

^{157}Ho における指標依存非軸対称変形と第二のバンド交差

松 崎 昌 之

福岡教育大学 物理学教室

(1993年8月18日受理)

Signature Dependent Triaxial Deformation and Second Bandcrossing in ^{157}Ho

Masayuki MATSUZAKI

Department of Physics, Fukuoka University of Education

(Received August 18, 1993)

Abstract

Properties of the *EF* crossing are examined in terms of the cranking model as a candidate for the signature dependent second bandcrossing observed in the yrast sequence of ^{157}Ho . The signature dependent triaxial deformation brings about signature dependence into the *EF* crossing frequency but this is insufficient to reproduce the experimental data.

核力によって相互作用する有限個の核子（陽子と中性子）からなる原子核の構造を考える上で最も基本となるのは、平均場描像、すなわち始めから中心を持つ原子の場合と同様の殻模型が成立することであろう。言い換えれば、全ての対に関する二体相互作用を足し上げたものは、全核子が感じる平均一体場と弱い二体間残留相互作用とに書き換えられるのである。その物理的特徴に注目すると、平均一体場、二体間残留相互作用とも、良い精度で粒子-粒子相関に由来する単極対相関力と粒子-空孔相関に由来する四重極相関力の和と近似することができる。前者の存在のために核子は、(原子核が中心を持つ有限系であるために) 角運動量空間でクーパー対を形成する。無限系の場合と同様に、この相関の強さを表わす秩序パラメーターとして対ギャップを導入することができる。一方、後者は原子核の平均場の球対称性をこわす方向にはたらく。平均場の形状が球形からずれると、ハミルトニアンを持つ対称性を回復するための回転運動が生じる。この回転運動によって核内核子はコリオリ力と遠心力を受ける。これらの力は、互いに逆方向に軌道運動することによって角運動量=0の状態を作っているクーパー対をこわす方向に寄与するので、回転角速度を上げていくとこれらの力に敏感な対から順にこわれる。すなわち、対をこわした状態の方が対を組んだままの状態よりエネルギー的に安定になるのである。

原子核全体として持つ各角運動量値（慣例でスピンと呼ぶ）ごとの最低エネルギー状態をつないだ系列をイラスト・バンド (yrast band) と呼ぶが、クーパー対がこわれて2核子の角運動量ベクトルが原子核の回転軸方向に整列することにより、イラスト・バンドを

形成する状態の内部構造が変わることになるので、この現象をバンド交差と呼ぶ。

希土類領域では偶偶核（陽子、中性子とも偶数）のイラスト・バンドでの最初のバンド交差が AB ペア^(註1)の整列によるものであることが確立しており、更にいくつかの核¹⁾では $A_p B_p$ ペアの整列による第二のバンド交差が観測されている。しかし、不對陽子が A_p または B_p 軌道を占有する奇陽子核のイラスト・バンドではパウリの排他律のために $A_p B_p$ 整列は禁止され、第二のバンド交差は一般に高角速度側へシフトする。この場合、バンド交差を引き起こす軌道の候補には、 $CD, EF, \{B_p C_p \text{ または } A_p D_p\}$ が考えられる。各々のペアの整列角速度は原子核の形状、対ギャップ及び核子数に敏感であり、また粒子整列は形状及び対ギャップの変化を引き起こす。

回転核での核子軌道は指標 (signature) r と呼ばれる量子数を持っており、奇質量核の各回転バンドは、最終(不對)核子が $r=+i$ の軌道に入ったスピン $I=1/2+$ 奇数の系列と、 $r=-i$ の軌道に入った $I=1/2+$ 偶数の系列から成る。従って、指標以外はすべての量子数が等しいこの二つの系列の性質の違いを指標依存性と呼ぶ。奇質量核では、偶偶核でも測定できる量に加えて、種々の量に現れる指標依存性から核構造に関するより多くの情報が得られる。

奇陽子核のうち最もよく調べられている原子核の一つである ^{157}Ho では、 A_p 軌道 ($r=+i$) が占有されている場合角速度 $\hbar\omega=0.48\text{MeV}$ で、 B_p 軌道 ($r=-i$) が占有されている場合 0.54MeV で第二のバンド交差が起きており、前者での整列角運動量は約 5.7 (\hbar) である^{2), (註2)}。その交差角速度に指標依存性があること及び整列角運動量が大いことから、これらのバンド交差は $B_p C_p$ 及び $A_p D_p$ ペア整列によるものであると考えられている。一方、磁気双極遷移確率はその軌道が整列したかに敏感であるが、 $B(M1)/B(E2)$ ^(註3)の実験値は第二のバンド交差領域で増大している³⁾。不對核子と(整列2核子を含む)偶偶芯の g 因子の差の2乗に比例する $B(M1)$ は、整列核子が不對核子と同種で高 j (軌道角運動量 \vec{l} と内部スピンの \vec{s} が平行) 軌道にある場合には整列前に比べて減少するので、 $B(M1)/B(E2)$ の増大は $B(M1)$ 以上に $B(E2)$ が減少することを意味するが、もし整列するのが CD あるいは EF の中性子ペアなら $B(M1)$ はほとんど変化しない⁴⁾ので、 $B(E2)$ の減少の度合いは小さいことになる。そこでこの短報では、バンド交差の効果をあいまいさなく記述できる非断熱基底^{5), 6)}を用いたクランキング模型(回転殻模型)によっ

- 1) 角運動量 \vec{j} を持つ核子が角速度 $\vec{\omega}$ で回転する座標系で感じるコリオリ力及び遠心力のエネルギーは $-\hbar\vec{\omega} \cdot \vec{j}$ と表わされるので、 j が大きい軌道にいる核子ほど、回転軸方向に角運動量ベクトルを整列させるように軌道の形を変えやすい。すなわちクーバー対がこわれやすい。中性子が占有している殻模型軌道のうち、フェルミ面近傍にあり j が最大のものを、エネルギーが低い方から順に A, B, C, D (5番め以上は通常整列しない)、最大値以外の j のものを順に E, F, G, H と呼ぶ。同様に陽子に関しては $A_p, B_p, C_p, D_p; E_p, F_p, G_p, H_p$ と呼ぶ。
- 2) コリオリ力によって回転軸 (x 軸とする) 方向に整列する粒子 (角運動量の大きさ $\sqrt{j(j+1)}$) の角運動量成分の期待値 $\langle j_x \rangle \equiv i_x$ (整列角運動量; alignment) は第0次では $i_x \leq j$ であるはずだが、現実には整列に伴って原子核の形状等の変化が起こるので、実験的には整列前後のスピンの差によって定義される値は j (この場合 $11/2$) を越えうる。またこの核の場合、 $r=-i$ の系列については整列開始のスピンのみしか実験データがない。
- 3) 実験的には通常この比が先に求まり、更に他の測定により分母・分子を分離するのであるが、後者の測定は困難な場合が多く、この核の場合分離されているのは第二のバンド交差の前までである³⁾。なお、ここで $B(M1)$ 及び $B(E2)$ は磁気双極及び電気四重極のパリティ・多重極度を持つ電磁遷移確率である。

て、中性子ペア整列の可能性を検討する。

偶偶核に不対核子が付け加わると、全核子が感じる平均場が変化する。この変化（すなわち奇質量核と偶偶核の差）は付け加わった核子が入る軌道の量子数に依存する。この変化を扱う理論的方法は2通りに大別され、第一の方法は奇数個の核子からなる原子核全体の平均場を直接計算する方法、第二の方法は平均場としては偶偶核（芯）に対するものを計算した上で、最終核子は偶偶芯のイラスト状態を真空とする（BCS 状態にあるという

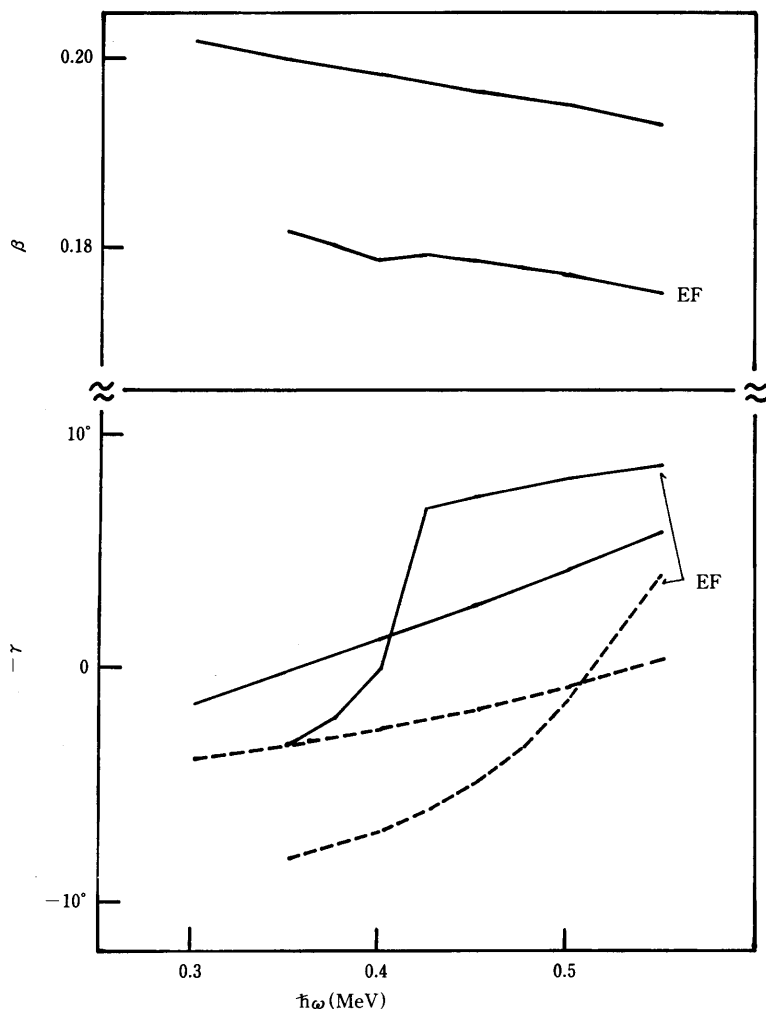


Fig. 1. Equilibrium β (top) and γ (bottom) deformations of the rotating potential, calculated by adopting the pairing gaps $\Delta_n = 0.7\text{MeV}$ for neutrons and $\Delta_p = 1.1\text{MeV}$ for protons, are shown as a function of the rotational frequency. The definition of the sign of γ conforms to the Lund convention. Curves for the 3-quasiparticle ($A_p AB$ and $B_p AB$) bands are drawn from $\hbar\omega = 0.3\text{MeV}$ while the ones for the 5-quasiparticle ($A_p ABEF$ and $B_p ABEF$) bands are drawn from 0.35MeV . The results for the signature $r = +i$ and $-i$ are drawn with solid and broken lines, respectively. As for the β deformation, the values for the $r = -i$ are omitted because its signature dependence is negligible.

意味で) 1 準粒子励起という一種の素励起モードとみなし, 他の素励起モードである形状及び対ギャップの振動励起とのモード・モード結合を考えることによって偶偶芯の性質の変化を記述する方法である。クランキング模型による原子核の平衡形状の計算には前者が, 電磁遷移確率の計算には後者が便利である。

後者の立場で行った我々の以前の計算⁶⁾では (平均場近似で) 角速度 $\hbar\omega = 0.47\text{MeV}$ で $B_p C_p$, 0.52MeV で $A_p D_p$ 交差が起こり, 交差角速度は実験データと整合している^(脚注4)。しかし, このとき EF 交差も $B_p C_p$ 交差に近い角速度で起こる。 CD 交差は十分先である。

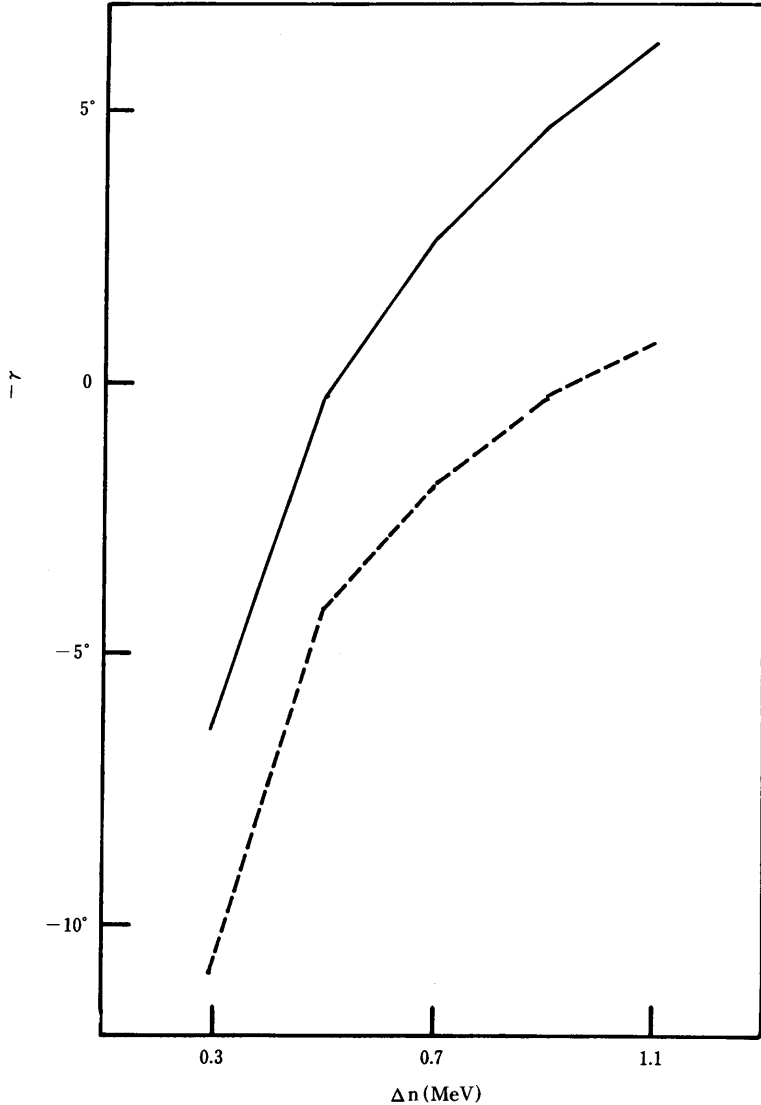


Fig. 2. Equilibrium γ deformations of the $A_p AB$ and $B_p AB$ bands calculated at $\hbar\omega = 0.45\text{MeV}$ are shown as a function of the neutron pairing gap. The results for the signature $r = +i$ and $-i$ are drawn with solid and broken lines, respectively.

4) 文献6)では $B_p C_p$ 交差を越える角速度まで交差前の構造に対する計算を行なっているが, 非断熱基底を用いることによって交差効果は除去されている。

この領域の EF 交差の可能性は以前に ¹⁵⁸Yb⁷⁾ 及び ¹⁶⁰Yb⁸⁾ について論じられている。

一方、前者の立場に立って不対陽子が核の形状を変える効果⁹⁾を考慮すると γ 変形^(脚注5)自体に指標依存性が生じる (Fig. 1)。これは A_p と B_p の軌道の形の違いから来るもので、文献10)での ¹⁵²Eu に対する結果と整合している。各々の場合の単一粒子エネルギーを見ると CD 交差が起こる角速度 $\hbar\omega_{CD}$ はいずれの場合も約 0.61MeV であるが、 $\hbar\omega_{EF}$ は A_p 軌道が占有された場合に約 0.43MeV、 B_p 軌道が占有された場合に約 0.455MeV となり、実験データと定性的には整合する指標依存性が得られる。また $r=+i$ での EF 交差による整列角運動量は約4.4 (\hbar) である。これらの結果は、(最初のバンド交差後に注目している) 中性子の対ギャップ Δ_n として AB 整列バンド (S バンド) での典型的な値 0.7MeV を用いた場合の結果である。この結果が Δ_n にどの程度依存するかを示したのが Figs. 2-4 である。Fig. 2 は平衡 γ 変形, Fig. 3 は EF 及び B_pC_p/A_pD_p 交差角速度, Fig. 4 は $\langle J_x \rangle \equiv \langle \sum_{i=1}^A j_x \rangle$ を Δ_n の関数として示したものである。 $\Delta_n \leq 0.3$ MeV では AB バンドと $ABEF$ バンドの相互作用領域が非常に広くなり、非断熱表示の精度が低下すると考えられるので、Fig. 3 は $\Delta_n \geq 0.5$ MeV に限った。図から明らかなように γ 変形及びその結果として $\hbar\omega_{EF}$ に指標依存性が生じ、 EF 交差が B_pC_p あるいは A_pD_p 交差と非常に近い

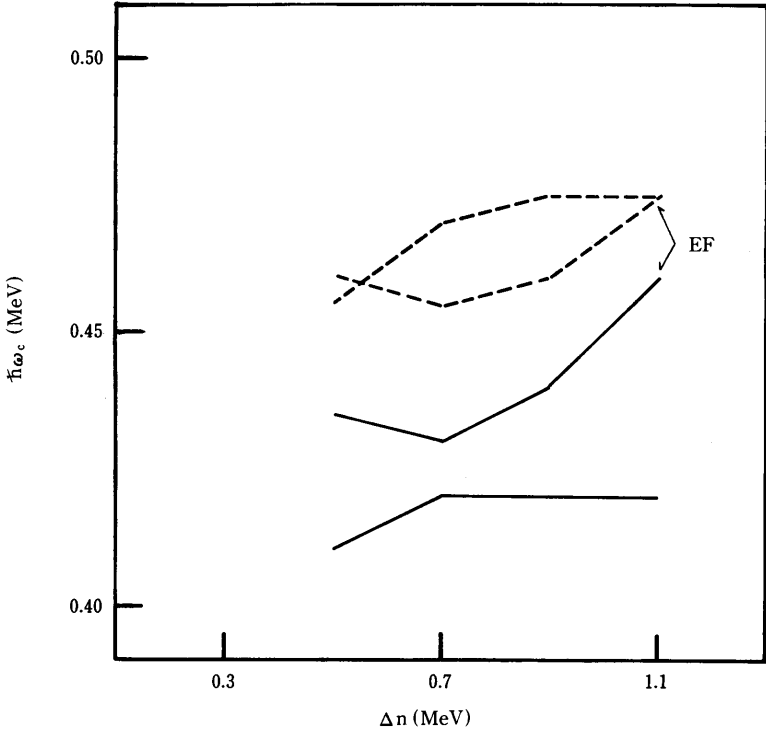


Fig. 3. Bandcrossing frequencies for the EF and B_pC_p/A_pD_p crossings are shown as a function of the neutron pairing gap. The results for the signature $r=+i$ and $-i$ are drawn with solid and broken lines, respectively. The values for the $\Delta_n=0.3$ MeV case can not be determined precisely because of the strong interband interaction.

5) 軸対称変形を β 変形、非軸対称変形を γ 変形と呼ぶ。 $\gamma=0$ で対称軸となる軸 (z 軸とする) 以外に回転軸 (x 軸) という方向性が存在する場合には、 y 軸方向の密度分布が増加する $\gamma > 0$ と x 軸方向の密度分布が増加する $\gamma < 0$ の区別が意味を持つ。この γ 変形自体が指標に依らない場合でも、 γ 変形と種々の量の指標依存性の間に密接な関係があることが知られている。

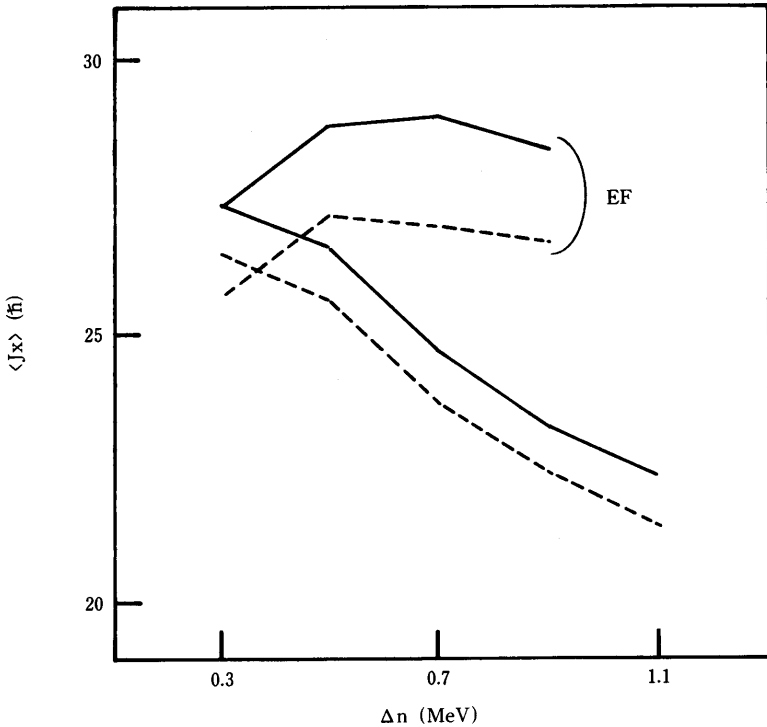


Fig. 4. Expectation values of the total angular momentum calculated at $\hbar\omega = 0.45$ MeV are shown as a function of the neutron pairing gap. Curves for the $A_p AB$ and $B_p AB$ bands are drawn up to $\Delta_n = 1.1$ MeV while the ones for the $A_p ABEF$ and $B_p ABEF$ bands are drawn up to 0.9 MeV. The results for the signature $r = +i$ and $-i$ are drawn with solid and broken lines, respectively.

角速度で起こるといふ結果は広い範囲の Δ_n にわたって共通である。ただし EF 交差による整列角運動量 (Fig. 4 で同じ指標の 2 つのカーブの差) は Δ_n と共に減少し、 $\Delta_n \sim 0.3$ MeV ではほぼ 0 になる。

以上の計算では EF 交差前後での Δ_n の変化を考慮しなかったが、実際には EF 軌道にある 2 核子の整列は Δ_n の大きな減少を引き起こすと考えられる。そこで一例として Fig. 4 の EF 交差前の $\Delta_n = 0.7$ MeV の場合と交差後の 0.3 MeV の場合を比べてみると、整列角運動量は 1 ~ 2 (\hbar) となる。また、現実の原子核はこれまで述べてきた非断熱描像と通常用いられる断熱描像の間に位置すると考えられるので、Fig. 5 に後者の場合の $\langle J_x \rangle_n \equiv \langle \sum_{i=1}^N j_x \rangle$ を示した。この場合も $\Delta_n = 0.7$ MeV の低角速度側と 0.3 MeV の高角速度側を滑らかにつないだ曲線が現実に近いと考えると、整列角運動量は約 2.5 (\hbar) となる。以上で第二のバンド交差の候補としての EF 交差の性質について調べた。定性的には γ 変形自体の指標依存性の帰結として交差角速度の指標依存性が得られるが、 $r = +i$ での整列角運動量の大きさと共に、定量的に実験データを説明するには不足である。

$N = 90$, $Z \sim 67$ 領域での E, F 軌道は $[532 \ 3/2]$, G, H 軌道は $[521 \ 3/2]$ ニールソン軌道に由来する¹³⁾。 E 及び H 軌道は $r = -i$, F 及び G 軌道は $r = +i$ である。後に計算値を示す $B(E2)$ は β 小あるいは $\gamma > 0$ で小さく、 β 大あるいは $\gamma < 0$ で大きくなる。Fig. 1 で指標ごとに EF 交差の前後 ($A_p AB$ と $A_p ABEF$, $B_p AB$ と $B_p ABEF$) の平衡 γ 変形

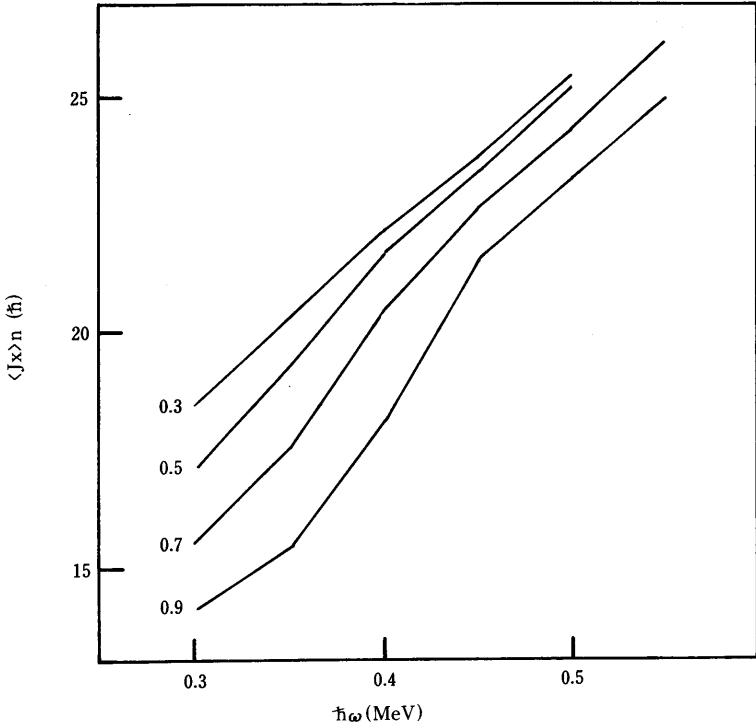


Fig. 5. Expectation values of the angular momentum carried by neutrons are shown as a function of the rotational frequency, for the neutron pairing gap $\Delta_n=0.3, 0.5, 0.7$ and 0.9 MeV cases. These results are calculated by using the adiabatic bases, and therefore the low and high frequency parts correspond to the $A_p AB$ and $A_p ABEF$ configurations, respectively. The values for the $r=-i$ are omitted because its signature dependence is negligible.

を比べてみると、 EF ペアの整列の効果が低角速度側と高角速度側で逆転していることがわかる。これは F 及び G 軌道の性質交換によるものであり、低角速度側で EF ペアが原子核を $\gamma > 0$ 方向へ変形させることは文献7) 及び8) の議論と整合するが、高角速度側での $B(E2)$ の減少を説明するためには不利な要因となる。一方、 β 変形は指標にほとんど依らず、 EF 交差によって多少減少する。

最後に、(遷移の始状態と終状態に対する平均的偶偶芯を設定するために) 前述の第二の立場に立って電磁的性質を調べる。Figs. 6, 7 は偶偶芯の g 因子 g_{core} 、 $B(M1)$ 及び $B(E2)$ を角速度の関数として描いたものである。ここで AB 、 $ABEF$ 及び $ABA_p B_p$ (脚注6) は真空の配位を示している。この領域の多核子整列状態では γ 振動との結合効果が非常に弱くなることが文献4) 及び6) で示されているので、この計算ではその効果は無視した。 AB 配位に対する結果は文献6) のものと同じである。不對陽子は正の g 因子を持つので、Fig. 6 から明らかなように $B(M1)/B(E2)$ 増大の説明のためには、陽子ペア整列よりも、中性子ペア (ただし \vec{l} と \vec{s} が反平行であることに由来して $g_{\text{core}} > 0$ となる) である EF

6) この第二の方法を用いる場合、 $A_p AB$ 状態で $B_p C_p$ 交差または $B_p AB$ 状態で $A_p D_p$ 交差が起こった場合、 $ABA_p B_p$ 配位が真空、 C_p または D_p が不對陽子の占有軌道となる。

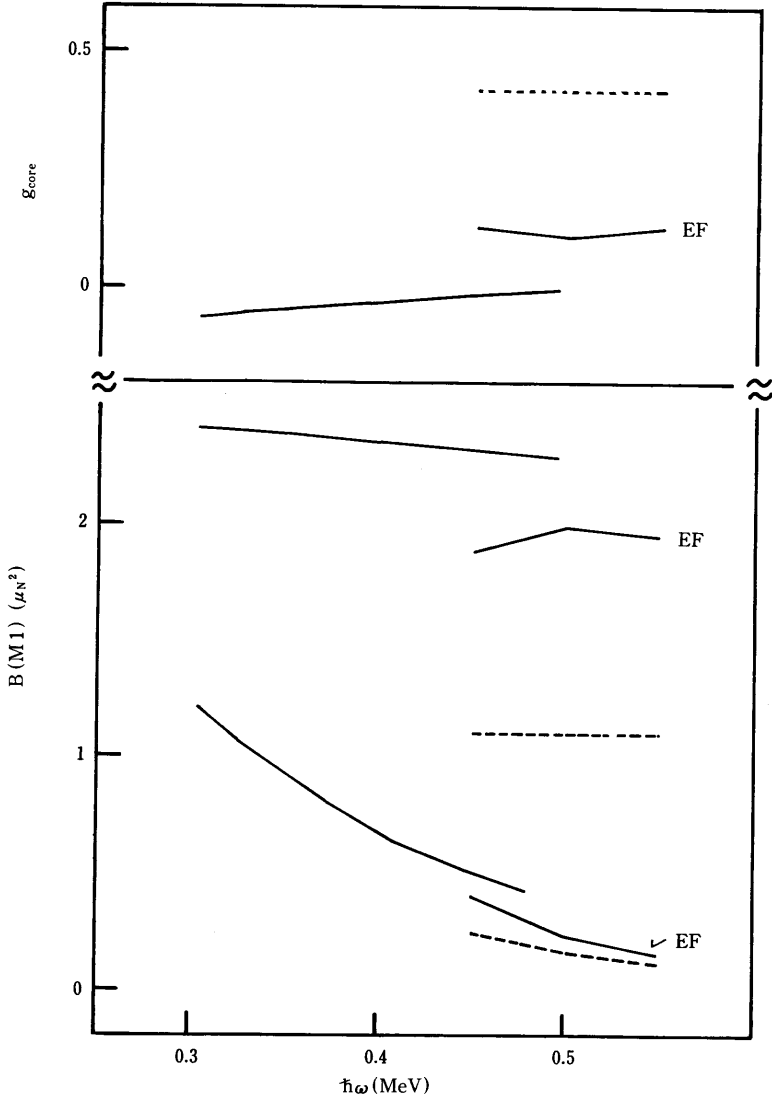


Fig. 6. g -factors of the even-even core (top) and magnetic dipole transition strengths between the signature partner bands in the odd- Z system (the even-even core plus an A_p or B_p proton; bottom) are shown as a function of the rotational frequency. $\Delta_n = 0.66\text{MeV}$ and $\Delta_p = 0.90\text{MeV}$ are adopted for the even-even core. Curves for the AB (from $\hbar\omega = 0.3\text{MeV}$), which were taken from ref. 6), and $ABEF$ (from $\hbar\omega = 0.45\text{MeV}$) cores are drawn with solid lines while the ones for the ABA_pB_p core are drawn with broken lines, respectively. $B(M1: r = +i \rightarrow -i)$ is always larger than $B(M1: r = -i \rightarrow +i)$ in all the three cases presented here. Note that the geometrical factor which improves the transition strengths at the low frequency region¹²⁾ is not included.

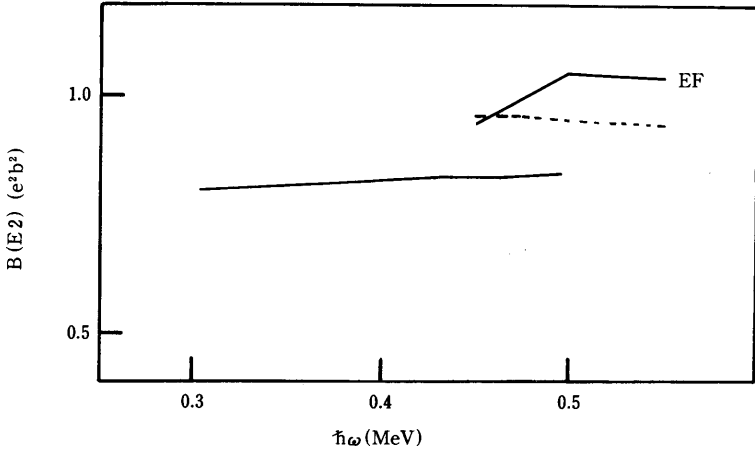


Fig. 7. The same as the bottom part of fig. 6 but for the electric quadrupole transition strengths within the $r=+i$ sequence. The values for the $r=-i$ are omitted because its signature dependence is negligible.

交差の方が有利であるが、Fig. 7 が示すように第二のバンド交差が EF (あるいは $A_p B_p$) 単独の交差では (少なくとも対ギャップを固定して非断熱基底を用いた計算では) $B(E2)$ は減少しない。従って第二のバンド交差領域での $B(M1)/B(E2)$ の増大 (分母・分子が実験的には分離されていない) を EF 交差のみで説明することはできない。

回転角速度が大きくなりコリオリ力及び遠心力のためにクーバー対がこわされて回転軸方向に整列する核子が増えてくることは、赤道面内の密度分布が増えることを意味するので、ある臨界角速度に到達すると回転軸に関して軸対称 ($\gamma=60^\circ$) になって量子力学的な集団回転が消滅する現象 (回転バンドの終結) が以前から予言されており、実際に隣接偶偶核 ^{158}Er では $\hbar\omega \approx 0.53\text{MeV}$ でそれが起こっているとの報告¹³⁾がある。一方 $N=90$ 同調核での実験データを系統的に見てみると、 Z が大きくなるほど、第二のバンド交差前の整列角運動量のゆっくりとした増加がはっきりと見える¹⁴⁾。以上のことから、 ^{157}Ho では AB ペア整列による第一のバンド交差後、 EF ペアの (指標に依存した) ゆっくりとした (断熱描像に近い) 整列を経て $B_p C_p$ あるいは $A_p D_p$ ペアによる第二のバンド交差が指標に強く依存した角速度で起こり、(この時点で不對核子を含めて7核子整列状態になっているので、) バンド終結に近づいているため $B(E2)$ が大巾に減少している、と考えられる。

REFERENCES

- 1) $N=90$ 同調核については
 I. Y. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1454,
 L. L. Riedinger et al., Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 568,
 H. Hübel, Proc. XXI Winter School on Physics, Zakopane, Poland 1986 p. 45.
- 2) J. Simpson et al., Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1132.
- 3) J. Gascon et al., Nucl. Phys. **A513** (1990) 344,

D. C. Radford et al., Nucl. Phys. **A545** (1992) 665.

4) *CD* 交差については

M. Matsuzaki, Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **77** (1987) 1302.

5) Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **74** (1985) 1346.

6) M. Matsuzaki, Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **79** (1988) 836.

7) S. B. Patel et al., Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 62.

8) Y. S. Chen, S. Frauendorf and L. L. Riedinger, Phys. Lett. **B171** (1986) 7.

9) S. Frauendorf and F. R. May, Phys. Lett. **125B** (1983) 245.

10) R. Bengtsson and H. Frisk, Nucl. Phys. **A437** (1985) 263.

11) R. Bengtsson, S. Frauendorf and F. R. May, At. Data and Nucl. Data Tables **35** (1986) 15.

12) F. Dönau, Nucl. Phys. **A471** (1987) 469.

13) J. Simpson et al., Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 648,

E. M. Beck et al., Phys. Lett. **B215** (1988) 624.

14) 例えば

C.-H. Yu et al., Nucl. Phys. **A489** (1988) 477.