論形式が整備された結果、1980年代には大振幅集団運動を非可積分系のダイナミクスと結びつけて議論することが可能になった。つまり、TDHB理論を正準形式で書くことによりフェルミオン多体系を巨大次元のハミルトン力学系にマッピング

グすることが可能である。驚くべきことに、TDHB理論はフェルミ量子系に対する準古典近似であったにも拘らず、このハミルトン力学系を正準量子化して得られるボソン多体系は元々のフェルミ量子系を正確に再現することである (M. Yamamura and A. Kuriyama, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 93 (1987))。

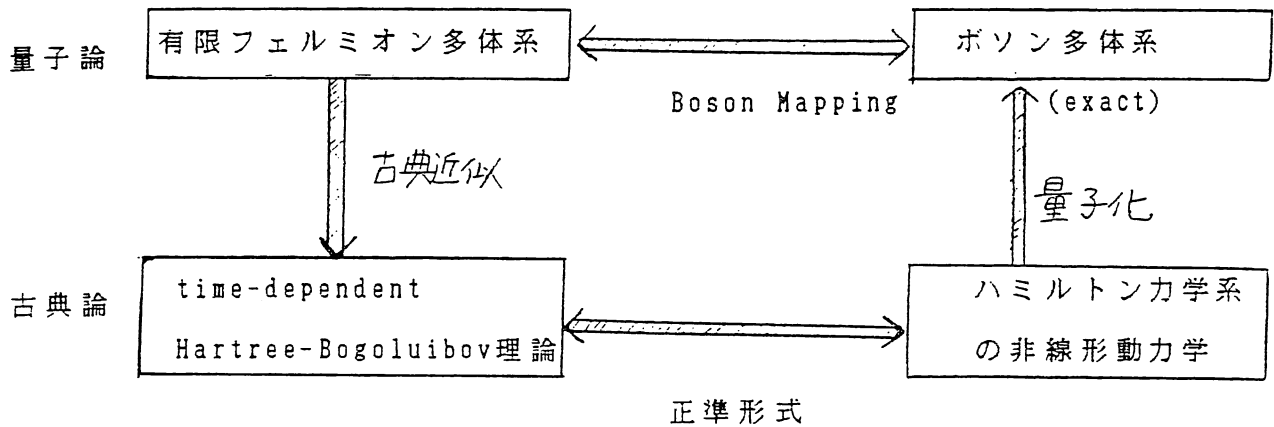


Fig. 6

現在、大振幅集団運動の存在条件と「TDHB位相空間の中に埋め込まれた近似的周期軌道群の存在」の関係を見い出すべく研究がすすめられている。この事情は先に述べた殻構造の存在条件とアナログスである。ただし、殻構造の場合と異なり（一粒子運動ではなく）多粒子の運動を（3次元の座標空間ではなく）巨大次元の位相空間の中で分析しなければならないという、より一層困難な課題に向かっていることになる。Fig. 7は簡単な可解モデルに対する数値計算の例であるが、位相空間の中のトラジェクトリに規則性のある(a), (b)の場合が集団運動が存在する状況に対応している。

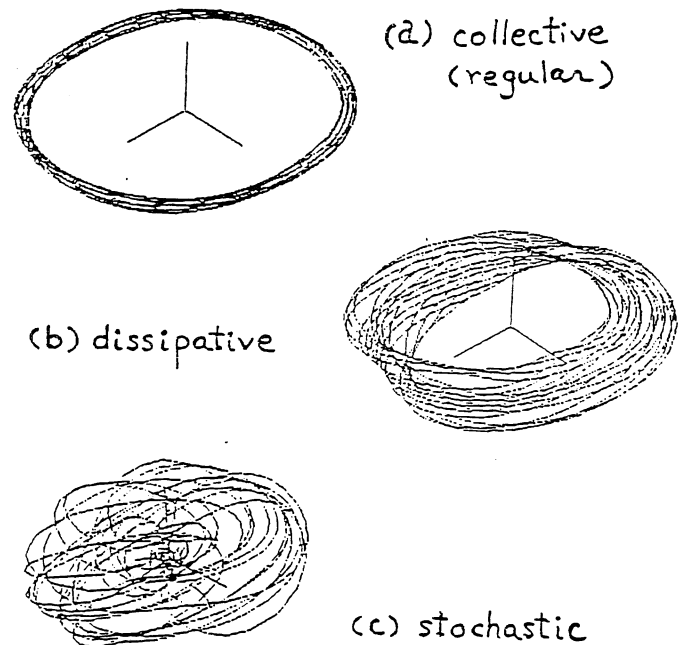


Fig. 7

K. Muramatsu et al. Prog. Theor. Phys. 77(1987)347.

超変形回転バンドの生成と崩壊

以上の問題意識のもとに現在非常に興味をもっている問題のひとつとして超変形状態の生成と崩壊のメカニズムがある。大きい角運動量 ($I = 24 \hbar \sim 60 \hbar$) をもつ ^{152}Dy 核の巨大変形した回転バンド (からの離散ガンマ線スペクトル) は, 1986年にイギリスの Danesbury 研究所で最初に発見された。その後, この周辺の ^{149}Gd , ^{150}Gd , ^{151}Dy , ^{151}Tb などでも系統的に見い出されつつある。Fig. 8に示すように, 発見された超変形回転状態は有限

温度の複合核状態の中に埋め込まれた集団運動状態 (order embedded in chaos) とみなせる。その励起エネルギーは $I \approx 26 \hbar$ で (イラスト状態から測って) 約 5 MeV であり, ここでの複合核状態の準位密度は約 10^6 states/MeV である。崩壊は2つの極小点のあいだのポテンシャル障壁に対するトンネル効果によって起こると考えられる。このトンネル効果を評価する理論を開発する

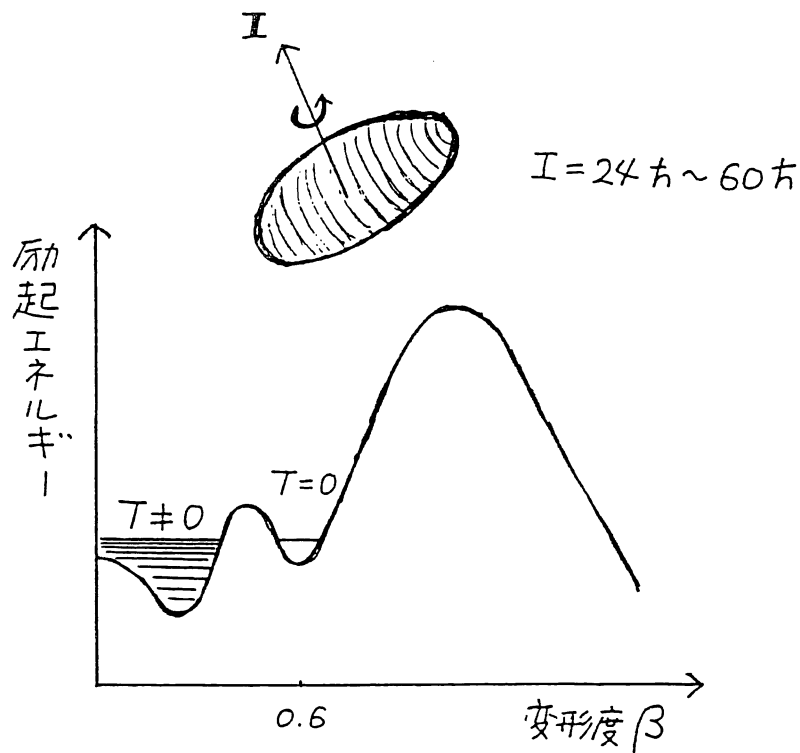


Fig. 8

にあたって考慮しなければならない新しい要素は次のようなことである。

- このポテンシャル曲線は核子系が自己無撞着に作りだすものであり, 外場ではない。
- 障壁通過をWKB近似のような準古典論で評価するとして, その質量パラメータをどのように導出するか。(これはa)の問題と関連している。)
- Fig. 8は自由度が1次元のように書いてあるが, 実際には多次元変形空間の中で, この崩壊の経路を決定しなければならない。
- 量子準位としての超変形回転状態からの崩壊であるが, 崩壊の行き先は有限温度の複合核状態である。

a) ~ d) の課題は, 先に述べた有限核子系に対する微視的動力学の基本課題と密接な関係にある, 容易ならざる課題である。

集団現象への Introduction

報告; 松 柳 研 一
座長; 中 村 正 信
記録; 市 原 卓

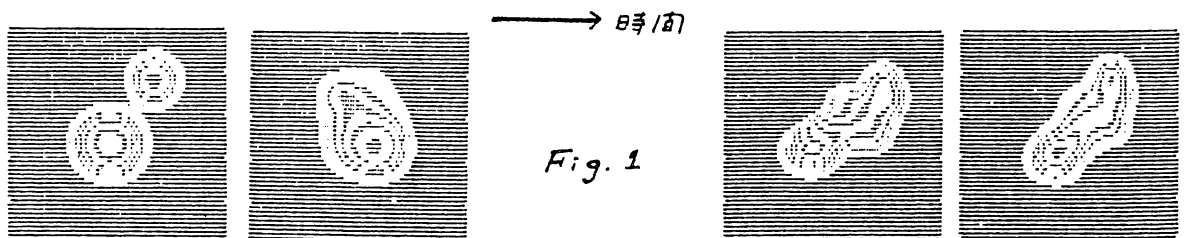
はじめに

原子核の集団運動において、現時点で特筆すべきテーマとして次の4つがあげられよう。①高速回転する原子核の構造、②転移領域核の非線型振動、③新しい巨大共鳴、④集団運動と統計的不可逆過程への道。

それぞれのテーマについて、頻りに国際シンポジウムが開催されている状況であり、ここで紹介する話は（我々の研究カテゴリーの仕事に関係する）ごく一部分にすぎない。④のテーマは集団運動の減衰や低エネルギー重イオン反応における非平衡統計力学的過程への入口の問題と関連して、今後ますます重要になってくると思われるが省略する。③は西崎が報告する。②については多様なアプローチが競合している状況であり、例えば山村や飯田の仕事があるが、今回は主に倉辻-鈴木の理論について述べたい。この理論は、昨年6月ボーンで催された「Beyond TDHF (時間依存 Hartree-Fock 近似)」の会議でも、同じく7月、基研主催の京都サマー・インスティテュート (KSI'82) でも報告され、少なからぬ関心を集めている。①については、清水と私が取り組んでいる関係で、「回転座標系での殻模型」に基づく多体論的アプローチについて紹介する。

高速回転する原子核

(1) 例えば 40Zr という高い角運動量をもった原子核を作る方法は主に、低エネルギー重イオン衝突による融合反応である (Fig. 1)。この反応では、重イオン間の大きな相対角運動量が、形成された複合核の内部角運動量に転化するのど、複合核が核分裂する限界 ($\leq 100\text{Zr}$) までの角運動量状態を作りだすことができる。



形成された高温の複合核は、まず中性子を放出し、続いてγ線を放出しつつ、極低温のイラスト領域まで冷却する (Fig. 2)。一定の角運動量をもつ状態の中で最低エネルギーの状態はイラストと呼ばれる。したがって、イラスト状態とは拡張された意味での基底状態、すなわち、一定の回転角速度が与えられた多フェルミオン系の真空とみなせる。イラスト領域

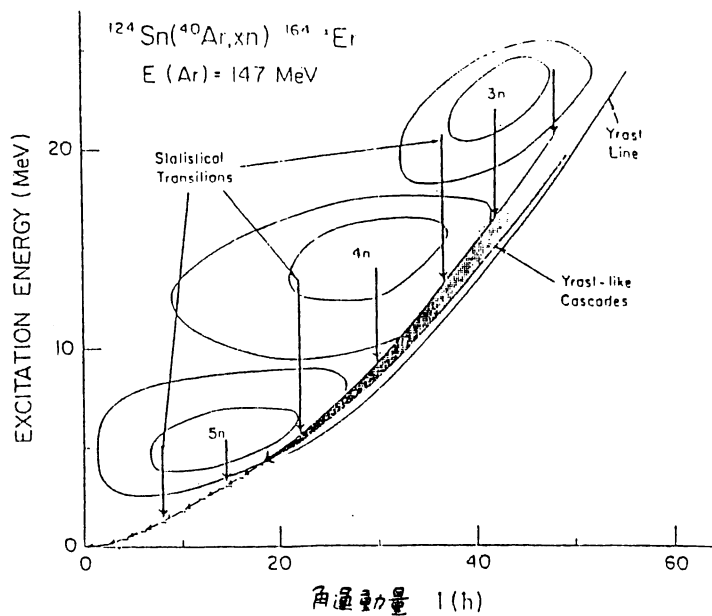


Fig. 2

では、高励起状態であるにも拘らず、通常の基底状態と同様、パウリ原理のために核子の平均自由行程が長く、殻模型的描像が成立すると期待される。

(2) 高スピン・イラスト領域に対しては、高速回転運動は準古典近似で、回転する核の内部運動は微視的・量子論的に記述するアフォロ-チ、すなわち、「回転座標系での殻模型」が有効な方法となる。この模型では、回転ポテンシャルの中での独立粒子運動は

$$H' = H_{def} - \Delta \sum_i (c_i^\dagger c_i^\dagger + c_i c_i) - \lambda \hat{N} - \omega_{rot} \hat{J}_x$$

で記述される。 H' はクランキンク模型ハミルトニアンと呼ばれる。ここで H_{def} は (例えば) ニルソン模型ハミルトニアンであり、変形ポテンシャルをもつ。 Δ は (核が超伝導状態になってくることを表現する) ペアー・ポテンシャルの大きさ、 $\sum_i c_i^\dagger c_i^\dagger$ はクーパー・ペアーの生成演算子である。

$\omega_{rot} \hat{J}_x$ は回転系を働くコリオリ力と遠心力を表わす (\hat{J}_x は回転軸まわりの角運動量、 ω_{rot} が回転角速度)。 H' は Bogoliubov 変換、

$a_\mu = \sum_i (U_{\mu i} c_i + V_{\mu i} c_i^\dagger)$ 、により対角化され $H' = \sum_\mu e_\mu a_\mu^\dagger a_\mu$ となる。準粒子エネルギー e_μ を ω_{rot} の関数として計算した具体例を Fig. 3 に示した。一粒子状態 i の総数を Ω とすると、準粒子の運動方程式、 $[H', a_\mu^\dagger] = e_\mu a_\mu^\dagger$ 、の解の総数は 2Ω 個あり、 Ω 個が正、 Ω 個が負エネルギーである。通常は、 Ω 個の正エネルギー解を物理的解として選択し、真空 $|\phi\rangle$ は、これらの解に対して $a_\mu |\phi\rangle = 0$ を満足するように決定する。このような選択によって得られる表をイラスト表示と呼ぶ。この表示における真空は、すべての負エネルギー状態が占有された

状態とみなすことができる。

(3) ここ数年におけるイラスト分光学の大きな成果は「回転ポテンシャル内での準粒子運動」という概念の有効性を豊富なデータにより実証したことである。この成功は Nilsson 模型の意義と比肩できよう。角速度 ω_{rot} の値は (角運動量を I , 励起エネルギーを E_{rot} とすると) 正準方程式

$$\hbar\omega_{rot} = \frac{\partial E_{rot}}{\partial I}$$

で定義されるから、実験的には回転バンド内遷移に伴う γ 線のエネルギーから容易に知ることができる。

そこで、 $E' = E - \omega_{rot} I$ の関係を用いて実験データを回転座標系に変換することにより、内部構造の異なる回転バンド相互の間の (ある ω_{rot} の値に於ける) 相対的励起エネルギーを考察することができる。[教室発表会では、odd-A核の多様な回転バンド構造が Fig. 3 を用いて解釈できることを説明したが、これらの詳細は割愛する。]

(4) 1971年に稀土類変形核で発見されたバックベンディング現象 (角運動量の増大にも拘らず $I \approx 14$ の領域で角速度が局所的に減少する現象) は高スピン分光学の幕明けを告げるものであった。当時、この原因は、核の内部構造が超伝導 \rightarrow 正常状態に相転移したためであると解釈された。しかし現在では、Fig. 4 に示すように、この現象は基底回転バンドが (大きな整列スピンをもつ準粒子励起による) 新しい型の回転バンドと交差した為

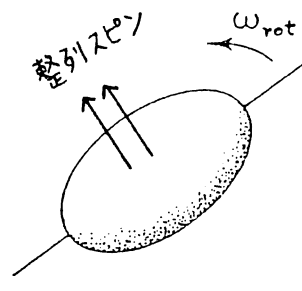
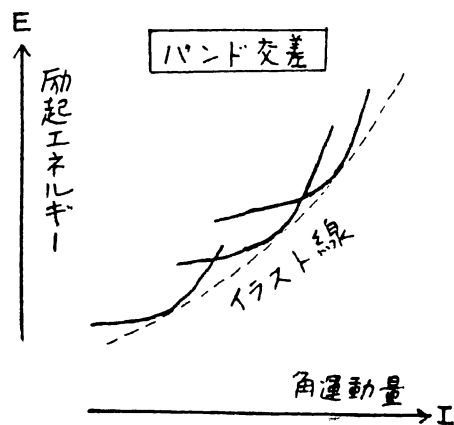


Fig. 4

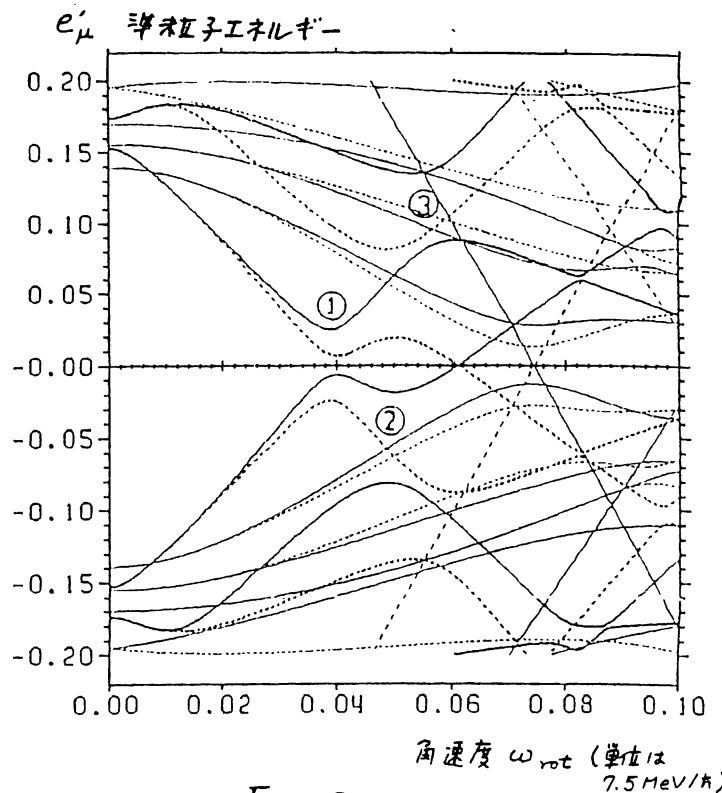


Fig. 3

に起ったものと解釈されている。ここで、整列スピンとは回転軸方向に励起された内部運動に伴うスピンを意味し、

$$i = -\partial e' / \partial \omega_{rot}$$

で定義される。これは Fig. 3 に示されている準粒子エネルギーの勾配に
 関係した量である。Fig. 3 で最低の正エネルギー状態が負エネルギー状態と準位
 交差する点①がバンド交差の起る臨界角速度を示している。他方、超伝
 導 → 正常状態相転移は I が 30 ~ 40 の領域で起るものと考えられており、
 現在まさに、この領域がイラスト光学のフロンティアとなっている。

(5) 準位交差の為に、

臨界角速度①を超えると準粒子真空の
 内部構造が変化する。それ故、イラスト
 表示は必ずしも便利とは言えない。
 準位交差に関連した現象は物理の多く
 の分野にみられるが、例えば Fig. 5
 では重イオン深非弾性衝突における
 「記憶項」の微視的機構を論じる際に
 用いられている diabatic 表示を
 一つのアナロジーとして示した。

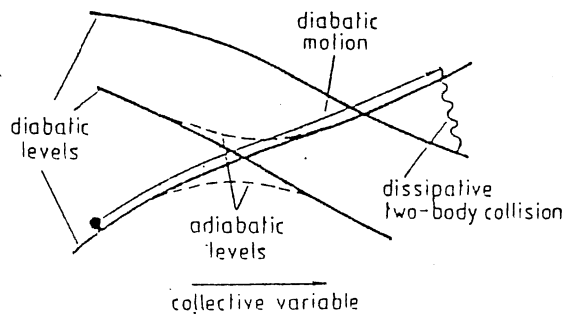


Fig. 5

考察中の問題の場合にも、Fig. 6 の
 ような diabatic 表示が便利である。
 真空として (一定の ω_{rot} における)
 最低エネルギー状態を採用しなければ
 ならない必要性はなく、物理的励起と
 して負エネルギー解を採用してもよい。
 この点は、強調される意義がある。
 いずれにせよ、真空が定義できることは
 多体問題的アプローチの出発点である。
 したがって、「回転系の殻模型」の
 成功は、イラスト線に沿って核の構造変化やイラスト領域での新しい型の
 集団運動の可能性を検討するための、舞台が提供されたことを意味する。

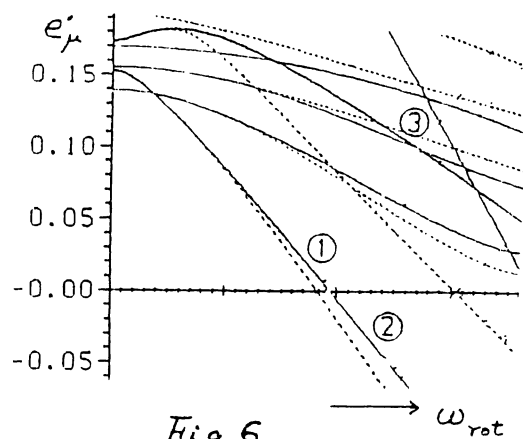


Fig. 6

diabatic 表示における物理的解の選択

転移核の非線型振動

(1) 転移核とは、平衡変形の大きさと零点振動の振幅が同程度である
 領域に位置する原子核のことである (Fig. 7)。これらの核の励起スペク
 トルの示すバンド構造は、振動と回転の中間的性質を示し、核構造の多体論
 にとって、その微視的理解は最大の難問のひとつである。

(2) この数年、重イオン衝突の分析に精力的に適用された時間依存の
 Hartree-Fock (TDHF) の方法は、転移核にも有用であろうと期待さ
 れている。TDHF では、集団運動は平均ポテンシャルの時間的发展とし

て記述され、この時間的发展は古典論的な非線型方程式にしたがう。この方法は巨視的描像が明快であり、かつ、大振幅集団運動の記述に適しているという長所のある反面、量子スペクトルを与えることができないという欠点がある。こうして、TDHFを越えた量子論の建設が基本的な課題となっている。

(3) 倉辻-鈴木は、任意のSlater行列式は一般化されたコヒーレント状態(GCS)と同等であることを着目し、GCS表示によって経路積分を定式化した。まず、stationary phase近似によって古典的極限としてTDHF方程式を導く：

$$\dot{z}_\mu = -\frac{i}{\hbar} \sum_\nu (g^{-1})_{\mu\nu} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial z_\nu^*},$$

$$g_{\mu\nu} = \frac{\partial^2}{\partial z_\mu^* \partial z_\nu} \log N_Z.$$

但し、 $z(t)$ はGCSを特徴づけるパラメータの組である：

$$|z\rangle = N_Z^{-\frac{1}{2}} e^{\sum_{\mu=1}^M z_\mu (a^\dagger b^\dagger)_\mu} |0\rangle,$$

$a|0\rangle = b|0\rangle = 0$, $(a^\dagger b^\dagger)_\mu$ は粒子-空孔ペアの生成演算子、 μ はそのラベル。

上式はTDHF方程式が(metric tensor $g_{\mu\nu}$ で特徴づけられる) $2M$ 次元位相空間内の古典的トラジェクトリを与えることを表している。それ故、この古典系が積分可能な場合には、トラジェクトリは M 次元の不変トーラス上に存在することになり、Einsteinの量子条件が適用できると考えられる。

(4) 問題はTDHFトラジェクトリが一般には非周期的であり、カオスとなることが予想される点にある。Fig. 8に示した簡単な3準位からなる殻模型というオモチャの場合、励起の自由度はわずか2個、位相空間は

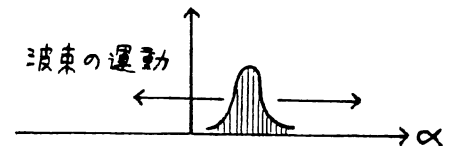
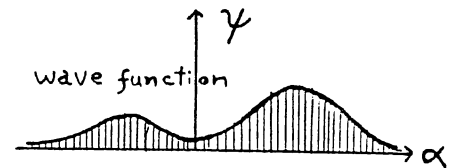
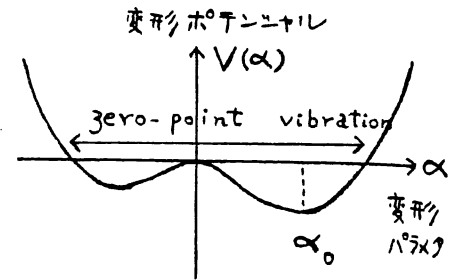
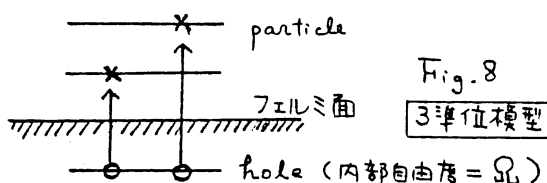


Fig. 7

TDHF描像による転移核

知られている。

それ故、
大次元のTDHF
位相空間の中から
積分可能な、
安定な部分空間を
抽出するという
課題に直面する。

実際、他の自由度
と decouple した
集団運動が存在する

ということは、このような部分空間を近似的に抽出することが可能であることを示唆している。このようにして、Beyond the TDHF の為には、この“集団的部分空間”の抽出を可能ならしめるような理論の建設が要請される。そのような試みの現状は、例えば、Suppl. Prog. Theor. Phys. で出版予定の K S I '82 フロツェングスによって見ていただきたい。

(5) ボソンの・集団的励起様式とフェルミオンの・単一粒子的励起様式の間“duality,” すなわち、平均ポテンシャルの運動に対する巨視的・古典論的描像とその中を運動する個別粒子運動に対する微視的・量子論的描像というお互いに対立する描像を統一的に理解する必要性は、核構造論の基本的課題としてよく強調されてきたところである。この課題については、両者の dynamical interplay を振動的に扱うことが可能な状況に対しては、(日本の研究グループが少なからぬ寄与をした)ボソン・フェルミオン mapping 理論、あるいは(コペンハーゲン学派による) Nuclear Field Theory など、著しい進展がみられた。これらの成果のうえに、70年代の後半から、集団運動が大振幅になり、両者の“相互作用”に対する非摂動論的な取扱いが必要とされる状況に対する挑戦が始まった。この課題に対するアプローチは、今後、転移核に限らず、核分裂や低エネルギー重イオン衝突の問題と結合する形で展開されるだろうと予想できる。

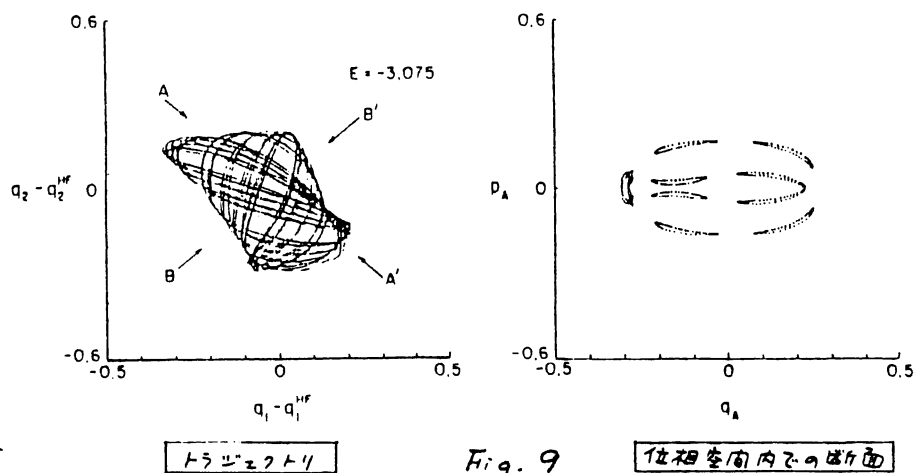


Fig. 9

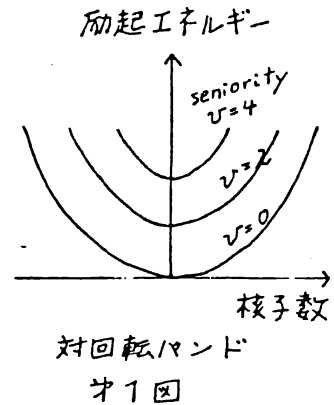
[Figures の出典: Fig. 1, Weiss, M.S., 1977, Fizika 9, Suppl. 3, 315; Fig. 2, Garrett, J. D. and Herskind, B., Proc. of the Daresbury Study Weekend, 1979, W. Galletly, ed.; Fig. 5, Nörenberg, W., Phys. Letters 104B(1981), 107; Fig. 9, Williams, R. D. and Koonin, S. E., Nucl. Phys. A391(1982), 72.]

有限多体系の相転移 — 原子核の場合 —

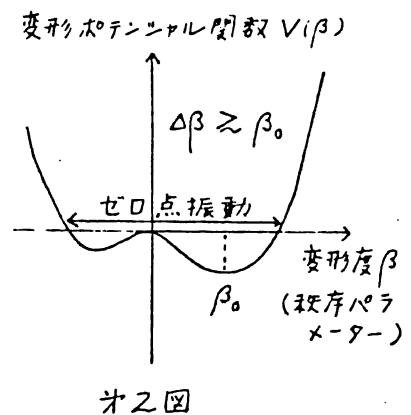
(報告: 松柳)

(1) 相転移は、ある空間内部での変形 (deformation) の発生によって特徴づけられる。ここで、“変形”とは Hartree-Fock-Bogoliubov 近似によって導入された平均ポテンシャルが、もともと多体系のもっていた対称性を破ることを意味する。相転移は、独立粒子モードの導入に伴って発生するものであるから、(独立粒子近似によって)破られた対称性を回復する集団運動が存在しなければならない。破られた対称性が連続群に伴うものである場合には、この集団運動は一般化された回転運動として定式化できる。この場合、変形によって、与えられた空間の中での“方向”を定義することが可能になるから、この方向を指定する角度演算子を力学変数として用いることによって集団運動が記述される。原子核の問題とされている相転移の例をあげると

- | | | |
|----------------|-----------------------|---------|
| | (破られた対称性) | (集団運動) |
| a) 四重極相関 | — 回転対称性 — | 集団的回転運動 |
| b) 対相関 | — 核子数保存則 — | 対回転モード |
| | (ゲージ不変性) | |
| c) 高スピン回転 | — 時間反転不変性 — | ? |
| d) クラスタ | — 空間反転不変性 — パリティ, 2重項 | 等々 |
| 核分裂 | | |
| e) π 中間子凝縮 | — スピン・アイソスピン — | ? |
| | 空間での回転対称性 | |



(2) 原子核のような有限多体系の相転移がチャー70でなく散漫な転移を示す原因は、平衡変形の大きさに比べて、多くの場合“ゆらぎ”が大きいからである。このことは、核子数や励起エネルギーあるいは角運動量の関数として核構造の変化を追跡してゆく際に、広大な転移領域が存在することを意味する。強い非線型効果のために、転移領域の集団運動は非常に複雑である。しかし、この領域に属する個々の量子状態の性質とその変化を追跡すること(分光学的研究)によって、相転移の機構に対する深い理解が可能となるはずである。

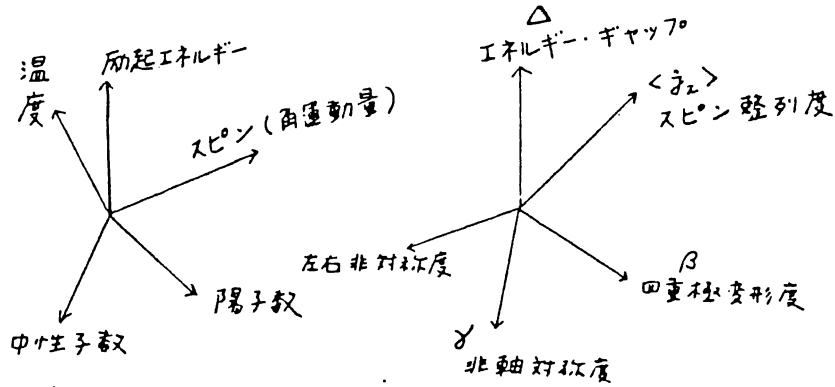


(3) 相転移の機構の研究を困難にしている重要な原因は、その多次元性 (multi-dimensionality) にある。すなわち、一つの型の相転移が他の型の相転移と強く結合して進行する場合が多く、多次元変形空間の中での経路 (path) を如何に決定するかが重要な問題となる。当然、異なる型の集団励起モードのあいだのモード・モード結合を

取扱う理論の建設が要請される。例をあげれば

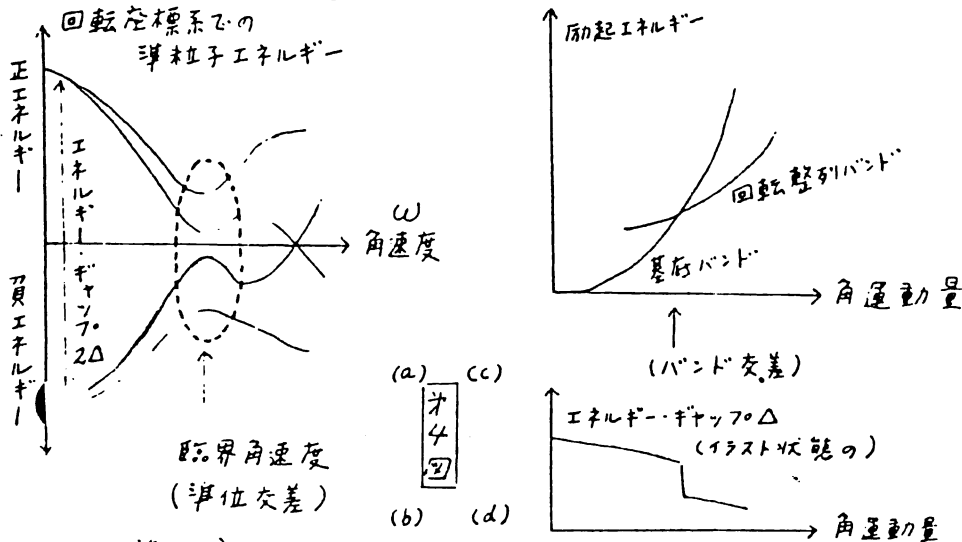
a) 球形核から変形核

への転移領域核の励起構造 — この場合には、超伝導状態を特徴づけるエネルギー・ギャップの時間的振動による“対振動モード”や、ゲージ空間内での回転モードとしての“対回転モード”が、四重極型集成的励起モードと強く結合する。



(条件の変化) — オ3回 — (多次元変形空間)

b) 角運動量の増大に伴う、変形核の内部構造の変化 — この場合には、集团的回転運動によって(回転座標系で定義された)準粒子モードに働く Coriolis 力のために、①個別準粒子(核子)の角運動量整列、②超伝導状態から正常状態への相転移、③核の形状変化が同時進行し、それらの相互関係が重要となる。



(a) (b) (c) (d) オ4回

集团的回転運動の角速度がある臨界点に達すると、準粒子の真空の構造が急激な変更を受ける。この臨界角速度に於て、対相関から解放され角運動量整列に参加する核子ペアの個数が増加する。当然、この臨界点付近で(内部状態における)角運動量のゆらぎが激しくなる。角運動量整列に参加した

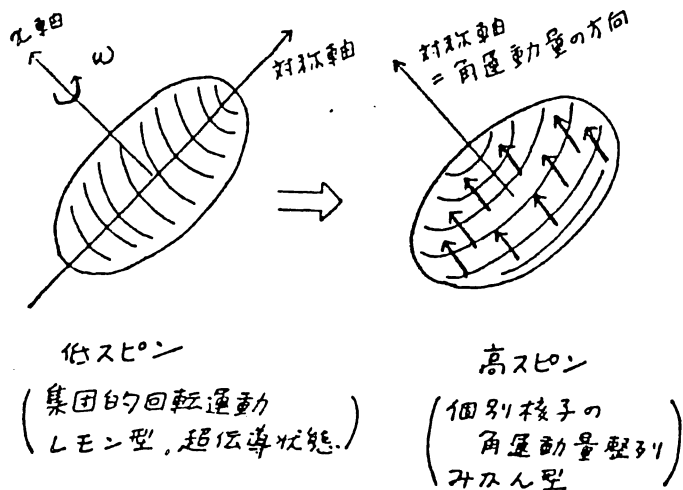


図5

核子ペアは、他の核子が Cooper ペアを形成するのを妨害する (フロッキング効果) ので、エネルギーギャップ Δ は減少する。基底状態で超伝導状態になっているレモン型変形核は、この様な“臨界現象”を何度か繰り返しながら、高スピンの極限で、みかん型変形した“強磁性体” (角運動量整列状態) のようになる予想されている。

(4) モード・モード結合の微視的理論にと、て基本的な課題は、自由度の重複によるパウリ原理の破れを克服することである。すなわち、いずれの型の集団励起モードや独立粒子モードも究極的には陽子・中性子の自由度に由来する訳だから、厳密にいえば、それらはお互いに直交しない。更に、変形ポテンシャルの殻構造 (shell structure) は変形度に強く依存するので、集団励起モードの微視的 (内部) 構造自体も変形度に依存して変化する筈である。この点の理論的解明が、極めて重要な問題になっている。

(討論)

- 植 藤 : (核の高スピンにおける状態変化は)、例えば地を回転させた時に *vortex line* が侵入するのと似ているようだ。
- 松 柳 : そういう見方もできる。最初 *irrotational flow* があってそこに個別 *spin* が入って徐々に剛体的になっていく。この転移を考える場合には、*super* から *normal* への転相関による転移と形の変化が同時進行する。
- 坂 東 : どうして時間反転不変性が破れるのか。
- 松 柳 : 実験室系での *Hamiltonian* を h_0 とすると実験室系での *Hamiltonian* は $h = h_0 - \omega j$ となり時間反転不変性を破っている。
- 植 藤 : その場合は角運動量と可換だから、全然集団運動に干渉ないわけだが…。
- 松 柳 : 私の予想では角運動量が偶のものど奇のものが *doubled* を作る。奇数核の場合には z 軸まわりの 180° 回転の対称性、すなわち *signature* について *doubled* をつくっているのではないかと思うがまだよくわからない。
- 佐 藤(昭) : *neutron star* の場合も回転 ω とうず糸が入る。原子核では核のサイズとうず糸のサイズがどうかということになるが、うず糸の方が大きかったように思うが…。もしそうなら原子核の中に入るといったことは起こりえないのか。
- 松 柳 : 文字通りの“うず糸”というのではない。
- 植 藤 : 図④の *level cross* すると二つの ω がけっまり違ってしまうから、うず糸が入るというようなことになるのだが。
- 松 柳 : この二つの性格はけっまり異なる。この *crossing* は *sharp* である。

核集団運動論の現段階について(報告:松柳)

1. "非調和効果"の意味するもの

重イオン反応を用いた核分光学や、二核子移行反応など、原子核の新しい側面をあばき出しうる実験方法の多様化と測定器の精度の向上などにより、不安定核も含めて広い領域にわたり、励起状態の電磁的性質、核子数の異なる核準位間の相関が系統的に調べられるにつれて、中重核の低い励起状態を特徴づける集団励起モードの"非調和性"がますます重要なものとして認識されてきた。60年代後半の核理論研究において、非調和性の定量的分析から、それらの(新しい運動形態をもたらすうえでの)機能の分析という課題が、京都グループにおいても意識的に追求されてきた。この中で、我々は、球形核、変形核に対して個別に展開されてきた、将来の理論の適用範囲は限られた狭い核領域をおおうにすぎず、むしろ、大部分の原子核は"転移領域"にあるものと考えなければならないこと、"非調和効果"といわれているものは、むしろ、原子核固有の運動形態、即ち、そのなかにこそ原子核という特有な多体系の示す運動の論理を見いさなければならない、と考えるに至った。

2. 多様な運動モードの導入と、それらの内的関連

現在知られている原子核の"素励起"(elementary modes of excitations)は、非常に多様であり、それらはまた、いくつかの種属と系列に分けられうるが、その多様な素励起モードが同じエネルギー領域で競合(interplay)するという点に原子核の特徴が著しい。ひとつの運動モードを、他と切り離して取り扱える課題の場合、現象論的モデルは積極的な役割を果たしてきたし、これからも果してゆくであろうが、現在の情勢は、原子核の多体論が単に"既製のモデルの基礎づけ"にとどまらず、もっと積極的に"核モデルの発展"という課題に寄与する段階にあると思われる。即ち、我々は"新しい多体論的モデルの提出"という目標のもとに前述の課題に取りくんでゆく情勢にきている。なぜなら"非調和効果"を"非調和効果"としてとらえる段階から、多様な質の運動モードの導入と、それらの相互制約、相互浸透のなかで把える段階にきているが故に、原子核多体系の運動の論理の解明(多体論)が、より強く求められているといえる。

3. 素励起概念の変更と新しい模型空間の設定

ここでは、前記の課題へのアプローチにおける一つの具体例として、よく知られた"phonon modes"の概念自身が、ごく最近の実験の進歩とともに、どのようにこわれ、どのようにしてより高度の素励起概念へと止揚されてきたかを述べたい。

(イ) 球形奇核の低い励起スペクトルは、準粒子と、偶系のフォノンという二種の独立なモードのおりなすスペクトルとして理解されてきた。この概念構成自身は"フォノン"がすでにBohrの現象論的フォノンでなく、粒子励起の立場から導出された60年以降も変わることなく続けられてきた。

(ロ) しかしながら、我々はすでにフォノンの微視的構造を知っており、フォノンの複合粒子的性格を考えると、これが準粒子と"共存"するとき、新しい相関が誘起されることを知ることができる。この相関は、フォノンと準粒子の間で準粒子を交換する『フォノン-準粒子相互作用』に基づく。

(ハ) この相関はある条件のもとで急速に成長して、出発点にとった2種の独立なモードという概念自身

を破壊する。この時点において、我々は対象を新たな運動形態＝着物を着た三準粒子モードとして捉えなければならなくなる。

(⇒) 更に、この相関が成長して、もはや、“(球形)超電導真空状態”自身を破壊する時点までくると、我々は新たに“新しい型の相転移”という課題にぶつかる。この課題は、従来のハートレー・フォック＋乱雑位相近似(RPA)という枠組では平均化されない運動、転移点近傍の“ゆらぎ”の問題を提起している。

奇核における、いわゆる“異常結合状態”は、以上の過程を示す典型的現象として捉えられ、実際この立場から、その構造変化の特徴が説明できる。この分析をふまえ、それを一般化して我々は、中重核の低い励起状態を記述する新しい模型空間の設定と、それによる系統的な分析を試みつつある。^{2),3)}ここで導入される素励起の系列と、それらにより張られる模型空間は、ある極限において従来の理論を含むものとなる。

4. 自由場を前提としない新しい理論構成

転移領域核の多体問題における基本的困難は、1). 従来の理論体系のように自由場の存在と、そのまわりでの振動といった基本的描像がそのままでは成り立たないこと。2). 運動形態自体が本質的に非線型であると考えられる点にある。転移核の理論というものが存在しない現在、世界的に様々な試みがなされるなかで、ボソン展開はこのための手段として広く用いられがちであるが、本来、ボソン展開は対象に対する第ゼロ次の物理的描像としてボソンの概念が良く成立し、それへの補正を扱う理論として登場したものである。したがって、もはや、転移核を扱う時のボソンはそのままでは数学的手段と化し、複雑な対角化計算の道具以上の意味をもちえなくなる。日本における多体問題グループは、むしろ、転移核の運動形態を特徴づける基本的相関を抽出し、それを表現する物理的演算子の従う運動方程式を、いくつかの補助条件のもとで解く方向で努力してきた。⁴⁾ それは、基本的には、伝統的な一体場近似、いいかえれば Hartree - Fock - Bogoliubov 近似からいかにぬけでるかという問題である。例えば、一体場の変形(角運動量保存則を破る近似)が必然的に回転運動をもたらすという従来の描像に満足せず、核回転に対する微視的理論⁵⁾が必要とされる理由は、(Bohr 模型におけるパラメータを粒子励起の観点から導くという意味にとどまらず)、“振動”と“回転”といった(異質な)運動を両極限において含む、より広い運動形態を記述する理論への第一ステップとして必要不可欠な課題になっている点にある。ここ二、三年の京都における集団運動グループは、主としてこの課題に対して積極的な寄与をしてきた。^{5),6)} その中で、今後の発展へむけてのいくつかの理論的武器をつみあげてきているといえよう。

以上の概観の中で、泉本(D3)は主として 2)に関連して二核子移行反応などを通じて四重極対相関の導入¹⁾と中重核第二励起状態近傍の構造を、松柳は主として 3)の具体例でのべた仕事を、²⁾ 山村、岩崎(D2)、松崎(D1)は主として 4)でのべた部分^{5),6)}を担っている。現在の“集団運動サブ・グループ”はこれらの構成要素から成立したものであるが、それぞれ独自の具体的課題に取り組んでいる。これらの間の関連は、現在のところ、この報告のごとくに整理できるが具体的な結合なり、再構成については、新しい人も含めて3年程度の展望のもとで考えてみたいと思っている。更に全国的な研究グループとの関連、

その組織についていえば、泉本が現在果しているような現象論的分析と多体問題の理論構造の分析の、戦略的な意味での結合が(プラグマテックでない結合が)必要であろう。

最後に、共同研究者の配置を明らかにする意味からも基本的な参考文献をあげておく。

- 1) T. Tamura, T. Udagawa and T. Izumoto Phys Letters 35B (1971), 129.
- 2) A. Kuriyama, T. Marumori and K. Matsuyanagi Prog. Theor. Phys. 45 (1971), 784 and ibid. 47 (1972); 498.
- 3) N. Kanesaki, T. Marumori, F. Sakata and K. Takada Prog. Theor. Phys. 49 (1973), 181.
- 4) T. Marumori, M. Yamamura, Y. Miyanishi and S. Nishiyama Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra Number (1968), 179.
- 5) D. H. E. Gross and M. Yamamura Nucl. Phys. A 140 (1970), 625.
- 6) M. Matsuzaki, M. Iwasaki and M. Yamamura Prog. Theor. Phys. 48 (1972), 2252.

原子核研究
Vol.50 No.5

報告集

私の中の永田さん

松柳 研一

永田さんは私利私欲のない人であった。
永田さんについて書きたいことは沢山あるが、
一言で言えばこの点に尽きる。
だから、永田さんを信用してきたし、
大学や社会のあり方について永田さんとたびたび交わした議論は
真剣だった。
私が京大に入学して最初に出合った研究者が
永田さんや、加藤さん、川合さんのような人だったので、
研究者とは本来そのような人々との思い込みが生じた。
これが現実認識としては必ずしも正確でないことに気づいたのは、
かなり後になってのことである。
そして、いま、時代の風潮は逆を向いている。
それでも、そうありたいとの思いは今も変わらない。

(2003.5.18)

理学部

評論

第7号 1979.7.10

できごと

- 1978年10月18日：評議員選挙参考投票。
中沢、武藤、恩地、小林(農)
加藤(幹)、川口、吉沢教授
の順。
- 10月19日：協議会で吉沢教授が評議員
に選出される。
- 10月～11月：宇宙・地球教室新営予定地
の遺跡発掘調査・・・平安期
の遺構出現。
- 1979年1月～3月：物理学教室増築予定地の遺
跡発掘調査。
- 1月～3月：構内環境保全、交通安全対
策についての論議すすむ。
- 2月8日：理学部長選挙、予備投票。
加藤(幹)、巽、浅井教授が
候補者となる。
- 2月15日：一般投票の結果、過半数で
加藤幹太教授が選出され、
教授会で確定。
- 3月14日：評議員選挙参考投票。
辻川、中沢、小林(農)、巽
浅井教授等の順。
- 3月15日：協議会で辻川教授が評議員
に選出される。
- 4月1日：理学部事務図書掛新設。

「京都大学構内遺跡調査に 関係して」

地質学鉱物学教室 石田 志朗

I 遺跡調査

京都大学構内遺跡の調査は、昭和47年の理学部
共同大講義室の地下や高槻の農場での発掘調査以来
実施されてきた。昭和52年、学内に埋蔵文化財研
究センターができ、そこで必要とされた調査は京都
大学遺跡調査会に委託している。以来組織的な発掘
調査によって、理学部植物園内の縄文時代後期の遺
構や宇宙物理学教室南の平安後期と推測される方形
古墓が発見された。

本部構内から南・西では、縄文・弥生土器も発見
されているが、主に平安時代以降の古文書にもとず
く研究のうらづけとなる遺跡の発掘が問題となる。
これは白川の扇状地の成因と関連していて、北部構
内・本部と教養部・西部から病院や薬学部そして熊
野寮へとしだいに新しい土地であることと関係があ
る。その意味で、「北白川扇状地と京都大学構内遺
跡」(藤岡謙二郎)や「北部構内の縄文・弥生時代
の地形復元」(泉 拓良)の報文が京都大学構内遺
跡調査研究年報(昭和52年度)にのっている。

京都大学構内の遺跡については、昨年の宇宙物理
学教室南の発掘調査の現地説明会資料に、旧石器時
代から江戸時代までの各時代に分けて、よく説明さ
れている。この冊子は説明会に参加され、お読みにな
った方も多いことと思われるので、構内遺跡の現在
の知識については省略する。

埋蔵文化財研究センター設立に至る過程で、研究
者は構内遺跡の全ぼうりをさぐり、それのらとって
建築計画をたてることを望んだ。しかし現実には3名
の調査員が建築計画に追われて、事前調査と立合調
査に手一ぱいである。このような組織ができるまで
に、構内の空地は大きな建物で埋まってしまう、現
在は古い建物をこわしてその場所に新しくつくるも
のが多く、また構内の建物はすでに過密状態と考え

観察記録が次の掘進計画のデータとされてきた。油田の探鉱・開発は主にボーリングで行われた。ボーリング技術や物理探査によって地質学的資料の収集は飛躍的に進歩した。しかるに近年大規模な土木工事が行われるようになって、設計のための調査法は進歩したが、工事の過程で地質学的記録をとることはなおざりにされているのは残念である。その理由についてはさまざまな観点から考えられるが、最大の理由は構築物を造ることに目的を集中し、その経済性をもとめることを急ぎすぎるからであろう。構築物の安全性とその周辺への影響とを追求するには、工事により直接変えられる自然のデータをまず大切に記録し評価する必要がある。自然史的観点を軸として、総合的視野に立ってものをみることもっと尊重されてよいのではなかろうか。

最初から目的をもって発掘して調査すること、たまたま工事現場などで人が掘るのをみていて情報をとるのとでは大きなちがいがあろう。また丹念な遺跡の発掘調査といえども、遺跡を破壊するものであることが指摘されている。この観点にたてば、調査しないで破壊することはもってのほか、調査してもその調査の内容自体が問題になるのである。遺跡調査の質と調査者の能力が問題となる。学問がもっと進歩し、完全な記録と保存を可能とする理想的な発掘ができるまで、遺跡の発掘は凍結すべきだという考えもある。しかし研究者は育つものであり、その能力をのばすには発掘調査の機会が適度に与えられ、さまざまな経験を積むことが必要であり、大きい視野とながれ見通しが重要であろう。

地質学者にとっては、考古学の発掘ではその地山のようにしがしりたく、また工事の掘削ではもう少し隣りまで掘ってほしいことも多い。地質学にとってはあらゆる場所が研究の対象となり、発掘調査と次元が異っても工事現場の観察は貴重な資料収集の場である。自然史的観点で工事現場に入りこみ丹念な仕事をしている研究者も数少ないが活躍している。しかしあくまで研究者個人のその時の研究目的で試料をうるための便宜であって、埋蔵文化財の調査の組織のようなものはない。

掘削に伴う観察記録・収積が続けられる一方で、宅地造成や道路の切り取りのセメントふきつけなどによって露頭が遮閉されることもある。地質学ではこのような場合、その後の研究が進み問題点がしぼられた段階で、再調査のためそこを「発掘」する事

態も起るのである。このようなときどのような処置がとられるか、京大構内遺跡調査にとっても同様将来の課題となろう。

考古学の研究は人類とかかわりのあるすべてのものが対象である。近年考古学に自然科学の研究が多くかかわってくるようになった。昨年度の特定研究「古文化財」の報告書をもみても、年代測定；環境と生活の復元；古文化財の材質・技法・産地；遺跡・遺物の調査法；保存科学などの分野がある。この中の自然環境の研究という課題は一つの大きな総合科学であり、地球と生物に関する学問の中の多くの分野を必要とする。

V 野外研究

^{14}C 年代測定を例にとっても、分析法の問題の他に、測定する試料について、植物体中の炭素に関して植物分類・生理学などが関係するし、土層中の物質の移動・溶脱・吸着・集積などに関連した土壌学、その層のつき方に関して地質学などと深く関係する。

このようなことは地質学についても同様である。実験室の仕事が多岐にわたり、精密化するほどに、野外の仕事の重要性、多方面からみた厳密さが必要となる。その点で現在の大学における教育・研究は野外の仕事の体制づくりが弱いように思われる。専門分野内における野外と室内研究の往復の重要性はいりまでもないことであるが、野外に多大の時間と費用をつぎこむようになった今、関連分野の野外研究の組織をつくるのが研究・教育、また機関の体制の上からも望ましいことではなかろうか。

ハイゼンベルグ計画について

物理学第二教室 松柳 研一

I まえがき

いわゆるオーバー・ドクター問題が叫ばれて久しい。問題の所在がこれほど明確になっているにも拘らず国の施策が全くなされていないとはどういうことであろうか。資質ある若い研究者が、その優れた能力を発揮する場所と地位を与えられていないということは、わが国の学術研究が重大な損失を被っているということである。学問・研究の進展を願うものは誰も、緊急に何らかの施策が講じられるべきことを強く望んでいる。この紙面をお借りして紹介

するハイゼンベルグ計画とは、西ドイツに於て 1978 年度から実施されている学術後継者育成のための特別措置である。この計画の実施により、1982 年度まで毎年 150 人迄のハイゼンベルグ奨励員が採用され、平均月額 2300 DM (1978 年度の場合) の奨励金が授与される。奨励員は全ての研究分野から選抜され、その任期は 5 年である。計画の実施のために西ドイツの連邦と各州政府から支出された金額は 1978 年度 620 万 DM (約 6.2 億円)、1979 年度 1300 万 DM (約 13 億円) であった。計画の考え方は以下に紹介するとおりである。学術研究に資質ある人材を確保するために、特に現在の段階に於て、緊急の措置が求められているという事柄の重要性が認識されさえすれば、この程度の計画は、わが国に於ても十分に実行可能であろう。問われているのは、わが国の政府要人や官僚の学術研究に対する理解の水準であり、研究者の熱意の程度ではなからうか。

II 計画の目的

ハイゼンベルグ計画の第一の目的は、非凡な能力をもっているという観点から選ばれた若い優秀な研究者を育成することにある。特定の専門分野への重点的助成が意図されているのではない。科学の研究水準を維持するためには、特に優れた能力をもつ研究後継者部隊を時機を逸することなく育成すること、このような人達を広い基盤の中から選択することが必要であるという認識がこの計画の出発点である。

(学術協議会会長ゲーヴェニッヒ教授はこのことを「第一級の東洋研究者は第二級の社会的には重要な癌の研究者よりはるかによい」と説明している。)

研究後継者育成のための特別措置は、これ迄は大学や研究機関の急速な拡大に伴う恒常的ポストの大量生産が行なわれていたために必要ではなかった。しかし、そのような拡大局面は終わり、研究後継者が恒常的ポストにつく機会が過去に比べて著しく減少した。既存のポストの大部分が比較的若い研究者達によって占められているために、ポスト補充の需要が少ない。(現在の高等教育機関教員の年齢構成からの予測によれば、今後 8~10 年のあいだわずか 2% のポスト (毎年約 300) しか学術後継者にひらかれない、とのことである。) この様な状況のため、研究や教育に非凡な素質を有する後継者部隊の若者達でさえ、科学研究以外の分野に職を求めようになり、科学研究が破滅させられるという危険

に直面している。ハイゼンベルグ計画はこの危険を防止しようとする。優れた能力に相応する奨励金を与えることにより、若い後継者達が数年間他の義務に煩わされることなく研究に専念できるようにする。そのことによって科学研究が支えられる。計画は、現在の研究上の進歩と、将来多くのポストが空いた時の科学研究のために卓越した後継者達の潜在力(ポテンシャル)を維持するという二つの目的を同時に実現しようとする。両方の目的は同等に重要である。

III 奨励員の地位

奨励員は自分自身の研究計画を実行したり、他の研究者の研究計画に参加したりして、自らの責任で、命令などに拘束されずに行動する。奨励員はドイツ研究共同体とも、彼(彼女)が仕事をする大学または研究機関とも労務関係や雇傭関係を結ばない。

奨励員は研究活動に従事する機関を自由に選択できる。選択の基準は、その機関で行う仕事や、そこで活動している研究者達との共同研究に対して彼が期待する研究上の利益であろう。奨励員は、彼の希望する機関が、彼を受け入れ、予定している研究に対して十分に整備の整った研究場所を提供する用意があるかどうかを自分自身で明らかにすること。その機関が奨励員を受け入れることによって独自の利益を明らかに得る場合にのみ、奨励員がその機関にとけこみ、共同研究の前提条件が充たされて相互の成果が創り出されることが期待できる。

奨励金支給によって奨励員には以下の義務が課せられる。1) 受け入れ機関で研究に従事し、その全力を研究活動に集中すること。2) 少なくとも彼の教授資格を保つのに必要な範囲で教育指導に参加すること。3) ドイツ研究共同体に 15 ヶ月毎に仕事と研究活動の状況について手短かに報告すること。

IV 奨励金・奨励期間

奨励金は H 2 号俸に相当する金額 (1978 年度平均 2,300 DM) であり、この他に各種保険の適用に関する規定が明文化されている。その他、物品費および旅費として毎月 200 DM 支給される。これを越える研究費は、通常の研究奨励金申請の制度を通じて申請できる。

奨励金は 5 年間の期限つきで、これ以上の延長は原則として考えられていない。3 年目にチェック・ポイントが設定されている。

V 資格要件

申請者は卓越した研究業績をおさめ、大学教授賞

格を与えられているか、またはそれと同等の資格を有していなければならない。^{*})

申請者はドイツ国籍を有し、原則として33才以下であること。(但し、例外規定がある。)資格条件が満たされているかどうかの審査はドイツ研究共同体の中央選抜委員会の責任でなされる。

^{*}) ハイゼンベルグ計画発足を発表した際の記者会見の様態を伝えるドイツ大学新聞(1978年2月)によれば、学術協議会会長ゲーヴェニッヒ教授は「この計画に奇跡を期待してはならない。そのようなことは意図されていないのだから。むしろ「希望のしるし」と考えて欲しい。」と強調している。ここでいう「奇跡」というのは「多くの研究者が現在任期付契約が満了し大学以外に職を捜さなければならなくなっていることから生じた社会問題の根本的解決」を意味している。このことから上記の資格要件が明記された背景を推察することができる。

VI 申請方法

申請はいつでもドイツ研究共同体^{*})に提出できる。申請に対する専門的審査は直ちにその後始められる。4~6ヶ月以内に決定がなされるよう努力する。ハイゼンベルグ計画の選抜委員会は年3~4回召集される。

^{*}) ドイツ研究共同体 = Deutsche
Forschungs-gemeinschaft (DFG)
ドイツ学術協議会 = Wissenschaftsrat

VII あとがき

周知のように、わが国に於ては既に、多くの研究者組織や高等教育・研究機関あるいは大学院生協議会等の自治組織から「オーバー・ドクター問題」解決のための注目すべきアイデアやいくつかの具体策が出されている。ここで西ドイツの状況を紹介した目的は、この種の計画の実施には何らの障害も無いはずであることを強調したいためであった。上に紹介したものは現実に実行されているものであって、もともとのハイゼンベルグ計画はこれよりはるかに高い理念を掲げていたのである。そこには、例えば、

ハイゼンベルグ教授職という別枠のポストを新設し、10年間の期限付きで毎年200人まで採用することが謳われていた。いくつかの法制上の障害を「飛び越えて」(ドイツ大学新聞の表現)実現されたものは、当初計画に比べて格下げされているとはいえず、それでも我が国の学術振興会奨励研究員制度の微々たる増加と比較するとき、一桁スケールの大きい計画になっていることを強調しておきたい

この報告は、物理学第二教室の研究計画委員会のもとにつくられた「若手人材確保ワーキング・グループ」の作成した資料に基づいて、それを筆者の責任で要約したものである。より完全な資料を入手するには、上記ワーキング・グループに問いあわせればよい。

学生実態調査について

植物生態研究施設 藤田 昇

1 まえがき

京都国大教組(京大・工繊大・教育大)では、今年1月に学生に対する共通アンケートを実施した。京大では723名分が回収され、全体についての詳しい報告が近く出されるとのことであるが、理学部学生の分のとりまとめにあたって関係上ここにその概要を報告する。

大学における教育の主体は学生であり、学生の自主性に依る教育が本来であると思うが、大学院生にも「学生化」傾向が見られるといわれる今日、今回のアンケート結果が大学における教育を再度考える一つの素材になると思われるので、理学部分(1回生31名、2回生45名、3回生73名、4回生55名)の回答を中心にいくつかの特徴を紹介したい。

2 生活実態

生活実態では、書籍代は1回生で最も少なく月平均5.2千円、4回生で最も多く月平均7.6千円であり差はない。自宅からの支送りは、自宅外生で3・4回生とも月平均5.2万円。アルバイトは全体の56%が行っており、その82%が家庭教師で、

クランキング模型とその応用

京大理 松柳研一

Cranking Model and Its Applications

K. Matsuyanagi

Department of Physics, Kyoto University

Diabatic as well as adiabatic representations of the rotating shell model (cranked shell model) for individual quasiparticle excitations in a uniformly rotating potential are discussed, and their recent applications to nuclear high-spin phenomena are reviewed. Much emphasis is placed on the problem of constructing the state vectors in the laboratory frame of reference, that are consistent with the intrinsic states determined by the RPA approximation based on the cranking model (rotating shell model).

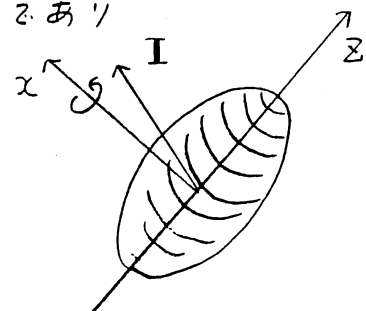
§1. 回転座標系での殻模型としてのクランキング模型

1) 基本的仮定

一様回転する座標系 (uniformly rotating frame) の存在から出発する。回転の角速度 ω_{rot} が基本的な集団パラメータであり

$$\omega_{rot} = \frac{\partial E_{rot}}{\partial I_x}$$

で定義される。角運動量 \mathbf{I} の大きさでなくその回転軸成分 (x 軸成分) に関して定義されていることに注意。これは2次元回転の近似である。これは $I \approx I_x$ のイラスト領域に対してはよい近似と期待できる。



2) 基本的性格

高速回転は準古典近似で取扱い，内部の粒子運動は微視的・量子論的に取扱う。イラストだけでなく，イラストからの particle-hole 励起（準粒子励起）によるすべての励起状態を統一的に記述するための基底を与える。したがって，高スピンの多様な回転バンドの分類に不可欠であるとともに，高スピン核構造の微視的理論の出発点となる。

3) 基本的パラメータ

角速度 ω_{rot} および変形度 $\beta, \gamma, \Delta_n, \Delta_p$ 等である。変形度は回転バンド毎に異なり ω_{rot} に依存して変化する。Nilsson 模型の一粒子エネルギーを $e_i(\beta, \gamma)$ と書くと，ハミルトニアンは

$$H = \sum_i (e_i(\beta, \gamma) - \lambda) c_i^\dagger c_i + \Delta \sum_{i>0} (c_i^\dagger c_{-i}^\dagger + c_{-i} c_i) - \omega_{rot} \hat{J}_x$$

で与えられる。これを対角化して「回転系での準粒子エネルギー・ダイアグラム」を得る。

4) よい量子数 (π, α)

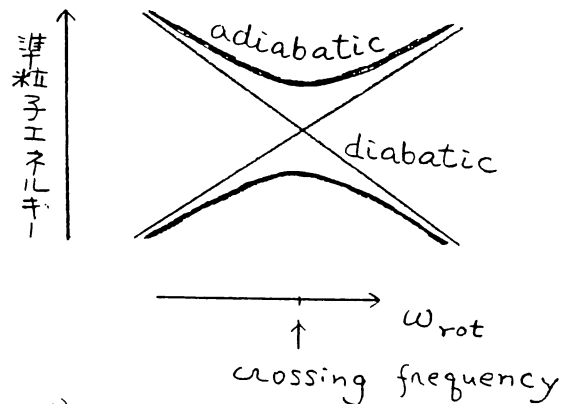
パリティ π とともに signature $r = e^{-i\pi\alpha}$ がよい量子数である。角運動量 I は $I = \alpha + \text{偶数}$ で与えられる。

5) 2つの表示

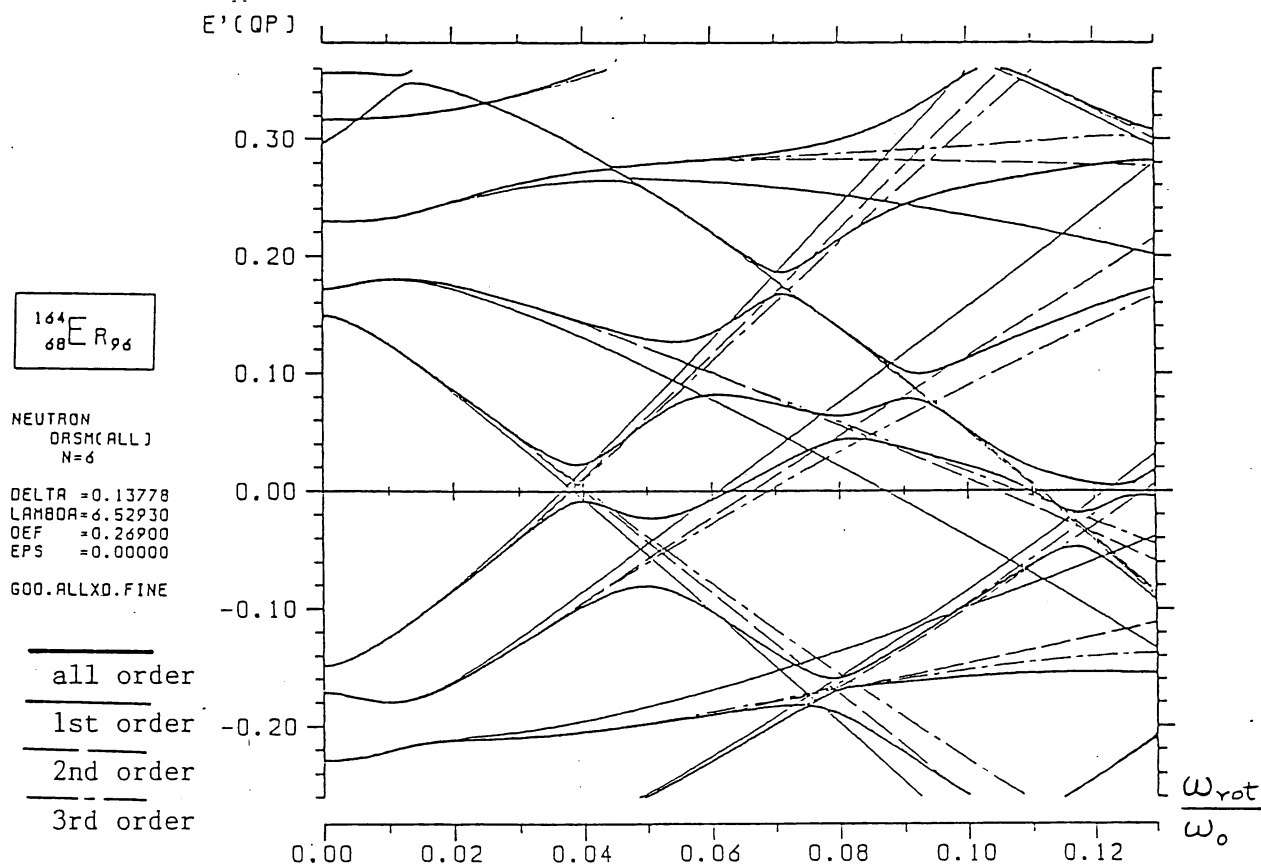
Diabatic 表示と Adiabatic 表示がある。前者は band-band 相互作用が弱い場合に有効であり，後者は強い場合に適している。

Diabatic 表示の構成法として Lund グループは数値的内挿法を用いているが，Shimizu-Matsuyanagi¹⁾ は自己無撞着集団座標法 (SCC法) を基礎とした角速度展開法を用いる。例えば，基底回転バンドの角運動量を

$$I_g(\omega_{rot}) = J_0 \omega_{rot} + J_1 \omega_{rot}^3 + \dots + (\text{singular terms})$$



と書き、バンド交差の影響である singular terms を捨て、Harris 公式の多項式に対応する regular な項を捨てる。一般のバンドの角運動量は準粒子角運動量の alignment も考慮して $I(\omega_{rot}) = I_g(\omega_{rot}) + \dots$ となる。 ω_{rot} 展開を有限次数で切断すれば Diabatic 表式が得られることを示しているのが下の図である。



6) 拡張

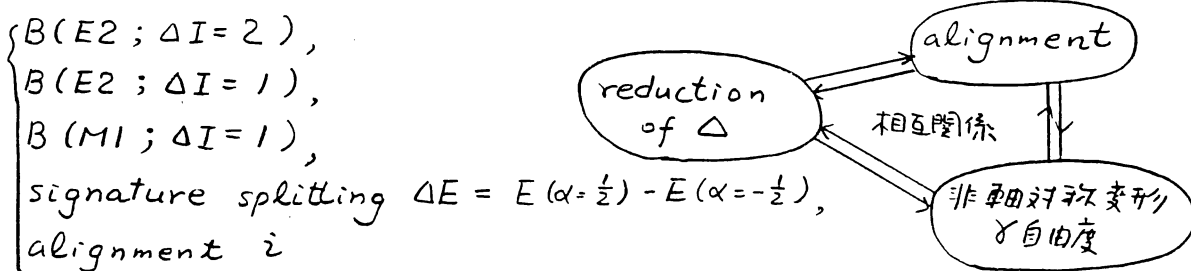
RPA, ボソン展開, SCC法など低エネルギー核構造に対して展開されてきた方法をUR系 (uniformly rotating frame) に適用し, 準粒子間残留相互作用を考慮する課題には, まだ始んど手がつけていない。

7) 最近の話題

a) Superdeformed band (巨大変形回転バンド) の発見と高スピン世界記録の大幅な更新. $^{152}_{66}\text{Dy}_{86}$, $I_{max} = 60 \hbar$.

- b) Band termination; oblate 構造と prolate 構造の競合
 $^{158}_{68}\text{Er}_{90}$ の $I \approx 40$ 方 領域
- c) Pairing 相転移に伴う臨界現象, $^{168}_{70}\text{Yb}_{98}$ の $\omega_{\text{rot}} \approx 0.4 \text{ MeV}$ 領域
- d) 高温・高スピン状態のうえに形成された巨大共鳴 (GDR, GQR)
 $^{111}_{50}\text{Sn}_{90}$, up to $E^* \approx 100 \text{ MeV}$
- e) 連続領域での rotational damping, $\Gamma_{\text{rot}} \approx 100 \text{ keV}$ for $^{168}_{70}\text{Yb}_{98}$
- f) 電磁遷移での異常性
 $B(E2; \Delta I = 1)$ の signature 依存性, $^{157}_{67}\text{Ho}_{90}$
 3準粒子励起バンドの $B(M1)$ の増大と signature 依存性, $^{165}_{71}\text{Lu}_{94}$

これだけ実験データがそろってきたら、理論家はバンド交差角速度を再現し各バンドの準粒子配位を同定するだけでなく、それぞれのバンド毎に



の ω_{rot} 依存性を統一的に説明しなければならぬ。
 こうすることにより、右側の図に示したように、これらの物理量から高スピ
 ンでの static と変形や dynamical と変形の役割などを知ることが可能に
 なるものと期待している。

§2. 実験室系での波動関数 (状態ベクトル) の構成法

電磁遷移や巨大共鳴の強度関数を計算するためには先ずこの問題を解決しな
 ければならない。

1) 基本的描像

particle-rotor 模型の描像に立脚する。フランクフルト模型は回転座標系で
 の内部波動関数 $\chi^{(\text{in})}$ に対する模型である。 $\omega_{\text{rot}} = 0$ の内部波動関数

を $\chi_{\alpha K}^{(\omega)}$ ($\omega_{rot} = 0$) と書けば、

$$\chi_{\gamma}^{(\omega)} = \sum_{\alpha K} C_{\alpha K}^{\gamma}(\omega_{rot}) \chi_{\alpha K}^{(\omega)}(\omega_{rot} = 0)$$

と展開されたとする。係数 $C_{\alpha K}^{\gamma}$ はクラッキング模型で計算されているので

$$|IM\rangle = \sum_{\alpha K} C_{\alpha K}^{\gamma}(\omega_{rot}) D_{MK}^I(\alpha\beta\sigma) \chi_{\alpha K}^{(\omega)}(\omega_{rot} = 0)$$

によって実験室系での波動関数を構成することができる。

2) クラッキング模型を出発点とする $\frac{1}{I}$ 展開

最初に物体固定座標系での量子数 K の意味をポテンシャルの対称軸 (Z 軸) から回転軸 (X 軸) に変更しておく。 D 関数の表現として Marshalek による²⁾ Holstein-Primakoff 型ボソン表現を採用する。例えば

$$D_{IK}^I \propto |IIK\rangle = \frac{1}{\sqrt{2I}} e^{i(I-K)\Phi} \frac{1}{\sqrt{(I-K)!}} (\tilde{b}^{\dagger})^{I-K} |KKK\rangle$$

と書ける。演算子 \tilde{b}^{\dagger} は $\Delta K = -1$, $e^{i\Phi}$ は $\Delta I = \Delta M = \Delta K = +1$ の機能をもつ。主軸座標系 (PA系) での角運動量演算子は

$$\hat{I}_+^{(PA)} = \tilde{b}^{\dagger} \sqrt{2\hat{I} - \tilde{b}^{\dagger}\tilde{b}}, \quad \hat{I} = I - i\frac{\partial}{\partial\Phi}$$

のように書けるから Holstein-Primakoff 型のボソン表現は $\frac{1}{I}$ 展開に適している。

$$Q_{2\mu}^{(lab)} = \sum_K D_{\mu K}^2 Q_{2K}^{(PA)}$$

において $D_{\mu K}^2$ のボソン表現は既に求まっているから PA系での演算子 $Q_{2K}^{(PA)}$ に対する微視的表現を得ることに成功すれば実験系での物理量の計算が可能になる。

3) $Q_{2K}^{(PA)}$ の微視的表式の求め方

実験室系 (lab系), 一樣回転系 (UR系), 主軸系 (PA系) という3つの座

標系間の関係は次のようになっている。

$$D_{MK}^I(\alpha\beta\gamma) = e^{iM(\alpha+\gamma)} D_{MK}^I(-\gamma\beta\alpha).$$

右辺の最初の因子が lab 系から UR 系への変換を、後の因子が UR 系から PA 系への変換を記述する。ただし、 $\Phi = \alpha + \gamma = \omega_{\text{rot}} t$ である。したがって

$$Q_{\lambda\mu}^{(lab)} = \sum_K D_{\mu K}^{\lambda}(\alpha\beta\gamma) Q_{\lambda K}^{(PA)} = e^{i\mu(\alpha+\gamma)} Q_{\lambda\mu}^{(UR)}$$

例えば、D関数を $\frac{1}{I}$ 展開して $I^{-1/2}$ の order の近似式は $K=I$ の部分空間では次のようになる。

$$\begin{aligned} Q_{2-1}^{(UR)} &= e^{i(\alpha+\gamma)} Q_{2-1}^{(lab)} = e^{i(\alpha+\gamma)} \sum_{\nu} D_{\nu-1}^2 Q_{2\nu}^{(PA)} \\ &\approx \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\hat{I}_-^{(UR)}}{I} Q_{20}^{(PA)} - \frac{\hat{I}_+^{(UR)}}{I} Q_{2-2}^{(PA)} + Q_{2-1}^{(PA)} \end{aligned}$$

ただし

$$\hat{I}_{\pm}^{(lab)} = e^{\pm i(\alpha+\gamma)} \hat{I}_{\pm}^{(UR)}$$

ランキン模型に基づいた RPA を実行すると Nambu-Goldstone モード

$$\Gamma^{\dagger} = \frac{1}{\sqrt{2I}} \hat{J}_-^{(RPA)}; \quad [H, \Gamma^{\dagger}]_{RPA} = \hbar\omega_{\text{rot}} \Gamma^{\dagger}$$

が現われる。演算子 $Q_{2-1}^{(UR)}$ に対する RPA 表現は、したがって、

$$Q_{2-1}^{(RPA)} = \langle Q_{20} \rangle \sqrt{\frac{3}{I}} \Gamma^{\dagger} - \langle Q_{22} \rangle \sqrt{\frac{2}{I}} \Gamma + \sum_n (\Lambda_n^{(-)} X_n^{\dagger} + \Lambda_n^{(+)} X_n)$$

となる。但し X_n^{\dagger} は signature $\gamma = -1$ の振動モードである。 $\hat{J}_{\pm}^{(RPA)}$ を $\hat{I}_{\pm}^{(UR)}$ と等値とみなせば、 $Q_{2-1}^{(RPA)}$ と $Q_{2-1}^{(UR)}$ の比較から $Q_{2\nu}^{(PA)}$ に対する RPA 近似の表式が決定できる。ランキン模型に基づいた RPA は UR 系で遂行されていることを忘れないことが大切である。

4) odd-A 核への拡張

準粒子に対する角運動量演算子を $\hat{j}^{(8P)}$ と書く。 odd-A核では

$$\hat{j}_{\pm}^{(RPA)} \iff \hat{I}_{\pm}^{(UR)} - \hat{j}_{\pm}^{(8P)}$$

という対応を要請する。この要請は、 $\omega_{rot} = 0$ の場合に Hara-Kusuno³⁾ によって採用された。 $\hat{j}^{(RPA)}$ を "core の角運動量" R に対応させるわけである。すると $Q_{2-1}^{(UR)}$ と $Q_{2-1}^{(RPA)}$ の比較から RPA 近似での $Q_{2-1}^{(PA)}$ の表式が次のように決定される。

$$Q_{20}^{(PA)} = \langle Q_{20} \rangle_{UR}$$

$$Q_{2-2}^{(PA)} = \langle Q_{22} \rangle_{UR}$$

$$Q_{2-1}^{(PA)} = \sum_n (\Lambda_n^{(-)} X_n^{\dagger} + \Lambda_n^{(+)} X_n) - \langle Q_{20} \rangle \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\hat{j}_-^{(8P)}}{I} + \langle Q_{22} \rangle \frac{\hat{j}_+^{(8P)}}{I}$$

5) Hamamoto-Mottelson の表式との比較

Hamamoto-Mottelson は triaxial rotor $\otimes j = \frac{1}{2}$ particle 模型の場合に次のような表式を導出している。⁴⁾

$$Q_{2-1}^{(PA)} = -\sqrt{\frac{3}{2}} Q_0 \frac{\hat{j}_2}{I} + Q_2 (2 \cdot (-1)^{I-\frac{1}{2}} + 1) \frac{\hat{j}_2}{I} \quad (HM)$$

才2項の中の因子 $(-1)^{I-\frac{1}{2}}$ によって $Q_2 \neq 0$ の場合の $B(E2; \Delta I = 1)$ の signature 依存性を説明できる。ここで Q_0, Q_2 は z 軸を量子化軸とした際の $\langle Q_{20} \rangle, \langle Q_{22} \rangle$ のことである。我々が上で得た表式において振動からの寄与を無視すれば

$$i Q_{2-1}^{(PA)} = -\sqrt{\frac{3}{2}} Q_0 \frac{\hat{j}_2}{I} + Q_2 \left(2 \frac{i \hat{j}_2^{(8P)}}{I} + \frac{\hat{j}_2^{(8P)}}{I} \right) \quad (\text{ours})$$

となる。ところで軸対称変形の limit では次の identity が成立する。

$$i \hat{j}_y^{(8P)} = (-1)^{I-\frac{1}{2}} \frac{\Delta E}{\hbar \omega_{rot}} \hat{j}_z \quad \text{但し } \Delta E = E(\alpha = -\frac{1}{2}) - E(\alpha = \frac{1}{2}).$$

$j = \frac{1}{2}$ の limit では $\Delta E = \hbar \omega_{rot}$ となるから、この極限で我々の得た表式は Hamamoto-Mottelson の表式に帰着する。なお、 $\Delta E = \hbar \omega_{rot}$ の limit で

は $Q_0 = Z R_0^2 \beta \cos \gamma$, $Q_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} Z R_0^2 \beta \sin \gamma$ とパラメトライズすれば

$$\frac{B(E2; \Delta I=1, \alpha=\frac{1}{2} \rightarrow \alpha=-\frac{1}{2})}{B(E2; \Delta I=1, \alpha=-\frac{1}{2} \rightarrow \alpha=\frac{1}{2})} = 3 \tan^2(\gamma - 30^\circ)$$

となるから $B(E2; \Delta I=1)$ の signature 依存性の実験データから非軸対称変形 γ の符号も決められる可能性がある。

上と同様な考察は $B(M1)$ に対しても行うことができる。

References

- 1) Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 70(1983)144, 70(1983)319, 71(1984)960, 72(1984)799, 72(1984)1017, 74(1985)1346, 75(1986)1161.
- 2) E.R. Marshalek, Nucl. Phys. A275(1977)416, A331(1979)429, Phys. Rev. C11(1975)1426.
- 3) K. Hara and S. Kusuno, Nucl. Phys. A245(1975)147.
- 4) I. Hamamoto, Proc. of the Niels Bohr Centennial Conference on Nuclear Structure, Copenhagen, 1985, ed. R. Broglia, G. Hageman and B. Herskind (North-Holland, 1985), p.129.

振動から転移領域にかけての奇核の励起様式

Elementary Modes of Excitations in Odd-Mass Nuclei lying from Vibrational to Transitional Region

Kenichi Matsuyanagi

Department of Physics, Kyoto University, Kyoto

ABSTRACT

With the aid of microscopic theory of collective excitations in spherical odd-mass nuclei proposed by Kuriyama, Marumori, Matsuyanagi and Okamoto, structures of collective excitations in odd-mass nuclei with mass numbers about 100 have been investigated systematically in recent years. The results of the analysis are briefly reported by putting special emphasis on giving a clear presentation of our underlying picture for low-energy excitations.

はじめに

振動領域から転移領域にかけての奇核の励起様式は非常に複雑であって、特に、集団励起の微視的構造に対する理論的研究は、近年になってようやく本格的に始められたばかりである。基研モレキュール型研究会「原子核の素励起とその相互作用」*)では、偶核と奇核とを関係づけながら、球形から転移領域核の集団運動の多体論にとりくんできたが、そこでの成果の中から主に奇核の問題を報告する。ここでは、理論の定式化よりも、むしろ、これらの励起様式に対して、我々がどのような描像に到達しているかを、伝統的な「粒子-振動結合模型」の描像との関係に注意を払いながら述べることにする。なお、具体的な解析結果は1975年度出版予定の「Supplement of Progress of Theoretical Physics」誌 No. 57に総合報告される予定なので、この報告論文ではすべて illustrative な figure だけを示すにとどめた。

*) この稿の内容に関係しているメンバーは、丸森、坂田(核研)、松柳、冬木、鈴木(京大)、高田、栗山、岡本、岩崎、中野(九大)、金崎(福歯大)である。

§1. 「準粒子-フォノン結合理論」の与える描像とその特徴

現象論的な「粒子-振動結合模型」のハミルトニアンは、よく知られておりとおり、

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{particle} + \mathcal{H}_{vibration} + \mathcal{H}_{coupling} \quad (1)$$

という構成になっている。核子間相互作用ハミルトニアンから出発する立場、すなわち微視的理論の立場からこの種の現象論的ハミルトニアンを導く通常の方法は「準粒子-フォノン結合理論(QPC)」^{1),2)}として知られており。対力+四重極力(P+QQ)模型³⁾のハミルトニアンから出発して考えよう。

$$H = H_0 + H_p + H_{qq} \quad (2)$$

ここで、 H_0 は、殻模型の単一粒子ハミルトニアン、 H_p は対相関力、 H_{qq} は四重極相関力をあらわすハミルトニアンである。通常、Bogoliubov変換により、対相関力の主要な効果を一体場近似の意味で取り入れて、準粒子表示に移る。

$$H \Rightarrow H'_0 + :H_p: + :H_{qq}: \quad (3)$$

ここで、 H'_0 は準粒子の自由ハミルトニアン、 $:H_p:$ と $:H_{qq}:$ が準粒子間相互作用をあらわす。 $:H_{qq}:$ は次のような構成をもっている。

$$:H_{qq}: = H_x + H_v + H_y + H_{EX} \quad (4)$$

この、それぞれの意味をグラフで表わすと Fig. 1 のようになる。

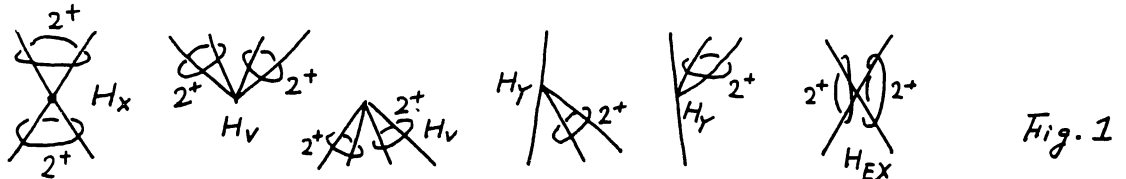


Fig. 1 では、角運動量 2^+ にくんだ準粒子対の生成、消滅、散乱過程が示されていいる。通常の理論的扱いでは(3)において、対相関力の残留相互作用である $:H_p:$ と、角運動量の組みかえを伴う H_{EX} は無視される。

$$\left. \begin{aligned} H &\Rightarrow H^{(0)} + H_y \\ H^{(0)} &= H'_0 + H_x + H_v \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

通常の RPA 近似では $H^{(0)}$ のはたらきによって Boson 励起子としてのフォノンモードが構成され、 H_y は奇準粒子とフォノンとの相互作用項を与える。この意味で、 H_x と H_v は (フォノンの) 構成力 (constructive force) として、 H_y は相互作用力 (interactive force) としての役割を果たしている。「準粒子-フォノン結合模型」⁴⁾ は模型空間として、「ideal-Boson-Fermion-space」が設定され、ハミルトニアン(5)は、この模型空間に次のように翻訳される。

$$\begin{aligned}
 H \rightarrow \mathcal{H} &= \mathcal{H}_{gp} + \mathcal{H}_{ph} + \mathcal{H}_{coup} \\
 \mathcal{H}_{gp} &= \sum_{\alpha} E_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}, \quad \mathcal{H}_{ph} = \omega_2 + \sum_M X_{2M}^{\dagger} X_{2M} \\
 \mathcal{H}_{coup} &= \sum_{\alpha\beta} \bar{\chi}_{\alpha\beta} \{ X_{2M}^{\dagger} + X_{2M} \} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} H \rightarrow \mathcal{H} \\ \mathcal{H}_{gp} \\ \mathcal{H}_{coup} \end{aligned}} \right\} (6)$$

ここで X_{2M}^{\dagger} はフォノン生成演算子 (Boson) であり, a_{α}^{\dagger} は奇準粒子の生成演算子 (ideal Fermion) である。両者はお互いに独立な素励起モードとして, 交換関係

$$[X_{2M}, a_{\alpha}^{\dagger}] = 0, \text{ etc.} \quad (7)$$

を満たす。Boson 展開法では (6) で与えた各項の他に, 他の型の種々のフォノン-準粒子相互作用項が導かれるが, QPC では (6) がそれに対して良い近似になつておると考える。QPC ではハミルトニアンと同様にして, 四重極演算子も「ideal-Boson-Fermion space」での演算子として次の様に近似的に与えられる。

$$\hat{Q}_{2M} = Q_M \{ X_{2M}^{\dagger} + X_{2M} \} + \sum_{\alpha\beta} g_M(\alpha\beta) a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \quad (8)$$

QPC の描像の特徴はフォノンと奇準粒子が独立な素励起モードとして想定されておることから, (6) において \mathcal{H}_{coup} を無視したときの基底ベクトル, すなわち

$$a_{\alpha}^{\dagger} |0\rangle, a_{\alpha}^{\dagger} X_{2M}^{\dagger} |0\rangle, a_{\beta}^{\dagger} X_{2M}^{\dagger} X_{2M}^{\dagger} |0\rangle \dots \text{ etc.} \quad (9)$$

という状態がオゼロ次の描像として成立することが仮定されておると考えなければならぬ。さて, これらの基底ベクトルからなる完全系の特徴は, それの中の状態が (E2 遷移の強さによって測られる) 「phonon band」という概念で特徴づけられる, いくつかの状態群 (band) に分類されることにある。

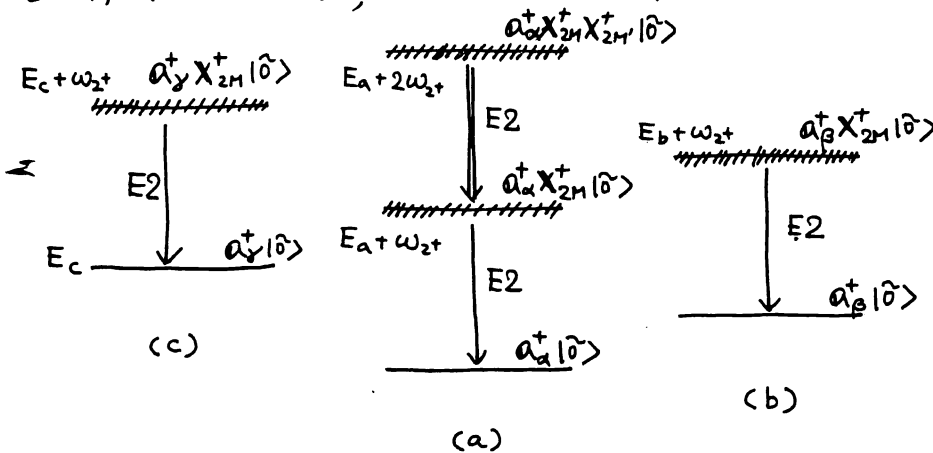


Fig. 2

Fig. 2 において, 異なる phonon band は奇準粒子の存在する orbital の違いによって区別され, 同一のバンド内では E2 遷移が enhance され, 異なる

バンド内では hinder されることは (8) の四重極演算子の形から容易に理解されよう。我々は以下に、これらの描像が、現実の奇核の低い励起状態に意味をもちうるものかどうかを検討しよう。

§2. 集団的3準粒子相関を生みだす素過程としての新しい型の「準粒子-フォノン相互作用」

我々は、RPA で与えられるフォノンは、現象論的模型のフォノンとは異なり、「着物を着た2準粒子モード」としての微視的構造をもつ複合粒子であることを知っている。すなわち RPA では準粒子の2体相関が new-Tamm-Dancoff 近似の意味で対角化されている。

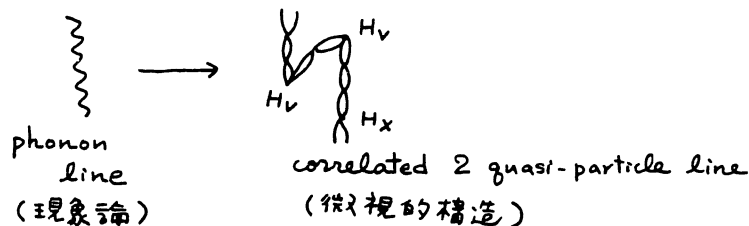


Fig. 3

(フォノンの生成演算子 X_{2M}^+ は基底状態 $|0\rangle$ から励起 2^+ 状態へ seniority を 2 だけ transfer することによって特徴づけられる。transferred seniority = 2.) この複合性を考慮すると、我々は QPC で取りあげた $\mathcal{H}_{\text{coupl}}$ の他に、次の様な新しい型の coupling を考えることができる。

$$\mathcal{H}_{\text{new}} = \sum_{\alpha\beta} k_{\alpha\beta} X_{2M}^+ X_{2M} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \quad (10)$$

\mathcal{H}_{new} はフォノンを構成する準粒子と奇準粒子のあいだの Pauli 原理に基礎をもつものであり、Boson 展開法では「kinematical anharmonicity⁶⁾」と呼ばれているものである。 \mathcal{H}_{new} の特徴は、それが、集団的3準粒子相関を生みだす素過程を与えることである。例えば、1準粒子 ⊗ 1フォノンから成る多重項状態に対する \mathcal{H}_{new} の効果を考えよう。

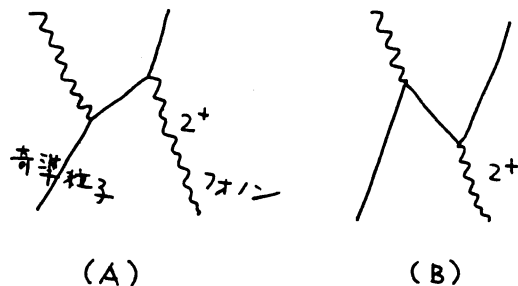
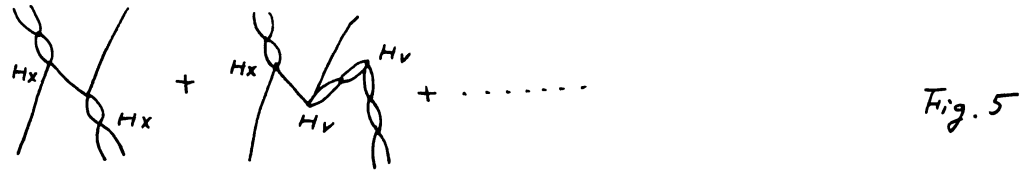


Fig. 4

Fig. 4 に於て、(A) は通常の coupling を、(B) は新しい型の coupling をあらわしてあり、(10) はフォノンを構成していた準粒子対と奇準粒子とのあいだの組みかえ過程を近似的に表現したも

の他にならない。このことは (B) を次のような対称する微視的ダイアグラムに焼き直しと見ることにより理解されよう。



状態は、3, 7, 11, ... 準粒子状態の重畳になっており、もし基底状態相関を無視すれば、これは3準粒子状態に帰着する。ここに注意すべきことは、フォノンを構成するときに加らした H_x, H_v (constructive force) がここでもまた3準粒子相関を生み出しといることである。このことは次のことを予想させる。すなわち、2準粒子相関が強くなるほど (フォノンのエネルギーが低くなるほど)、3準粒子相関もまた強くなる。この予想は3準粒子相関が、単なるフロッキング効果と異り、 H_x, H_v による dynamical な過程であることの反映である。3⁻励起のように \mathcal{H}_{new} の効果が振動的に取り扱える場合と異り、2⁺フォノンの場合には \mathcal{H}_{new} の効果を「ある部分空間のなかで」対角化する必要のあることは Tokyo Conference で Mottelson が指摘していたことであり、⁵⁾ また Boson 展開法による丸森、山村らの非調和効果の分析の結論でもあった。⁶⁾ 我々が興味をもつのは、まさにこのような状況である。

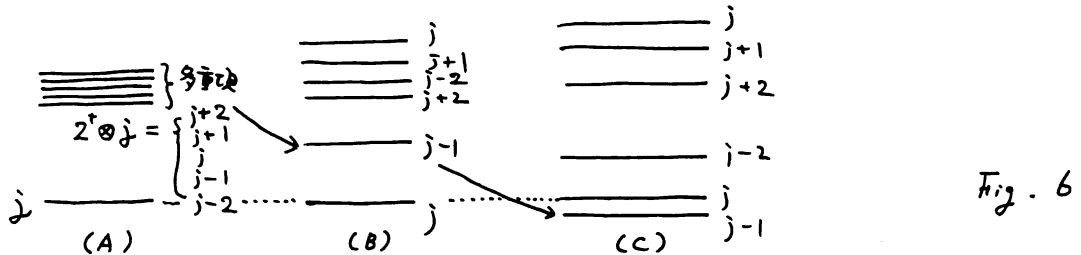


Fig. 6 は 1 準粒子 \otimes 1 フォノンよりなる degenerated multiplet が \mathcal{H}_{new} の効果によつて分離し、やがて全く異質なスペクトルを実現してゆく過程を示している。我々が興味があるのは (C) のような状況である。

§3 「着物を着た3準粒子モード」としての異常結合状態の微視的模型⁸⁾

$1f_{7/2}^-, 1g_{9/2}^+$ や $1h_{11/2}^-$ などの high spinかつ unique parity の orbital を奇準粒子の chemical potential が横切るような核種において、スピン j の状態 (1 準粒子状態) のすぐ近傍に異常なスピン $I = (j-1)$ をもった状態が出現することは古くから知られていたが、最近、このような異常結合状態 (ACS) の実験データは30以上の核種について蓄積されており、更に、これらの電磁的

性質まで知られてきた。隣りの偶核との対応でスピン $(j-1)$ 状態とスピン j 状態のエネルギー差の systematics を行なってみると、我々は ω_{2+} と $\{\omega_{j-1} - \omega_j\}$ とのあいだに著しい相関関係があることに気付く。すなわち、両者の N 又は依存性は全く同様な変化率を示している。更に、 $(j-1)$ 状態のオが j -状態よりもエネルギーが低くなっている核の隣りの偶核では除々に rotation-like なスペクトルに近づいていることがわかる。このことは $(j-1)$ 状態の lowering と田重極変形への不安定性の成長機構のあいだの密接な関連を示唆している。これに関連して指摘しなければならない点は、Bohr, Mottelson が昔、 $(j-1)$ 状態の出現を "onset of deformation" として扱ったことである⁹⁾。このことは Bohr 模型での aligned coupling scheme に基づけば「ただちに理解される。実際には、これらの核に安定変形が生じているという証拠は乏しいが、振動領域から転移領域に近づいてきていることだけは明らかであると考えられる。

さて、ACS の性質として著しい特徴は

- (1) strikingly enhanced $B(E2; j-1 \rightarrow j)$
- (2) hindered $B(M1; j-1 \rightarrow j)$
- (3) $S_{j-1} \approx S_j$
- (4) extremely small S_{j-1} factor in (d, p) reaction ... etc.

があげられる。特に (1) の事実は ACS の集団励起状態としての構造を最も端的に反映しているものであって、殻模型での単純な j^2 配位計算では説明されない。この事実は、Inamura,¹⁰⁾ Ikegami,¹¹⁾ Sano 達によつて注目された。

一方、ACS は QPC が break down する典型的な現象としても知られてきたが、この基本的原因は QPC では δ^2 で述べた \mathcal{H}_{new} の効果が完全に無視されてきたところにある。何故なら、ACS こそ \mathcal{H}_{new} の効果が高度に成長した現象として扱えられるからである。こうして我々は

「着物を着た 3 準粒子モード¹²⁾」としての ACS の微視的模型に到達する。フォンの生成演算子が transferred seniority = 2 の特徴づけられることと類似的に、着物を着た 3 準粒子状態の生成演算子 Υ_2^+ は transferred seniority = 3 によつて特徴づけられる。この観点にたてば、偶核の 2^+ フォノンが低エネルギーの素励起と

扱えられるのと類似的に、スピン $I = (j-1)$ をもつ ACS こそ奇核の素励起モードが典型的な形をもつて実現したものととして扱えられる。注目すべきことは、この新しい型の素励起モード Υ_2^+ は Fermion 型の交換関係に従うことである。

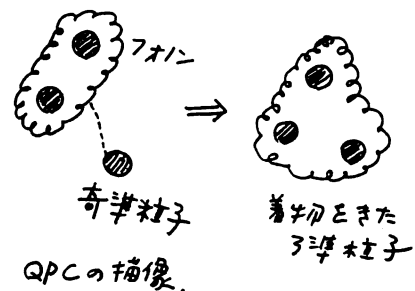


Fig. 7

$$[H_0' + H_x + H_v, Y_\lambda^+] = \omega_\lambda Y_\lambda^+ \quad (11)$$

NTD
近似

$$\{Y_\lambda, Y_\lambda^+\} | \Phi_0 \rangle = \delta_{\lambda\lambda} | \Phi_0 \rangle. \quad (12)$$

ACSに對するこの模型の予言する性質は次のようになる。

(1) strikingly enhanced $B(E2; j-1 \rightarrow j)$

(2) $B(M1; j-1 \rightarrow j) = 0$

(3) $f_{j-1} \approx f_j$

(4) $S_{j-1} = 0$

弱い M1-遷移と小さな S_{j-1} -factor は着物を着た 3準粒子モード (dressed 3QP mode) と 1準粒子モード (1QP mode) の弱い coupling によつて説明される。すなわち、我々は dressed 3QP modes と 1QP modes によつて張られる「quasi-particle - new-Tamm-Dancoff-space」を模型空間として採用してあり、この模型空間ではハミルトニアンは次のような「有効ハミルトニアン」を表現される。

$$H = H_0' + H_x + H_v + H_Y$$

$$\Rightarrow H = \sum_\alpha E_\alpha a_\alpha^+ a_\alpha + \sum_\lambda \omega_\lambda Y_\lambda^+ Y_\lambda + \sum_{\alpha\lambda} \bar{\alpha}(\alpha\lambda) \{ Y_\lambda^+ a_\alpha + a_\alpha^+ Y_\lambda \} \quad (13)$$

$$\text{但し, } a_\alpha^+ \equiv a_\alpha^+ | \Phi_0 \rangle \langle \Phi_0 |, \quad Y_\lambda^+ \equiv Y_\lambda^+ | \Phi_0 \rangle \langle \Phi_0 |. \quad (14)$$

(13)式のオミット項が coupling 項を表わしてゐる。スピン(j-1)状態の場合、couple する相手の 1QP mode は次の major shell にある $f_{7/2}^+$ や $g_{7/2}^-$ であるために、この効果が非常に弱くなり、このことが、ACS をして「典型的な形での dressed 3QP mode」が純粹に顔を出して来た現象として捉えられる条件となつてゐる。

$$| j-1 \rangle = \underline{\text{large}} Y_\lambda^+ | \Phi_0 \rangle + \underline{\text{very small}} a_{j-1}^+ | \Phi_0 \rangle \quad (15)$$

1QP mode との coupling が非常に弱くなる理由は、unique-parity orbital の存在という shell 構造の特殊な条件に負つてゐることは明らかであるが、ここでも次の点も注意しておかなければならない。すなわち、(j-1)状態の場合、(13)式における effective coupling strength $\bar{\alpha}(\alpha\lambda)$ が spin-flip 型の行列要素 $\langle f_{7/2}^+ \| r^2 Y_2 \| g_{7/2}^- \rangle$ を含み、この値が小さい為に、 $\bar{\alpha}(\alpha\lambda)$ 自身が小さいことである。この点はスピン(j-2)の状態を考へる時には大切になつてくる点であり、實際、この場合にあらわれる行列要素 $\langle d_{5/2}^+ \| r^2 Y_2 \| f_{7/2}^+ \rangle$ は spin-non-flip 型であるために $\bar{\alpha}(\alpha\lambda)$ は比較的大きく coupling の効果は無視できない。この事情は他の shell 領域にも共通で、例えば fp-shell 領域の $(f_{7/2}^+)^n$ 計算に對する $P_{3/2}$ -orbital の影響が無視できないのは、これがスピン(j-2)の場合に對して

ている為であると考えられる。

§4 3準粒子相関の成長機構及び他の模型との関連

提案された(ACSに対する)模型が, j^n 配位の殻模型の現代版と位置づけられる Kisslinger の「3QP intruder 状態」¹⁵⁾ と QPC の統一的模型になってくることを示そう。Dressed 3QP mode の運動方程式(11)は次のように書ける。

$$\begin{vmatrix} \chi S_p - 1 & \chi S_p \\ \chi S_c & \chi S_c - 1 \end{vmatrix} = 0, \quad (16)$$

$$\text{ここで } S_p \equiv \frac{1}{3} \frac{Q^2(\text{pp}) C_I \{4E_p + \omega'_\lambda\}}{(2E_p)^2 - (\omega'_\lambda)^2}, \quad S_c \equiv \sum'_{bc} \frac{Q^2(bc)(E_b + E_c)}{(E_b + E_c)^2 - (\omega'_\lambda)^2}, \quad (17)$$

$$C_I \equiv 1 + 10 \left\{ \begin{matrix} j & j & 2 \\ & I & 2 \end{matrix} \right\} - \delta_{jI} \frac{20}{4j^2 - 1}, \quad \omega'_\lambda \equiv \omega_\lambda - E_p, \quad (18)$$

$$Q(bc) \equiv \frac{1}{\sqrt{5}} (b \| r^2 T_2 \| c) (u_b v_c + v_b u_c), \quad (19)$$

であり χ は四重極力の強さである。(16)式において $(\chi S_p - 1)$ の部分は unique-parity orbital p における "intruder" state の固有エネルギーを与える。(正確には, これを NTD 近似に拡張したものになってくる。) $(\chi S_c - 1)$ の部分は QPC における $7+1$ の dispersion eq. と同じ構造をしてくるが, この shell model space から unique parity orbital p が除外されたものになってくる。両者は(16)の非対角要素を通じて強く相互作用する。すなわち "intruder" state と "phonon" state はお互いに独立に, 孤立して存在できない。いま, unique parity orbital p を valence-shell と考え, ここに励起された3準粒子を "valence-shell cluster" と呼べば, これは "valence-shell cluster" と ¹⁶⁾ "core" の "phonon" が強く相互作用してくる描像に他ならず, Alaga 模型の描像に帰着する。さて, 何故この相互作用によってスピン $(j-1)$ 状態だけが特にエネルギーが下がるかの理由は(18)式の3準粒子相関因子 C_I の性質から直ちに与えられる。すなわち $6-j$ symbol の次の性質

$$\begin{cases} \left\{ \begin{matrix} j & j & 2 \\ & I & 2 \end{matrix} \right\} > 0 & \text{for } I = j-1 \\ \left\{ \begin{matrix} j & j & 2 \\ & I & 2 \end{matrix} \right\} < 0 & \text{for } I \neq j-1 \end{cases} \quad (20)$$

から, $I = (j-1)$ に対してのみ C_I が強くなり, これは "effective" には, $(j-1)$ 状態に対してのみ四重極力の強さ χ が大きくなることと同等である。

さて, "3QP cluster at orbital p " と "core phonon" の強い相互作用のもとで, 実際には, (16)式は次のより単純な方程式に帰着される。

$$\chi^{-1} = S_p + S_c \quad (21)$$

この方程式の解の振舞いはRPAのそれと大局的には類似してゐるが、臨界点近傍では次のように注目すべき違いを示す。dressed 3QP modeの励起エネルギー ω_λ がrealからcomplexに転じる臨界点は

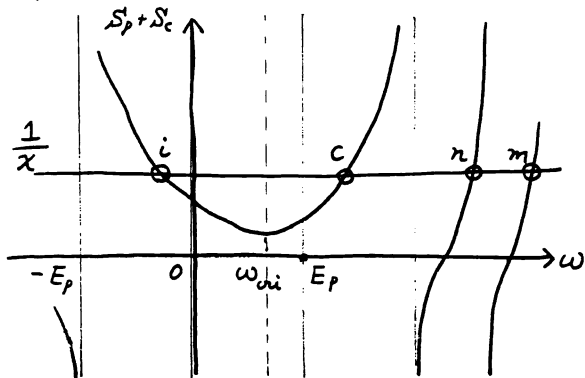
$$\frac{\partial}{\partial \omega} (S_p + S_c) = 0 \quad (22)$$

の解として与えられ、その解 ω_{ci} は一般に

$$(2\sqrt{3}-3)E_p \leq \omega_{ci} \leq E_p \quad (23)$$

の範囲にあることが証明される。ここで E_p は1QP状態のエネルギーであり、(23)は

(j-1)状態とj-状態の逆転がおこった後も spherical BCS真空はまた安定であることを意味してゐる。この事実は前述した Bohr-Mottelson の昔の予想とは異なるが、そのような逆転のおこる核では spherical から deformed への相転移がまさにおこらんとしてゐることは間違いない。ちなみち相転移の直前という意味で (j-1) 状態が j-状態より低くあらわれる核は 転移核 (transitional nuclei) といえよう。このことは隣りの欄核が、rotation ではなく quasi-rotational なスペクトルを示してゐる事実と consistent である。



c: collective な解
n, m, ... : non-collective な解
i, ... : unphysical な解

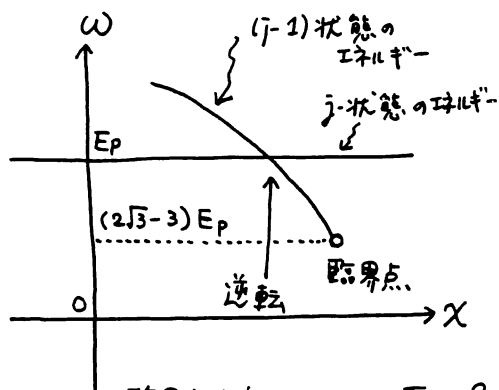
方程式 (21) の解

Fig. 8

§5. I, Cs, La, Mo, Ru 領域における

ACS-like な構造をもつ 集団励起
状態の系統的な出現¹⁷⁾

I, Cs, La 核の領域では $1g_{7/2}^+$ + $2d_{5/2}$ orbitals の近傍に fermi 面 (chemical potential) が位置してゐる。最近の実験データは、1QP 状態である $5/2_1^+$, $7/2_1^+$ 状態の近傍に集団的な性格を示す $5/2_2^+$, $3/2_1^+$ 状態が系統的に存



臨界点近傍の振舞い. Fig. 9

在することを明らかにしつつある。¹⁸⁾ この $5/2_2^+$, $3/2_1^+$ 状態は ACS と類似した電磁的性質を示す。

- (1) enhanced $B(E2; 5/2_2^+ \rightarrow 7/2_1^+)$, $B(E2; 3/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+)$
- (2) hindered $B(M1; 5/2_2^+ \rightarrow 7/2_1^+)$, $B(M1; 3/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+)$
- (3) $g(5/2_2^+) \approx g(7/2_1^+)$, $g(3/2_1^+) \approx g(5/2_1^+)$

このことから, Fig. 10 のような概念図を得ることができよう。すなわち, $g_{7/2}$

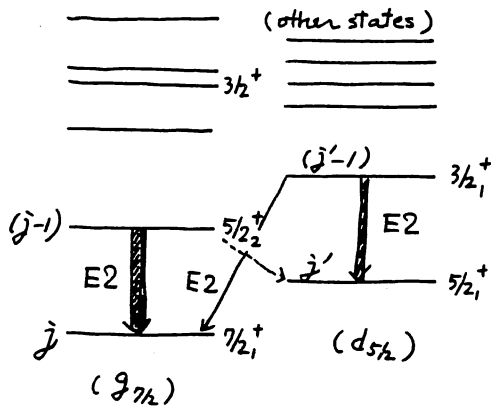


Fig. 10

orbital に関係した $(j-1)$ 状態が $5/2_2^+$ 状態であり, $d_{5/2}$ -orbital に関係した $(j-1)$ 状態が $3/2_1^+$ 状態と考えられる。このこと¹⁸⁾ は ^{135}La に対する Nagai, Hisatake の実験と consistent であると思われるが, (ACS like な集団励起状態が実現する条件を考えると) 今度の場合は unique parity という大切な条件を失ってしまっているわけだから全然 self-evident なことではない。

すなわち, ACS の場合には parity の条件から禁止されていた「異った orbitals にまたがる準粒子相関」のはたらしきによって ACS-like な構造が壊される可能性が新しく生じるために, 我々は, この種の効果を検討することなしに, 結論をくだすわけにはいかない。

我々は「異った orbitals 間」にまたがる 3QP 相関」の効果を検討した結果, I, Cs, La 核領域において, それは比較的弱く, ACS-like な構造は persist するという結論に達した。その主要な理由は「異った orbitals 間の 3QP 相関」が大部分, 四重極力の行列要素 $\langle d_{5/2} || r^2 Y_2 || g_{7/2} \rangle$ を通じて作用するためである。この行列要素は spin-flip 型のものであり, 「同一 orbital 内の 3QP 相関」に作用する対角行列要素 $\langle g_{7/2} || r^2 Y_2 || g_{7/2} \rangle$ や $\langle d_{5/2} || r^2 Y_2 || d_{5/2} \rangle$ に比べて小さい。

$$\langle d_{5/2} || r^2 Y_2 || g_{7/2} \rangle \ll \langle g_{7/2} || r^2 Y_2 || g_{7/2} \rangle, \langle d_{5/2} || r^2 Y_2 || d_{5/2} \rangle \quad (24)$$

この理由は「たまたま」 $g_{7/2}$ と $d_{5/2}$ という spin-down と spin-up の orbitals が隣接してゐるという shell structure の条件に基づいてゐる。しかし, このような状況は偶然のものではなく, この major shell でも成立してゐる shell-

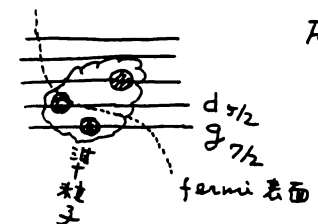


Fig. 11

「異った orbitals にまたがる
新しい 3QP 相関の可能性」

構造の一般的な特徴である。それ故、我々はどの核領域においても、スピン j ($> 3/2$) をもつ 1QP 状態の近傍には必ずスピン $(j-1)$ をもつ dressed 3QP mode が出現することを期待しよう。こうして dressed 3QP mode は奇核の低いエネルギーの集団励起における "Elementary Mode" であると言える。

§6 Dressed 3QP mode と 1QP mode の coupling が弱められる機構^{17), 19)}

I, Cs, La 核における $5/2_2^+$ 状態と $5/2_1^+$ 状態はエネルギーが非常に接近している。このため振動的に考えるとエネルギー分母が小さくなるために (13) の coupling 項による両者の mixing が非常に大きくなる可能性がある。言い換えれば、仮りに §5 で述べた理由により ACS-like な集団励起が存在しても、現実にあらわれる $5/2_1^+$ 状態は 1QP mode との coupling のために純粋なものではない可能性がある。

しかし、実際には両者の coupling は非常に小さい。それは次の理由による。

- (1), スピン $5/2_1^+$ の 1QP モードと dressed 3QP モードを couple させる effective coupling strength $\bar{\chi}(\alpha\lambda)$ が spin-flip 型の四重極行列要素 $\langle d_{5/2} \| Y_2 \| g_{7/2} \rangle$ を主要な部分として含む。この値が小さい。
- (2), Cs, La 核では、 H_T 型残留相互作用に特有な reduction factor $(U_j U_{j'} - V_j V_{j'})$ が特に小さくなる。
- (3), Dressed 3QP モードを構成する 3準粒子間の反対称性が取りこまれるので、Fig. 12 のようなお互いに exchange の関係にあるダイアグラムが destructive に相殺する。

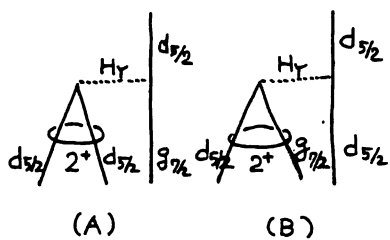


Fig. 12

(A) と (B) はお互いに exchange の関係にある。

以上の理由のなかで (1) と (2) は通常の QPC にもある性質であるが、(3) は全く新しいものである。そして、 $5/2_2^+$ と $5/2_1^+$ の coupling が著しく弱められる主要な効果は (3) に他ならない。この効果はより一般的に次の様に捉えられる。

Fig. 13 の (A) と (B) のような二組のダイアグラムの組を考えよう。

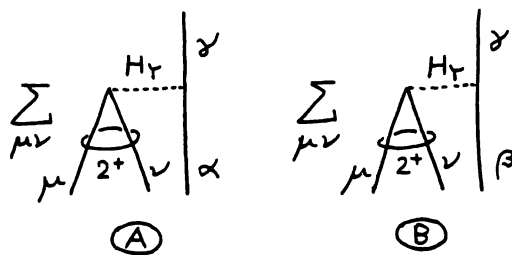


Fig. 13

Fig. 13 で $\alpha, \beta, \gamma, \mu, \nu, \dots$ は single-particle state を指定する量子数の組をあらわし, (A) と (B) は $\alpha \neq \beta$ とならぬ initial での 3 準粒子のうち 2 つの orbital が特定の α 又は $\beta (\neq \alpha)$ に固定されていり, 他の 2 準粒子は 113113 などの orbital にあるものの和になっでいる。QPC での取扱いに於ては, (A) と (B) はそれぞれ別の basis state を couple させる effective coupling strength $\bar{\chi}_{\gamma\alpha}$ 又は $\bar{\chi}_{\gamma\beta}$ (6) 式を見よ) に寄与する。

$$\begin{array}{ccccc} \alpha_\alpha^+ \chi_{2M}^+ |0\rangle & \xleftrightarrow[\bar{\chi}_{\gamma\alpha}]{H_I} & \alpha_\gamma^+ |0\rangle & \xleftrightarrow[\bar{\chi}_{\gamma\beta}]{H_I} & \alpha_\beta^+ \chi_{2M}^+ |0\rangle \\ & & \text{(A)} & & \text{(B)} \end{array}$$

我々の模型空間 (quasi-particle NTD space) では (A) と (B) は単一の effective coupling strength $\bar{\chi}(\gamma\lambda)$ に寄与する。

$$\alpha_\gamma^+ |0\rangle \xleftrightarrow[\bar{\chi}(\gamma\lambda)]{H_I} \gamma_\lambda^+ |0\rangle$$

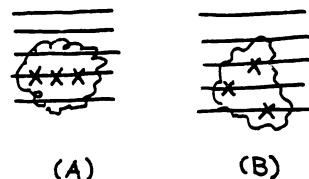
(A) + (B)

ところが (A), (B) ... の和は一般に random phase であるために coupling strength $\bar{\chi}(\gamma\lambda)$ は一般的性質として著しく reduct されるわけである。この事実は伝統的な QPC の描像が H_I 型相互作用を唯一の「準粒子-フォノン相互作用」とみなしてきたこととかがみるとき, 奇核の低い励起状態に対する描像の重大な変更をもたらすものである。

§7 Breaking and Persistency of "Phonon-plus-Odd-Quasi-Particle Picture"⁽¹⁹⁾

さて, 典型的な dressed 3QP 状態である $(j-1)$ 状態にとりまらず, 低い励起状態のすべてのスピン状態を全体的に抱えて, §1 で議論した QPC のオセロ次の描像がどの点で本質的な変更を受け, どの点が生き残っているかを議論しよう。伝統的な「フォノン-準粒子結合」の描像の Breaking と Persistency の微視的構造を調べる際に有効な criterion として, 次の点が注目される。

(1) 同じ orbital 内の 3 準粒子相関の成長は, 理想的なフォノン模型の degenerate multiplet の概念を大きく壊すが, phonon band の概念は壊さない。(Fig. 14-(A))



(2) 異った orbitals にまたがる 3 準粒子相関の成長は異った phonon band 間の mixing を引き起こす。すなわち band coupling をもたらす。(Fig. 14-(B))

Fig. 14

この criterion は、現象論的模型の言葉での

$$|3g_{7/2} \otimes 2^+ \rangle_{3/2^+}, |d_{5/2} \otimes 2^+ \rangle_{3/2^+}, |S_{1/2} \otimes 2^+ \rangle_{3/2^+}, |d_{3/2} \otimes 2^+ \rangle_{3/2^+} \dots \text{etc}$$

といった異った basis states, ちなわち異った phonon band に属する状態間の coupling が、(Hy型相互作用による $\mathcal{M}_{\text{coup}}$ を通じてではなく,) Hx, Hv 型相互作用による \mathcal{M}_{new} によって direct に生じること, そしてその効果が我々の理論に取り入れられることから理解されよう。

I, Cs, La 領域のように $g_{7/2}, d_{5/2}$ orbitals が fermi 表面に近い核では (1) の効果が (2) の効果より優勢であるために, simple なフォノン描像の drastic なくずれにも拘らず, E2 遷移則によって特徴づけられる phonon band 概念は persist される¹⁹⁾。そして, この場合を述べた理由によつて Hy 型相互作用の効果は reduct される。一方, $S_{1/2}, d_{3/2}$ のような low-spin の orbitals が fermi 表面に近い核では, (1) の効果が禁止されるために (2) の効果が主要になり, phonon band 概念自体も壊される¹⁹⁾。このように, fermi 表面近傍の shell 構造が集団励起の内部構造に決定的ともいえる影響をもたらす理由は fermi 表面近傍の多準粒子相関が本質的な役割を演じるためである。そして, 低エネルギーの集団励起のように fermi 表面近くの核子の運動が主要な役割を果たしている運動においては (fermi 表面近傍の) 多体相関をまともに取り入れなければならないという認識は, 近年陸々に強まってきた。いいかえれば, fermi 表面近くの運動に対してはフォノン近似のような「平均化操作」がよい近似とはなりえず, 励起様式は, より豊富かつ多彩なものであるという認識が強まってきたところに, 近年の研究の一つの特徴がある。これにともない, 球形から転移領域にかけての奇核の複雑さをさめめる「非調和効果」の種々の型のなかで, 何が本質的であり, 何が副次的であるかの「ふるりわけ」とそれらの間の相互規定性はかなり明らかになつてきたといえよう。転移領域核とは, そもそも, その言葉の定義からして一体場近似では取り入れることの出来ない, 多様な相関が互いに競いあつている核であるはずであり, ここで述べてきたような分析の蓄積の過程そのものが, 球形核から変形核への転移の機構を説明しゆく道であると我々は考へてくる。

References

- 1) L.S.Kisslinger and R.A.Sorensen, Rev.Mod.Phys. 35(1963), 853.
- 2) S.Yoshida, Nucl.Phys. 38(1962), 380.
- 3) D.R.Bes and R.A.Sorensen, The pairing-plus-quadrupole model, Advances in Nuclear Physics (Plenum Press), Vol 2(1969), 129.
- 4) M.Yamamura, Prog.Theor.Phys. 33(1965), 199.
- 5) F.Dönau and D.Janssen, Nucl.Phys. A209(1973), 109.
E.Marshalek, Nucl.Phys. A224(1974) 221; 245.
- 6) T.Marumori, M.Yamamura and A.Tokunaga, Prog.Theor.Phys. 31(1963), 1009.
- 7) B.R.Mottelson, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Tokyo, 1967), 87.
- 8) A.Kuriyama, T.Marumori and K.Matsuyanagi, Prog.Theor.Phys. 47(1972), 498; 51(1974), 779.
- 9) A.Bohr and B.Mottelson. Kgl.Danske Videnskab.Selskab, Mat.-fys.Medd. 27(1953).no.16.
- 10) T.Inamura, J.Pyys.Soc.Japan, 24(1968), 1.
- 11) H.Ikegami and M.Sano, Phys.Letters 21(1966), 423.
- 12) A.Kuriyama, T.Marumori and K.Matsuyanagi, Prog.Theor.Phys. 45(1971), 784.
- 13) A.Kuriyama, T.Marumori, K.Matsuyanagi and R.Okamoto, Prog.Theor.Phys. 52(1974) 1819.
- 14) N.Kanesaki, T.Marumori, F.Sakata and K.Takada, Prog, Theor.Phys. 49(1973), 181; 50(1973), 867.
- 15) L.S.Kisslinger, Nucl.Phys. 78(1966), 341.
- 16) G.Alaga, Bull. Am.Phys.Soc. 4(1959), 359.
V.Paar, Nucl.Phys. A211(1973), 29.
- 17) A.Kuriyama, T.Marumori, K.Matsuyanagi and R.Okamoto, Prog.Theor.Pyys. 53(1975), no.2 ; to be published .
- 18) For example, Y.Nagai and Hisatake, J.Phys.Soc.Japan 36(1974), 1501.
- 19) A.Kuriyama, T.Marumori, K.Matsuyanagi, R.Okamoto and T.Suzuki; to be published.

1974

原子核研究
Vol. 19. No. 1

Breaking and Persistency of Multiplet Structure Composed of Quasi-Particle plus Phonon

東大核研	栗山	惇
"	丸森	寿夫
京大理	松柳	研一
九大理	岡本	良治

[Abstract]

The mechanisms of the splittings of the multiplets composed of quasi-particle plus phonon are clarified through the application of the many-quasi-particle-new-Tamm-Dancoff Method, which have been proposed in recent years.

- (1) 我々が今迄試みてきたことは、奇核における新しい素励起モードとしての「着物を着た三準粒子モード」の存在を実証することであった¹⁾。それは偶核におけるフォノン（着物を着た二準粒子モード）の確立の場合と類似的に、最も低い励起エネルギー（ ~ 0 MeV）で出現してくる第1集団励起状態の性質を多数の核にわたって系統的に分析することによりなされてきた。この際、特定のスピンの状態、即ち $I = (j-1)$ 状態に焦点をあてて他のスピン状態との関係は一応切り離す立場がとられた。それ故、次に我々が論じなければならぬのは、 $I = (j-1)$ 状態に限定しないでもう少し励起エネルギーの高い（ $\lesssim 1$ MeV）集団励起状態群の構造をどのようにして認識してゆくかである。ここで例示する ^{101}Ru や ^{105}Pd の分析は、奇核の複雑な準位構造を分析してゆくにあたっての一つの見方を与えようとするものである。
- (2) ^{101}Ru や ^{105}Pd という対象が我々の興味をひくのは、何よりもまず第一に隣りの ^{100}Ru や ^{104}Pd において2フォノン三重項らしく見える $0^+, 2^+, 4^+$ 状態

が見つかっていること、それにも拘らず $E(4^+)/E(2^+)$ などからしてこれらの核が転移領域の入口に存在しているらしき多くの兆候がある点にある。更に有利な条件としてこれらの核ではクーロン励起や (d, p) 反応のデータもあり、また H. Kawakami et al. による芯励起模型による分析もある²⁾。これらの分析によれば、 ^{105}Pd では基底状態が $5/2^+$ でこれは一準粒子状態 $(d_{5/2})$ と同定され、これと芯の 2^+ をクーロン励起してできる多重項 $d_{5/2} \otimes 2^+ = 1/2^+, \dots, 9/2^+$ が 5 本とも見える。これらの 5 本が (d, p) 反応で見える他の一準粒子状態と区別されて集団励起状態群を形成している点が芯励起模型的描像がある程度許す根拠となる。しかし $B(E2)$ 値の和則が満たされないことや多重項間のエネルギー分離があまりにも大きいことが、芯励起模型の単純な弱結合様式³⁾ が大きく破れていることを示している。

- (3) Figure 1 に示したのが ^{105}Pd に対する我々の計算結果の一例である。この計算は多準粒子 New-Tamm-Dancoff 空間の方法¹⁾ に基づいてなされたもので、具体的には「着物を着た三準粒子状態」の励起エネルギーと、一準粒子状態へ行く $B(E2)$ 値が与えられている。計算に用いられた対相関力 + 四重極相関力のパラメーターは、Fig. 1 の下に書いているものを除いてすべて Kisslinger-Sorensen⁴⁾ のものと同じである。ここでは励起構造の特徴を見るのが目的だから、用いられたパラメーターの値に深い意味を与えるつもりはない。絵は次の様に配列されている。まず $(S_{1/2}^+)$, $(d_{5/2}^+)$, $(g_{7/2}^+)$ と書かれている状態群の中の最低エネルギー状態は一準粒子状態である。いまこれらの一準粒子状態にそれぞれ 2^+ フォノンを 1 つ, 2 つ, …… と結合させてゆくことにより作られる状態群を Phonon Bands と呼ぼう。例えば $(d_{5/2}^+)$ 帯では最低状態 $5/2^+$ の約 0.5 MeV 上の斜線部に $5/2^+ \otimes 2^+$ の多重項が縮退して存在し、そのまた 0.5 MeV 上に $5/2^+ \otimes 2^+ \otimes 2^+$ の …… とゆくのが ideal な Phonon Band といわれるもののあり方である。この ideal な Phonon Band の著しい特徴は Band Head 間を除いてバンド間遷移が完全に禁止されることである。通常の Quasi-Particle-Phonon-Coupling Theory (QP C)⁴⁾ では、この ideal な Phonon Bands を壊す要因としてまず最初にとりあげられるのが $\text{H}\gamma$ 型の相互作用である。すなわち、フォノン数を 1 ケ変化

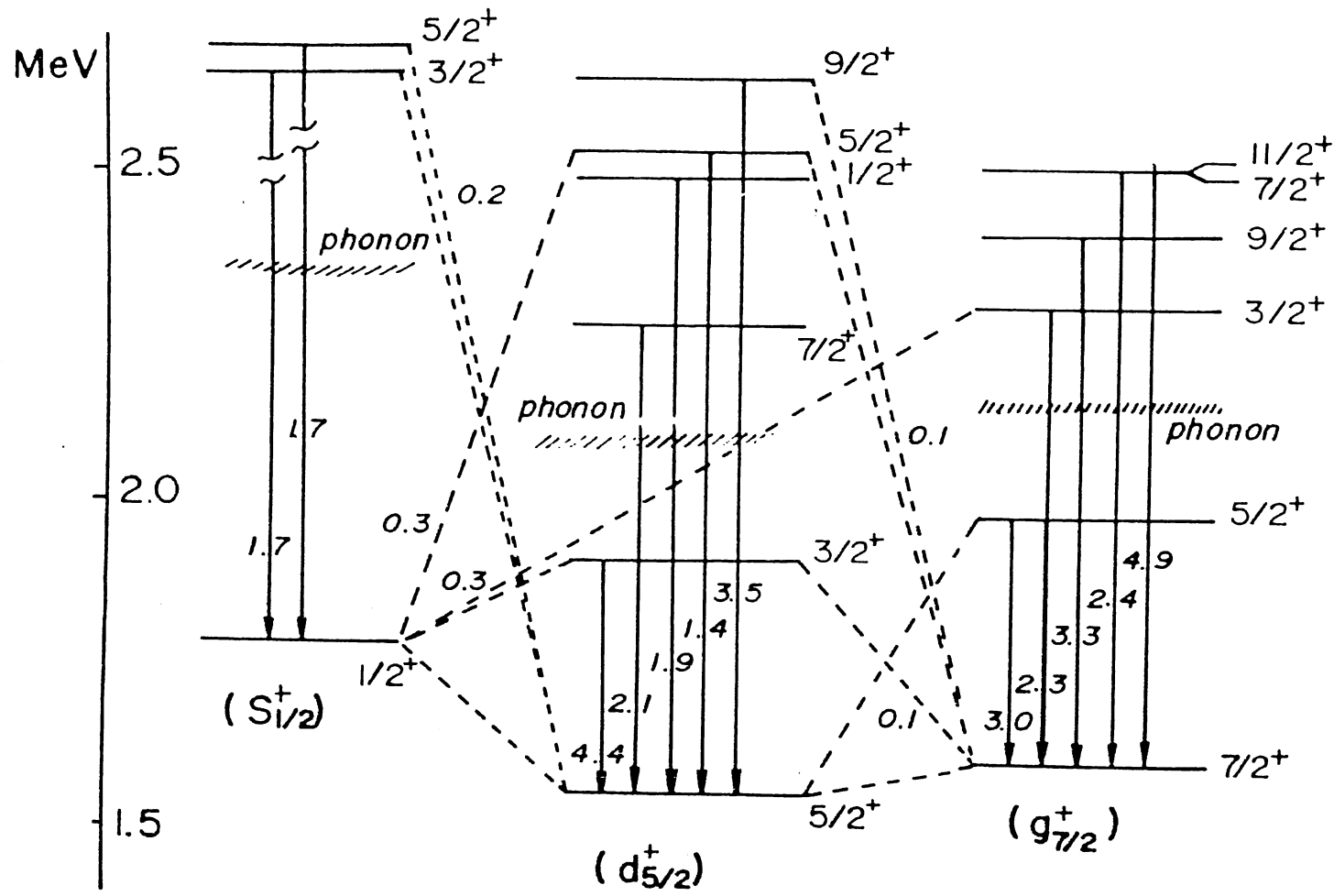


Fig. 1. 四重極相関力の強さ, $\chi_0 = \chi \cdot b^4 A^{5/3} = 220$ (MeV)
 $B(E2)$ の単位 $e^2 \cdot 10^{-50} \text{ cm}^4$, polarization charge $\alpha = 0.5$

させるとともに奇準粒子を散乱させる効果がまず第一に取りあげられる。しかしながら、 H_Y 型相互作用の効果は Fig. 1 では完全に無視されていることに注意して欲しい。それ故 Fig. 1 における Ideal Phonon Bands からのいっさいの逸脱はすべて集団的三準粒子相関からのみ生じたものである。もちろん、この効果は通常の QPC では完全に無視されている。

- (4) この計算結果でまず第一に注目したい点は、多重項のエネルギー分離がフォノン自身の励起エネルギーを上まわる程非常に大きいことである。このことは最初に設定した奇準粒子とフォノンによる模型空間の基底ベクトル自身が現実には良い近似ではありえなく、Ideal Phonon Bands の概念は容易に壊れることを意味している。この壊れをもたらしたものは、 ^{105}Pd の場合、奇数粒子である中性子準粒子間の集団的三体相関に他ならない。すなわち、Phonon Band の概念を Breaking する第一の要因はフォノンの準粒子構造から由来する同種粒子間の Pauli 原理である。そして、この相関は集団励起状態のスピンの系列を規定すると同時に、バンド内遷移について $B(E2)$ 値のバラツキや和則の芯励起模型からの逸脱をもたらす諸々の効果の中で最も基本的な役割を果たしていると考えられる。多重項の分離、すなわち多重項の中における異質性の成長における特徴として指摘できることの一つとして「着物を着た三準粒子状態」のスピンの Band Head のスピンの等しい状態は一般にエネルギーが押し上げられる点がある。それ故我々の観点からは、 ^{105}Pd における第二励起 $5/2^+$ 状態はむしろ $(g_{7/2}^+)$ -Phonon Band に分類すべき状態であり、芯励起模型での通常の解釈、 $d_{5/2} \otimes 2^+$ 状態と見なすことは適当でない。もちろん、Phonon Band による分類をこのように大きく崩れた状態に対してあてはめようとするのは近似的な意味しかもちえないが、この観点は $B(E2: 5/2_2^+ \rightarrow 5/2_1^+)$ の実験値が何故非常に小さい値なのかを説明する際に重要な役割を果たす。

- (5) Ideal Phonon Band からの崩れをもっと直接的に表現する指標としてはバンド間遷移があげられる。これは崩れのない時に正確に零となる量である。先に見たように多重項の分離があまりにも大きいために、ちょっと考え

ると、バンド間遷移がバンド内遷移と同程度の大きさになりバンド概念自身が無意味になりそうであるが、Fig.1で示されているように、そうではない。バンド間遷移の大きさはバンド内遷移に比べて1桁小さい量であり、多重項の分離にみられるような非常に大きな崩れにもかかわらずバンド概念は持続している。このようなバンド概念の持続性(Persistency)をもたらす要因は中性子・陽子相関にある。すなわち、中性子と陽子のあいだにはPauli原理が働かないために同種粒子間のような三準粒子相関が無く、集団励起モードの中のこの部分はPhonon Bandの概念を保存するような役割を果たすからである。例示した ^{105}Pd の場合は特に、1) 陽子のEnergy Gapが小さい($\sim 0.8\text{ MeV}$)のために集団励起状態の波動函数の中の陽子成分が大きいこと、2) 陽子部分はもともとB(E2)遷移に主要な役割を果たすために、この持続性が最も顕著に見える場合になっている。したがって、バンド間E2遷移が小さいという意味でのPhonon Bandの持続性は奇数粒子が中性子であるか陽子であるかによって、電磁的性質への反映のしかたが相当異ってくる。もちろん、単一閉核のようにこのような効果が第ゼロ近似で存在しない核では、電磁的性質においてもPersistencyが全然見えなくなる程Phonon Band的同定が不可能になることがおこりうる。

- (6) それでは同種粒子間の三準粒子相関がBreakingの要因であり、異種粒子間相関がPersistencyの要因であると単純に言えるかという点、そうではない。両者はもっと密接に関連している。陽子-中性子間の相互作用は基底状態相関を増大させ、着物を着た三準粒子状態の着物をどんどん厚くする役割を果たし、このことにより集団励起エネルギーを下げるが、そのことによって同種粒子間の三準粒子相関もより強くなるという意味での協力的関係が存在する。このように、両者の相関はお互いに密接に絡みあいながらBreakingとPersistencyの要因となっているといえる。「着物を着た三準粒子モード」による見方は、このようにしてPhonon Band的概念が比較的保存しているところから完全に壊れてしまうところまで、その構造変化のあり方を追跡してゆくことを可能にしている。

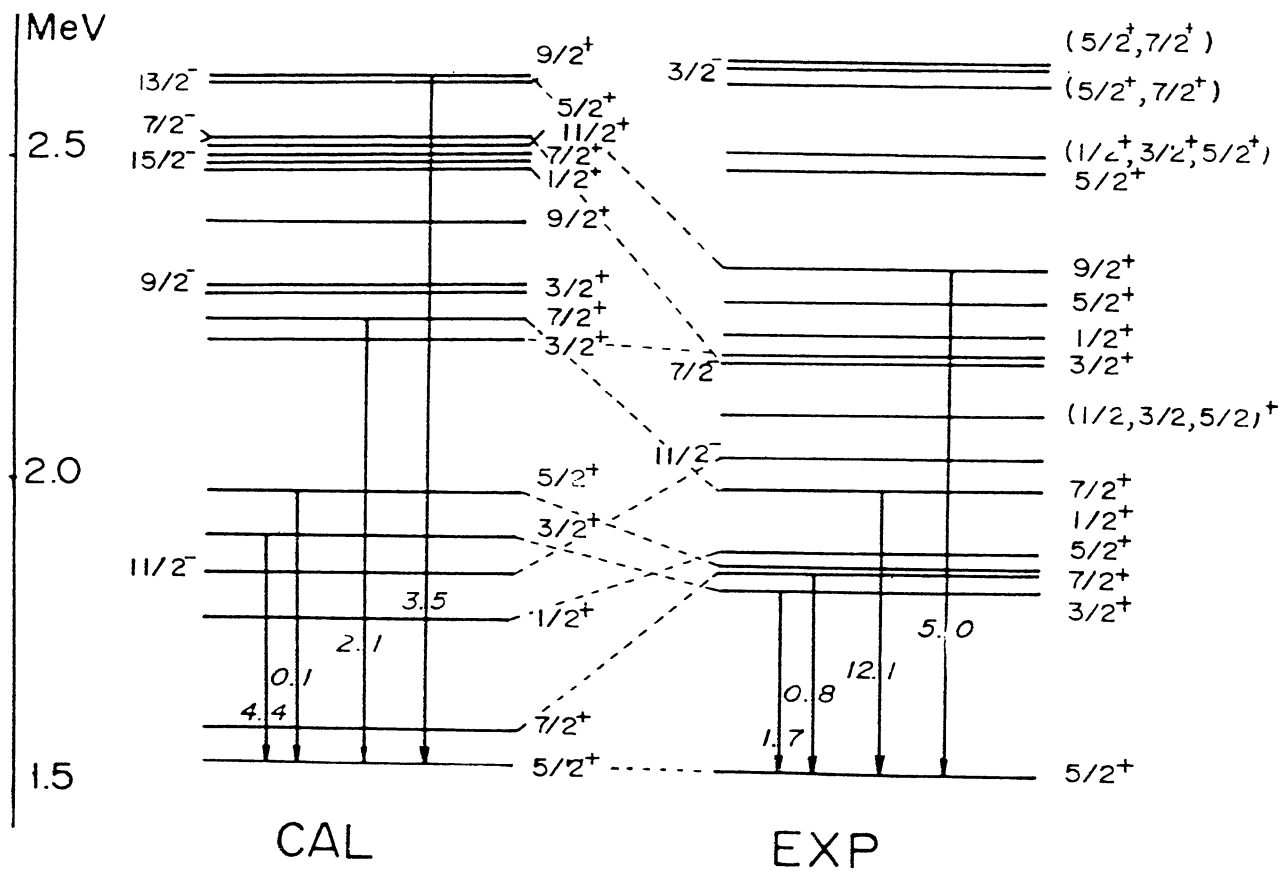


Fig. 2. neutron single-particle energies, $d_{5/2}$ を基準に $g_{7/2}$, $s_{1/2}$, $h_{11/2}$, $d_{3/2}$ の順に 1.6, 1.9, 2.0, 2.5 (MeV)

(7) Figure 2に示したのは，通常の H_Y 型相互作用を完全に無視した段階でもどの程度実験の特徴が説明できるかを例示したものである。もちろん最終的に実験と比較するためには H_Y 型相互作用によるモード間結合の効果を取り入れる必要があり，理論計算にはいってくるパラメータ，特にsingle-particle energyの取り方などはもっと詳細に検討されなければならない。しかし，この段階でも言えることは，奇核の励起構造の基本的特徴を把握するためにはまずもって集団的三準粒子相関の構造とその核種による変化を理解することが必要なこと，通常のQPCのように（今迄考察してきた三準粒子相関を完全に無視したままで） H_Y 型相互作用の効果だけを詳細に議論することは明らかに片手落ちであることである。多準粒子相関を取り入れたらうえて H_Y 型相互作用の機能をどのように考察しうるか，その効果そのものもこの立場からの取扱いでは通常の場合とどうい違いが生ずるかについては，M1遷移や一核子 spectroscopic factor の fragmentations との関係で次の機会に報告したい。

References

- 1) A.Kuriyama, T.Marumori and K.Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 47 (1972), 498 : ibid 45 (1971), 784 : INS-Report-204 (1973).
- 2) H.Kawakami and K.Hisatake, Nucl. Phys. A149 (1970), 523.
H.H.Bolotin et al., Phys. Rev. C3 (1971), 797.
K.Krien et al., Phys. Rev. C6 (1972), 1847.
O.C.Kistner et al., Phys. Rev. 154 (1967), 1182.
- 3) A.de-Shalit, Phys. Rev. 122 (1961), 1530.
- 4) L.S.Kisslinger and R.A.Sprengen, Rev. Mod. Phys. 35 (1963), 853.

1974

原子核研究
Vol. 19. No. 1

多準粒子相関に対する BCS 真空の安定性

九大理 栗山 惇
京大理 松柳 研一

[Abstract]

Stability of the BCS vacuum against many-quasi-particle correlations is discussed. It is pointed out that a new type of instability may occur in odd-mass nuclei lying in the transitional region.

(1) ある特定の一準粒子モード a_α^+ に対する真空 $|\phi_0\rangle$ が不安定になるということは、通常の定義では、 $|\phi_0\rangle$ よりエネルギーの低い別の、新しい一準粒子モード d_i^+ に対する真空 $|\phi_0'\rangle$ を用意することが可能になることを意味している。すなわち、

$$a_\alpha |\phi_0\rangle = 0 \quad \text{から出発して、}$$

$$|\phi_0'\rangle \equiv \exp \left\{ \sum_{\alpha\beta} f_{\alpha\beta} a_\alpha^+ a_\beta^+ - f_{\alpha\beta}^* a_\beta a_\alpha \right\} |\phi_0\rangle$$

$$\equiv R |\phi_0\rangle \quad \text{により、}$$

$$d_i |\phi_0'\rangle = 0, \quad d_i \equiv R a_\alpha R^{-1} \quad \text{を作ったとき}$$

$$\langle \phi_0' | H | \phi_0' \rangle < \langle \phi_0 | H | \phi_0 \rangle$$

が成立する場合に $|\phi_0\rangle$ は不安定である。Hartree-Fock 一体場の安定性の理論は $|\phi_0'\rangle$ の方向への $|\phi_0\rangle$ の変分に対応する励起モード演算子 O_n^+ , $[H, O_n^+] = \omega_n O_n^+ + Z_n^+$, により変分函数

$$|\Psi(\mu)\rangle \equiv \exp i \mu (O_n + O_n^+) |\phi_0\rangle \quad \text{を設定し、}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \mu^2} \langle \Psi(\mu) | H | \Psi(\mu) \rangle \Big|_{\mu=0} = 2 \omega_R \langle \phi_0 | [O_n, O_n^+] | \phi_0 \rangle,$$

$$\omega_R \equiv \frac{1}{2} (\omega_n + \omega_n^*)$$

の正負によって上述の可能性を判定するので通常の RPA 方程式の解の正值条件と同等であることはよく知られた事実である。この理論は任意の型の一体場の変化に対して成立し、それぞれの場合に対応して励起モード O_n^+ の型が決まる。そして、ユニタリ変換 R が異った一体場を結びつける変換である限り、 O_n^+ は必ず二体演算子の和で表現される。すなわち、二体相関に問題を限定する限りにおいては一体場の安定性の理論はよく確立されているといえる。

- (2) しかし、この種の議論は O_n^+ としてひとたび「一体場の変化」の範囲に収まりきれない高次相関演算子を採用したとたんに使えなくなる。この場合には ω_n が複素数になったときにも一般に $\omega_R \neq 0$ かつ $\langle \phi_0 | [O_n, O_n^+] | \phi_0 \rangle \neq 0$ である。ある ω_n が複素数になった場合を考えよう。

$$[H, O_n^+] = (\omega_R + i\omega_I) O_n^+ + Z_n^+$$

恒等式

$$[H, [O_n, O_n^+]_{\pm}]_{-} = [O_n, [H, O_n^+]_{-}]_{\pm} + [[H, O_n]_{-}, O_n^+]_{\pm}$$

より

$$\langle \phi_0 | [H, [O_n, O_n^+]_{\pm}]_{-} | \phi_0 \rangle = 2i\omega_I \langle \phi_0 | [O_n, O_n^+]_{\pm} | \phi_0 \rangle$$

が成立することに注意すれば、 $\omega_I \neq 0$ の場合の事情は次のふたつの型に分けられることがわかる（この一般論はすでに K. Sawada により与えられている 1)）。

case (A) $\langle \phi_0 | [H, [O_n, O_n^+]_{\pm}]_{-} | \phi_0 \rangle = 0$ の場合

この場合 $\langle \phi_0 | [O_n, O_n^+]_{\pm} | \phi_0 \rangle = 0$ でなければならない。通常の Hartree-Fock-Bogoliubov の範囲内での変分 (RPA) はこの場合に相当し、しかも交換関係は Bose 型に限られる。

case (B) $\langle \phi_0 | [H, [O_n, O_n^+]_{\pm}]_{-} | \phi_0 \rangle \neq 0$ の場合

この場合、 $\langle \phi_0 | [O_n, O_n^+]_{\pm} | \phi_0 \rangle = \text{実数} (\neq 0)$ でなければならない。これは一般に三体相関以上の高次相関に対する変分をとった場合に相

当する。

case (B) の場合の一般的な処方せんはすでに K. Sawada により与えられていて¹⁾、変分函数として次のものを採用する。

$$|\Psi(\mu)\rangle = \exp i\mu [O_n, O_n^+]_{\pm} |\phi_0\rangle$$

すると

$$\frac{\partial}{\partial \mu} \langle \Psi(\mu) | H | \Psi(\mu) \rangle \Big|_{\mu=0} = -2\omega_I \langle \phi_0 | [O_n, O_n^+]_{\pm} | \phi_0 \rangle \neq 0$$

for $\omega_I \neq 0$

すなわち ω_n が複素数になったとたんに一次微分がゼロでなくなり $|\phi_0\rangle$ はこの変分に対して停留値をもたないで完全に不安定ということになる。

- (3) 多準粒子相関をとりこんだ Dressed n Quasi-Particle Modes ($n \geq 3$) の系列によって張られる準粒子 New-Dancoff 空間を導入するとき²⁾、このような運動モードに対する BCS 真空の安定性の問題は case (B) の型に属する。例えば、三体モード Y_n^+ の場合には

$$|\Psi(\mu)\rangle = \exp i\mu \{Y_n, Y_n^+\}_+ |\phi_0\rangle \text{ を考えると}$$

$$\frac{\partial}{\partial \mu} \langle \Psi(\mu) | H | \Psi(\mu) \rangle \Big|_{\mu=0} = -2\omega_I \sum_{\alpha\beta r} |\Psi_n(\alpha\beta r)|^2 < 0$$

for $\omega_I \neq 0$

となる。ここでは

$$\langle \phi_0 | \{Y_n, Y_n^+\}_+ | \phi_0 \rangle = \sum_{\alpha\beta r} |\psi_n(\alpha\beta r)|^2 \neq 0 \quad \text{for } \omega_I \neq 0$$

となる点がフォノンの場合との本質的な違いである。これは $\omega_I \neq 0$ となったとたんに $\langle \phi_0 | [H, \{Y_n, Y_n^+\}_+] | \phi_0 \rangle \neq 0$ となることと同等であり、このことは運動方程式の構造、特に physical 解と unphysical 解の関係がフォノンの場合とは本質的に異っていることから具体的に証明できる。

- (4) 以上のやや抽象的な議論は、転移領域の奇核を問題にするとき物理的に興味のある具体的な問題となる。case (A) の場合にはこれに対応した議論を断

熟近似でおこなうには，よく知られているように，

$$H' = H - \sum_{\mu} \lambda_{\mu} \hat{Q}_{\mu}$$

を考えて，この cranking Hamiltonian に対する偶核の内部エネルギーを計算し，その restoring force parameter C が臨界点（不安定点）でゼロになることを示せばよい。ところが，同様の議論を奇核に対して適用した場合には，通常何らかの平均化操作を施さざるをえない。例えば Blocking 効果の考え方は内部波動函数の中の三準粒子が組みうる角運動量に対する平均化操作を施してしまっている。このような近似をしてしまった場合には，奇核の集団励起状態のエネルギー ω_n が最低一準粒子エネルギー E_a より小さくなる点が臨界点となってしまう ($\omega_{\text{cri}} = E_a$) ところが，三準粒子相関の角運動量依存性の重要性は異常結合 ($j-1$) 状態においてすでに明らかであるので²⁾，Blocking 効果のような平均化操作は物理的に最も興味ある効果を殺してしまっていることとなる。実際，最もエネルギーの低い Dressed 3 Quasi-Particle Mode の励起エネルギーが複素数となる点を臨界点と

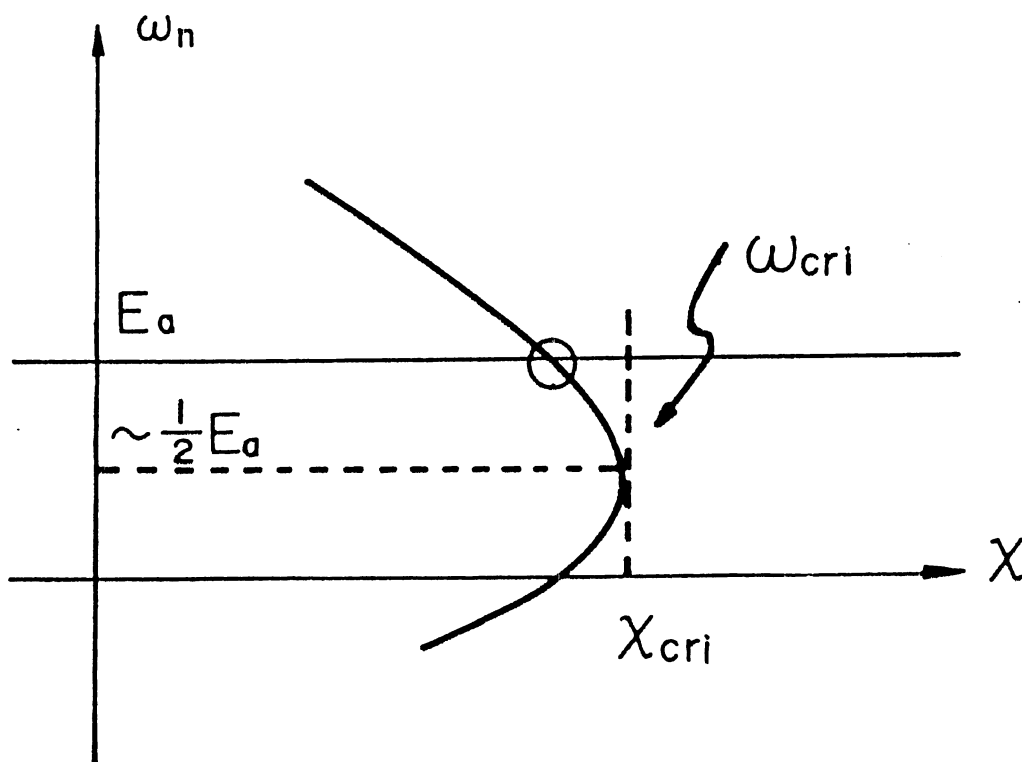


Fig. 1.

する case (B) の立場では $\omega_{\text{cri}} \approx \frac{1}{2} E_a$ となり²⁾, 両者の評価に大きな差異がもたらされる。現実には, 多くの異常結合 ($j-1$) 状態が約 0.5 MeV のこの区間内 ($\frac{1}{2} E_a \lesssim \omega_n < E_a$) に存在していることに端的に表現されているように, 転移領域核では「一体場の変分」の範囲に収まりきれない多様な相関が顔を出してくる。この様な, 平均化操作を許さない現象は, いわば原子核特有のものと考えられるので「この型の不安定性が発生したとき一体何がおこるか」という問題は非常に興味のある, もっと深く検討されるべき課題といえよう。

References

- 1) 沢田克郎, 多体問題 (岩波書店) 1971年。
- 2) A. Kuriyama, T. Marumori and K. Matsuyanagi : Prog. Theor. Phys. 47 (1972), 498 : ibid 45 (1971), 784 : INS Report-204 (1973).

Microscopic Structure of Breaking and Persistency
of the "Phonon-plus-Odd-Quasi-Particle Picture"

Ken'ichi Matsuyanagi

Department of Physics, Kyoto University

Abstract

By use of the many-quasi-particle-new-Tamm-Dancoff method proposed recently, microscopic structure of breaking and persistency of the conventional "phonon-plus-odd-quasi-particle picture" has been investigated. It has been shown that, although simple phonon picture is drastically changed by the action of collective three-quasi-particle correlations, one element of the phonon picture which is characterized by the concept of phonon band can persist in a certain form. Numerical examples are presented for ^{133}Cs and ^{135}La .

(1) 我々(栗山, 丸森, 松柳, 岡本)は今まで, 振動領域から転移領域にかけての広汎な奇核に「着物を着た3準粒子モード」として理解される新しい型の基本励起モードが存在することを示してきた¹⁾。一方, 提案された「多準粒子 new-Tamm-Dancoff 空間の方法」^{2), 3)}は, 奇核に対して, 一定の近似を施すことにより, 従来の「準粒子・フォノン結合理論(QPC)」^{4), 5)}を含む。それゆえ, 複雑な奇核の励起

構造を分析するためのもう一方の指導方針として、QPCの基本描像から出発し、そこで無視された多準粒子相関によってその描像がいかに壊されてゆくかを分析する課題を実行することが、この理論²⁾を用いることにより、可能になった。

(2) Figuresに例示されているように、奇核の低い励起状態における集団的3準粒子相関の特別に重要な役割によって、単純なフォノン模型は大きく壊される。しかし、このことは奇核に対するフォノン模型を特徴づけるあらゆる概念がすべて壊されてしまっていることを意味しない。我々はこの破れ(breaking)の構造に対して一定の規則性(regularity)を見出すことが可能である。すなわち、E2遷移によって強く結びついているか、弱く結びついているかという点で区別されるいくつかの状態群(phonon bands)の概念は、simpleなフォノン描像の破れの中でもpersistされうる。

(3) このphonon band概念のpersistencyの条件は集団的3準粒子相関の微視的構造を分析することにより見いだされる。3準粒子相関には、同一のshell model orbitalにある準粒子間に働くもの(effect A)と異ったshell model orbitalsにある準粒子間に働くもの(effect B)があるが、effect Bに比較してeffect Aが優勢であることがその条件である。

(4) effects AとBの競争は(BCS理論の意味での)、フェルミ面近傍の具体的なshell structureの特徴と密接に結びついている。対力+四重極力模型が与えるdynamicsで考えると、例えば ^{133}Cs と ^{135}La 核の場合にはeffect Bの中であられる $\langle 1 g_{7/2} || r^2 Y_2 || 2 d_{5/2} \rangle$ というspin-flip行列要素が、effect Aの中であられる他の対角要素と比較して小さいという事実が重要である。また、この事実はスピン($j-1$)をもつ異常結合状態(ACS)と類似の「着物を着た3準粒子モード」が比較的純粋な形であられる為の条件となっていたこと¹⁾を思い出せば、我々はACS-likeな励起の実現するような領域の核では、また、phonon-band概念のpersistencyを期待しうることになる。

(5) 通常のQPCが与える描像^{4),5)}では、simpleなフォノン模型を壊す最大の要因

は（多準粒子相関ではなく）フォノンの数の1ヶ変化させるような効果（Hy effect）である。Q P CではHy effectは「ideal-boson-fermion空間」⁶⁾の中で評価されるが、提案された理論では（多準粒子相関をすでに模型空間のbasisの構成に取り入れた）「quasi-particle-new-Tamm-Dancoff空間」の中で評価される。すると、後者の場合には前者に比べてHy effectの重要なreduction effectが見い出され、1準粒子モード3準粒子モードも共に低い励起エネルギーである場合には、両者のcouplingは大巾にhinderされることになる。

- (6) このようにして、我々は奇核の低い励起状態に対して、通常のQ P Cとは異った描像に到達する⁷⁾。疑いもなく、振動領域から転移領域核にかけての多体論の基本的課題のひとつは、これらの核の励起を特徴づける基本的な相関を見い出すことであろう。低い励起状態に対してここで得られた描像は、それゆえ、より高い励起状態での「quasi-band structure」⁸⁾の実現の機構を理解してゆくためにも基礎的な役割を演じることが期待される。

References

- 1) A.Kuriyama, T.Marumori, K.Matsuyanagi and R.Okamoto, INS-Report 220.
- 2) A.Kuriyama, T.Marumori, K.Matsuyanagi and R.Okamoto, INS-Report 217.
- 3) N.Kanesaki, A.Kuriyama, T.Marumori, K.Matsuyanagi, F.Sakata and K.Takada, INS-Report 199.
- 4) S.Yoshida, Nucl.Phys.38(1962), 380.
- 5) L.S.Kisslinger and R.A.Sorensen, Rev.Mod.Phys.35(1963), 853.
- 6) M.Yamamura, Prog.Theor.Phys.33(1965), 199.
- 7) A.Kuriyama, T.Marumori, K.Matsuyanagi, R.Okamoto and T.Suzuki, to be published.
- 8) M.Sakai, Nucl.Phys.A104(1967), 301.

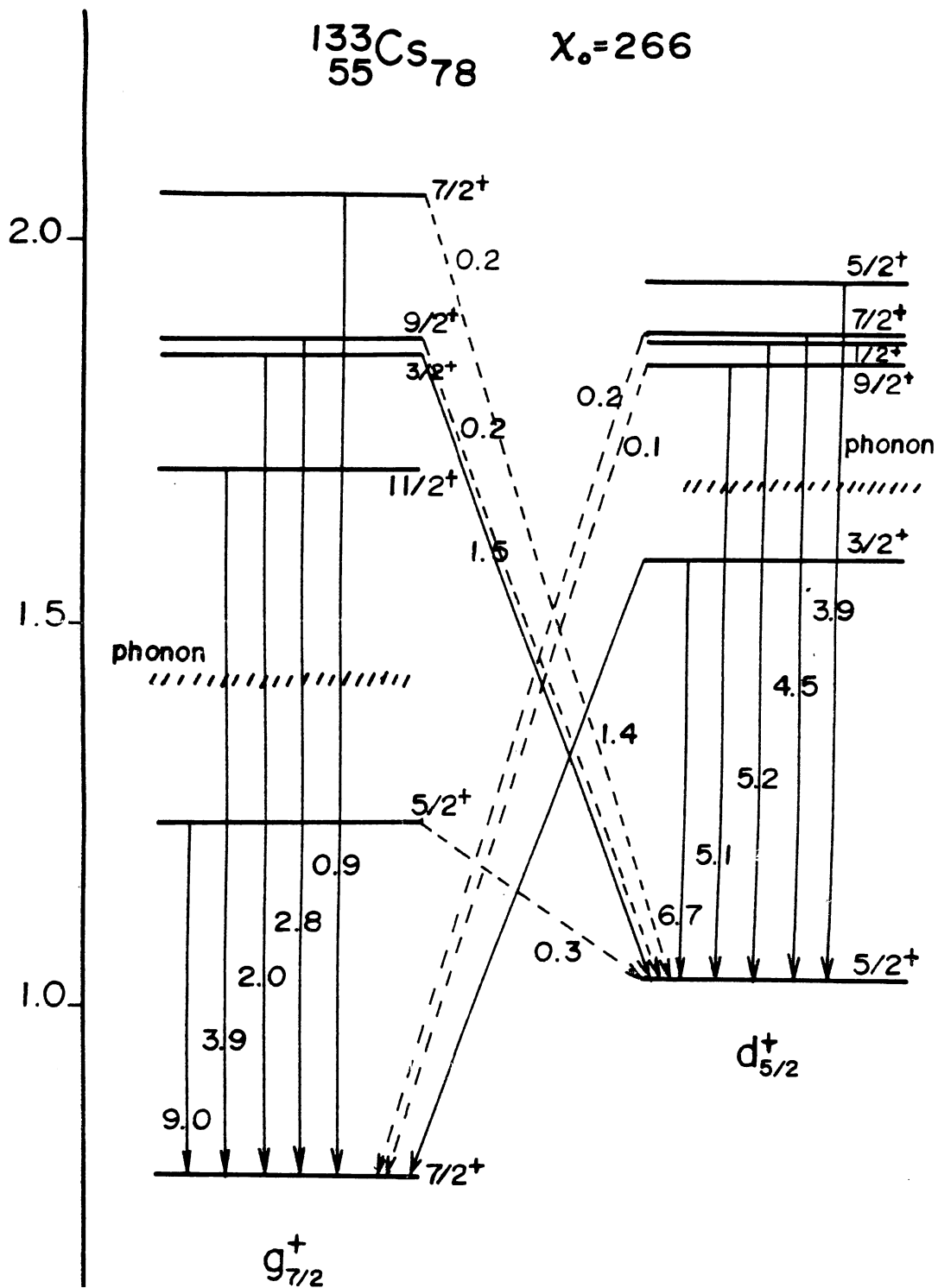


Fig. 1-a. ^{133}Cs の励起構造に対する計算値。用いたパラメータはすべて Ref. 5) と同じであることに注意。B(E2)の値は $e^2 \cdot 10^{-50} \text{cm}^4$ の単位で与えられており $e_{\text{pol}} = 0.5$ が用いられている。band 内遷移と比較して band 間遷移が弱いことが示されている。但し $3/2^+$ 状態は例外。この図の計算では Hy effect は完全に無視されている。

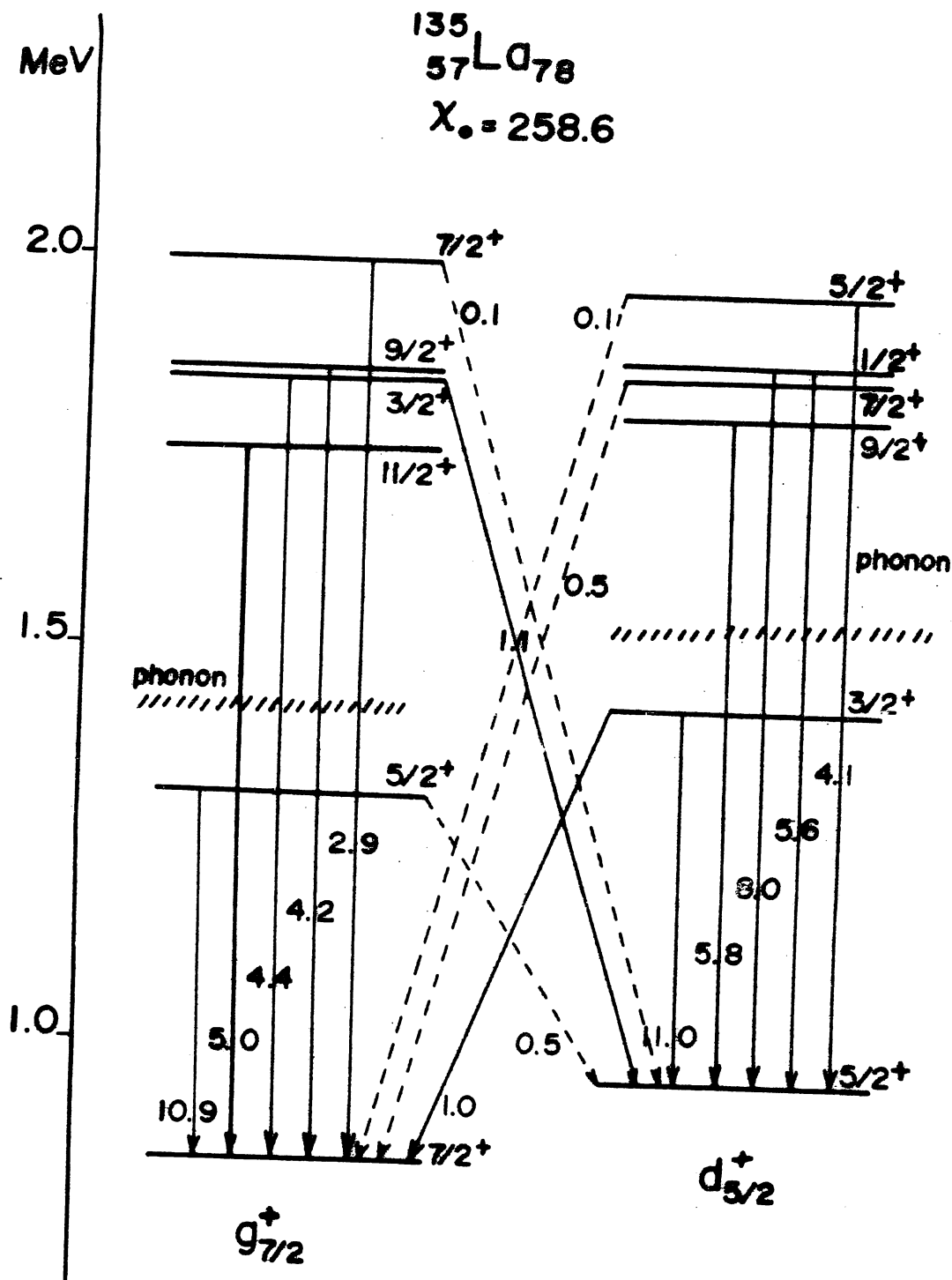


Fig. 1-b. ^{135}La の励起構造に対する計算値。Fig. 1-aと同様にして計算された。

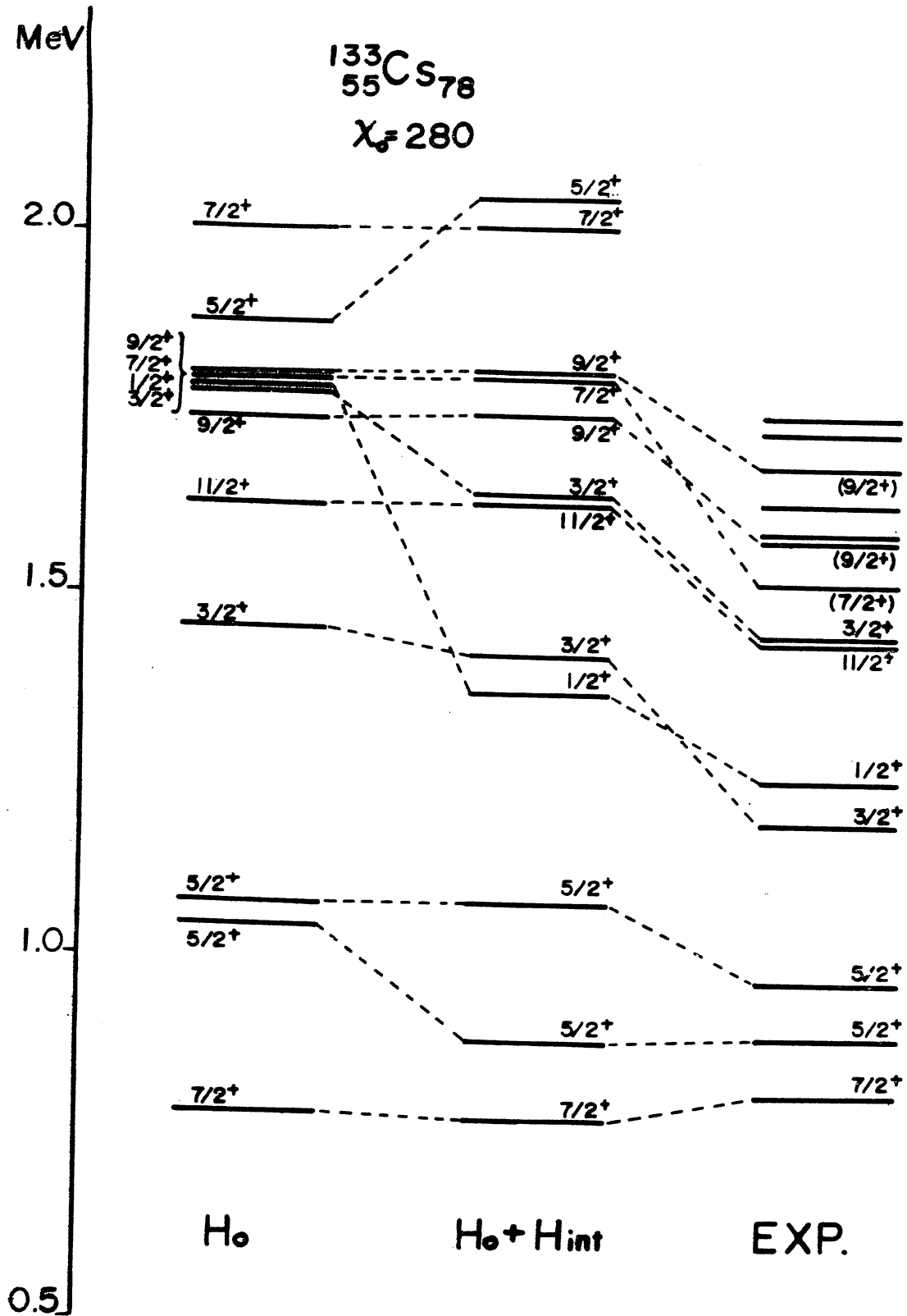


Fig. 2-a. ^{133}Cs における Hy effect の計算値及び実験との比較。
 H_{int} は「quasi-particle-new-Tamm-Dancoff 空間」での Hy effect の有効表現を意味する。 $1/2^+$ state と $3/2^+$ state のような low-spin state を別にすれば、この効果はあまり大きくないことに注意。

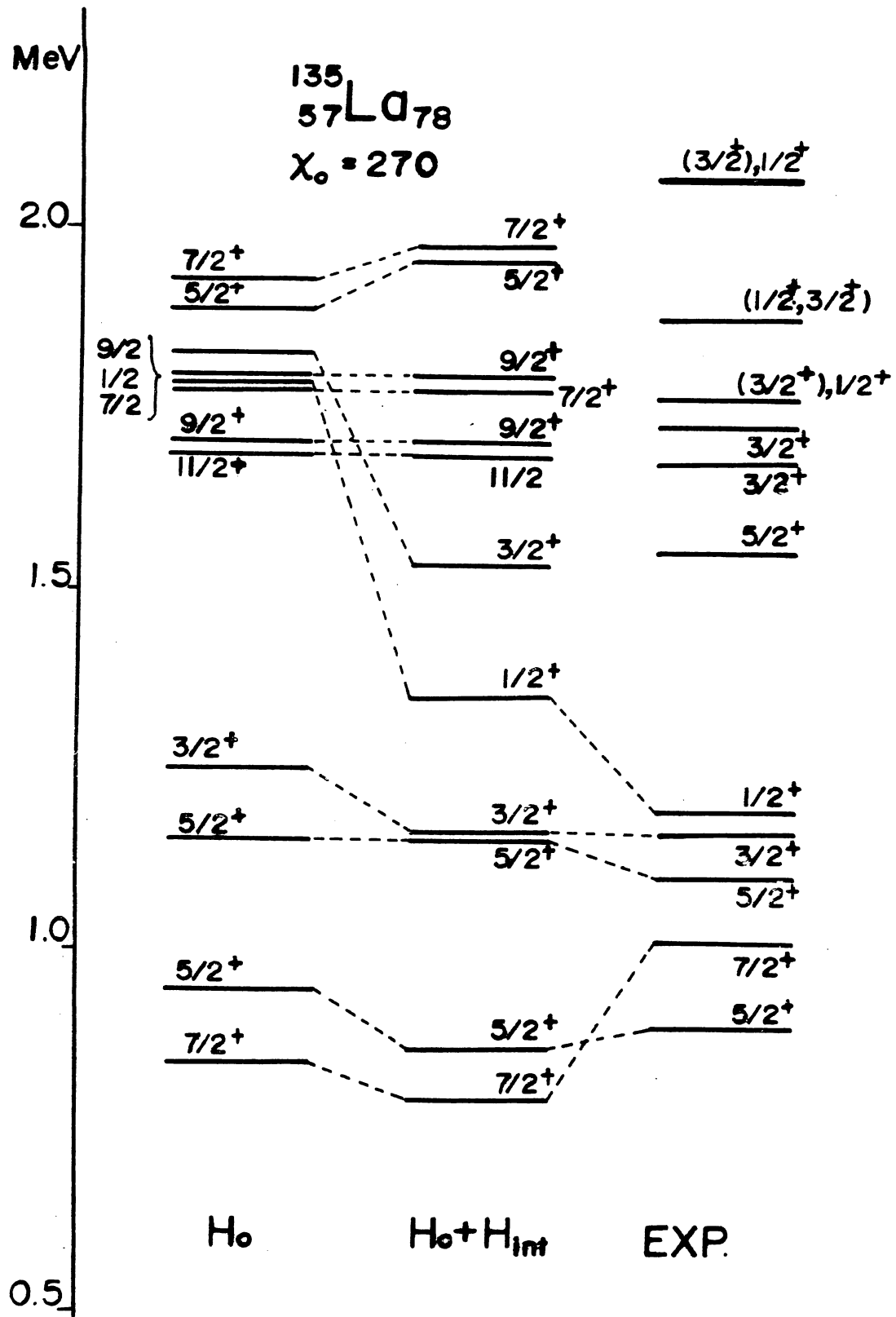


Fig. 2-b. ^{135}La におけるHy effect の計算値及び実験との比較。

Fig. 2-a と同様にして計算された。

Y型準粒子間相互作用の効果を弱める新しい機構

(京大理) 松 柳 研 一

Abstract

It is pointed out that conventional theories frequently overestimate the coupling between an odd quasi-particle and phonons, resulting from the original Y-type quasi-particle interactions. On the basis of the method of quasi-particle new-Tamm-Dancoff(NTD) space, new reduction effects of the Y-type interactions are briefly discussed.

- (1) 奇核において(通常考慮されている)奇準粒子とフォノンの間の相互作用(Fig. 1)は、微視的理論においては、Fig. 2に示したY型の準粒子間相互作用から導かれる。また、Y型の準粒子間相互作用(H_Y)は偶核においては1フォノン状態と2フォノン状態との混合をもたらす(Fig. 3 A)。このことをコペンハーゲン学派の「Nuclear Field Theory」に基づいたダイアグラムで示せばFig. 3 Bのように書かれる。¹⁾ それ故、Fig. 1に示した(通常の)奇準粒子-フォノン相互作用は、より高次の準粒子-フォノン相互作用を導く素過程のひとつであると位置づけられる。
- (2) Kisslinger-Sorensenの仕事²⁾以来、Fig. 1のダイアグラムこそが奇核の低い励起状態を特徴づける最も基本的な奇準粒子-フォノン相互作用であるという考え方が常識的になっている。しかし、彼らの解析結果をみると、このダイアグラムの効果が強すぎるために、むしろ実験データとの不一致がしばしば生じていること

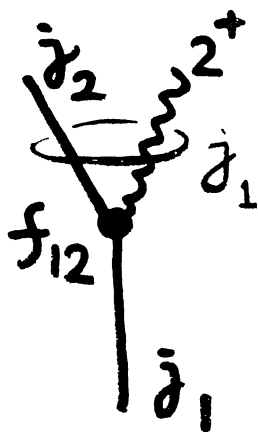


Fig. 1

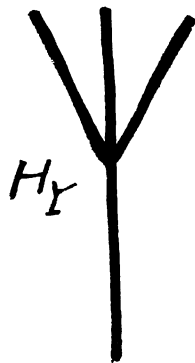


Fig. 2

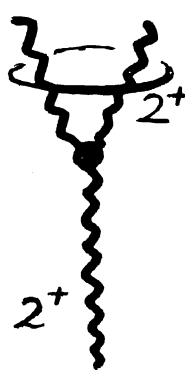


Fig. 3 A

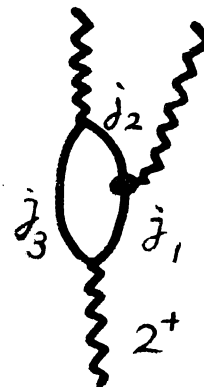


Fig. 3 B

がわかる。一方、我々はここ数年準粒子 NTD 空間の方法を提唱し Pauli 原理に由来する集団的 3 準粒子相関が奇核の低い励起状態において本質的な役割を果していることを示してきた³⁾。この集団的 3 準粒子相関を通常の準粒子-フォノン結合模型の言葉に焼き直して見ると、Fig. 4 に示した新しい型のダイアグラムがあらわれる。この型の「奇準粒子-フォノン相互作用」は Fig. 1 のダイアグラムと異なり、X型及びV型の準粒子間相互作用から由来するものである。

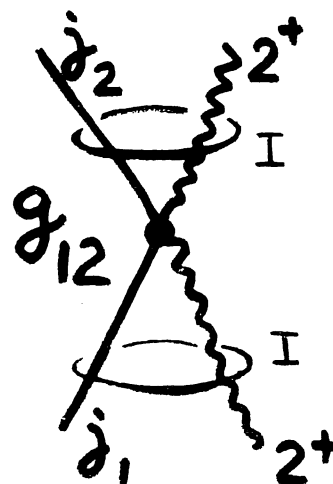


Fig. 4

(3) Fig. 4 のダイアグラムの重要性は、それが奇核の集団励起状態の構造を規定するというだけにとどまらず、集団励起モードと奇準粒子モードの間の coupling にも重大な影響を及ぼす点にある。その影響とは、ひとことでいえば、Fig. 1 で示されるダイアグラムの各成分の間に新しい干渉効果が発生することである。

(4) この干渉効果を簡単に理解するために、次の様な状態群を考えよう (Fig. 5)。

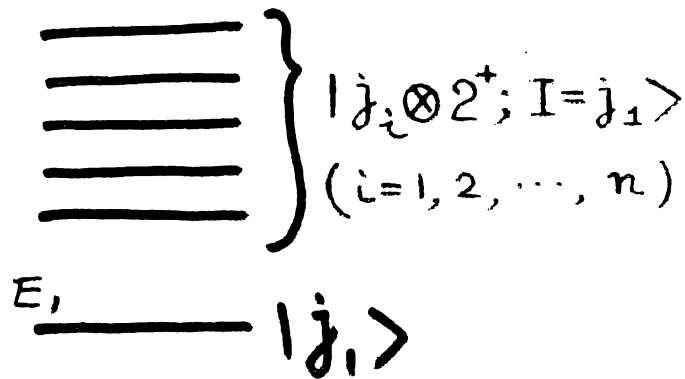


Fig. 5

1 準粒子状態 $|j_1\rangle$

1 準粒子 - 1 フォノン状態 $|j_i \otimes 2^+; I=j_1\rangle$
 $(i=1, 2, \dots, n)$

これらの状態群は Fig. 1 と Fig. 4 に示したダイアグラムによってお互いに結合し、固有状態

$$|\nu\rangle = a |j_1\rangle + \sum_i b_i |j_i \otimes 2^+; I=j_1\rangle \quad (1)$$

は次の固有値方程式の解として求まるべきものとなる。

$$\begin{bmatrix} E_1 & \mathbf{f} \\ \mathbf{f}^T & \mathbf{G} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b} \end{bmatrix} = \varrho \begin{bmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{f} は f_{1i} を要素とする行ベクトル、 \mathbf{G} は $(E_i + \omega) \delta_{ik} + g_{ik}$ を要素とする $n \times n$ 行列であり、 E_1 は角運動量 j_1 の 1 準粒子エネルギー、 ω は 2^+ フォノンの励起エネルギーである。 g_{ik} は $i = k$ の場合同一 orbit 内の 3 準粒子相関から発生するものであり、 $i \neq k$ の場合は異った orbits にまたがる 3 準粒子相関から発生するものである。Kisslinger - Sorensen 流の理論では $g_{ik} = 0$ であるから行列 \mathbf{G} はすでに対角化されている。

(5) 方程式(2)において部分行列 \mathbf{G} をまず最初に対角化しよう。

$$C G C^{-1} = \begin{pmatrix} \omega'_1 & & 0 \\ & \omega'_2 & \\ 0 & & \end{pmatrix} \equiv \omega' \quad (3)$$

固有値 ω'_λ に属する固有ベクトルは

$$| \text{coll} ; \lambda \rangle = \sum_i C_{\lambda i} | j_i \otimes 2^\dagger ; I = j_i \rangle \quad (4)$$

で与えられ、方程式(2)は次の形に変換される。

$$\begin{bmatrix} E_1 & \mathbf{f} C^{-1} \\ \mathbf{C} \mathbf{f}^\top & \omega' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b}' \end{bmatrix} = 0 \begin{bmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b}' \end{bmatrix} \quad (5)$$

($\mathbf{b}' = \mathbf{C} \mathbf{b}$)

これを(2)式において $g_{ik} = 0$ とおいたものと比較すれば(5)式は $(E_i + \omega) \rightarrow \omega'_\lambda$, $\mathbf{f} \rightarrow \mathbf{f}' \equiv \mathbf{f} C^{-1}$ と置きかわったものになっている。すなわち、Fig. 4 のダイアグラムの効果によって集団励起状態自身が(4)式のように書き直されると、ここで解かれた $| \text{coll} ; \lambda \rangle$ と1準粒子状態 $| j_i \rangle$ との間の結合を与える行列要素は次の様に与えられる。

$$f'_{1\lambda} = \sum_i f_{1i} C_{\lambda i} \quad (6)$$

式(6)は Fig. 1 に示したダイアグラムの間の干渉によって $f'_{1\lambda}$ が決定されることを示している。右辺の各項の符号は一般には random になるが、低い集団励起状態と1準粒子状態と1準粒子状態との結合を与える $f'_{1\lambda}$ の場合にはこの干渉効果は一般に destructive に効く。すなわち、低いエネルギーの励起状態においてはY型の準粒子間相互作用の効果が reduction を受けることになる。

- (6) この reduction effect が最も典型的にあらわれるのは Cs, La アイソトープにおける集団励起 $5/2_2^\dagger$ 状態 (dressed three - quasi - particle state) と1準粒子 $5/2_1^\dagger$ 状態との間の coupling の場合である。この場合、(6)式の右辺の和は $1 \equiv (2 d_{5/2})$ と $2 \equiv (1 g_{7/2})$ のふたつの項からの寄与が dominant であるが

$$|f_{11}| > |f_{12}|, \quad (イ)$$

$$|C_{\lambda 1}| > |C_{\lambda 2}|, \quad (ロ)$$

$$|f_{11} C_{\lambda 1}| \approx |f_{12} C_{\lambda 2}| \quad (ハ)$$

の関係があり，しかも両者は逆 sign になるためにほぼ完全な cancellation が発生する ($f'_{1\lambda} \approx 0$)。 (イ) の関係は四重極演算子の行列要素 $\langle 1 || r^2 Y_2 || 2 \rangle$ の性質から直ちに導けるが， (ロ) の関係は集団的 3 準粒子相関の性質に基づく。今の場合は g_{ik} の対角要素が $g_{11} > 0$ (斥力)， $g_{22} < 0$ (引力) であり，非対角要素 g_{12} は大きさは相対的に弱く斥力的に効く ($g_{12} > 0$) ことから説明できる。一般に非対角要素 g_{ik} は対角要素に比較して弱いけれど，ここで問題にしている干渉効果自体は非対角要素の存在によって発生するものであることを強調しておく必要があるだろう。

(7) ここでは Y 型準粒子間相互作用 (H_Y) の reduction effects のうちの destructive coherence による機構を，便宜上，準粒子-フォノン結合模型の言葉を用いて述べた。 H_Y の reduction effect にはこの他にも Pauli 原理によって vertex f_{12} 自身の変更を受けるものがある。これらの効果を「Nuclear Field Theory」の摂動論的ダイアグラムの方法によって取りこもうとすれば，Fig. 1 を計算ける際には少く共 Fig. 6 のようなダイアグラムも同時に計算する必要のあることを意味する。

(8) 実は，集団的 3 準粒子相関の効果は Fig. 4 の型のダイアグラムに焼き直しきれものではなく，フォノンの内部構造自身も変化させるものである。それについては Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 58 (1975)， Chapter 5 (栗山，丸森，松柳，岡本，鈴木) に詳しく論じてあるので参照していただければ幸いである。最後に，ここで述べた Y 型準粒子間相互作用の destructive coherence の効果と本質的に同じ効果が岩崎，坂田，高田らによる偶核の分析においても見い出されていることをつけ加えておく。

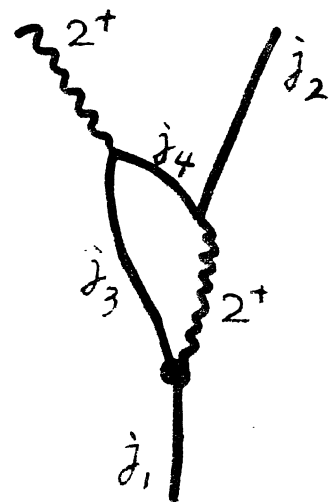


Fig. 6

References

- 1) D. R. Bes, G. G. Dussel, R. A. Broglia, R. Liotta and B. R. Mottelson, Phys. Letters 52B (1974), 253.
- 2) L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. 35 (1963), 853.
- 3) Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 58 (1975) and references therein.

ODD系における新しい運動形態の可能性^(*)

九大理 松 柳 研 一

(1) SphericalなODD系の低い励起スペクトルは、even系のフォノンと準粒子という二種の独立なモードのおりなすスペクトルとして理解されている。¹⁾

$$H = H_{collective} + H_{particle} + H_{int}$$
$$\Rightarrow \omega X^+ X + E a^+ a + \chi (X^+ + X) a^+ a$$

(2) しかしながら、我々はすでにフォノンのmicroscopicな構造を知っており、フォノンの複合性を考えると、type Aの他に type Bのような(フォノンと準粒子の間で準粒子を交換する)「フォノン-準粒子相互作用」が考えられる。

^(*) これは丸森寿夫、栗山惇氏との共同研究からのレポートである。

o Theory of Collective Excitations in Spherical Odd-Mass Nuclei I—Basic Ideas and Concept of Dressed Three-Quasi-Particle Modes — (to be published in Prog.Theor.Phys. vol.45 No3)

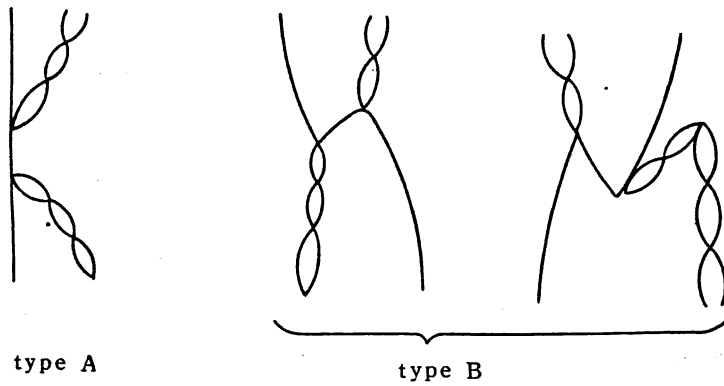


Fig. 1 phonon-quasiparticle coupling

(3) 我々はsingle-particle モードが顔を出すODD系における「非調和性」を分析するなかから、type Bのダイアグラムの重要性を結論した。

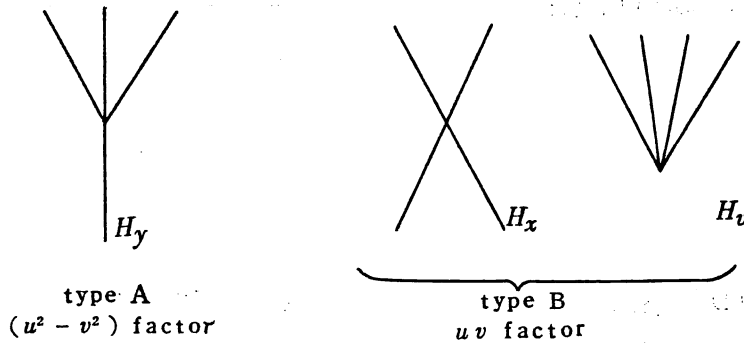


Fig. 2 vertex

type Bを構成するvertexはtype Aとは異質で、half-shell近傍でパウリ原理が効いてくるとき特に重要であり、またモードをconstructするforceである。

(4) 実際、ODD系のスペクトルを見てみると、「フォノン-準粒子結合」の立場からは馬鹿でかい「非調和性」になっており、type Bの相関による新しい運動形態の導入を要請している。

この点についてはMottelsonも、ある部分空間でこの相関を対角化する必要を述べた²⁾(なおtype Bの最初の部分はshell-model j^n での計算に対応している。T-D近似³⁾)

このようにして、ODD系におけるNew-T-D methodを開発する課題が提起された。

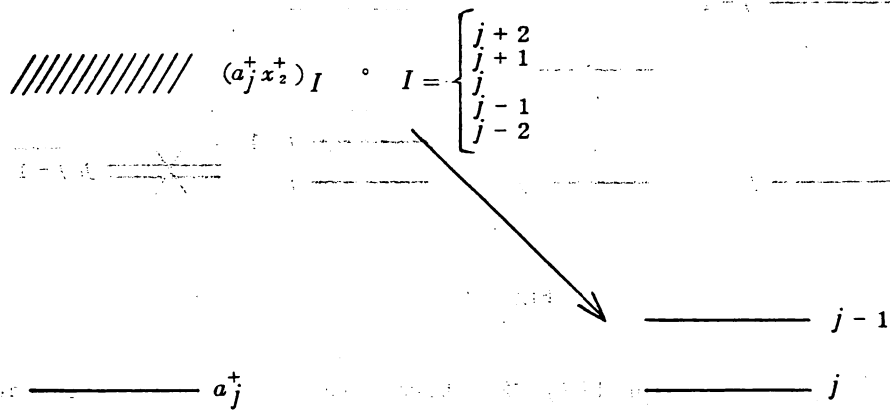


Fig. 3

(5) さて even系の New-T-D method (R.P.A) の生成演算子 $X^+ = \phi a^+ a - \phi a a$ を見てみると、それは次の条件を満足していることがわかる。

(a) quasi-spin vector で構成されている。(single j)

$$X^+ = \sum_{s_0} \phi_{s_0} T_{1s_0}, \quad \begin{pmatrix} T_{11} \\ T_{10} \\ T_{1-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a^+ a^+ \\ \mathcal{A} a^+ a \\ a a \end{pmatrix}$$

(b) spurious state が除去されている。

そして X^+ はセニオリティを 2 だけ transfer する。このことはフォノンの場合には自動的に保障されていて、格別意識する必要はなかったわけだが、ひとたび二体相関の N.T.D. を拡張して三体相関以上を扱おうとすると、モードに課さなければならない essential な条件であることがわかる。

(6) その条件は我々が準粒子表示を採用することから生じる。すなわち Bogoliubov 変換によって準粒子を導入するとき、それは Quasi-spin 空間における回転によって新たな内部座標系に移ることを意味しており、我々がすでに対相関場としては一体場に取りこんだ相関を再びモードの中にゴチャゴチャに混ぜるといふ混乱を起こしてはならないからである。

(7) ODD 系の New-T-D method における生成演算子 (着物を着た三体準粒子モード) は、階数 $3/2$ の quasi-spin テンソルで構成され transferred seniority=3 で特徴づけられる。(single j)

$$Y^+ = \sum_{s_0} \phi_{s_0} T_{3/2 s_0}, \quad T_{3/2 s_0} = \begin{pmatrix} a^+ a^+ a^+ \\ \mathcal{A} a^+ a^+ a \\ \mathcal{A} a^+ a a \\ a a a \end{pmatrix}$$

但し $T_{3/2 s_0}$ はそれ自身のうちに quasi-spin-generator \hat{S}_\pm, \hat{S}_0 を含まないという条件をつける。

(8) さて、対相関と contradictory な相関、例えば $Q \cdot Q$ force の影響がだんだん強くなり、着物を着た三体準粒子モードの励起エネルギーがどんどん低くなってくと、最初の出発点、すなわち対相関場 (pairing field) 自身が不安定になる点に到達する。even 系の RPA においてはフォノンの励起エネルギー $\omega=0$ が critical point に対応していたが、ODD 系においては Y^+ の励起エネルギー Q が一体準粒子エネルギー E を切る点、すなわち "Collective" ($j-1$) 状態が "single particle" j 状態より低くなる点が臨界点となる。

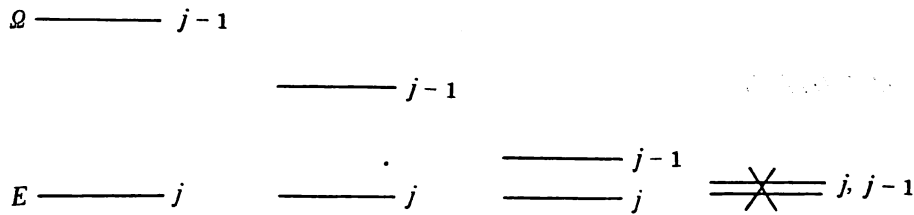


Fig. 4

(9) いわゆる異常結合 ($j-1$) 状態とは shell 構造の特徴 (high spin single j , opposite parity) により Y^+ が最も純粋に出現したものとしてとらえられよう。「フォノン-準粒子結合模型」では異常結合状態は最も説明困難な状態であったが、我々の model によると「異常」結合状態は最も単純な対象となる。「異常」結合は決して特殊的、例外的なものとして見るべきでなく ODD 系における普遍的な相関としてとらえるべきであろう。実際そのような証拠はいわゆる Anomalous coupling state 以外にも広汎に存在しているように思われる。(例えば, Zr, Mo, Sm, Nd, I, Cs アイソトープ)

(10) 結論的にいえば、ODD 系の低い励起状態は着物を着た三体準粒子モード Y^+ と一体準粒子モード a^+ との coupling という見方で新たに解き直される必要があるということ。更に Y^+ による相転移の問題は、我々の核構造への理解に新しいものをもたらす含蓄に富んでいると期待されるということ(何故なら超電導状態にしる、四重極変形にしる、我々の知っているのは二体相関による相転移にすぎない)。いいかえれば、ODD 系から transitional region の問題に接近するのは有意義であろうということである。

(追 補)

(I) いま、ODD 系の集団励起モードにおける主要な相関は何か、を問題にしているわけだから、この段階では一粒子エネルギー自身への様々なりこみ、変化は問題にしない。したがって type A のグラフは第 2 段階の問題として残っているし、 H_V による次のようなグラフも第 1 段階では考えない。

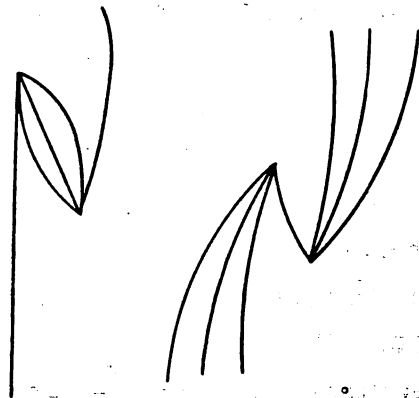


Fig. 5

(II) 例えば Rh^{105} の場合、パリティの条件から active orbit は Fig. 6 のようになり陽子はほとんど $g_{9/2}$ 軌道一本になる。

そこで中性子軌道を single j で表現し、陽子-中性子 two level model を設定する。

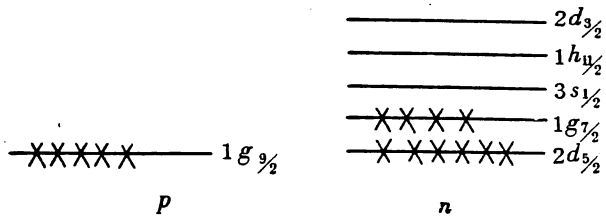


Fig. 6



Fig. 7

すると解は、中性子数 N の函数として Fig. 8 のようになる。

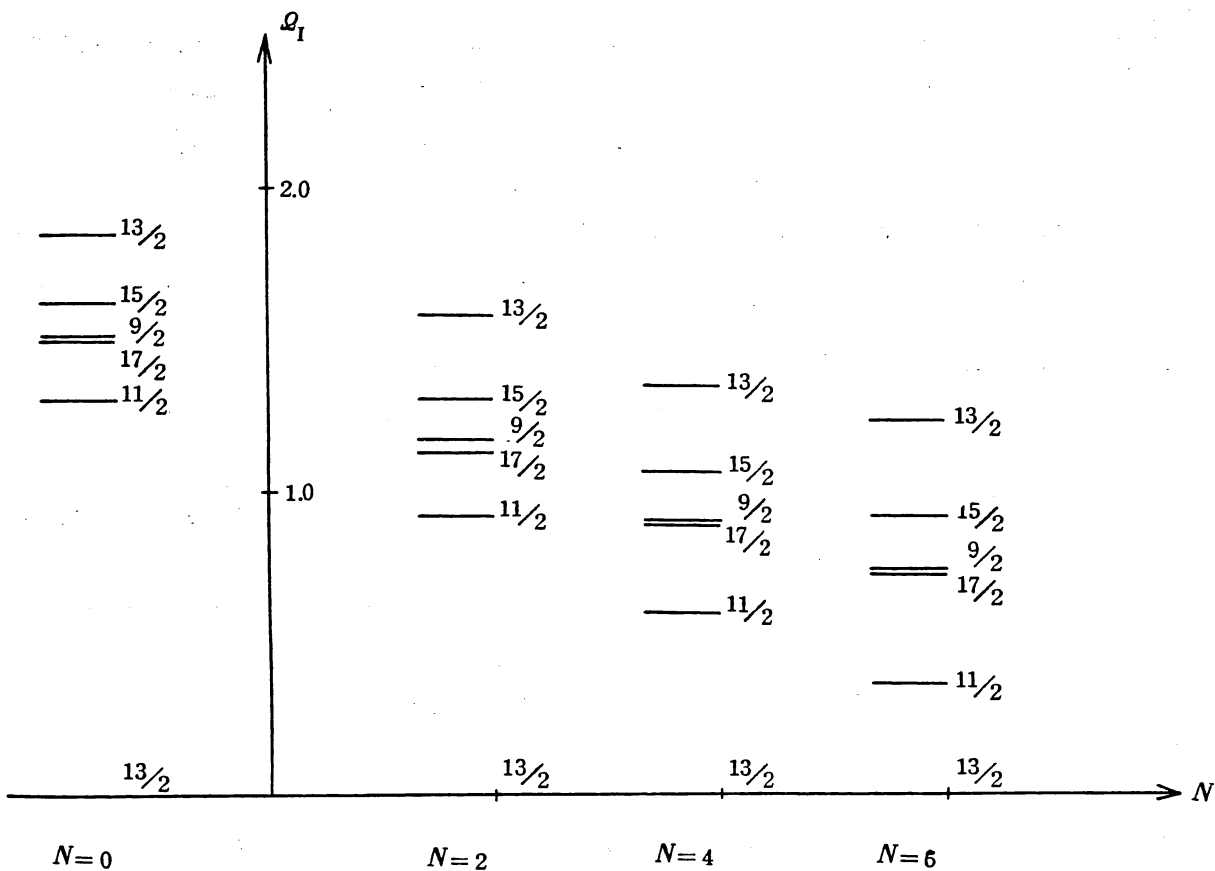


Fig. 8

このことは、直接的に陽子-中性子相関が異常結合 ($j-1$) 状態の主要な相関であることを示しているのではなく、異常結合 ($j-1$) 状態の主要な構造は強く quadrupole type に correlate した三体準粒子モードによって決定され $n-p$ force は (これを neutron phonon と couple させることにより) enhance するという意味で重要なのである。更にこの結果はすでに single j model が問題の基本的特徴を表現していることを示している。なおこの点は現在進行中の "realistic な" 解析によっても裏付けられつつある。

参 考 文 献

- 1) L.S.Kisslinger, R.A.Sorensen, Revs. Mod. Phys. 35(1963)853
- 2) B.R.Mottelson, Nikko Summer School Lectures (1969)54
- 3) L.S.Kisslinger, Nucle. Phys. 78(1966), 341