

# 高速回転する原子核

松 柳 研 一

非常に大きい角運動量が与えられた極限状況の下で、原子核の内部構造にどのような質的变化が起るだろうか。一つの可能性は、個々の核子のもつ角運動量が一定の方向に整列することである。この極限においては、集団的回転運動は消滅し、それに代わって“対称軸まわりの剛体的回転”という古典的液滴模型の描像が大局的には成立すると予想されている。本稿では、簡単な独立粒子模型の枠内で最近の実験データを検討しながら、この様な理論的描像を紹介する。

## § 1. はじめに

原子核のもちうる角運動量は約 100  $\hbar$  にも達すると推定されている。その様な“極めて目まぐるしく回転している”原子核 (Super dizzy nuclei) を、重イオン融合反応による複合核形成を通じて<sup>1)</sup> 現実に創り出すことが可能になった。それに呼応して、“非常に大きい角運動量が与えられたことによって原子核の内部構造にどのような質的变化が起るか”という問題に対する関心が急速に高まっている。それだけでなく、その様な一種の極限状況における核構造を示唆する実験データもかなり出てきている。これらの実験事実は、“核子のスピン整列”<sup>2)</sup>と名付ける新しい核子間結合様式が高スピンの極限で実現されるだろうという、Bohr-Mottelson によって最初に提唱された<sup>2-5)</sup> 理論的描像を支持しているように思われる。本稿の前半 (§2~§5) で解説するように、その様な状況に於ては、もともと量子力学的な系である原子核に対して“古典力学的回転運動”の概念を導入することが可能となる。最近発見された“イラスト・トラップ”の現象は、この概念の重要性を強く示唆している (§6)。本稿の後半 (§7, §8) では、稀土類変形核の比較的 low spin 状態における“バンド交差現象”について述べる。ここで扱う現象は、前半で述べるイラスト・トラップの話と一応独立のものであるが、両者は“核子のスピン整列機構”を結び目として、実は密接な関係にあるのである。

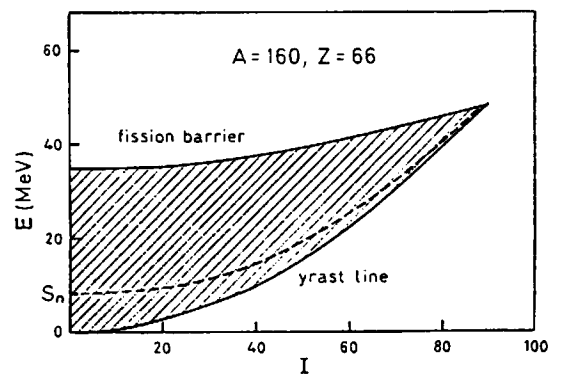
京都大学理学部物理学第二教室  
606 京都市左京区北白川追分町

\* 本稿では、度々、軌道角運動量と核子の固有スピンのベクトル和である角運動量のことをスピンと呼ぶ。また、“大きい角運動量”と同じ意味で高スピンという言葉を用いることにする。

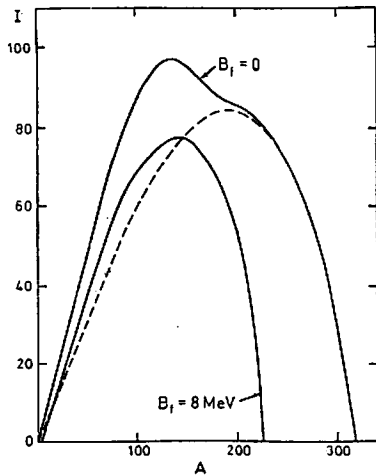
## § 2. 回転液滴模型

高スピン状態の中で特別な役割を演ずるのは“イラスト (yrast) 状態”である。<sup>6)</sup> イラスト状態とは、特定の角運動量  $I$  に対して励起エネルギー  $E$  が最低の状態のことである。言い換えれば、一定の励起エネルギーが与えられた際に“最も目まぐるしく (yrast) 回転している”状態を意味する。イラスト状態は高励起状態であっても、励起エネルギーの主要部分が回転エネルギーに由来するので、温度でいえば絶対零度に相当する。すなわち、イラスト状態の近傍では励起状態の準位密度が小さいので、<sup>7)</sup> 個々の量子状態を観測することが可能であると期待される (イラスト分光学)。  $E-I$  平面の中でイラスト状態を連結する線のことをイラスト線と呼ぶ (第1図)。イラスト線より下には励起状態は存在しない。

まず最初に原子核の液滴模型から出発し、回転する“液滴”がイラスト線に沿ってどのような形状変化を示す



第1図  $E-I$  平面上での原子核の安定領域。回転液滴模型による推定。点線より上の領域では、最大の軌道角運動量  $l=6$  をもつ中性子の放出が可能となる (文献4より転載)。



第2図 回転液滴模型による原子核の臨界角運動量。点線より下の領域では平衡変形はみかん型，上の領域では非軸対称楕円体となる。 $B_f$ は核分裂に対する障壁の高さを表わす(文献4より転載)。

かを考察しよう。この模型はCohen, Plasil, Swiatecki<sup>9)</sup>によって詳しく検討された。良く知られているように、静止した荷電液滴の形状は表面張力とクーロン反撥力との均衡によって決定される。陽子数を  $Z$ 、質量数を  $A$  と書くと、 $Z^2/A$  が臨界値 ( $\sim 49$ ) 以下の原子核では表面エネルギーを最小にする球形状態が安定であり、それが臨界値を超えると核分裂を起す。基底状態で球形であった液滴も、回転運動が始まると変形する。変形した方が回転エネルギーが小さくて済むからである。変形した液滴は、一般的には、どの主軸のまわりにも回転する。しかし、我々に興味があるのはイラスト線上での形状変化であるから、次の様な仮定を導入しよう。すなわち、“液滴”はそれと同じ密度分布をもつ剛体の慣性能率  $\mathcal{J}_{rig}$  をもつものとし、角運動量  $I$  の方向は  $\mathcal{J}_{rig}$  が最大値をとる主軸と一致しているとする。すると、一定の角運動量  $I$  に対して、回転、表面、クーロン・エネルギーの合計を最小にする条件から変形度を求めることが出来る。こうして次の様な結論が得られる。液滴は  $I$  の方向を対称軸とするみかん型\*に変形し、その変形度は  $I^2$  に比例して増大する。 $I$  が更に大きくなると、みかん型変形は不安定になり、非軸対称の楕円体を経由してレモン型\*に近づき、最後に

\* 本稿では oblate 型のことを“みかん型”，および prolate 型のことを“レモン型”と呼ぶ。この用語は野上茂吉郎氏による。<sup>9)</sup>

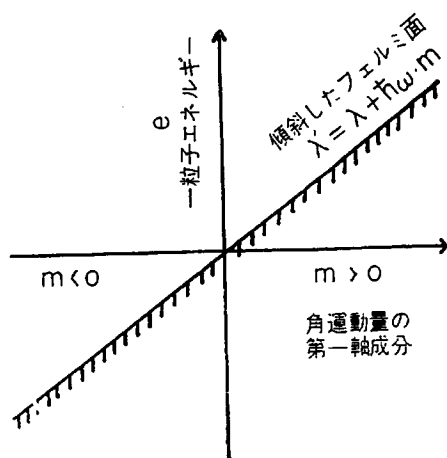
核分裂する。この最終段階では慣性能率が急激に増大するので、 $I$  の増加にも拘わらず回転の角速度は逆に減少する。これは“巨大後方歪曲現象”と呼ばれており、 $A \sim 150$  の原子核では  $80 \leq I \leq 100$  の領域で起ると期待される(第2図)。実際には、核分裂に対する不安定性が発生する以前に、核子や  $\alpha$  粒子の放出によって角運動量の一部が持ち去られる可能性や、核分裂に対する障壁通過の確率も考慮しなければならない。第1図と第2図には、これらも考慮した原子核の“相図”と臨界角運動量の値が示されている。

### § 3. 量子力学的回転と古典力学的回転

みかん型変形した液滴がその対称軸のまわりに剛体的に回転しているという描像は、古典力学的には極めて自然に理解できる。しかし、“対称軸まわりの回転”という概念は量子力学的には無意味なはずである。すなわち、量子力学系としての原子核の回転運動は必ず対称軸に垂直な軸のまわりに起らなければならない。球形の原子核に回転運動は存在しないことを思いおこそう。

集団運動としての回転運動は、核子の多体系がお互いの相互作用を通じて作り出す平均ポテンシャルが回転対称性を破ることによって始めて発生する。孤立系としての原子核は必ず角運動量の固有状態になっていなければならないので、平均ポテンシャルに対称性の自発的破れが発生するということは、平均ポテンシャルに繰り込めなかった核子間残留相互作用の中に“破られた対称性”を回復する機能が存在することを意味している。実際、変形核の低エネルギー励起を特徴づける回転運動は、この様な“破られた対称性を回復する集団運動”として理解されている。<sup>3,10,11)</sup> 平均ポテンシャルが軸対称変形している場合には、対称軸に垂直な軸のまわりの回転対称性のみが破られているので集団的回転運動はこの垂直軸のまわりのみ起るわけである。

それでは、回転液滴模型の基本的仮定に対して、いかなる量子論的意味付けが可能であろうか。この問いに答えるために、球対称ポテンシャルの中で核子が独立に運動しているとする模型から出発しよう。この様な独立粒子模型におけるイラスト状態の励起エネルギーは角運動量の関数としてどのような性質を示すであろうか。第3図の様に、一粒子準位のエネルギー  $e$  とそ



第3図  $e-m$  平面上で傾斜したフェルミ面。

の角運動量の任意の座標軸(第1軸とする)方向への成分  $m$  で張られる二次元平面を考える。核子系の基底状態はフェルミ準位  $\lambda$  まで核子の詰まった状態であり、その角運動量はゼロである。有限の角運動量  $I$  をもつイラスト状態を作るには勾配  $\hbar\omega$  をもつ“傾斜したフェルミ面”  $\lambda' = \lambda + \hbar\omega m$  を考え、それぞれの  $m$  に対して  $\lambda'$  まで核子を詰めればよい。これがイラスト状態となることは、拘束条件  $I = \sum_i m_i$  をラグランジュの未定乗数法により取り入れて、 $\sum_i (e_i - \lambda) - \hbar\omega \sum_i m_i = \sum_i (e_i - (\lambda + \hbar\omega m_i))$  を考えれば明らかであろう。ここで  $\sum_i$  は占有状態  $i$  に関する和である。§7で述べるクランキング模型との類似性に注意しよう。この状態の特徴は、フェルミ面の近傍にある個々の核子の角運動量が、パウリ原理によって許される範囲内で、第1軸方向に最大限に整列している点にある。すなわち、これは“スピン整列状態”である。スピン整列状態は、それが単一のスレーター行列式で表現されるにも拘わらず(球対称ポテンシャルの場合には)角運動量の固有状態になっていることに注意しよう。

$e-m$  平面上での一粒子準位の分布は離散的であるから“傾斜したフェルミ面”で記述されるスピン整列状態のもつ角運動量は、勾配  $\hbar\omega$  の連続的な変化に対して不連続的に変化する。それ故、このような状態は特定の角運動量に対してしか作ることが出来ない。そこで、次の様な簡単化を行う。一粒子準位が  $e-m$  平面上で連続的に分布しているとみなし、更に、その準位密度  $g(e, m)$  が  $\lambda$  の近傍で一定値  $g(e = \lambda, m)$  をとると仮定する。  $g(e = \lambda, m)$  としてフェルミ・ガス模型で与えられる値を使用すれば、考察下のスピン整列状態の

励起エネルギー  $E$  と角運動量  $I$  を勾配  $\hbar\omega$  の関数として求めることが出来る。<sup>5)</sup> その結果は  $I = \mathcal{J}_{rig}\omega$ ,  $E = (1/2)\mathcal{J}_{rig}\omega^2$  となり、まさに古典力学での関係になる。但し、 $\mathcal{J}_{rig} = M \int \rho(r)(x_2^2 + x_3^2) d^3r$ ,  $M$  は核子の質量、 $\rho(r)$  は密度分布である。傾斜したフェルミ面の勾配が角速度  $\omega$  に対応しているわけである。この様にして、独立粒子模型から出発しても、統計的概念を持ち込みさえすれば、イラスト状態の平均的励起エネルギーに対して“対称軸まわりの剛体的回転”という巨視的描像が成立することがわかる。ここで得られた古典力学的描像は集団的回転運動の場合と異なり、個々の量子準位に対してではなく、それらの平均的振舞いに対して成立するものであることに注意しよう。対称軸まわりの回転の場合には、個々のイラスト状態に対しては  $E = (1/2)\mathcal{J}I(I+1)$  という関係があてはまらないだけでなく、集団的回転運動に特有な強い  $E^2$  型  $\gamma$  遷移は存在しない。

#### §4. 核子のスピン整列

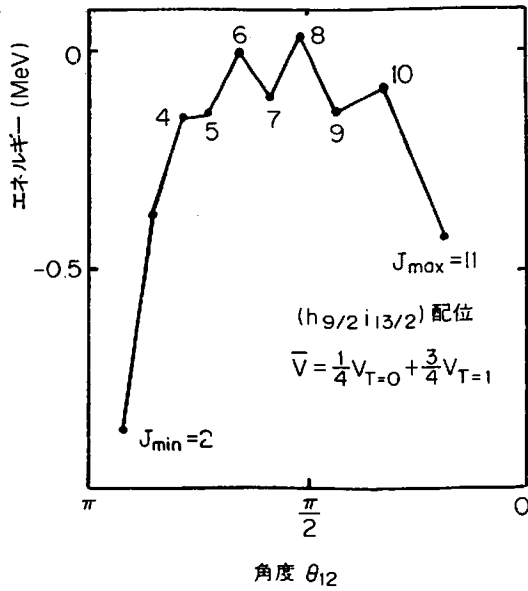
それでは何故、角速度  $\omega$  の増大に伴って、みかん型変形が成長するのであろうか。この問いに答えるために、 $j-j$  結合殻模型から出発し、一粒子準位の殻構造(shell structure)と核子のスピン整列機構の関係を具体的に分析してみよう。

二重閉殻の外に数個の核子が加わった簡単な配位を考える。閉殻の外にある核子間の有効相互作用は、相互作用している核子のスピンをそれぞれ  $j_1, j_2$  と書くと、それらの間の半古典的な角度

$$\cos \theta_{12} = \frac{J(J+1) - j_1(j_1+1) - j_2(j_2+1)}{2\sqrt{j_1(j_1+1)j_2(j_2+1)}} \quad (1)$$

によって特徴づけることができる。<sup>12)</sup> ここで  $J = j_1 + j_2$  であり、 $J$  は  $J_{min} = |j_1 - j_2|$  から  $J_{max} = j_1 + j_2$  迄の値をとる。<sup>\*</sup> 第4図に<sup>208</sup>Pb<sub>126</sub>につけ加わった2個の核子が( $h_{9/2}i_{13/2}$ )配位にある場合の実験データが示されている。強いスピン・アイソスピン依存性を無視し

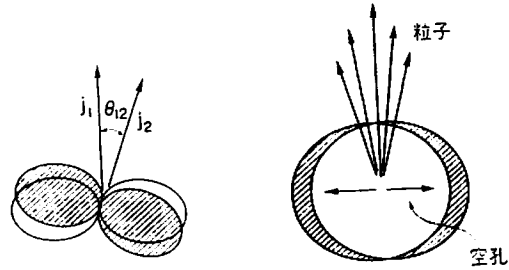
<sup>\*</sup> 但し、相互作用している核子が共に中性子または共に陽子でかつ  $j_1 = j_2 = j$  の場合には、パウリ原理のために  $J_{max} = 2j - 1$  となり、現実の  $j$  の値に対しては  $\theta_{12}$  は小さくなり得ない。一方、この場合  $J = 0$  に対して  $\theta_{12}$  は正確に  $\pi$  になる。これは核子のクーパー・ペアーを生成する対相関力の対角行列要素に他ならない。



第4図 有効相互作用の角度依存性。(h<sub>9/2</sub>i<sub>13/2</sub>)配位に対する実験データ<sup>12)</sup>をアイスピンの平均した量、 $\bar{V} = (1/4)V_{T=0} + (3/4)V_{T=1}$ が示されている。図中の数字は角度  $\theta_{12}$  に対応する角運動量の値。

て有効相互作用の平均的性質のみに注目すれば、 $\theta_{12}$  が  $\pi$  または 0 に近づくにつれて強い引力が働いていることがわかる。 $\theta_{12}$  が  $\pi$  または 0 に近づくにつれて2核子の波動関数の重なりが大きくなることに注意すれば明らかな様に、これは短距離での強い引力という特徴のみから導かれる性質である。

閉殻の外にある粒子がスピン整列した状態においては、粒子間に強い引力が働くことがわかった。この様な状態の空間的密度分布は、全角運動量の方向に対して垂直な赤道面上に脹らみをもち、みかん型になっている筈である。同様の考察を閉殻に数個の空孔が加わった配位に対して行くと、空孔がスピン整列した状態はレモン型の密度分布をもつことがわかる。赤道面上での密度が不足するからである。次に、粒子と空孔が同時に存在している場合を考えよう。もしも、粒子と空孔のスピンがすべて整列すれば、みかん型への傾向とレモン型への傾向が相殺してしまう結果、密度分布は再び球対称に戻ってしまうだろう。全体としてみかん型の密度分布が実現するためには、一粒子準位のスピン分布が閉殻の内側と外側で非対称になっていなければならない。実際、 $j-j$ 結合殻模型では閉殻のすぐ上に大きい  $j$  をもった準位が、閉殻のすぐ下に小さい



第5図 核子のスピン整列(概念図)。

$j$  をもった準位が多く出現する。<sup>\*</sup> この  $j$ -分布の非対称性のために、閉殻の外にある粒子のスピン整列効果が優勢になる。この状況が発生すると、個々の空孔のスピン  $j$  は粒子のつくる角運動量の方向に垂直に結合することが望ましい。何故なら、その様に結合することによって、核子間の波動関数の重なりが大きくなり短距離引力を最も有効に利用できるから(第5図)。

閉殻の外にある粒子の密度分布がみかん型になれば、これらと閉殻内の核子との相互作用によって、閉殻芯自体も変形する。相互作用が短距離引力型であるので、自己無撞着ポテンシャルもみかん型になる筈である。変形度  $\beta$  は粒子の具体的配位に依存するが、スピン整列が進行するほど、即ち核子系の全角運動量が増大するに従って増大するであろう。このことは簡単な考察によって確かめることが出来る。Hartree-Fock の処方得られたポテンシャルがみかん型に変形していて、その対称軸が角運動量の方向と一致していると仮定しよう。すると全角運動量は

$$I = \sum_i m_i \quad (2)$$

で与えられる。ここで  $m_i$  は  $i$  番目の核子がつスビンの対称軸方向への成分である。一定の  $I$  に対して様々な配位  $\{m_i\}$  が考えられる。微小変形の場合には、それぞれの配位に対する変形エネルギーは

$$E_{\text{def}}^{(4)}(\beta) \equiv E^{(4)}(\beta) - E^{(4)}(\beta=0) \approx \left( \sum_i C_i \right) \beta + \frac{1}{2} C_0^{(4)} \beta^2 \quad (3)$$

と書ける。<sup>5,13)</sup> ここで

$$C_i = \pm \alpha_j \left( \frac{m_i^2}{j_i(j_i+1)} - \frac{1}{3} \right) \quad (4)$$

である。(3)式の第一項は変形ポテンシャルの中での

<sup>\*</sup> ここには、核表面付近で急激に弱くなる動径依存性をもつポテンシャルの特徴が反映している。

独立粒子運動のエネルギーからの寄与であり、(4)式の符号は粒子に対して正、空孔に対して負である。 $a_j$ は準位  $j_i$  毎に決まる定数である。一方、(3)式の第二項は閉殻が変形に抗する復元力ポテンシャルである。変形エネルギー  $E_{\text{def}}^{(4)}(\beta)$  を最小にする条件から、それぞれの配位に対する平衡変形の値  $\beta = \beta_0$  を決定することができる。すると、閉殻の外にある粒子が  $m_i \approx j_i$ 、閉殻内の空孔が  $m_i \approx 0$  の場合に大きい  $|\beta_0|$  が得られることがわかる(みかん型変形であるから  $\beta_0 < 0$  である)。このことは、有効相互作用の性質に基づく考察の結論と一致している。ハートリー・フォック近似がスピン整列状態に対して良い近似になっているならば、 $j-j$  結合殻模型における有効相互作用の主要部分が変形エネルギーとして表現できる筈だから、これは当然であろう。二重閉殻の復元力パラメータは非常に大きい(1~2 GeV)ので、平衡変形  $\beta_0$  が微小 ( $|\beta_0| \sim 0.1$ ) でも 5 MeV 程度の変形エネルギーが容易に得られることに注意しよう。スピン整列に関与する核子の個数が増加するとともに、角運動量  $I$  は増大する。これに対応して変形度  $|\beta_0|$  は、殻構造の詳細を反映したガタガタの振舞いを示しながら、平均的には増大してゆくだろう。こうして、フェルミ面が閉殻の近傍にある原子核のイラスト状態は、大局的には古典的液滴模型と類似した性質を示すことが予想できる。しかし、この結論は純粋に量子効果である殻構造に基づいて得られたものであることを強調しておきたい。

### §5. 高スピンの殻構造

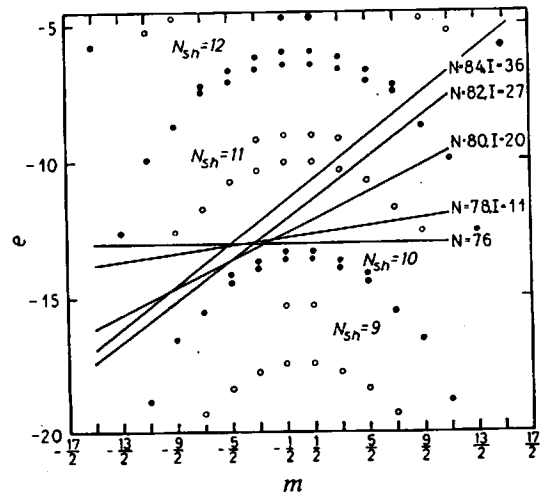
角運動量の増大に伴い変形が成長すると(3)式はもはや意味を失う。球形ポテンシャルの殻構造は消滅し、それに代って、新しい“変形殻構造”が出現する、と期待される。殻構造とは、ポテンシャルの中での一粒子状態エネルギーの分布が一樣ではなく、その非一様性の中に規則性が形成されることを意味する。<sup>2,14)</sup> あるいは、準位密度の濃淡が規則的に出現すること、と言っても良い。特定の変形に対してこの非一様性が顕著になれば、フェルミ面近傍の準位密度が稀薄な原子核は大きい結合エネルギーを持つことになり、それだけ安定化される。殻構造の形成に伴うエネルギーの利得は“殻構造エネルギー”と呼ばれている。これは量子効果である。核分裂アイソマーの発見によって変形殻構造の重要性が実証されて以来、<sup>14)</sup> 殻構造の発生す

る一般的条件についての研究が進展した。<sup>5)</sup> この条件は、非等方調和振動子型ポテンシャルという特殊な場合には自明である。 $\omega_i$  および  $n_i$  をそれぞれ  $i$  軸方向への振動数および量子数としよう ( $i = 1, 2, 3$ )。この場合には、 $a, b, c$  を小さい整数として

$$\omega_1 : \omega_2 : \omega_3 = a : b : c \quad (5)$$

という条件が満足されている場合に顕著な殻構造が実現する。何故なら、殻量子数を  $N_{sh} = an_1 + bn_2 + cn_3$  で定義すれば、 $N_{sh}$  が同一の値をもつ準位が縮退し、 $a, b, c$  が小さい整数であるほど、その縮退度が大きいからである。

高スピン状態で特に興味があるのは  $\omega_1 : \omega_2 : \omega_3 = 3 : 2 : 2$  の場合である。<sup>15)</sup> これは第1軸を対称軸とするみかん型変形であって、短軸と長軸の比が 2 : 3、変形パラメータでは  $\beta \sim -0.4$  に相当する。この  $|\beta|$  は、良く知られた稀土類原子核の変形度  $\beta \sim 0.25$  よりも著しく大きい。そこで、これを巨大変形と呼ぼう。この変形殻構造に伴う魔法の数は、中性子数あるいは陽子数が 48, 76, 114 等で出現する。これは、この変形ポテンシャルの中に、核子をエネルギーの低い順番に詰めた配位に対するものである。しかし我々は有限の角運動量をもった状態に興味があるわけだから、フェルミ面近傍の核子が第1軸方向にスピン整列した配位を考えよう。すなわち、“傾斜したフェルミ面”まで核子を詰めてできる状態に対して、この種の変形殻構造がど



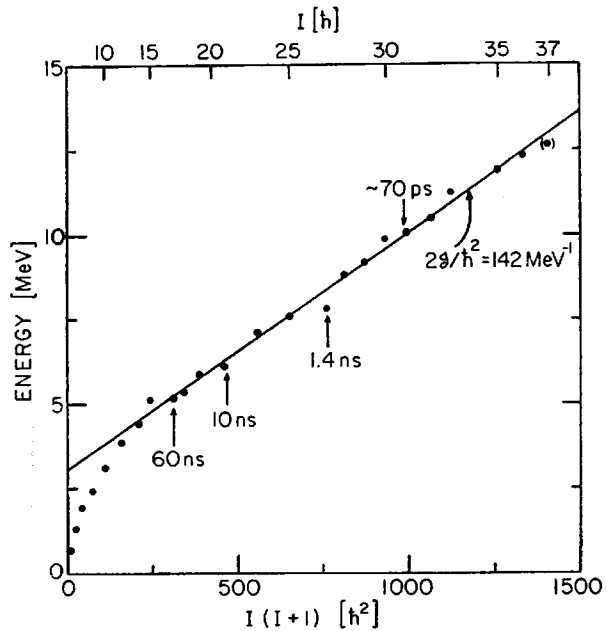
第6図  $\beta = -0.4$  における変形ウッズ・サクソンポテンシャルの一粒子準位スペクトルと傾斜したフェルミ面。黒丸は  $N_{sh}$  が偶数、白丸は  $N_{sh}$  が奇数に対応する準位。質量数  $A \approx 150$  領域の中性子に対するもの(文献15より転載)。

の様な役割を果たすかを見ることにしよう。

第6図には  $\beta = -0.4$  に対応する変形したウッズ・サクソンポテンシャルの一粒子準位スペクトルが示されている。スピン-軌道力の存在や、調和振動子型と異なる動径依存性のために、同一の殻量子数  $N_{sh}$  をもつ準位の縮退は溶けてしまっているにも拘わらず、これらの準位に対して  $N_{sh}$  の値を近似的に対応づけることが出来る。しかも、大きい  $|m|$  をもつ準位のエネルギーが下がってきて、スピン整列に一層有利になっていることに注意したい。この原因はウッズ・サクソンポテンシャルが核表面付近で急激に弱くなる動径依存性をもっていることにある。第6図は、魔法の数76による閉殻の上にある数個の核子のスピン整列によって  $30\hbar$  程度の角運動量が容易に作れることを示している。この図は中性子の配位のみを示したものであり、陽子に対しても同様の事情が成立するので、原子核全体としては  $50\hbar$  程度の角運動量になる。この様な考察によって、“変形魔法の数”より数個多い核子数をもつ原子核には、スピン整列を実現しやすくする特別の事情が存在していることがわかった。この領域は再び、 $j-j$  結合殻模型での二重閉殻核近傍と対応している。

### § 6. イラスト・トラップの発見

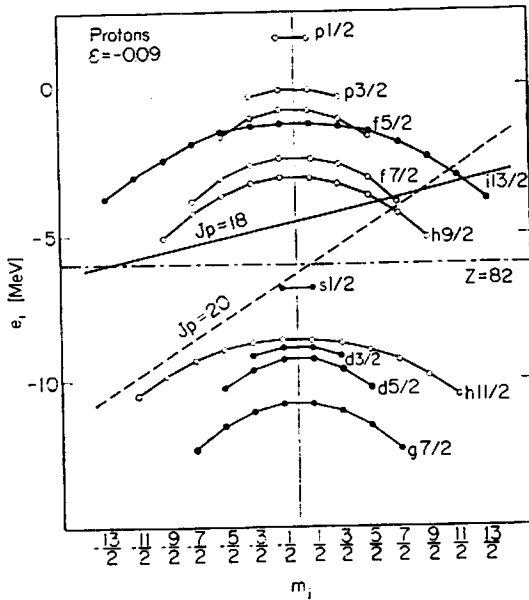
1976年、Copenhagen-Darmstadt 協同グループは、西ドイツの Darmstadt に建設された強力な重イオン加速器を用いた実験によって、陽子数  $Z$  と中性子数  $N$  が  $64 \leq Z \leq 71$ ,  $82 \leq N \leq 88$  に属する一連の原子核に高スピン・アイソマーが多数存在することを発見した。<sup>16)</sup> これらのアイソマー(異性体)の中にはスピン  $30 \sim 40\hbar$ 、半減期数百 ns のものが多数含まれている。この実験報告は翌1977年東京で開かれた原子核構造国際会議での重要な話題のひとつとなった。その後、個々の励起状態の正確なスピンや励起エネルギーを決定する為の実験が世界各地で精力的に行われている。第7図に示したのは、この面での最新の実験データである。<sup>17)</sup> これは  $^{152}\text{Dy}_{80}$  に対するもので、イラスト状態の励起エネルギーが  $I(I+1)$  の関数として記されている。ここで見られるイラスト・スペクトルは、良く知られた集団的回転運動のそれと対照的である。 $I \geq 14$  になると、個々の状態の励起エネルギーが不規則的な変化を示すことに注目しよう。それにも拘わらず、それらは平均的には図中の直線のまわりにバラついている。この直



第7図  $^{152}\text{Dy}$  のイラスト・スペクトル。励起エネルギーを  $I(I+1)$  の関数としてプロットしたものである。矢印はアイソマーの存在およびその半減期を示す。直線は  $\beta = -0.3$  のみかん型変形した原子核が、その対称軸のまわりに剛体的回転していると仮定した場合のイラスト線(文献17より転載)。

線は、密度分布が  $\beta = -0.3$  のみかん型変形した原子核が対称軸まわりに剛体的回転していると仮定した場合のイラスト線を示している。観測されたイラスト状態が様々なスピン整列状態の系列によって形成されていると考えれば、アイソマーが出現する理由も容易に理解できる。何故なら、この場合、集団的回転運動に特有な強い E2 遷移は存在しないばかりでなく、 $\gamma$  遷移によって移行するのが困難な配位をもった励起状態群がイラスト線近傍に隣接して出現する可能性が高いからである。このような状況において出現する高スピン・アイソマーは“イラスト・トラップ(yrast trap)”と呼ばれている。<sup>2)</sup>

最近、 $Z=64$  は  $j-j$  結合殻模型でのかなり良い魔法の数であることが明らかになった。すなわち、考察下の核領域は二重閉殻核  $^{140}\text{Gd}_{82}$  に数個の陽子および中性子が加わった領域である。従って、 $^{152}\text{Dy}$  のイラスト・スペクトルは、今迄述べてきた理論的描像を支持する最初の具体的実験データと考えられる。但し、現在迄に観測されたアイソマーが§5で述べた巨大変形による変形殻構造に伴うものであるという証拠はない。



第8図  $^{212}\text{Rn}$  の  $I=30$  アイソマーに対して理論的に予想される陽子の配位と傾斜したフェルミ面。二つの可能性が示されている。平衡変形は、いずれに対しても  $\beta_0 \approx -0.1$  (文献21より転載)。

理論的計算によれば,<sup>15)</sup> その種の“イラスト・トラップ”は  $I \geq 40 \hbar$  にならないと実現しないものと考えられている。

$^{146}\text{Gd}$  領域のイラスト・スペクトルと類似な現象は、 $^{208}\text{Pb}$  近傍の原子核においても見出されている。この領域の原子核に多くのアイソマーが存在することは古くから知られていた事実である。<sup>18,19)</sup> 最近、Po, At, Rn, Fr 等の原子核に於て、 $^{208}\text{Pb}$  の閉殻が励起してつくられた高スピンのアイソマーが数多く発見され、<sup>20)</sup> これらの核のイラスト線は、ほとんどスピンの整列状態の系列によって形成されていることが明らかになった。現在迄に同定された最高のスピンの状態は  $^{212}\text{Rn}_{126}$  に於けるアイソマーで  $I=30 \hbar$  である。<sup>20)</sup> 第8図に、この状態に対して理論的に推定される陽子の配位を示しておく。

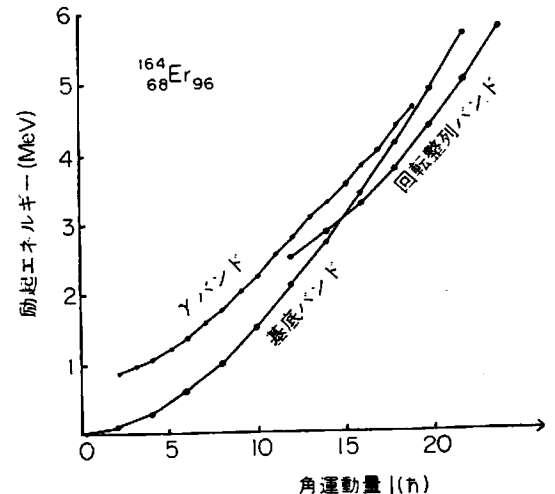
### §7. 回転整列効果とバンド交差現象

ここで少し話題を変えて、二重閉殻の外に多数の陽子および、中性子をもつ原子核について考察しよう。良く知られているように、この様な原子核は基底状態で変形している。その平衡変形は多くの場合レモン型であり、低励起状態は対称軸に垂直な軸のまわりの集

团的回転運動によって形成されている。このことは、基底状態での殻構造が、今迄述べてきたみかん型変形に不利になっていることを意味する。それだけでなく、これらの核は超伝導状態になっている。すなわち、時間反転で互いに結びつく一粒子準位にある核子同志が強く相関し(対相関結合様式)クーパー・ペアーを形成している。そのために、集团的回転運動の慣性能率が剛体値の1/2~1/3に減少することは良く知られた事実である(対相関が非常に強い極限では、慣性能率は渦なし非圧縮性流体の値をとる)。強い対相関の存在もまたスピン整列結合様式に拮抗する要因である。それでは、超伝導状態にあるレモン型変形核は、角運動量の増大につれて、どのような構造変化を示すであろうか。

第9図に示したのは、この範疇に属する典型的な核である  $^{164}\text{Er}_{96}$  のイラスト・スペクトルである。<sup>22)</sup> この図では、電磁的遷移の性質から判断して、同一の回転バンドに属すると考えられる励起状態群が直線で連結されている。実際、角運動量  $I \leq 14$  では基底状態から始まる回転バンド(基底バンド)によってイラスト線が形成されている。しかし、 $I \geq 16$  になると基底バンドはもはやイラスト状態ではなくなり、新しい型のバンドがイラスト線に出現している。即ち、バンド交差が起っている。それでは、この新しい型のバンドの正体は何であろうか。

この問いに対する解答は、回転ポテンシャルの中での一粒子運動を分析することによって得られる。変形



第9図  $E-I$  平面上での  $^{164}\text{Er}$  のイラスト・スペクトル。<sup>22)</sup> 簡単のため、基底バンド、回転整列バンド、 $\gamma$ バンドに属する状態のみが示されている。

ポテンシャルが対称軸に垂直な軸のまわりに角速度  $\omega$  で回転しているとしよう(クランキング模型).<sup>\*</sup> 回転軸を第1軸と定義すれば回転座標系でのハミルトニアンは

$$h_\omega = \sum_i (e_i - \lambda) c_i^\dagger c_i + \frac{1}{2} \Delta \sum_i (c_i^\dagger c_i^\dagger + c_i c_i) - \hbar \omega \hat{j}_1 \quad (6)$$

で与えられる. ここで  $c_i^\dagger, c_i$  は変形ポテンシャルの中の一粒子準位  $i$  に核子を生成・消滅する演算子であり,  $e_i$  がその固有エネルギーである.  $i$  の時間反転状態を  $\bar{i}$  と書く. 上式の第2項は, 対相関効果によって核子系が超伝導状態になっていることを表現する対ポテンシャルであり,  $\Delta$  はエネルギー・ギャップである. 第3項の  $\hat{j}_1$  は角運動量演算子の第1軸成分であり, この項が回転座標系で作用するコリオリ力と遠心力を表現している.  $h_\omega$  は一般化されたボゴリウボフ変換

$$a_\nu^\dagger = \sum_i \{u_i^\nu c_i^\dagger + v_i^\nu c_i\} \quad (7)$$

を用いて対角化できて

$$h_\omega = \langle \phi_0(\omega) | h_\omega | \phi_0(\omega) \rangle + \sum_\nu E_\nu(\omega) a_\nu^\dagger a_\nu \quad (8)$$

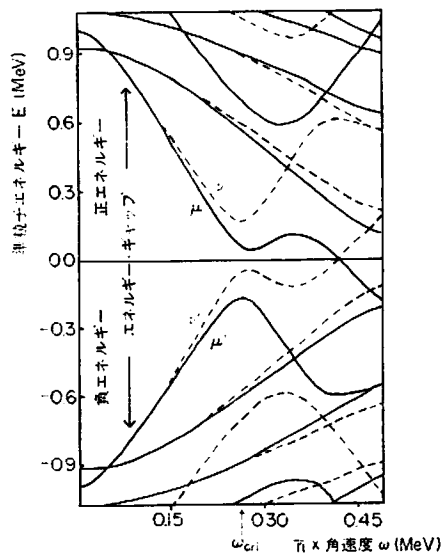
となる.  $a_\nu^\dagger, a_\nu$  は回転座標系で定義された準粒子の生成・消滅演算子であり,  $E_\nu(\omega)$  は準粒子エネルギーである. 当然これらは集団的回転運動の角速度  $\omega$  に依存して変化する. 本来, ポテンシャルの形状やエネルギー・ギャップ  $\Delta$  も自己無撞着に決定されるべきで, これらも  $\omega$  の関数である. しかし, 簡単の為, これらは定数とみなして, 準粒子エネルギー  $E_\nu(\omega)$  の  $\omega$ -依存性に注目しよう. 第10図に示したのは, この近似の下で Bengtsson と Frauendorf<sup>23)</sup> が計算した準粒子スペクトルである. 準粒子の真空は

$$a_\nu(\omega) | \phi_0(\omega) \rangle = 0, \text{ i.e., } | \phi_0(\omega) \rangle = \prod_\nu a_\nu(\omega) | 0 \rangle \quad (9)$$

によって定義される. このことは負エネルギー ( $E_\nu(\omega) < 0$ ) の状態がすべて準粒子によって占有されていることを意味する. 記号  $\nu$  で区別される個々の準粒子状態を特徴づける量子数としては, 通常パリティと指標のみしか存在しない. (指標  $r$  は, 座標軸を第1軸まわりに角度  $\pi$  だけ回転した場合の変換性を表わす).

第10図の中の記号  $\nu, \mu$  で示した準位の振舞いに注目

<sup>\*</sup> ここでは本質的に量子力学的な集団的回転運動に対して古典論的な角速度の概念を使用していることに注意.



第10図 回転座標系での準粒子エネルギー  $E$  を角速度  $\omega$  の関数として描いたもの. 臨界角速度  $\omega_{cr1}$  がバンド交差現象を特徴づけると考えられる. 指標  $r = -i$  の準位が実線で,  $r = +i$  の準位が破線で示されている. この図は  $^{164}\text{Er}$  の中性子に対するもの(文献23に基づく).

しよう. この準位は角速度  $\omega$  の変化に敏感に反応し, そのエネルギーが急激に降下してくる. 実は, これらの準位は, ポテンシャルの変形を無視する極限で,  $j-j$  結合殻模型での  $i_{13/2}$  軌道に対応するものである. 回転系での準粒子運動に作用するコリオリ力は, 準粒子のスピンの  $j$  が大きい程強くなり, その方向を回転軸方向に整列させる機能をもつ.<sup>24)</sup> そこで, 準位  $\mu, \nu$  に2個の準粒子が励起した状態

$$| \phi_{\mu\nu}(\omega) \rangle = a_\mu^\dagger a_\nu^\dagger | \phi_0(\omega) \rangle \quad (10)$$

の特徴を調べてみよう. 2準粒子励起による系の角運動量の増加を  $i_{\mu\nu}(\omega)$  と書くと, この量は

$$i_{\mu\nu}(\omega) \equiv \langle \phi_{\mu\nu}(\omega) | \hat{j}_1 | \phi_{\mu\nu}(\omega) \rangle - \langle \phi_0(\omega) | \hat{j}_1 | \phi_0(\omega) \rangle \\ = -\frac{1}{\hbar} \left\{ \frac{\partial E_\mu}{\partial \omega} + \frac{\partial E_\nu}{\partial \omega} \right\} \quad (11)$$

の関係を用いて計算できる. すなわち, 第10図において正エネルギー準位の勾配が準粒子励起による角運動量への寄与を表現している訳である. 考察下の準位の場合,  $i_{\mu\nu}(\omega)$  の値は  $\omega$  が“臨界角速度”  $\omega_{cr1}$  に近くなると  $i_{\mu\nu}(\omega) \approx 13/2 + 11/2$  という非常に大きい値をもつ.<sup>23)</sup> こうして  $| \phi_{\mu\nu}(\omega) \rangle$  は2準粒子のスピンの回転軸方向に整列した状態(回転整列状態)であることがわかった. この状態は, 角速度  $\omega$  の値が同じであるにも拘



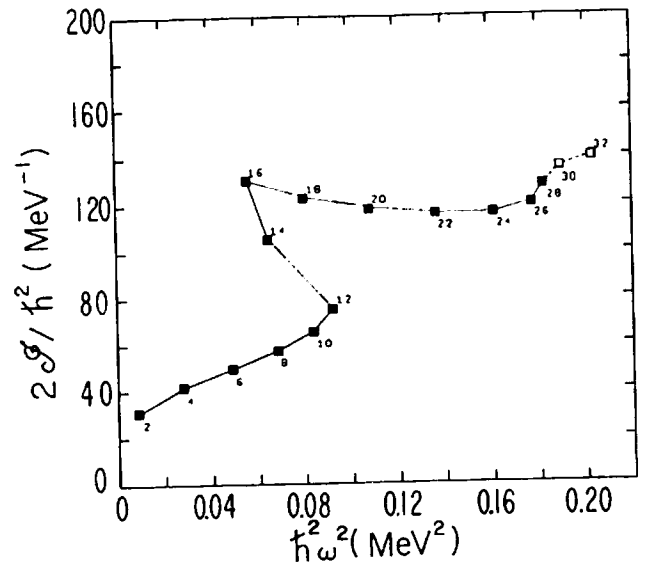
ならず、真空に比べて約10倍も大きい角運動量をもっている。言い換えれば、同一の角運動量に対して、回転整列状態の角速度は真空よりも小さいことになる。 $^{164}\text{Er}$ のイラスト・スペクトルに於て  $I \geq 12$  で観測されている新しい型のバンドとは、この様な回転整列状態によって形成されたものであると考えられている。<sup>4,24)</sup>

実は、準粒子の回転整列機構の重要性は、核子数が奇数の原子核に於て既に知られていた。“デカップルド・バンド(decoupled band)”の発見がそれである。<sup>25)</sup> このバンドは  $g_{9/2}$ ,  $h_{11/2}$ ,  $i_{13/2}$  等大きい  $j$  をもった軌道の近傍にフェルミ面が位置している原子核に多数見つかっていて、その軌道にある1個の準粒子のスピンの回転軸方向に整列することによって形成されたものと解釈されている。<sup>24,26)</sup> しかも、平衡変形の比較的小さい原子核ほどこの現象が顕著であるという実験事実は、基底状態でのレモン型変形が回転整列効果と拮抗関係にあることを物語っている。

さて、第10図の準位  $\mu, \nu$  は臨界角速度  $\omega \sim \omega_{\text{cri}}$  で負エネルギー準位  $\mu', \nu'$  とのあいだに準位交差の現象を呈する。このことは  $\omega \geq \omega_{\text{cri}}$  で真空の構造が急激な変更を受けることを意味する。実際、交差領域での準位間相互作用を無視すれば、 $\omega \geq \omega_{\text{cri}}$  での真空は  $\omega < \omega_{\text{cri}}$  に於ける2準粒子状態  $|\phi_{\mu\nu}(\omega)\rangle$  に連続的につながる構造をもっていることを証明できる。<sup>23)</sup>  $\omega < \omega_{\text{cri}}$  での真空  $|\phi_0(\omega)\rangle$  は基底バンドを記述していることに注意すれば、 $\omega \sim \omega_{\text{cri}}$  で発生する真空の急激な構造変化が、まさに基底バンドと回転整列バンドの間のバンド交差を意味していることがわかる。

## § 8. 構造変化の機構をめぐって

$^{164}\text{Er}$  のイラスト・スペクトルで観測されたバンド交差現象は歴史的には“後方歪曲(back-bending)現象”と呼ばれていたものである。<sup>27)</sup> これは、角運動量の増加にも拘わらずイラスト状態の角速度が局所的に減少するという実験事実を忠実に述べたものである(第11図)。現在では、同様の現象が非常に多数の変形核で観測されていて、<sup>24,29,20)</sup> この現象の中性子数や陽子数の変化に関する規則性も解明されつつある。<sup>30)</sup> 更に、基底バンドに  $\beta$  振動や  $\gamma$  振動が結合した  $\beta$  バンドや  $\gamma$  バンドが回転整列バンドと交差する現象も知られている。<sup>22,29)</sup> 先に述べたデカップルド・バンドもまた角速度  $\omega$  が大きくなると後方歪曲現象を呈する。この場合



第11図  $^{164}\text{Er}$  のイラスト状態の慣性率  $\mathcal{J}$  を角速度の二乗  $\omega^2$  の関数として描いたもの。図中の数字は個々の状態のもつ角運動量(文献31より転載)。

には、3準粒子の回転整列によって形成された新しい回転バンドとの交差が起っているものと解釈できる。<sup>20)</sup>

最近  $^{168}\text{Er}_{00}$  のイラスト・スペクトルに於て  $I \sim 28$  の領域で“第2の後方歪曲現象”が観測された(第11図)。<sup>31)</sup> この核は既に  $I \sim 14$  で角速度の局所的減少を示しているため、 $16 \leq I \leq 26$  の領域のイラスト状態は2準粒子の回転整列した状態であると考えられる。それ故、この現象は4準粒子が回転整列した新しい回転バンドが  $I \geq 28$  でイラスト線上に出現することによって起ったものと推察できる。

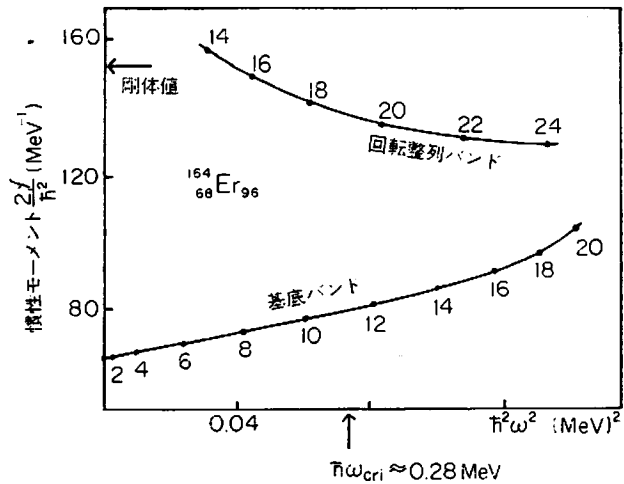
それでは、角運動量が更に増大するに伴ってイラスト状態にどのような構造変化が期待されるだろうか。現在迄の実験事実は次の様な描像を示唆しているように見える。角運動量の増大はますます多くの準粒子が回転軸方向に整列してゆく傾向を促進するであろう。そのために、バンド交差現象はますます頻繁に起ることになり、その間隔は次第に短くなってゆくであろう。そのような状況の下では、系の角運動量の増大は必ずしも集団的回転運動の角速度の増大を意味せず、イラスト線の大局的性質は多数の回転バンドに対する包絡線によって最も良く特徴づけられるだろう。回転軸方向にスピン整列した準粒子の個数が増大すればする程、この軸に垂直な赤道面での核子密度の脹らみが成長する。このことは原子核の平衡変形がレモン型から非軸

対称楕円体に移行することを意味する。そして、最終的にはみかん型の平衡変形が実現される。そこでは、系の角運動量はすべて個別核子のスピンによって担われており、集団的回転運動は消滅する。この様にして、究極的には“対称軸まわりの剛体的回転”という古典力学的描像に到達する。もちろん、現実の構造変化の過程は、フェルミ面近傍の殻構造等の要因によって、それぞれの原子核の個性を強く反映した多彩な現象を伴うであろうが、大筋において上の様な描像が成立すると思われる。

再び第10図に戻ろう。  $\omega \sim \omega_{cri}$  で真空の構造に急激な変化が起るといふことは、エネルギー・ギャップ  $\Delta$  の値にも重要な変化が発生することを意味する。  $\omega > \omega_{cri}$  における真空は、2核子が対相関から解放され回転整列した構造をもつ。この2核子は、他の核子がクーバー・ペアを形成することを妨害するために  $\Delta$  の値は減少している筈である(ブロッキング効果)。実際、第12図に示されているように、回転整列バンドの慣性エネルギーは剛体値の80%以上の値をとる。この事実は、わずか2核子によるブロッキング効果が  $\Delta$  の急激な減少をもたらしていることを示唆している。<sup>\*</sup> すなわち、回転整列効果と強く結合して“超伝導状態から正常状態への相転移”<sup>10, 32-34)</sup> が進行しているものと考えられる(従って、  $\Delta$  を一定とした近似で得られた第10図の  $\omega \geq \omega_{cri}$  の領域の解釈には特別の注意が必要である)。“集団的回転運動の角速度が増大するにつれて、核の内部状態に作用するコリオリ力のために対相関が次第に打ち消される結果、正常状態への相転移が起るだろう”と Mottelson-Valatin が予想した<sup>35)</sup> のは20年も前のことであった。第12図に示されている実験事実は、我々が既にこの相転移の転移領域にさしかかっていることを示している。従って、この領域に属する個々の量子準位の性質を追跡してゆくことによって、相転移の機構に対する深い理解に到達することが出来よう。実際、回転整列効果がこの相転移と深く関連しているという事実は、相転移の過程が以前には予想もされなかった豊富な様相を呈することを示唆している。

最後に、もう一つ重要な問題を指摘しておく必要が

<sup>\*</sup> 慣性エネルギーは中性子系と陽子系の寄与の合計で決定されるので、たとえ中性子系が正常状態に転移したとしても、陽子系における対相関のために剛体値より小さい値をとることが期待されることに注意。



第12図  $^{164}\text{Er}$  の基底バンドと回転整列バンドの慣性エネルギー  $I$  を角速度の二乗  $\omega^2$  の関数として描いたもの。図中の数字は個々の状態のもつ角運動量(文献4に基づく)。

ある。それは、臨界角速度  $\omega_{cri}$  の近傍で角運動量の真空期待値が  $i_{\mu\nu}(\omega_{cri})$  だけ急激に増加するだけでなく、角運動量のゆらぎが極めて大きくなる<sup>36)</sup> ということである。もともと、クランキング模型で記述される状態は角運動量の固有状態ではなく一種の波束であった。すなわち、角速度という古典的概念を用いて、集団的回転運動を記述してきたのであった。しかし、個別核子のスピン整列が起ると、もはや核子系の角運動量は集団的回転運動によってのみ担われるのではなく、両者の合計によって決定される。従って、角運動量の真空期待値から集団的回転運動の角速度を同定することは非常に困難となる。このことは特に準位交差の発生する臨界点  $\omega_{cri}$  近傍で顕著にならざるをえない。基底バンドと回転整列バンドが交差する領域でバンド間相互作用を正しく取り扱うためにはクランキング模型をこえた理論が必要になる所以である。集団的回転運動を記述する量子論としては、乱雑位相近似、角運動量射影法、代数的方法等多様なアプローチが展開されてきた。<sup>11)</sup> 現在のところ、これらの方法はいずれも基底バンドに属する純粋な回転運動の記述に成功を収めてきた。この種の多体論を、核の内部構造に劇的な変化が起る領域にまで拡張することは非常に興味ある課題となっている。<sup>37)</sup>

## §9. おわりに

本稿では一体場近似の枠内でイラスト線に沿っての構造変化を考察してきた。このことには積極的な意味がある。イラスト状態は一定の角運動量を与えられた際の最低エネルギー状態である。従って、この状態に対する適切な一体場を見つけることが出来れば、イラスト状態を真空として、そこからの準粒子励起あるいは粒子-空孔励起によって近傍の励起状態を記述する道が拓ける。すなわち、低エネルギーの励起状態に対して展開されてきた多体論を高スピン状態に拡張することが可能になる。

もちろん、すべてのイラスト状態を“真空”として記述することは出来ない。§8で既に見た様に、このことは核の内部状態が急激な変化を示す臨界角速度の近傍で発生する。更に、たとえそれぞれの角運動量領域での平衡変形が見つかった場合でさえ、そのまわりの“ゆらぎ”が非常に大きい場合も充分想定しうる。この“ゆらぎ”の大きさは、高スピン状態でどの様な変形殻構造がどの程度実現されるかに依存している。

現在、高スピンの殻構造エネルギーやイラスト線の大局的性質が Strutinsky の方法<sup>14)</sup>やハートリー・フォック・ポゴリウボフ近似を回転系に拡張することによって精力的に分析されている。<sup>38,39)</sup> それと共に、イラスト線近傍の集団励起モードの研究が日程にのぼってきている。角運動量の増大に伴う核の内部構造の変化は、当然、集団運動自体の性質にはね返ってくる筈である。更に、新しい型の集団励起モードが生ずることも考えられる。既に予想されている<sup>5)</sup>“首振り運動(wobbling motion)”はその一例にすぎない。この際、一体場近似で得られた“真空”の内部構造は時間反転不変性を大きく破っていることに注意しよう。このことは“非常に大きい角運動量をもつ量子多体系の研究”を特徴づける重要な要素となるであろう。

## 文 献

- 1) H. Morinaga and T. Yamazaki: *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy* (North-Holland, 1976). 江尻宏泰: 日本物理学会誌 29 (1974) 675.
- 2) A. Bohr and B.R. Mottelson: *Phys. Scr.* 10A (1974) 13; 日本物理学会誌 29 (1974) 310.
- 3) A. Bohr: 科学 47 (1977) 1月号 p. 36; *Proc. Int. School of Physics "Enrico Fermi", course LXIX, Some Aspects of Rotational Motion* (Academic Press, 1977) p. 3.
- 4) A. Bohr and B.R. Mottelson: *Proc. Int. Conf. Nuclear Structure, Tokyo, 1977*, J. Phys. Soc. Jpn. 44 (1978) Suppl. p. 157.
- 5) A. Bohr and B.R. Mottelson: *Nuclear Structure* (Benjamin, 1975) Vol. II.
- 6) J.R. Grover: *Phys. Rev.* 157 (1967) 832.
- 7) 塚田甲子男: 日本物理学会誌 25 (1970) 631.
- 8) S. Cohen, F. Plasil and W.J. Swiatecki: *Ann. Phys. (USA)* 82 (1974) 557.
- 9) 野上茂吉郎: 原子核 (裳華房, 1973) [基礎物理学選書 13].
- 10) 大西直毅: 日本物理学会誌 28 (1973) 606.
- 11) 高木修二, 丸森寿夫編: 原子核論 (岩波書店, 1978) 現代物理学の基礎(第2版) 9.
- 12) J.P. Schiffer and W.W. True: *Rev. Mod. Phys.* 48 (1976) 191.
- 13) J. Rainwater: *Phys. Rev.* 79 (1950) 434.
- 14) M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jansen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky, C.Y. Wong: *Rev. Mod. Phys.* 44 (1972) 320.
- 15) T. Døssing, K. Neergård, K. Matsuyanagi and Hsi-Chen Chang: *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 1395.
- 16) J. Pedersen, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 990.
- 17) T.L. Khoo, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978) 1027.
- 18) 栗屋 隆, 栗屋容子: 日本物理学会誌 18 (1963) 357.
- 19) 山崎敏光: 日本物理学会誌 26 (1971) 637.
- 20) D. Horn, *et al.*: *Nucl. Phys.* A317 (1979) 520.
- 21) K. Matsuyanagi, T. Døssing and K. Neergård: *Nucl. Phys.* A307 (1978) 253.
- 22) N.R. Johnson, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978) 151.
- 23) R. Bengtsson and S. Frauendorf: *Nucl. Phys.* A314 (1979) 27.
- 24) F.S. Stephens: *Proc. Int. School of Physics "Enrico Fermi", course LXIX, Nuclear Structure at High Angular Momentum* (Academic Press, 1977) p. 172.
- 25) F.S. Stephens, R.M. Diamond, J.R. Leigh, T. Kammuri and K. Nakai: *Phys. Rev. Lett.* 29 (1972) 438.
- 26) 田辺和子: 日本物理学会誌 29 (1974) 931.
- 27) A. Johnson, H. Ryde and S.A. Hjorth: *Nucl. Phys.* A179 (1972) 753.
- 28) R.M. Lieder and H. Ryde: *Advances of Nuclear Physics* ed. M. Baranger and E. Vogt (Plenum Press, 1978) Vol. 10, p. 1.
- 29) R.M. Lieder: *Proc. Colloq. Franco-Japonais and*

- INS Symp., Dogashima and Tokyo 1976*  
(Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, 1976) p. 459.
- 30) R. Bengtsson, I. Hamamoto and B.R. Mottelson: *Phys. Lett.* 73B (1978) 259.
- 31) I.Y. Lee, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977) 1454.
- 32) 佐野光男: *日本物理学会誌* 19 (1964) 724.
- 33) M. Sano, T. Takemasa and M. Wakai: *Nucl. Phys.* A190 (1972) 471.
- 34) B. Banerjee, H. J. Mang and P. Ring: *Nucl. Phys.* A215 (1973) 366.
- 35) B. R. Mottelson and J. G. Valatin: *Phys. Rev. Lett.* 5 (1960) 511.
- 36) I. Hamamoto: *Nucl. Phys.* A271 (1976) 15.
- 37) A.K. Kerman and N. Onishi: *Nucl. Phys.* A281 (1977) 893.
- 38) G. Anderson, *et al.*: *Nucl. Phys.* A268 (1976) 205.
- 39) I.N. Mikhailov, K. Neergård, V.V. Pashkevich and S. Frauendorf: *Sov. J. Part. Nucl.* 8 (1977) 550.