

有限量子系のシェル構造と古典周期軌道

在田謙一郎 〈名古屋工業大学工学部 466-8555 名古屋市昭和区御器所町 e-mail: arita@npl.kyy.nitech.ac.jp〉

松柳研一 〈京都大学大学院理学研究科 606-8502 京都市左京区北白川追分町 e-mail: ken@ruby.scphys.kyoto-u.ac.jp〉

原子核、マイクロクラスター、量子ドットなどの有限系における構成粒子の運動は良い近似で平均場中の独立粒子運動とみなすことができ、この運動を量子化して得られる一粒子準位の構造は系のダイナミクスに重要な影響を及ぼす。これらのスペクトルにはシェル構造という周期的な疎密パターンが存在するが、このパターンの性質は対応する古典系における周期軌道と密接な関係を有している。本稿では量子・古典対応の観点から、平均場の変形による周期軌道の性質の変化が量子準位構造に及ぼす影響について、周期軌道の分岐現象に焦点を合わせて解説する。

1. はじめに

シェル構造というときまず思い浮かぶのは原子における電子準位であろう。原子核のまわりをまわる電子の一つに着目すると、それは原子核と他の電子がつくる平均場の中を独立粒子運動しているという描像でよく記述できる。この平均場を量子化して得られる準位にフェルミ統計に従って下から順に粒子を配置していくことにより周期律表を説明することができる。周期律表の右端にあたる不活性ガスは、ある近似縮退した準位群がちょうどいっぱい詰まった状態（閉殻）に相当する。この配位はエネルギーの高いシェルに詰まりはじめる直前であるので一電子あたりの束縛エネルギー（あるいはイオン化エネルギー）が極大となり、他の配位に比べて特に強い安定性を示す。

同様の現象が原子核やマイクロクラスターにおいても現れる。金属クラスターにおいては、金属イオン結晶内を電子が自由に往来している。この電子の運動はイオンと他の電子とがつくる平均場中の独立粒子運動として近似的に記述でき、この運動を量子化することによりシェル構造が形成される。このシェル構造の影響が現れる現象として、ナイト (W. D. Knight) や交久瀬の実験が知られている。¹⁾ ナイト達は真空容器中に噴射された高温の Na 原子ガスの冷却過程で生成される Na クラスターの質量分布に、できやすい粒子数（魔法数）とできにくい粒子数が系統的に現れることを見出した。この系統的な揺らぎは、Na クラスターの平均場をよく記述するウッズ-サクソン (Woods-Saxon) 型ポテンシャルのシェル構造の結果として説明できることが知られている。

原子核は 1-300 個の核子（陽子および中性子）が核力という強い相互作用で半径 1-10 fm の小さな領域に束縛された集合体である。こうした系において独立粒子描像が成り立つことは直感に反すると思われるかもしれない。しかし、（基底状態近傍などの）極低温状態ではパウリ原理により核子衝突が抑制される結果、核内核子の平均自由行程は原子核のサイズと比べて十分長くなっており、独立粒子描像が成り立つ条件を具えているのである。原子核の平均場も

ウッズ-サクソン型ポテンシャルでよく記述されるが、それを更に単純化した近似として、軽い核では調和振動子型、重い核ではキャピティ（無限井戸）型ポテンシャルも用いられる。

原子核に対する古典的な液滴モデルのイメージでは、強い表面張力のため球形が好まれるだろう。しかし、変形した原子核は質量数の全領域にわたって随所に見られ、その形状は質量数の関数として多様な変化を見せる。多くは四重極変形と呼ばれるレモン型（プロレート）やみかん型（オブレート）変形であるが、空間反転対称性を破る西洋梨型の八重極変形も系統的に観測されている。こうした変形自由度は、静的な変形を起こすに至らない場合でも、低エネルギー集団励起モードとして核の性質に重要な影響を及ぼしている。

原子核の変形に関して本質的な役割を演じているのが、一粒子準位のシェル構造である。このことを理解するには、球対称ポテンシャルのシェル構造により閉殻系が強い安定性を得る反面、閉殻と閉殻の間領域にある系はエネルギー的に不安定となる点に注意すればよい。こうした不安定な系は自分にとってエネルギー的に最も有利なシェル構造を形成するように平均場を変えようとするだろう。核物質は非圧縮性で、密度を一定に保とうとする性質があるので、平均場を変えようと思うと形を変えるしか手立てがなく、変形が生じる。これが核変形の微視的起源なのである。^{*1}

シェル効果が特に顕著に現れる現象として近年注目されているのは超変形状態の形成である。これは、長軸と短軸の比がおおよそ 2:1 の回転楕円体状に巨大変形した状態のことで、高速で回転する原子核や超ウラン核の核分裂過程に現れる準安定状態（アイソマー）などで観測されている。特に高スピン超変形状態はガンマ線測定技術の急速な進展により様々な質量数領域で発見されており、核構造物理における最も重要な課題の一つとなっている。²⁾ このような巨大変形状態を可能にするのは 2:1 変形した平均場のスペ

*1 同様に対称性をこわすことによりエネルギーをかせぐメカニズムとして、多原子分子のヤーン-テラー (Jahn-Teller) 効果が知られている。

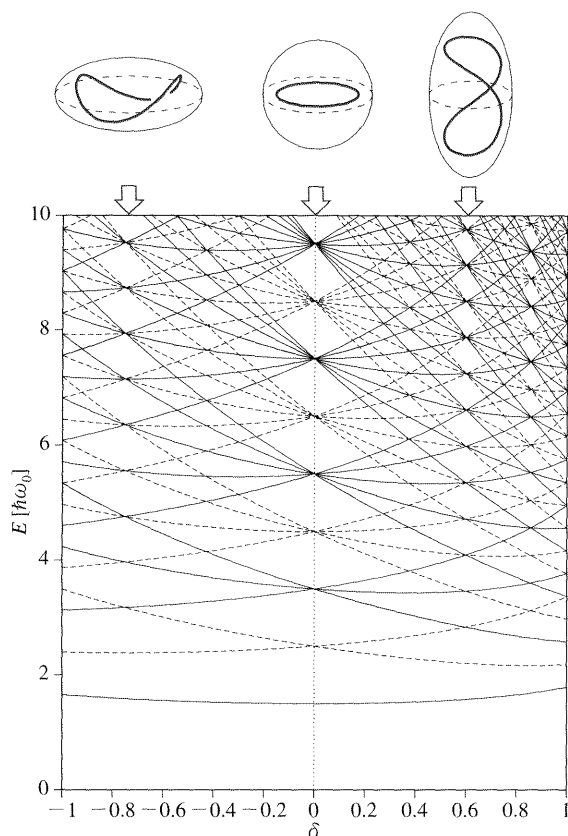


図1 軸対称調和振動子のエネルギー準位スペクトルの四重極変形依存性。変形度 δ (本文参照) を変化させることによりシェル構造が変化し、軌道が周期軌道となる整数比変形において準位の強い縮退が見られる。上段図は球形 ($\delta=0$)、プロレート超変形 ($\delta=0.6$) およびオブレート超変形 ($\delta=-0.75$) における等ポテンシャル面の形と典型的な周期軌道を表す。

クトルに現れる強いシェル効果であり、巨視的な効果 (高スピ核では遠心力, 超ウラン核では陽子間のクーロン斥力) がそれを助ける役割を果たしている。

よく知られた3次元軸対称調和振動子のシェル構造を見てみよう。図1は、四重極変形度 $\delta \equiv (\omega_{\perp} - \omega_z) / \bar{\omega}$ [角振動数 $\omega_x = \omega_y \equiv \omega_{\perp}$, $\bar{\omega} \equiv (2\omega_{\perp} + \omega_z) / 3$] の関数として一粒子スペクトルを描いたものである。球形 ($\delta=0$) における顕著なシェル構造は変形とともに弱まるが、ある変形度になると異なるシェルからの準位同士があらたな縮退を起こして「変形シェル構造」が形成される。とりわけ2:1変形 ($\delta=0.6, -0.75$) には極めて顕著なシェル構造が現れる。より現実的な原子核の平均ポテンシャルにおいても、一粒子スペクトルは2:1変形近傍で近似的な縮退を起こし「超変形シェル構造」を示すことが知られている。³⁾ それでは、一般の平均ポテンシャルにおけるシェル構造の起源は何であろうか。また、なぜ特定の変形度において系統的な近似縮退が起こるのだろうか。これらの問いに対する一般性のある答を得られないだろうか。

シェル構造を考える上で最も重要なのは有限系のもつ対称性である。球形状態において顕著なシェル構造が見られ

るのは、回転対称性により異なる磁気量子数をもつ準位が縮退することによる。調和振動子および逆二乗力ポテンシャル系では、それぞれSU(3) およびO(4) というさらに高い対称性がある、異なる角運動量をもつ状態が偶然縮退を起こしている。変形を加えるとこれらの対称性は破れるが、非等方調和振動子では軸比が整数比となる変形度において新たな動学的対称性⁴⁾ が現れて準位の縮退を引き起こしている。本稿で議論するように、準位の強い近似的縮退—顕著なシェル構造の出現—には系の対称性の回復⁴⁾ が重要な役割を果たしており、この対称性の回復は古典系における周期軌道の分岐現象に対応している。そこで、量子・古典対応の観点からシェル構造の成り立ちについて考えてみることにしよう。

2. 準位密度と周期軌道

量子力学と古典力学の間には重要な対応関係が存在する。この対応関係は $\hbar \rightarrow 0$ の極限で量子力学は漸近的に古典力学に近づくというもので、量子力学の諸量を \hbar で展開して主要項をとる近似を半古典近似という。⁵⁾ 半古典近似を用いると、量子論的なダイナミクスを古典論的なダイナミクスを用いて再構築することができるが、これは量子準位の大局的構造を理解する上で極めて有効な手法を与えてくれる。本節では半古典論により量子準位密度が古典軌道とどのように結び付けられるかについて述べる。

いま、ある平均場中に束縛された一粒子の運動を考えよう。一粒子準位密度とは単位エネルギー間隔あたりに存在する準位数であり、エネルギー E 以下の準位の総数を $N(E)$ と表すとき、

$$g(E) = \frac{dN(E)}{dE} = \sum_n \delta(E - E_n) \quad (1)$$

により定義される。ここで E_n は平均場ハミルトニアン \hat{H} の固有エネルギーである。

まず可積分系 (多重周期系) を考えてみよう。可積分系には自由度の数 f と同数の保存量 I_i ($i=1, \dots, f$) が存在し、それに共役な角変数 θ_i は一定の角速度 $\omega_i = \partial H(\mathbf{I}) / \partial I_i$ で周期変動する。従って、 $2f$ 次元位相空間中の相軌道は f 個の周期運動が結合したトーラスと呼ばれる f 次元多様体上に拘束される。図2に2自由度系のトーラスの概念図を示す。このような系における半古典量子化則はボーア-ゾンマーフェルト (Bohr-Sommerfeld) 量子条件を多次元に拡張したEBK (Einstein-Brillouin-Keller) 量子条件

$$I_i \equiv \oint_{\gamma_i} \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = \hbar(n_i + \alpha_i/4), \quad (n_i = 0, 1, 2, \dots) \quad (2)$$

*2 多くは位相空間のある点の近傍のみに生じる局所的な動学的対称性である。位相空間全体にわたる大局的対称性が現れる特殊な場合には準位の厳密な縮退が起きるが、局所的対称性では近似的縮退となる。

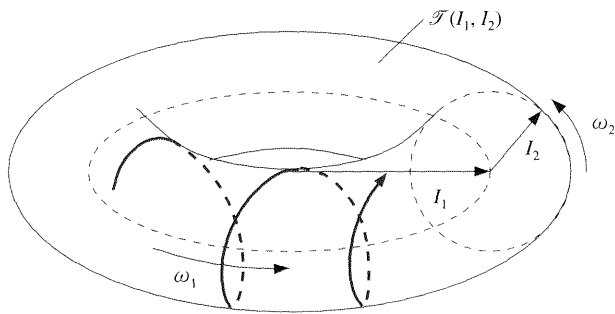


図2 多重周期系の位相空間構造. 自由度の数と同じ f 個の保存量 I_i の存在により $2f$ 次元位相空間内の相軌道は f 次元部分空間 $\mathcal{T}(\mathbf{I})$ 内に拘束される. これは f 個の周期運動が結合したトーラスとよばれる多様体となる (図は 2 自由度の場合).

で与えられる. ここで, I_i はトーラス上の独立な i 番目の閉じた経路 γ_i に沿った作用積分であり, 右辺の α_i はマスコフ (Maslov) 指数とよばれる整数である. この量子条件を用いて準位の縮退が起こる条件を考察しよう. 異なる量子数の組 $\mathbf{n} \equiv \{n_i\}$ をもつ準位のエネルギー差は,

$$\Delta E \approx \frac{\partial H(\mathbf{I})}{\partial \mathbf{I}} \cdot \Delta \mathbf{I} = \hbar \boldsymbol{\omega}(\mathbf{I}) \cdot \Delta \mathbf{n} \quad (3)$$

となるので, これらの準位が縮退する ($\Delta E = 0$) には振動数の各成分 $\omega_i(\mathbf{I})$ が整数比であることが必要である. このとき, トーラス $\mathcal{T}(\mathbf{I})$ 上の軌道は周期軌道となる. すなわち, 準位の縮退条件は古典軌道の周期軌道条件と一致する.⁶⁾ 調和振動子では $\boldsymbol{\omega}$ が \mathbf{I} によらない定数であり, 振動数が整数比になると全ての古典軌道が周期軌道となる. そして (3) 式の条件が厳密かつ全エネルギー領域で同時に満足されるため, 準位の厳密な縮退が全エネルギー領域で実現される. 特に単純な整数比となる変形度において顕著なシェル構造が現れる.

非可積分系になると, 位相空間全体を覆うトーラス構造はもはや存在しておらず, (2) 式のように量子条件をあらわに書き表すことはできない. しかしこの場合でもエネルギー固有値と古典軌道との間に興味深い対応関係が成立する. (1) 式の最後の表式は演算子 $\delta(E - \hat{H})$ のトレースであり, これはデルタ関数の積分表示を用いると遷移行列 $\hat{T} = \exp(-it\hat{H}/\hbar)$ を時間 t についてフーリエ変換したものになる. ここで遷移行列に対するファインマンの経路積分表示を用いる. 経路積分は始点と終点を結ぶあらゆる経路の重ね合わせで表されるが, $\hbar \rightarrow 0$ の極限によりその主要項である停留位相解として古典軌道が抽出される. こうして, グッツヴィラー (M. C. Gutzwiller) のトレース公式

$$g(E) = \bar{g}(E) + \sum_{\alpha} A_{\alpha}(E) \cos\left(\frac{1}{\hbar} S_{\alpha}(E) - \frac{\pi}{2} \mu_{\alpha}\right) \quad (4)$$

が導かれる.⁷⁾ 右辺の $\bar{g}(E)$ は平均準位密度, 第 2 項の和は対応する古典系の周期軌道 α についてとられ, $S_{\alpha} = \oint_{\alpha} \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r}$ は軌道 α に沿った作用積分を表す. また A_{α} は軌道

の縮退度や安定性 (後述) によって定まる振幅因子, μ_{α} は軌道の幾何学的性質に関係するマスコフ位相とよばれる定数である. このように, 量子準位密度を古典的な量のみによって表すトレース公式は半古典論の中核とも言える重要な関係式である.

トレース公式において各周期軌道が準位密度に及ぼす影響を調べてみよう. 一般に作用積分 $S_{\alpha}(E)$ はエネルギーの単調増加関数であるから, (4) の各項はエネルギーの振動関数である. この振動のエネルギースケール δE は

$$\delta E = \frac{2\pi\hbar}{\partial S_{\alpha}(E)/\partial E} = \frac{2\pi\hbar}{T_{\alpha}} \quad (5)$$

となり, 周期 T_{α} の短い軌道ほど大きな δE , すなわち大局的構造に寄与することが分かる. こうして, シェル構造を周期の短い軌道に起因する「エネルギー粗視化された準位密度における規則的な振動構造」として一般的に定義できる.

異なる周期をもつ周期軌道の干渉効果により準位密度にうなり構造が現れることがある. これをスーパーシェル構造とよぶ. スーパーシェルが最初に議論されたのは, グッツヴィラーにより周期軌道理論が定式化されて間もない 1971 年にさかのぼる. グッツヴィラーとは独立に, 任意の

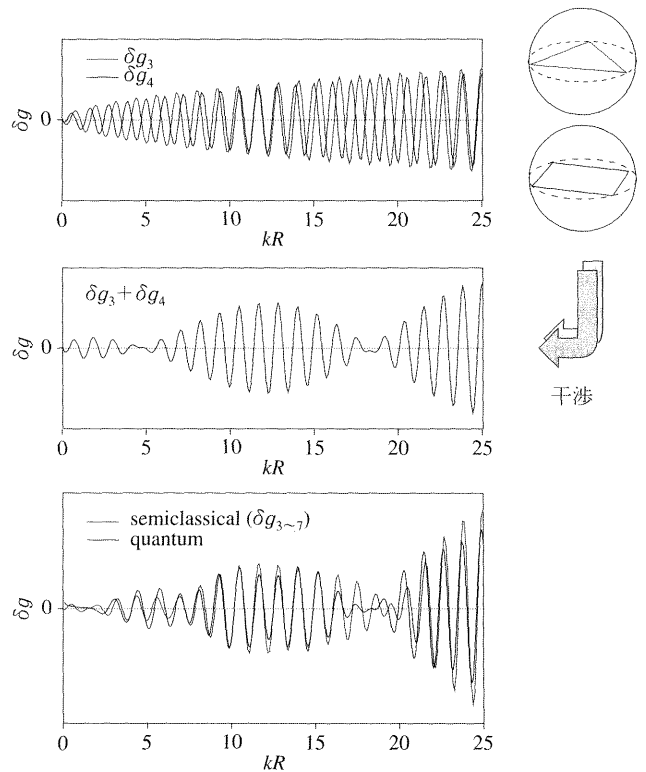


図3 球形キャビティのスーパーシェル構造. 準位密度の振動部分 $\delta g = g - \bar{g}$ に対する三角形軌道と四角形軌道の寄与 $\delta g_3, \delta g_4$ (上段図) の干渉効果により, 準位密度にうなり構造 (中段図) が現れる. 下段図はトレース公式を用いた半古典近似により量子力学計算の (平滑化された) 準位密度がみごとに再現されることを示している.

形をした境界内の粒子運動に対して周期軌道理論を構築したバリアン(R. Balian)とブロッホ(C. Bloch)は、球形キャビティの準位密度に見られる揺らぎのうなり構造が三角形軌道と四角形軌道の干渉効果として現れることを示した。⁸⁾ 図3は三角形軌道の寄与と四角形軌道の寄与の和を量子力学の準位密度と比較したものである。実験的には、Na クラスターの質量スペクトルにおいてスーパーシェル構造が観測されている。この構造は、西岡らにより、井戸型ポテンシャルの表面をなめらかにしたウッズ-サクソン型ポテンシャルにおける三角形と四角形軌道の干渉効果として説明され、バリアンとブロッホの示したスーパーシェル構造が現実の物理系で意味のある現象であることが示された。⁹⁾ この仕事は準位密度の規則的振動構造の起源に対して明解な物理的描像を与えたものであり、量子系の性質に対する簡明な理解を得る上での半古典論の有用性を示した興味深い例といえよう。この他にも、磁場中の水素原子や量子ドット等において周期軌道理論を用いた興味深い研究が数多くなされている。⁵⁾

3. シェル構造形成における周期軌道分岐の役割

次に、変形パラメータの連続的变化に対応するシェル構造の変化について考えよう。純粋に量子論的な概念だけでは、変形状態における顕著なシェル効果の起源を説明できない。^{*3)} しかしながら、半古典近似を媒介として古典位相空間の構造との対応を考察すれば、この起源を明解に理解できることを以下に述べたい。まず古典位相空間の構造を決定する上で重要な、周期軌道の線形安定性について説明し、その後に変化とシェル構造の関係を議論する。

3.1 周期軌道の安定性とモノドロミー行列

軌道の安定性とは、その近傍の軌道が時間とともに元の軌道からどのように乖離していくかを表す性質である。いま、位相空間内に、すべての軌道と横断的に交差する断面(ポアンカレ断面) Σ を考える。 Σ 上の点 Z を発した軌道が再び Σ を横切る点を Z' とするとき、写像 $Z \rightarrow Z'$ をポアンカレ写像という。周期軌道はポアンカレ写像の不動点に対応し、ポアンカレ写像を周期軌道を中心として展開したときの線形部分をモノドロミー行列とよぶ(図4)。ある周期軌道 α からポアンカレ断面上で δZ だけずれた点を考えると、モノドロミー行列 M_α は

$$\delta Z(t_0 + T_\alpha) = M_\alpha \delta Z(t_0) \quad (6)$$

により定義される。ここで T_α は軌道 α の周期である。この行列要素は一般に用いる座標系の選び方や周期軌道上の

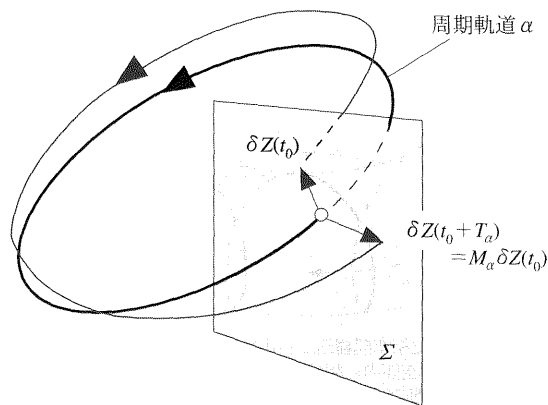


図4 ポアンカレ断面 Σ とモノドロミー行列の概念図。周期軌道はポアンカレ写像 $\Sigma \rightarrow \Sigma$ の不動点に対応する。モノドロミー行列 M_α はポアンカレ写像を不動点(周期軌道 α) のまわりで展開した線形部分を表す。

どの点で定義するかによって異なるが、その固有値は軌道固有の量であり、座標系の取り方や軌道上の位置に依存しない。

ハミルトン系のもつ対称性によりモノドロミー行列は実シンプレクティック行列であり、固有値の一つが λ であるとすると、その逆数 $1/\lambda$ およびそれらの複素共役 λ^* , $1/\lambda^*$ もまた固有値である。このことから、固有値を次の3種類に分類できる：

1. 楕円型(ペア): $(e^{i\alpha}, e^{-i\alpha})$, α は実数
2. 双曲型(ペア): $(e^\beta, e^{-\beta})$ または $(-e^\beta, -e^{-\beta})$, β は実数
3. 斜航型(4つ組): $(e^\zeta, e^{\zeta*}, e^{-\zeta}, e^{-\zeta*})$, ζ は複素数

楕円型固有値のみを有する周期軌道は、初期値をずらしてもその周期軌道の近傍に留まり続ける安定軌道であり、ポアンカレ断面上に周期軌道を中心とする同心円状の軌跡を描く。一方、双曲型または斜航型固有値を1組でも有する軌道は初期値のずれが時間とともに指数関数的に増大する不安定軌道となる。

ところで、系が回転対称性などの連続対称性をもつとき、周期軌道はこの対称変換に対応して連続な族を形成する。このことを周期軌道の縮退と呼び、縮退の次元を縮退度という。^{*4)} 回転対称性の場合には軌道の形は変化しないが、一般の動力学的対称性に対しては軌道の変形を伴う縮退が起きる。例えば、一般に球対称系の軌道はオイラー回転の自由度に対応して縮退度3を有するが、逆二乗力ポテンシャル中の周期軌道は、回転についての縮退に加えて、円から楕円、直線軌道へと連続的な変形を伴う縮退があり、縮退度4を持つ。また逆に、軌道自体が対称性を持つ場合に

^{*3)} 解析的に解ける調和振動子やクーロンポテンシャルは、半古典論の観点からいえば、楕円型の周期軌道しか存在しない極めて例外的なケースである。一般の平均ポテンシャルの場合、シュレーディンガー方程式の固有値をすべて数値的に求めたとしても、それだけでは準位密度の規則的構造を理解したことにはならないことを強調しておきたい。

^{*4)} トレース公式を初めて縮退のある場合に拡張したのはストラティンスキー(V. M. Strutinsky)とマグナー(A. G. Magner)であった。¹⁰⁾ 一方、ベリー(M. V. Berry)とテイバー(M. Tabor)はEBK量子条件(2)から出発して可積分系に対するトレース公式を導いた。¹¹⁾

は縮退度は小さくなる。例えば球形キャビティにおける中心を通る直線軌道は、それ自身を軸とする回転に対しては縮退が起こらないため縮退度は他の軌道より1小さい。縮退した軌道のモノドロミー行列は対称変換の方向に対応して固有値対 $(1, 1)$ を持つ。軌道の安定性を議論するときには、この縮退に対応する自由度を除いた縮小モノドロミー行列 \tilde{M}

$$M \sim \begin{pmatrix} 1^* & & & \\ 0 & 1 & & \\ & & \ddots & \\ & & & 1^* \\ & & & 0 & 1 \end{pmatrix} \tilde{M}$$

を考えればよい。2次元系や軸対称3次元系における縮小モノドロミー行列は (2×2) 行列であり、固有値は上の1または2のケースに限られる。このとき、

1. $\text{Tr } \tilde{M} = 2 \cos \alpha, \quad -2 \leq \text{Tr } \tilde{M} \leq 2$
2. $\text{Tr } \tilde{M} = \pm 2 \cosh \beta, \quad 2 < |\text{Tr } \tilde{M}|$

となり、トレースの値によって軌道の安定性を知ることができる。

3.2 局所対称性と周期軌道分岐

次に、周期軌道の分岐について述べる。系を規定する外部パラメータ（エネルギー、変形度など）を変化させると、それに応じて周期軌道は連続的な変形を受けるとともに、縮小モノドロミー行列の固有値も連続的に変化する。いま、固有値対の一つが $(1, 1)$ に一致したとすると、この固有値に属する固有ベクトルの方向にずらした軌道も線形近似の範囲で周期軌道であり、周期軌道の縮退が起きる。この縮退した軌道族をたねとして、元の周期軌道から新しい周期軌道が派生する現象を周期軌道分岐と呼ぶ。また、上でパラメータの変化を逆行させれば、異なる周期軌道が無限に接近し、分岐点を境として融合する現象が見られる。一般に分岐点は縮小モノドロミー行列のある固有値対が $(1, 1)$ に一致する点により特定することができる。

周期軌道分岐のメカニズムは、周期軌道が「作用積分の停留点」に対応することを用いてより明確に理解することができる。いま、ある与えられたエネルギー E で座標 r を出発した軌道のうち、ある有限時間後に r' に到達するものを考え、この軌道に沿った作用積分を $S(r', r; E)$ と表す。ここで $r' = r$ と置いた閉軌道に対する作用積分 $S_E(r) \equiv S(r, r; E)$ の r による微分は

$$\left(\frac{\partial S(r', r; E)}{\partial r'} + \frac{\partial S(r', r; E)}{\partial r} \right)_{r'=r} = p' - p$$

より、始点と終点における運動量の差である。従って $S_E(r)$ の停留点は始点と終点の運動量が一致する閉軌道、

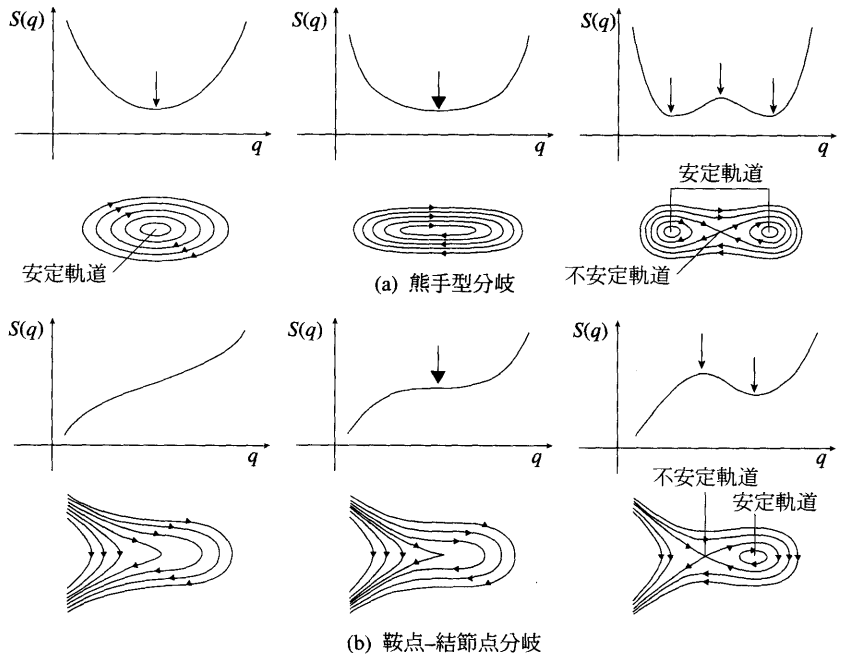


図5 代表的な周期軌道分岐の概念図。左から分岐前、分岐点、分岐後における作用積分とポアンカレ断面を表す。作用積分の停留点(矢印)における作用の曲率が符号を変える点を境に、停留点の数が変化する。熊手型分岐では安定軌道が不安定化して新たな安定軌道を生じ、鞍点-結節点分岐では安定軌道と不安定軌道の対が生成する。

すなわち周期軌道を表す。この作用積分 $S_E(r)$ の停留点における曲率テンソル C は縮小モノドロミー行列 \tilde{M} と

$$\det C \equiv \left| \frac{\partial^2 S_E(r)}{\partial r_\perp \partial r_\perp} \right| \propto \det(I - \tilde{M}) \quad (7)$$

(r_\perp は軌道に垂直な成分) の関係で結ばれることが簡単な計算から分かる。縮小モノドロミー行列が固有値1を持つ点で(7)式の右辺はゼロとなるので、この点を境として曲率テンソルの固有値の一つが符号を変える。図5は、この固有値に属する固有ベクトルの向き q について作用積分 $S_E(r)$ を1次元的に描いたものであり、停留点(傾きがゼロの点)が周期軌道に対応する。この図から明らかなように、停留点における曲率の符号が変化すると、それに伴って停留点の数、すなわち周期軌道の数が変化する。これが周期軌道の分岐現象である。(a)図の熊手型分岐では安定軌道が不安定化するとともに新しい安定軌道が生まれている。また、(b)図の鞍点-結節点分岐では安定軌道と不安定軌道の対が生成している。

3.3 分岐に伴う振幅の増大

シェル効果の強さは、比較的短い周期軌道の振幅因子 A_α の大きさに決まる。この振幅因子と軌道の性質との関連について考えてみよう。対称性の高い系ほど顕著なシェル構造が見られるが、これは前節で述べた古典軌道の縮退と関係する。縮退した軌道群は等しい作用積分を持ち、経路積分に対してコヒーレントに寄与するため、その準位密度に対する寄与は縮退度が高いほど大きくなる。プランク

定数による展開のことはで言えば縮退度が一つ下がると $\hbar^{1/2}$ だけ高次の寄与となる。前節の球形キャビティの例で、直線軌道ではなく三角形や四角形軌道が準位密度の構造を決めているのは縮退度の違いによっている。

特定の変形度でシェル構造が成長するメカニズムは、周期軌道の安定性と密接な関係を有する。¹²⁾ トレース公式(4)中の振幅 A_α は、トレース積分を停留位相法で評価したときに現れる $1/\sqrt{\det C}$ という因子を含んでいる(図6参照)。前節で見たように、分岐点に近づくとき $\det C$ がゼロに近づくため振幅因子は増大する。このことは、図6右の中段に示すように、停留点近傍の軌道が等しい作用積分値を持つ(すなわち局所的な動力学的対称性が発生する)ため積分にコヒーレントな寄与を与えることに起因している。

図6に示した通り、停留位相近似に基づくトレース公式は分岐点で破綻するが、近年、分岐点近傍でも振幅因子を計算できるようにトレース公式を拡張する試みがなされている。例えば、作用積分の展開の高次項を考慮するユニフォーム近似¹³⁾、位相空間トレース公式を用いる方法¹⁴⁾が挙げられる。これらによると、実際に軌道の分岐点近傍で振幅因子が著しい増大を示すことが分かる(図7)。このような機構により、準位密度に強い振動構造が与えられるのである。古典力学系において短い周期軌道の分岐は位相空

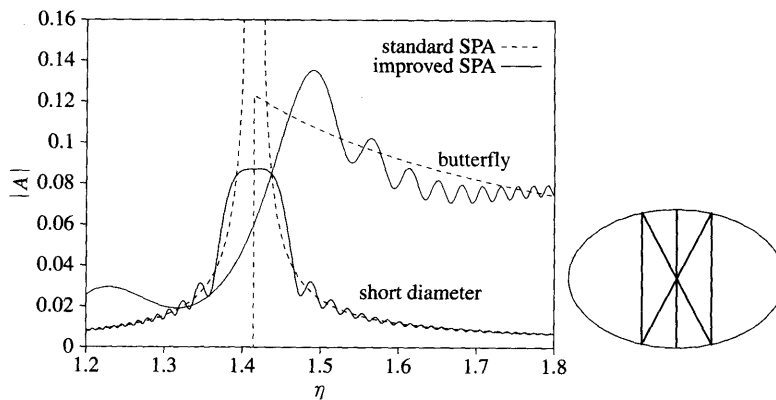


図7 楕円ビリヤードの短軸に沿った直線軌道の分岐点における振幅因子の増大。¹⁴⁾ $\eta = \sqrt{2}$ における分岐により右図のような蝶ネクタイ型軌道が短軸に沿った直線軌道(の2周回)から派生する。通常の停留位相近似による振幅因子(破線)は分岐点において発散や不連続性を示すが、改良された停留位相法を用いることにより発散は解消され、振幅因子(実線)は分岐点前後で外部パラメータに関する連続な関数となる。

間に大局的構造変化をもたらし、正則な運動形態をカオス的運動形態に転じる役割を持つが、これによる量子論的な性質の変遷は単調ではなく、軌道分岐に対応して顕著な規則構造が発達することは大変興味深い。

4. 分岐による超変形シェル構造の形成

周期軌道分岐が変形シェル構造の形成にどのような役割を果たしているかを、回転楕円体キャビティ模型を用いて具体的に分析してみよう。キャビティ模型では、ある閉じた3次元の境界内を自由運動する粒子を考え、境界壁による反射は弾性的であるとみなす。量子論では、境界上で波動関数の値がゼロとなるディリクレ境界条件を課す。回転楕円体の変形パラメータとしては軸比 $\eta = R_z/R_\perp$ を用いる。この系は任意の η に対し、エネルギー E と角運動量の対称軸成分 L_z に加えて、二つの焦点を基準とする角運動量ベクトルの内積が運動の定数となっており、自由度の数だけ独立な保存量が存在するので可積分である。まず量子準位密度の変形度依存性を図8に示す。回転楕円体キャビティ模型は可積分ではあるが対称性が低いため、調和振動子(図1)に比べるとシェル効果は全般にかなり弱い(現実の原子核は調和振動子とキャビティの中間的な状況にあるので、もう少し強いシェル効果が期待される)が、 $\eta = 1.5 \sim 2.0$ および $\eta \sim 2.5$ の変形度領域で顕著なシェル構造が現れる。これらは原子核で知られている超変形(superdeformation)およびハイパー変形(hyperdeformation)に対応すると考えられる。

次にこの系の周期軌道を見てみよう。キャビティ模型の古典軌道の形はエネルギーに依存しない。このことは、速度の絶対値を大きくしても同じ軌道をより短い時間で通過するだけであるから明らかであろう。従って全てのエネルギー領域に同一の周期軌道が存在し、その作用積分は速度

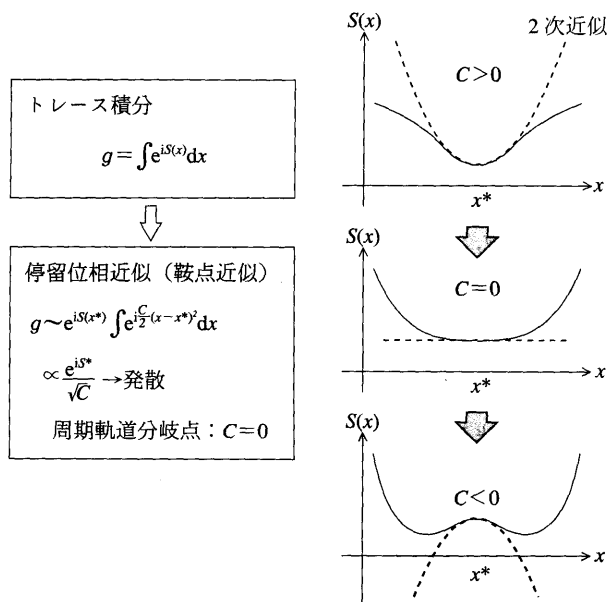


図6 トレース積分の停留位相近似とその分岐点における破綻。停留位相近似では作用 $S(x)$ を停留点 x^* のまわりで2次まで展開してガウス積分に置き換えるが、分岐点ではこの2次の係数 C (曲率)がゼロになるため積分は発散する。

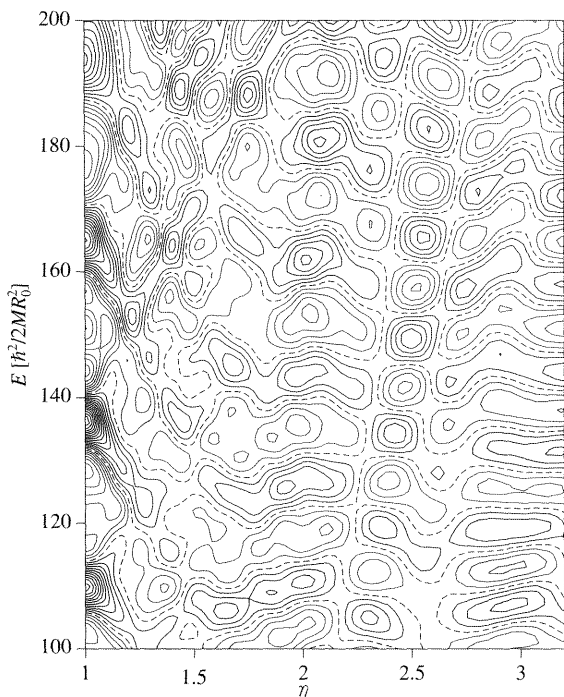


図8 回転楕円体キャビティのシェル構造。¹⁵⁾ 平滑化された準位密度の振動部分を変形度 $\eta=R_z/R_\perp$ とエネルギー E に対して等高線図で表したもので、赤線が準位密度の低い部分を表す。

の大きさと軌道の長さに比例するというスケール則を有する。球形では全ての古典軌道は球の中心を通る平面上の軌道となり、周期軌道は正多角形である。これらは前述の通り直線軌道を除いて3重に縮退している。軸対称変形を加えるとこの軌道族は赤道面軌道と対称軸を含む平面内の軌道とに分岐する。さらに変形を大きくすると、赤道面軌道が分岐を起こし、対称軸方向の振動と結合した3次元的な軌道を生じる。¹⁵⁾

上で述べたスケール則を用いると、トレース公式の振動部分 $\delta g \equiv g - \bar{g}$ を下のように書き直せる。

$$\delta g(E = \hbar^2 k^2 / 2m) = \sum_{\alpha} A_{\alpha} \cos(kL_{\alpha} - \pi\mu_{\alpha}/2), \quad (8)$$

ここで k は波数、 L_{α} は周期軌道 α の長さを表す。この準位密度のフーリエ変換を行うと、量子・古典対応を非常に明解に議論することができる。これは、キャビティをはじめ運動方程式がスケール変換に対する不変性を持つ場合に極めて有用な手法である。(8)式を波数 k についてフーリエ変換すると

$$F(L) = \int e^{ikL} \delta g(k) dk = \sum_{\alpha} A'_{\alpha} \delta(L - L_{\alpha}) \quad (9)$$

となり、 $L=L_{\alpha}$ にピーク列を持つ関数となる。従って、量子力学的に求めた準位密度のフーリエ変換をとることにより、どの軌道が準位密度に重要な寄与をするか知ることができる。

解説 有限量子系のシェル構造と古典周期軌道

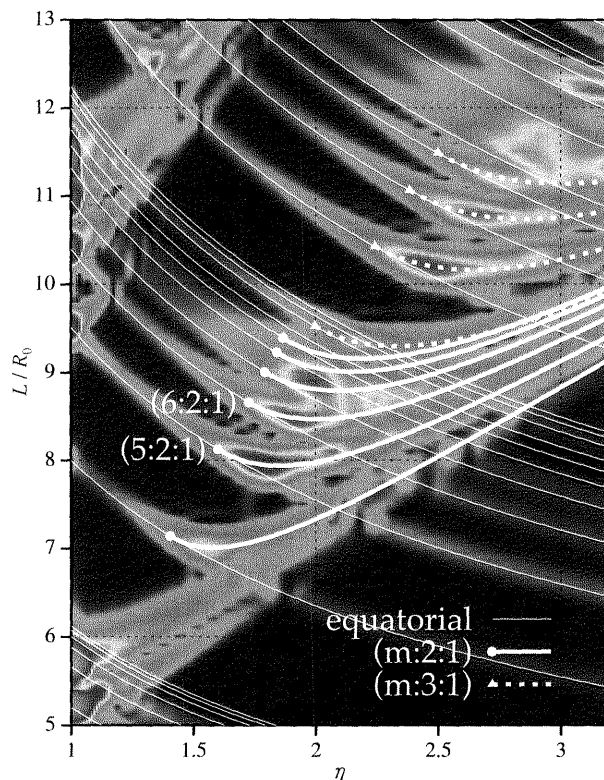


図9 回転楕円体キャビティ模型の準位密度のフーリエ変換と周期軌道の長さ。色の赤い部分がフーリエ成分の大きいところを表す。曲線は赤道面軌道とそれから分岐した3次元軌道の長さを表す。 $(m:n:k)$ は、 m が境界における反射の回数、 n が対称軸まわりの回転数、 k が対称軸方向の振動数を表す。軌道の分岐点(丸印)においてフーリエ成分が著しい増大を示しており、これらはシェル構造の発達する変形度とよく対応している。 $\eta=1.5\sim 2.0$ で軌道 $(m:2:1)$ 、 $\eta\sim 2.5$ で軌道 $(m:3:1)$ が分岐して準位密度に大きな影響を与える結果として、超変形シェル構造やハイパー変形シェル構造が形成されていることが分かる。

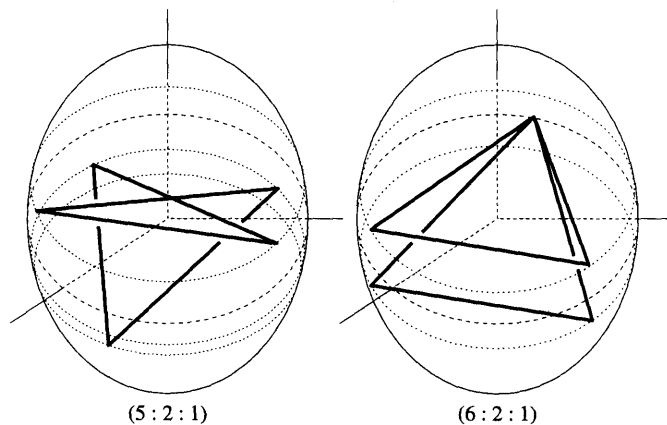


図10 回転楕円体キャビティの3次元軌道。(5:2:1)は赤道面上の5星軌道、(6:2:1)は赤道面上の正三角形軌道(の2周回)の分岐によって生成される軌道で、対称軸まわりを2回転する間に対称軸方向に1回振動する。キャビティ模型では、調和振動子模型と異なり、 η の広い領域にわたってこのような3次元周期軌道が存在する。

図9は、量子力学計算で求めた準位密度のフーリエ変換と古典力学計算で求めた周期軌道の長さを比較したものである。 $\eta=1.5\sim 2.0$ で x, y 方向と z 方向の振動数の比が

2:1の3次元軌道 ($m:2:1$) の分岐に対応したフーリエピークの著しい増大が見られる。分岐によって生じる3次元軌道の形を図10に示す。超変形シェル構造の起源はこれらの周期軌道分岐にあるといえる。

5. 八重極変形キャビティ模型のシェル構造

前節の模型は可積分であったが、これに(空間反転対称性を破る)八重極変形 $\beta_3 Y_{30}$ を加えたキャビティ模型は非可積分系となる。このようなパリティを破る自由度は、集団運動の性質や電磁遷移の選択則など、原子核の基本的な性質に関わる重要な意味を持つ。八重極変形した平均場におけるシェル構造の性質は、八重極相関の強い原子核がどのような系統性をもって現れるかを理解する上で重要である。本節では、八重極変形度 β_3 を変化させたときのシェル構造について議論しよう。(回転楕円体型の)四重極変形では巨視的な機構と微視的な機構の両者が働くのに対して、八重極変形には巨視的な成因が考えられないので、その起源は純粹に微視的なシェル構造に求められる。量子力学計算によると、四重極変形と八重極変形のある決まった組み合わせで顕著なシェル構造が形成される。¹⁶⁾ 図11は軸比を $\eta=1.4$ に固定して β_3 を変化させたときの準位密度をプロットしたものであり、 $\beta_3=0.1\sim 0.2$ に顕著なシェル構造の発達が見られる。

このシェル構造形成の機構を周期軌道との関連から調べてみよう。軸対称八重極変形キャビティには、対称軸に垂

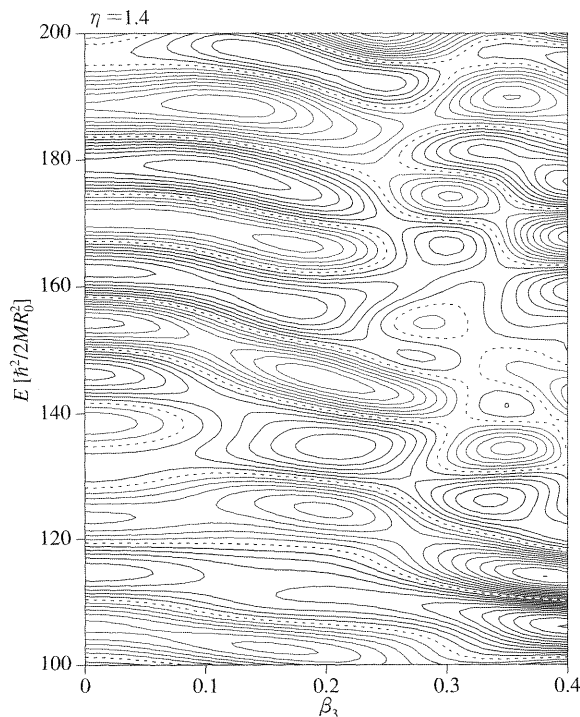


図11 八重極変形キャビティの準位密度(図8の注参照)。

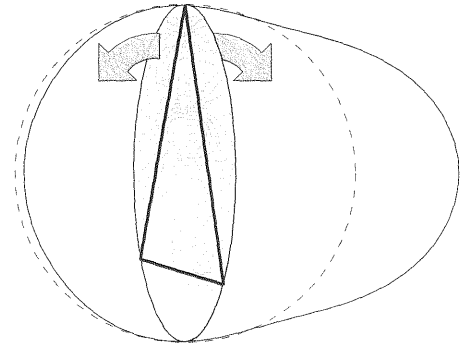


図12 八重極変形キャビティにおける赤道面周期軌道の分岐。境界面の(赤道面に垂直方向の)曲率半径が赤道半径に一致するとき赤道面近傍の境界面は球面(破線)で近似できるため、赤道面上の軌道はこの対称性による局所的縮退を起こす。

直な平面で半径が極大となる平面(以下赤道面とよぶ)内の正多角軌道と、対称軸を含む平面内の軌道、およびその他の3次元軌道がある。赤道面軌道について、その縮小モノドロミー行列のトレースを β_3 の関数としてプロットしてみると、全ての軌道が等しい変形度 $\beta_3 \sim 0.16$ で同時に分岐を起こすことが分かる。この点は、赤道面近傍で境界面が局所的に球対称性を回復しているような変形度に対応している。図12に示したように、赤道面の半径と壁の曲率半径とが一致する変形度の組み合わせ (η, β_3) が分岐点となり、赤道面から傾いた軌道が生成する。この例では、分岐に関与する対称性が幾何学的対称性となっているのが特徴であり、分岐現象と対称性との関連が明確な形で現れている。

6. おわりに

有限量子系のシェル構造を理解する上で周期軌道理論が非常に有効な枠組みであることを述べてきた。トレース公式の発見後、膨大な量の古典軌道から個々の量子準位を再現することに多くの精力が傾けられた。これに対して、シェル構造を議論するのに必要なのは周期の短い数本の周期軌道のみであり、トレース公式はこうした大局的構造の記述において特に有効性を発揮すると言えよう。本稿では触れなかったが、原子核の平均場には強いスピン・軌道相互作用があることが知られており、シェル構造の性質に重要な影響を及ぼしている。このようなスピン自由度を陽に含む量子系においても、対応する古典系を適当に構成することによって周期軌道理論を用いることができる。この手法としては、チャンネル結合WKB近似¹⁷⁾によりスピン自由度を断熱的に取り扱う手法や、SU(2)コヒーレント状態経路積分の枠組み¹⁸⁾からスピンに対応する新しい自由度を導入する方法などが知られている。これらの手法を原子核のスピン・軌道結合の問題に適用することも興味深い課題である。¹⁹⁾ また、最近、束縛系の準位構造のみならず、

量子アンチドット系における電気伝導率の磁場依存性など輸送現象においても周期軌道分岐の効果が指摘されている。²⁰⁾

停留位相近似に基づくトレース公式は分岐点における発散の問題を抱えている。物理系の大半を占める混合系(カオス運動と規則的運動が混在する系)では周期軌道分岐が随所に起こっており、こうした系の特徴を理解するには軌道分岐の影響を評価できる半古典近似法の開発が必要となる。本稿で述べたように、この課題への取り組みは最近活発になってきたが、今後ますます重要になると思われる。

参考文献

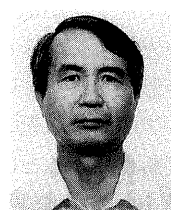
- 1) W. A. de Heer: *Rev. Mod. Phys.* **65** (1993) 611. 交久瀬五雄, 伊藤啓行: *日本物理学会誌* **53** (1998) 499.
- 2) P. J. Nolan and P. J. Twin: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 533. 清水良文, 松柳研一: *日本物理学会誌* **43** (1988) 841. C. Baktash: *Prog. Part. Nucl. Phys.* **38** (1997) 291.
- 3) M. Brack, J. Damgaard, A. S. Jensen, H. C. Pauli, V. M. Strutinsky and C. Y. Wong: *Rev. Mod. Phys.* **44** (1972) 320. V. M. Strutinsky, A. G. Magnier, S. R. Ofengenden and T. Døssing: *Z. Phys. A* **283** (1977) 269.
- 4) W. Nazarewicz and J. Dobaczewski: *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 154.
- 5) シェル構造との関係も書かれている半古典論のテキストとしては, M. Brack and R. K. Bhaduri: *Semiclassical Physics* (Addison-Wesley, Reading, 1997).
- 6) 具体例での分析は, A. Bohr and B. R. Mottelson: *Nuclear Structure* (Benjamin, 1975) Vol. 2, p. 578.
- 7) M. C. Gutzwiller: *J. Math. Phys.* **8** (1967) 1979, **12** (1971) 343.
- 8) R. Balian and C. Bloch: *Ann. Phys. (N. Y.)* **69** (1972) 76.
- 9) H. Nishioka, K. Hansen and B. R. Mottelson: *Phys. Rev. B* **42** (1990) 9377.
- 10) M. V. Strutinsky and A. G. Magnier: *Sov. Phys. Part. & Nuclei* **7** (1977) 138. より一般的な定式化は, S. C. Creagh and R. G. Littlejohn: *J. Phys. A* **25** (1992) 1643.
- 11) M. V. Berry and M. Tabor: *Proc. R. Soc. London A* **349** (1976) 101; *J. Phys. A* **10** (1977) 371.
- 12) K. Arita and K. Matsuyanagi: *Nucl. Phys. A* **592** (1995) 9.
- 13) H. Schomerus and M. Sieber: *J. Phys. A* **30** (1997) 4537.
- 14) A. G. Magnier, S. N. Fedotkin, K. Arita, T. Misu, K. Matsuyanagi, T. Schachner and M. Brack: *Prog. Theor. Phys.* **102** (1999) 551. A. G. Magnier, S. N. Fedotkin, K. Arita, K. Matsuyanagi and M. Brack: *Phys. Rev. E* **63** (2001) 065201(R).
- 15) K. Arita, A. Sugita and K. Matsuyanagi: *Prog. Theor. Phys.* **100** (1998) 1223.

- 16) A. Sugita, K. Arita and K. Matsuyanagi: *Prog. Theor. Phys.* **100** (1998) 597.
- 17) K. Yabana and H. Horiuchi: *Prog. Theor. Phys.* **75** (1986) 592, **77** (1987) 517. R. G. Littlejohn and W. G. Flynn: *Phys. Rev. A* **45** (1992) 7697.
- 18) H. Kuratsuji and T. Suzuki: *J. Math. Phys.* **21** (1980) 472.
- 19) H. Firk and T. Guhr: *Ann. Phys. (USA)* **221** (1993) 229.
- 20) 中村勝弘, 馬 駿: *日本物理学誌* **56** (2001) 233. J. Ma and K. Nakamura: *Phys. Rev. B* **62** (2000) 13552. J. Blaschke and M. Brack: *Europhys. Lett.* **50** (2000) 294.

著者紹介



在田謙一郎氏: 半古典論による有限量子系ダイナミクスの研究。原子核の集団運動や量子カオスに興味を持つ。



松柳研一氏: 原子核構造論。高スピン回転, 超変形, 非調和振動など集団現象に対する微視的モデルに取り組んでいる。

(2001年7月10日原稿受付)

Periodic Orbits and Shell Structures in Finite Quantum Systems

Ken-ichiro Arita and Kenichi Matsuyanagi

abstract: In finite quantum systems such as nuclei, metallic clusters and quantum dots, concept of independent-particle motion in the mean field holds in a good approximation; structure of the single-particle-energy levels, obtained by quantizing this motion of constituent particles, affects the dynamics of whole system in a crucial way. Regular oscillatory pattern in the coarse-grained energy spectrum is called "shell structure", and it has intimate relationships with periodic orbits in the corresponding classical system. In this article, we discuss 1) quantum-classical correspondence in shell structure and 2) how new deformed shell structure emerges due to periodic-orbit bifurcation associated with deformation of the mean field.

■訂正

会誌 **56** 巻 (2001) 11 号解説, 野村清英・岡本清美著「BKT 転移とレベルスペクトロスコピー」p. 844 に誤りがありましたので, 次の通り訂正致します。

参考文献

- 29) M. Nakamura: *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** (1999) 3123; *Phys. Rev. B* **61** (2000) 16377.

解説

原子核の形：超変形回転バンドの発見を中心として

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

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

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

§1. はじめに

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

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

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

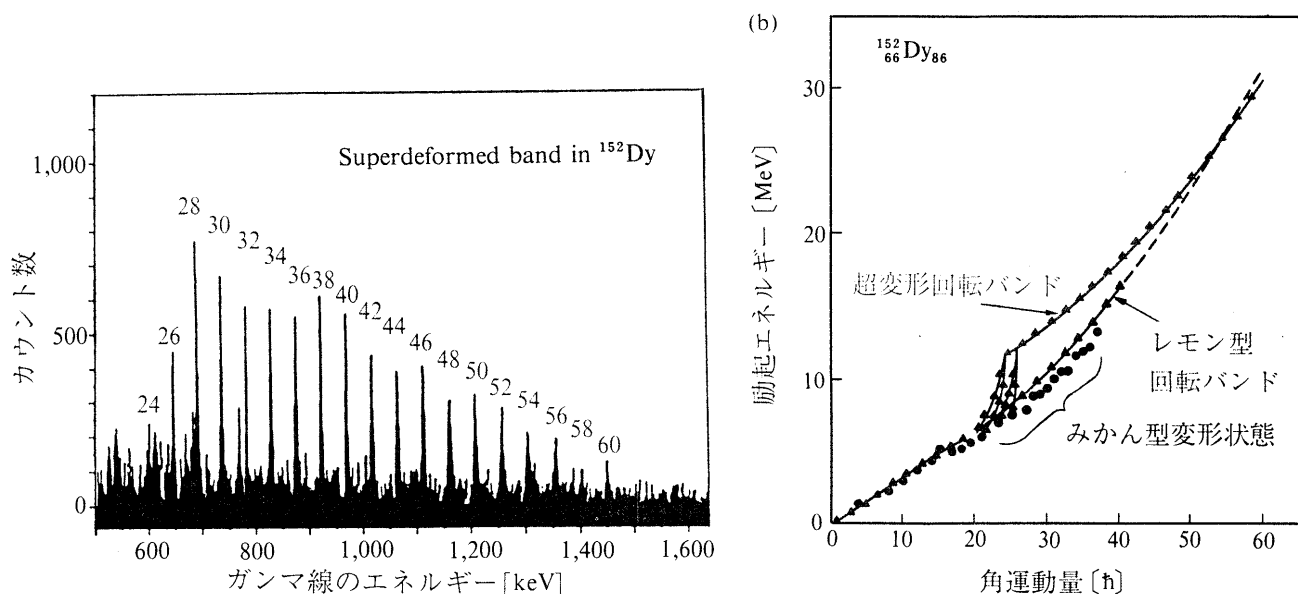


図 1 (a) ^{152}Dy の超変形回転バンドからのガンマ線スペクトル。数字は角運動量の値を示す。(J. D. Garrett: Nature 323 (1986) Oct. 2, 395 より転載。)
(b) ^{152}Dy の超変形回転バンドの位置、及びみかん型変形状態への崩壊。(P. J. Twin, et al.: Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 811 より転載。)

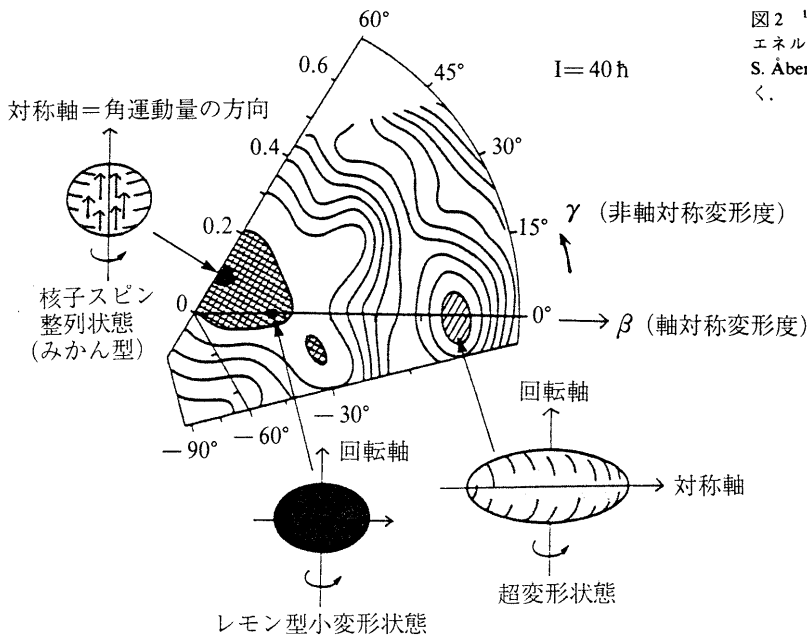


図2 ^{152}Dy の角運動量 $I=40\hbar$ での変形ポテンシャル・エネルギー曲面。4個の極小が見える。I. Ragnarsson and S. Åberg: Phys. Lett. B 180 (1986) 191 の理論計算に基づく。

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

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

を以て、 $\omega_{\text{rot}} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_{\text{rot}}}{dI}$ と書くと、正準方程式により回転角速度 ω_{rot} は

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

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

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

§2. 異なった形の共存—— ^{152}Dy の場合

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

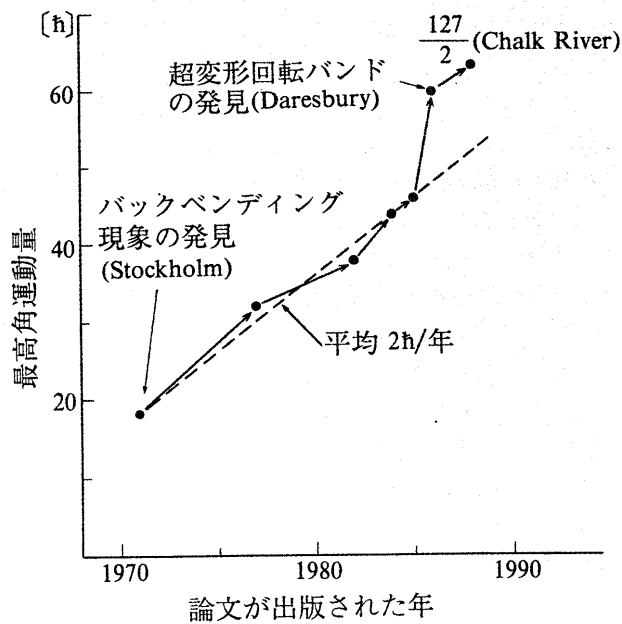


図3 高スピン・フロンティア (離散スペクトルとして観測された角運動量の最大値)。

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

§3. 変形殻構造——核分裂アイソマーとの比較

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

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

超変形回転バンドの微視的構造を明らかにするためには、まず、高速回転するポテンシャルの中での一粒子運動を分析し、 $Z=66$, $N=86$ で変形魔法の数が実現することを説明しなければならない。超変形・高速回転という極限状況の下では、コリオリ力のために陽子の $j_{15/2}$ 軌道、中性子の $k_{17/2}$ 軌道のような $j-j$ 結合殻模型では非常に高いエネルギーをもつ準位がフェルミ面近傍にまで下がってくる。従って、変形殻構造の分析を通じて、スピン・軌道力の変形度依存性など小変形で見えにくかった効果をより明瞭な形で調べることが可能になる。

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

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

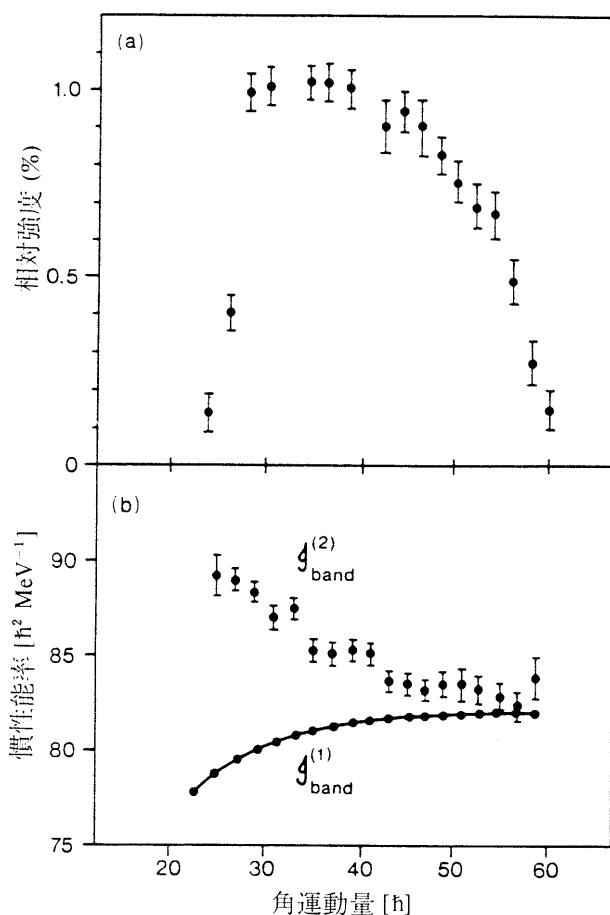


図4 ^{152}Dy の超変形回転バンドから放出されたガンマ線強度の全ガンマ線強度に対する割合(%)と運動学的および動力学的慣性率($g^{(1)}$, $g^{(2)}$)の角運動量依存性。(M. A. Bentley, et al.: Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2141 より転載。)

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

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

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

いると思われる。その特徴を明らかにすることもこれからの研究課題である。

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

§4. 超変形バンドの生成と崩壊

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

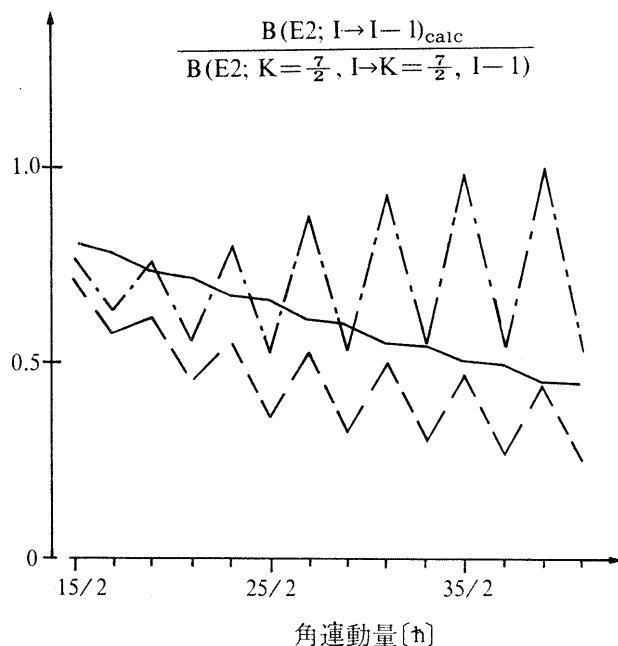
図5 $B(E2; \Delta I=1)$ のガンマ変形度依存性。軸対称回転子模型での理論値との比が示されている。実線は軸対称 ($\gamma_0=0$)、破線は $\gamma_0=-15^\circ$ 、一点鎖線は $\gamma_0=15^\circ$ の場合に対する理論値。(I. Hamamoto and B. R. Mattelson: Phys. Lett. 132B (1983) 7より転載)

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

§5. シグネチャー依存現象からみた非軸対称変形

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

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



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

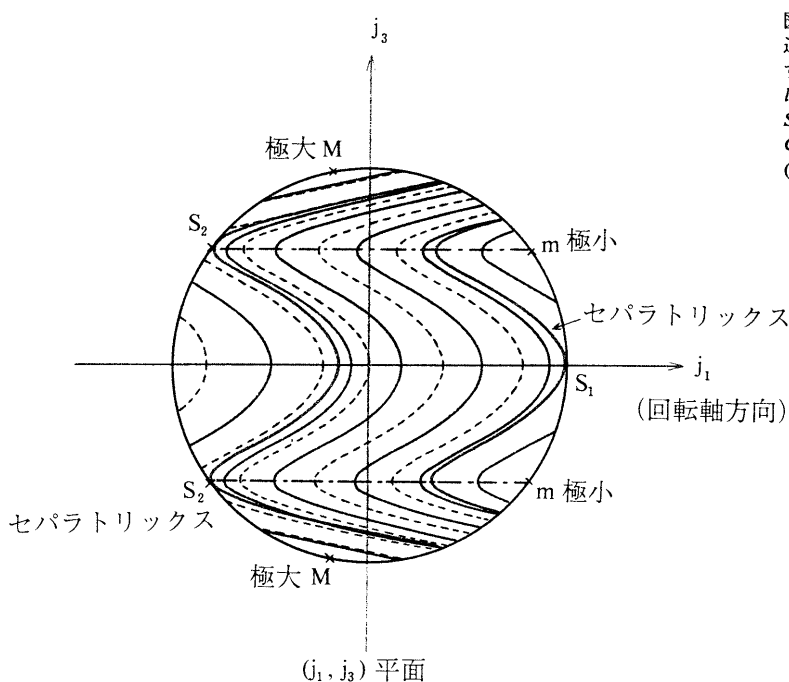


図6 準粒子の角運動量ベクトル $j=(j_1, j_2, j_3)$ の準古典近似での運動と、それらに対するエネルギー曲面。第1軸のまわりに回転する座標系から見たもの。(S. Frauendorf and E. Sobešlavsky: *Collective Motion and Giant Resonances, Proc. 15th Mikholajki Summer School on Nuclear Physics, Poland, 1983, Nuclear Sciences Research Con. Series, Vol. 8*, ed. Z. Wilhelmi and M.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

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

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

§6. 多重クーロン励起による形とゆらぎの測定

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

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

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

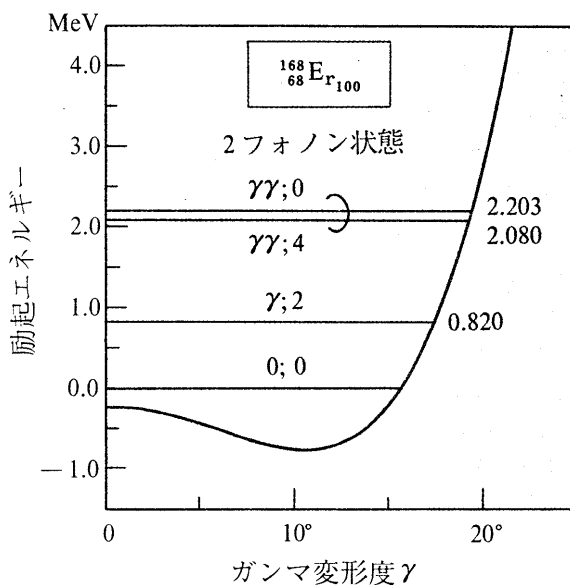


図7 ^{168}Er の非調和ガンマ振動の2フォノン状態に対する理論計算。励起準位につけられた数字は K 量子数を表す。(M. Matsuo and K. Matsuyanagi: *Prog. Theor. Phys.* 78 (1987) 591 より転載。)

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

§7. 変形の定義について

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

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

る。

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

§8. おわりに

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

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

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

参考文献

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

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

日本物理学会誌 第43巻 第12号 (1988年12月号) 予定目次

談話室

ルビーはなぜ赤い? 一田辺・菅野ダイアグラムの頃—
.....田辺行人

特別

1926~28年頃の欧米物理学界を垣間見る堀 健夫

交流

発展する脳の数理モデル.....甘利俊一

解説

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

最近の研究から

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

実験技術

非線形偏光分光法の固体励起子分光への応用..... 桑田 真
物理学と数学

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

弦理論と数論.....黒川信重
新著紹介

43巻総目次, 主題別索引, 著者索引, 新著紹介原著者索引

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¹⁾ 現実にも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”²⁾と名付けう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²⁻⁵⁾ 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。

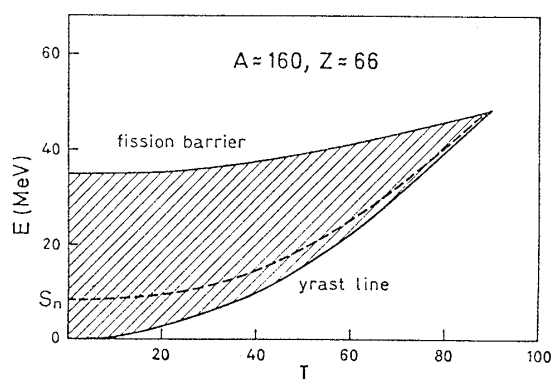
京都大学理学部物理学第二教室
606 京都市左京区北白川追分町

* 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。

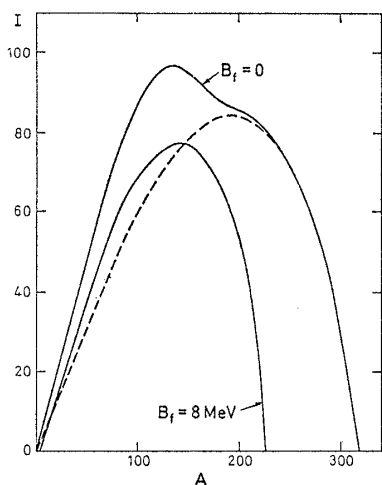
§ 2. 回転液滴模型

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。⁶⁾ 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、⁷⁾ 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, Swiatecki⁸⁾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(~ 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。⁹⁾

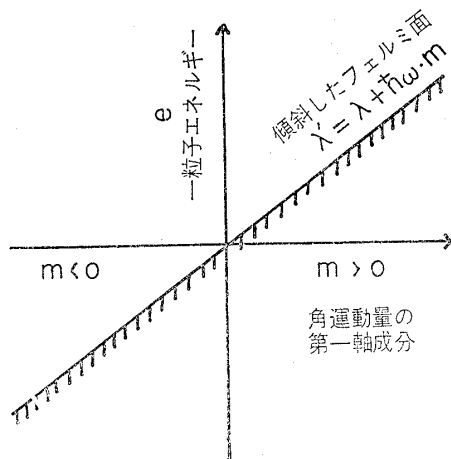
核分裂する。この最終段階では慣性能率が急激に増大するので、 I の増加にも拘わらず回転の角速度は逆に減少する。これは“巨大後方歪曲現象”と呼ばれており、 $A \sim 150$ の原子核では $80 \leq I \leq 100$ の領域で起ると期待される(第2図)。実際には、核分裂に対する不安定性が発生する以前に、核子や α 粒子の放出によって角運動量の一部が持ち去られる可能性や、核分裂に対する障壁通過の確率も考慮しなければならない。第1図と第2図には、これらも考慮した原子核の“相図”と臨界角運動量の値が示されている。

§ 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事は、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。^{3,10,11)} 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で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様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 λ 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 λ' 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、この様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 λ 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。⁵⁾ その結果は $I = \mathcal{J}_{\text{rig}}\omega$, $E = (1/2)\mathcal{J}_{\text{rig}}\omega^2$ となり、まさに古典力学での関係になる。但し、 $\mathcal{J}_{\text{rig}} = M \int \rho(r)(x_2^2 + x_3^2) d^3r$, 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 ω 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 E2 型 γ 遷移は存在しない。

§4. 核子のスピン整列

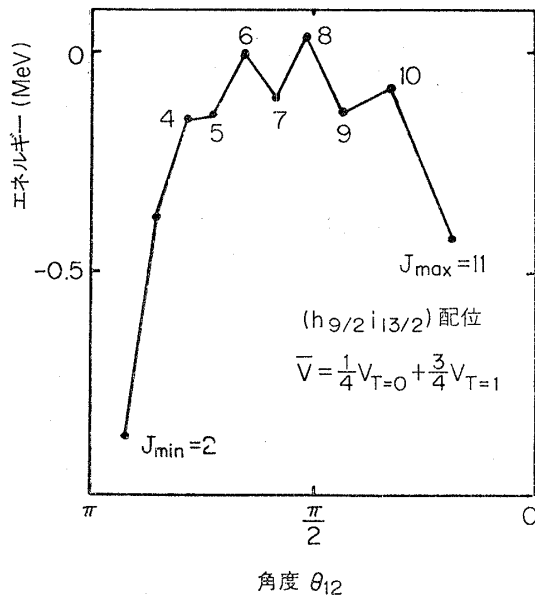
それでは何故、角速度 ω の増大に伴って、みかん型変形が成長するのであろうか。この問いに答えるために、 $j-j$ 結合殻模型から出発し、一粒子準位の殻構造(shell structure)と核子のスピン整列機構の関係を具体的に分析してみよう。

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。¹²⁾ ここで $J = j_1 + j_2$ であり、 J は $J_{\text{min}} = |j_1 - j_2|$ から $J_{\text{max}} = j_1 + j_2$ 迄の値をとる。^{*} 第4図に $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ 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

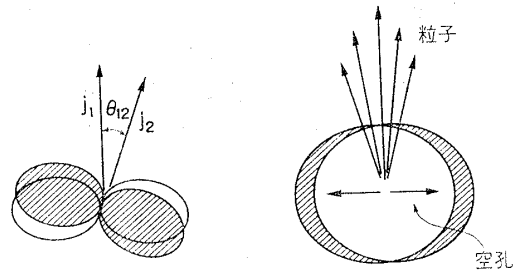
^{*} 但し、相互作用している核子が共に中性子または共に陽子でかつ $j_1 = j_2 = j$ の場合には、パウリ原理のために $J_{\text{max}} = 2j - 1$ となり、現実の j の値に対しては θ_{12} は小さくなり得ない。一方、この場合 $J = 0$ に対して θ_{12} は正確に π になる。これは核子のクーパー・ペアーを生成する対相関力の対角行列要素に他ならない。



第4図 有効相互作用の角度依存性. $(h_{9/2} i_{13/2})$ 配位に対する実験データ¹²⁾をアイソスピンに関して平均した量, $\bar{V} = (1/4)V_{T=0} + (3/4)V_{T=1}$, が示されている. 図中の数字は角度 θ_{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, θ_{12} が π 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. θ_{12} が π 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る様に, 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, 全角運動量の方角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.* 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角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 β 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角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 番目の核子をもつスピンの対称軸方角への成分である. 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

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

と書ける.^{5,13)} ここで

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

である. (3) 式の第一項は変形ポテンシャルの中での

* 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。 α_{j_i} 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 $E_{\text{def}}^{(2)}(\beta)$ 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 β_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らう。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

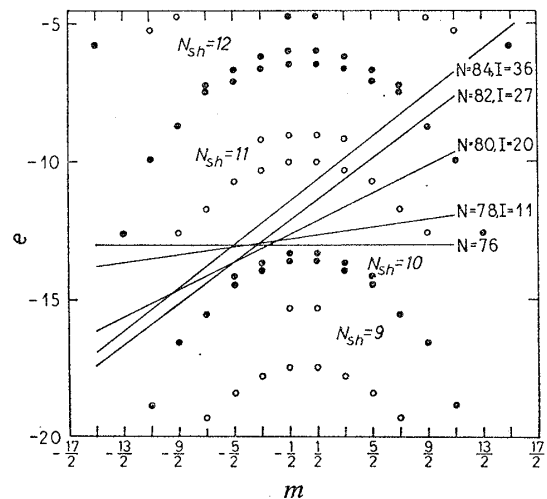
角運動量の増大に伴い変形が成長すると(3)式はもはや意味を失う。球形ポテンシャルの殻構造は消滅し、それに代って、新しい“変形殻構造”が出現する、と期待される。殻構造とは、ポテンシャルの中での一粒子状態エネルギーの分布が一様ではなく、その非一様性の中に規則性が形成されることを意味する。^{2,14)} あるいは、準位密度の濃淡が規則的に出現すること、と言っても良い。特定の変形に対してこの非一様性が顕著になれば、フェルミ面近傍の準位密度が稀薄な原子核は大きい結合エネルギーを持つことになり、それだけ安定化される。殻構造の形成に伴うエネルギーの利得は“殻構造エネルギー”と呼ばれている。これは量子効果である。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、¹⁴⁾ 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。⁵⁾ 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。 ω_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。¹⁵⁾ 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



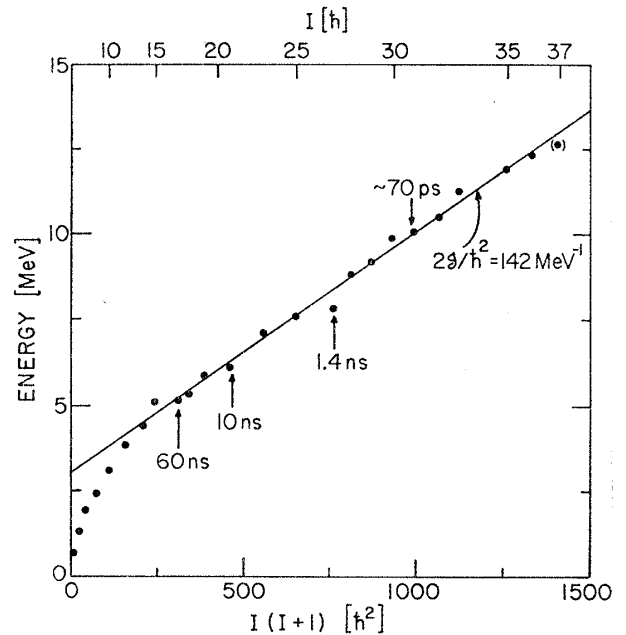
第6図 $\beta = -0.4$ における変形ウッツ・サクソンポテンシャルの一粒子準位スペクトルと傾斜したフェルミ面。黒丸は N_{sh} が偶数、白丸は N_{sh} が奇数に対応する準位。質量数 $A \approx 150$ 領域の中性子に対するもの(文献15より転載)。

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附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

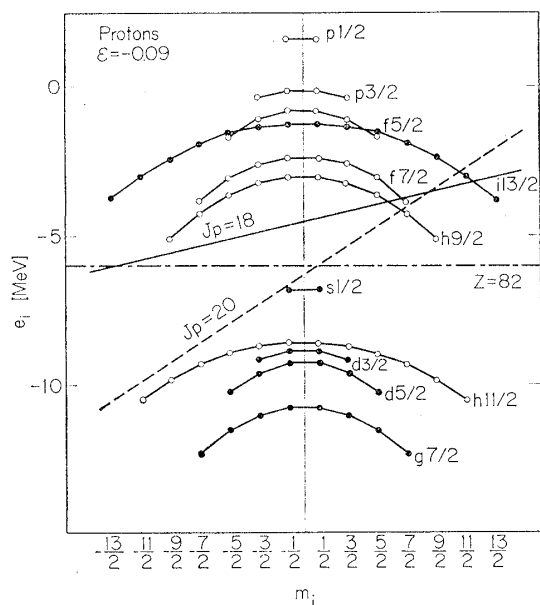
1976年、Copenhagen-Darmstadt 協同グループは、西ドイツの Darmstadt に建設された強力な重イオン加速器を用いた実験によって、陽子数 Z と中性子数 N が $64 \leq Z \leq 71$, $82 \leq N \leq 88$ に属する一連の原子核に高スピン・アイソマーが多数存在することを発見した。¹⁶⁾ これらのアイソマー(異性体)の中にはスピン $30 \sim 40\hbar$, 半減期数百 ns のものが多数含まれている。この実験報告は翌1977年東京で開かれた原子核構造国際会議での重要な話題のひとつとなった。その後、個々の励起状態の正確なスピ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。¹⁷⁾ 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}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。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、 γ 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。この様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。²⁾

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 $^{148}\text{Gd}_{82}$ 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}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}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,¹⁵⁾ 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}Gd 領域のイラスト・スペクトルと類似な現象は、 ^{208}Pb 近傍の原子核においても見い出されている。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。^{18,19)} 最近、Po, At, Rn, Fr 等の原子核に於て、 ^{208}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、²⁰⁾ これらの核のイラスト線は、ほとんどスピン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状態は $^{212}\text{Rn}_{126}$ に於けるアイソマーで $I=30\hbar$ である。²⁰⁾ 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。

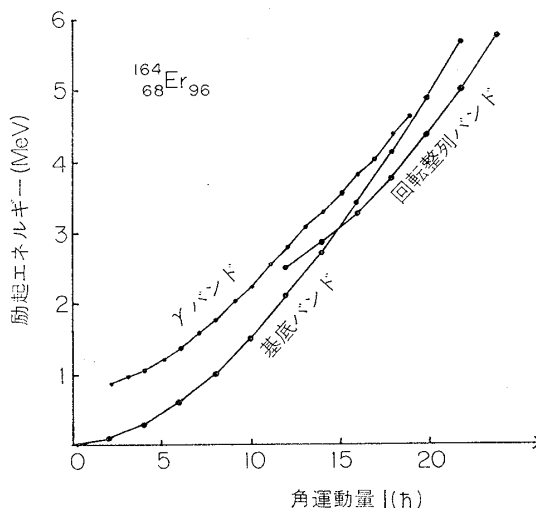
§ 7. 回転整列効果とバンド交差現象

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 $1/2 \sim 1/3$ 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。²²⁾ 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}Er のイラスト・スペクトル。²²⁾ 簡単のため、基底バンド、回転整列バンド、 γ 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 ω で回転しているとしよう (クラッキング模型)*. 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

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

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, Δ 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_ω 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

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

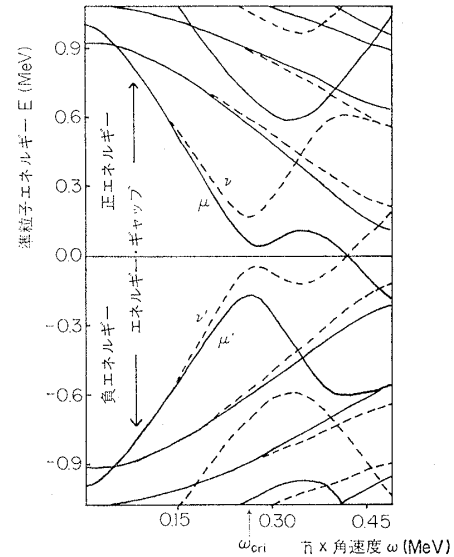
となる. a_ν^\dagger, a_ν は回転座標系で定義された準粒子の生成・消滅演算子であり, $E_\nu(\omega)$ は準粒子エネルギーである. 当然これらは集団的回転運動の角速度 ω に依存して変化する. 本来, ポテンシャルの形状やエネルギー・ギャップ Δ も自己無撞着に決定されるべきで, これらも ω の関数である. しかし, 簡単の為, これらは定数とみなして, 準粒子エネルギー $E_\nu(\omega)$ の ω -依存性に注目しよう. 第 10 図に示したのは, この近似の下で Bengtsson と Frauendorf²³⁾ が計算した準粒子スペクトルである. 準粒子の真空は

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

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 ν 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 π だけ回転した場合の変換性を表す).

第 10 図の中の記号 ν, μ で示した準位の振舞いに注目

* 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 ω の関数として描いたもの. 臨界角速度 ω_{cri} 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}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 ω の変化に敏感に応答し, 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 $i_{15/2}$ 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 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.²⁴⁾ そこで, 準位 μ, ν 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 ω が “臨界角速度” ω_{cri} 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.²³⁾ こうして $|\phi_{\mu\nu}(\omega)\rangle$ は 2 準粒子のスピンが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 ω の値が同じであるにも拘

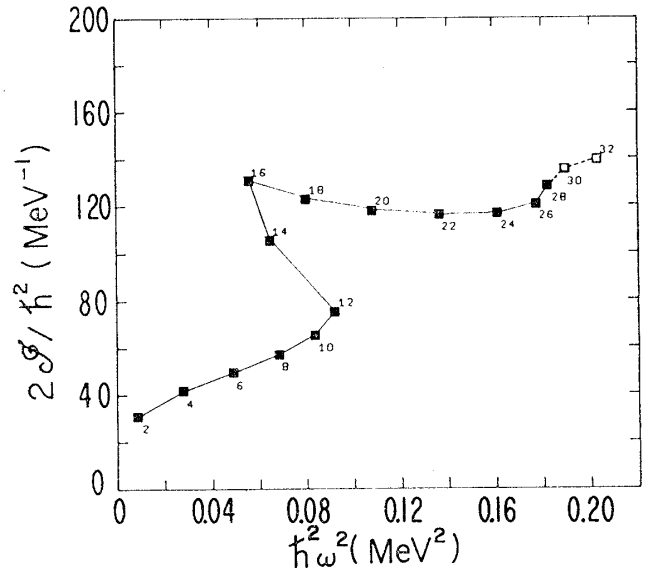
ならず、真空に比べて約 $10\hbar$ も大きい角運動量をもっている。言い換えれば、同一の角運動量に対して、回転整列状態の角速度は真空よりも小さいことになる。 ^{164}Er のイラスト・スペクトルに於て $I \geq 12$ で観測されている新しい型のバンドとは、この様な回転整列状態によって形成されたものであると考えられている。^{4,24)}

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。²⁵⁾ 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。^{24,26)} 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 μ, ν は臨界角速度 $\omega \sim \omega_{\text{cri}}$ で負エネルギー準位 μ', ν' とのあいだに準位交差の現象を呈する。このことは $\omega \gtrsim \omega_{\text{cri}}$ 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、 $\omega \gtrsim \omega_{\text{cri}}$ 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。²³⁾ $\omega < \omega_{\text{cri}}$ 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}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。²⁷⁾ 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、^{24,28,29)} この現象の中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。³⁰⁾ 更に、基底バンドに β 振動や γ 振動が結合した β バンドや γ 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。^{22,25)} 先に述べたデカップルド・バンドもまた角速度 ω が大きくなると後方歪曲現象を呈する。この場合



第11図 ^{158}Er のイラスト状態の慣性能率 \mathcal{J} を角速度の二乗 ω^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。²⁹⁾

最近 $^{188}\text{Er}_{90}$ 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)。³¹⁾ 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。

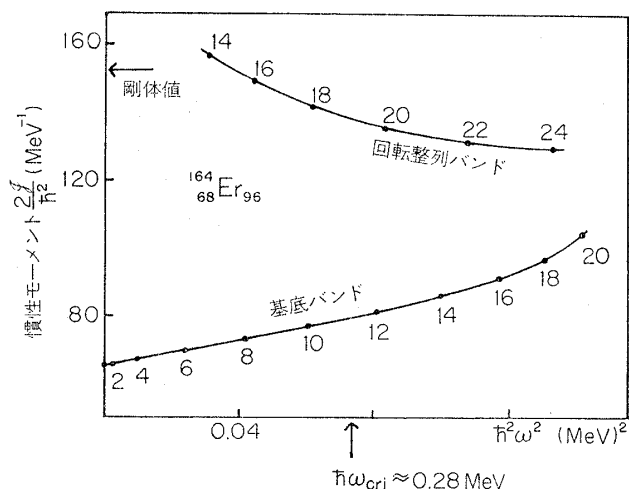
それでは、角運動量が更に増大するに伴ってイラスト状態にどのような構造変化が期待されるだろうか。現在迄の実験事実は次の様な描像を示唆しているように見える。角運動量の増大はますます多くの準粒子が回転軸方向に整列してゆく傾向を促進するであろう。そのために、バンド交差現象はますます頻繁に起こることになり、その間隔は次第に短くなってゆくであろう。その様な状況の下では、系の角運動量の増大は必ずしも集団的回転運動の角速度の増大を意味せず、イラスト線の大局的性質は多数の回転バンドに対する包絡線によって最も良く特徴づけられるだろう。回転軸方向にスピン整列した準粒子の個数が増大すればする程、この軸に垂直な赤道面で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。 $\omega \sim \omega_{\text{cri}}$ で真空の構造に急激な変化が起るということは、エネルギー・ギャップ Δ の値にも重要な変化が発生することを意味する。 $\omega > \omega_{\text{cri}}$ 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、他の核子がクーパー・ペアーを形成することを妨害するために Δ 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能率は剛体値の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 Δ の急激な減少をもたらしていることを示唆している。^{*} 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”^{10, 32-34}が進行しているものと考えられる（従って、 Δ を一定とした近似で得られた第10図の $\omega \gtrsim \omega_{\text{cri}}$ 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³⁵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

^{*} 慣性能率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 $^{164}\text{Er}_{96}$ の基底バンドと回転整列バンドの慣性能率 J を角速度の二乗 ω^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 ω_{cri} の近傍で角運動量の真空期待値が $i_{\mu_3}(\omega_{\text{cri}})$ 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³⁶）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 ω_{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。¹¹ 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。³⁷

§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が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、高スピンで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¹⁴⁾やハートリー・フォック・ボ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。^{38,39)} 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⁵⁾ “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) 粟屋 隆, 粟屋容子: 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.

最近の超高速コンピュータの動向

中 沢 喜 三 郎
小 高 俊 彦

科学技術の進歩に伴い、コンピュータによる科学技術計算も大型化し、計算速度の向上に対する要求はますます高まっている。

一方、半導体技術の向上を軸にコンピュータ技術の進歩も著しく、単に科学技術計算のみに限らず、多様化するシステムでの高速処理のニーズに応じて、超高速コンピュータが次々と開発されている。

主として科学技術計算の観点から、汎用および科学技術計算専用の超高速コンピュータの具体例とそれらの特長を中心に、最近の動向を述べる。

§ 1. ま え が き

最近の電子計算機システムは、半導体技術の進歩を基盤にして、性能価格比が年々向上している。なかでも、性能向上を主目的として開発される超大型機では、最新の技術が結集され、一段と高速になっている。

この超高速システムのなかには、汎用大型機の最上位グループに位置するシステムと、科学技術計算を高速処理するために開発された専用システムとがある。後者は、一般にアレイプロセッサと呼ばれることが多い。

ここでは、主として科学技術計算の高速処理という立場から、超高速の汎用大型機および超高速アレイプロセッサの技術動向を眺めてみる。

§ 2. 最近の超高速システム

汎用の電子計算機の中では、計算機のアーキテクチャ(命令語の形式などハードウェアとソフトウェアとのインタフェース)がIBM社のシステムに近い、いわゆるIBM属の計算機が、世界市場の80%近くを占めるのではないかとされている。

そのIBM属の最上位グループに属しているものに、IBM 370 モデル 195, IBM 3033, HITAC M-200 H, FACOM M-200 処理装置がある。370 モデル 195 は、主として科学技術計算用に使用されており、3033, M-200 H および M-200 は科学技術計算, 事務処理, オンライン処理など汎用のプロセッサである。

これらのうち後者の3機種は、IBM, 日立, 富士通の商用機の最上位機種である。

一方、専用科学技術計算システムの超高速システムとしては、1972年に稼動を開始したTexas Instruments社のASC (Advanced Scientific Computer), 1973年

「90年代の原子核構造」国際会議

松柳 研一 〈京大理〉

「90年代の原子核構造」と題する国際会議が1990年4月23日から27日までテネシー州オークリッジで開催された。この会議は、高スピン状態や高温状態を中心として最近の核構造研究の進歩をレビューするとともに、90年代に実現される新しい世代のガンマ線測定器システムを用いた原子核研究を展望することを目的としてオークリッジ国立研究所が主催したものである。参加者はアメリカ・カナダ約135名、西ヨーロッパ約80名、日本5名、その他の地域より15名余り、合計約235名であった。各セッションのテーマを列記すると「エキゾチックな原子核の形」、「超変形」、「Hg-Pb-Tl領域での超変形」、「高スピンでの原子核の性質」、「非軸対称変形」、「八重極変形」、「安定線から遠く離れた原子核」、「高スピンでの電磁的性質」、「静的および動的対相関」、「温度1 MeV以下の温かい原子核」、「高温の原子核」、「巨大共鳴とその光子崩壊」、「90年代の展望」であった。日本人では理論面で清水（京大理）、田島（東大教養）、浜本（ルンド大）、実験面で谷畑（理研）が招待講演をした。また、会議期間中の一晚、空間反転対称性の自発的破れを伴う核構造の研究などで優れた業績を残し、一昨年がんの為惜しくも41歳で早世した理論家 G. Leander を追悼する集会がもたれた。

米国では GAMMASPHERE と呼ばれる新しい世代のガンマ線多重測定器システムの建設が検討されてきたが、いよいよ今年から予算が認められ、3年後に完成しオークリッジ国立研究所に設置される予定である。110個のコ

ンプトン抑止ゲルマニウム測定器を中心とするこのシステムが完成すれば、膨大なガンマ線のバックグラウンドの中から微弱な一連のガンマ線を選別する能力 (resolving power) が現在より2桁以上向上し、高スピン高励起状態のスペクトロスコーピーはもとより核反応機構の研究など、原子核研究の多方面にわたって飛躍的な進展がもたらされるものと期待されている。他方、ヨーロッパでは GAMMASPHERE を上回る EUROBALL 計画が推進されており、計画の物理面と技術面を詳細に検討する目的で昨年9月11日から11月24日まで3ヵ月間にわたって、コペンハーゲンのニールス・ボーア研究所で「新しいスペクトロスコーピー時代の原子核構造」と題するワークショップが開催された。高スピンの核構造を中心テーマとする国際会議は過去10年間毎年のように開催されているが、今回の国際会議は米国とヨーロッパにおける次期計画にむけての意欲的な取り組みを背景として開催された点に特徴がある。したがって、会議の主役は現在この分野で活発に研究を進めている英国の Daresbury、フランスの Strasbourg、ドイツの Berlin、カナダの Chalk River、米国の Berkeley, Argonne, Oak Ridge などの実験家であったといえよう。

会議の話題は多岐にわたるが、ハイライトを一つだけ絞って紹介するとすれば、「超変形・高スピン状態のスペクトロスコーピー」となる。超変形回転バンド（長軸と短軸の比が2:1のレモン型変形した原子核の高速回転状態）から放出された離散的ガンマ線が

始めて ^{152}Dy において観測されたのは1986年のことであったが、昨年はこの分野で再び特筆すべき進歩があった。すなわち、ポテンシャル・エネルギー曲面の第2極小での基底配位に対応する超変形イラスト・バンドだけでなく、そこからの粒子・空孔励起によって形成される超変形・励起バンドが多数発見された。更に、Dy や Gd 領域だけでなく、より重い核である Hg 領域でも同様の現象が発見された。これらの新しい実験データは昨年秋のコペンハーゲン・ワークショップに報告され、これら励起バンドの内部構造の解釈をめぐって活発な議論が起こった。とりわけ注目されたのは、 ^{151}Tb の超変形・励起バンド内の回転遷移に伴う一連のガンマ線のエネルギーが、隣の ^{152}Dy の超変形イラスト・バンドのそれらと0.1%の精度で一致していることであった。これと同様の現象は、 ^{150}Gd の超変形・励起バンドと隣の ^{151}Tb の超変形イラスト・バンドとの間にも、更に、 ^{194}Hg の超変形・励起バンドと ^{192}Hg の超変形イラスト・バンドとの間にも起こっていることが明らかになり、これら一対のお互いに酷似した超変形回転バンドは「双子のバンド (twin bands)」と呼ばれるようになった。この分野では Daresbury 研究所の P. Twin を中心とする実験グループが活躍しているから、この名前は誰かが思いついた洒落であろう。通常変形の回転バンドの場合には隣あった偶核と奇核での回転遷移に伴う一連のガンマ線のエネルギーは数10%のオーダーで異なっているという常識からみて、0.1%の精度で両者が一致しているという事実は驚くべきことである。このようにして、昨年あたりから「超変形状態のスペクトロスコーピー」という新しい分野が始まりつつある。

今回の国際会議はコペンハーゲン・ワークショップから数ヵ月しか経って



いなかったので、新しい話が出てくるかどうか危ぶむ声もあったのであるが、会議が始まってみると昨年秋以後の新しいデータが続々と報告され、確認された超変形回転バンドの数は Dy-Gd 領域で20個、 Hg 領域で15個に達した。これらのどの報告もカットするのが難しかったらしく、プログラムは過飽和気味で短い講演が多く、予備知識なしでは理解できないような講演も少なくなかった。このような競演の中で私にとって特に興味があったのは Berkeley の Stephens の話であった。彼は主に Hg 領域の超変形バンドの性質を系統的に分析し、 alignment (内部励起による角運動量の回転軸方向の成分) がよい近似で $1/2\hbar$ を単位として量子化されていることを示した。alignment は準古典近似による角運動量の取扱いに基づいて定義される物理量であり、通常は連続的な値をとることが知られている。したがって、これが「量子化」されているとすれば、その説明のために未知のメカニズムが必要になる。Stephens は想像をたくましくして擬 SU(3) スキームに基づく新しい型の集団励起モードの可能性を示唆するとともに、alignment の量子化が先に述べた「双子のバンド」の出現と密接な関

係にあることを指摘した。これは理論家にチャレンジングな問題提起である。

超変形バンドに関しては、これらが空間反転対称性を破る八重極変形モードに対して不安定となる可能性が理論計算で示唆されると同時に、関連する実験データが(超変形での殻構造に関して)二重閉殻核である ^{146}Gd と ^{192}Hg の隣の奇核 ^{147}Gd と ^{193}Hg で得られたことも注目に値する。また、超変形バンドの崩壊機構に関する Døssing と Vigezzi の新しいモデルも面白い。従来の理論では終状態が連続状態である場合の障壁透過に対する WKB 近似を用いて崩壊確率が評価されていた。これに対して彼らは、現実の終状態は連続状態ではなく準位密度の高い複合核状態であることを重視し、その特徴をランダム行列理論に基づいて考慮した崩壊理論を展開した。この仕事は私には注目すべき試みと思われるが、残念ながら会議での聴衆の反応はあまり大きくなかった。

以上の他にも、連続ガンマ線3重同時計測法の新しいテクニックを開発し有限温度領域での回転運動の性質を論じた Herskind の話、核構造と核反応における量子カオスについて熱弁をふるった Mottelson や Weidenmüller の

講演、 ^{28}Si の高励起状態におけるアイソスピン混合を決定した Snover の報告、 ^{208}Pb で八重極振動の2フォノン状態を発見したという Emling の報告、短寿命核ビームの加速と新しいガンマ線測定装置を結合させて考えようとする国際的動向など、いくつかの重要な話があるが、紙数が尽きたので省略する。会議のプロシーディングスは North-Holland から出版される予定である。

高スピン状態などの核構造を中心テーマとする国際会議は、来年はフランスの Strasbourg で3月4日から16日まで開催される。Strasbourg 原子核研究センターは英国の Daresbury 研究所とともに70個のコンプトン抑止ゲルマニウム測定器システムを中心とする EUROGAM プロジェクトの推進に主導的な役割を果たしている。このプロジェクトは EUROBALL 計画の前段階として位置づけられており、GAMMASPHERE より一年早く1992年6月完成を目指して準備がすすめられている。これらの新しい世代の測定装置が稼動すれば、巨大変形した原子核の励起状態の構造を、通常変形核に対する現在のイラスト分光学と同様な水準で研究することが可能となるであろう。

くるが、これからどういった進展がみられるか興味深い。また、格子理論関係の Kogut の講演はフェルミオンのシミュレーションに関する技術的な問題が中心で、種々のアルゴリズムの比較検討がなされたが、極めて洗練された巧妙な計算法が用いられるようになってきている。

この他 Alvarez-Gaume, Nicolai, Julia 等の講演も面白かったが、紙数も尽きたので最後に印象を一つつけ加えて終りにしたい。会議中ホテルが一緒だったので Itzykson, Julia といったフランスの研究者と毎日話をする機会があったが、彼らの数学や理論物理に関する学識には大いに感心させられる所があった。特に数論の歴史について多くのエピソードを教えてもらって面白かった。こういう人々は物理をやるのが飯のタネというよりも文化の一部として楽しむという要素があるようで、日本にもこうした伝統があってよいような気がする。

「核構造 1985」

京大理 松柳研一

5月のコペンハーゲンには新緑に包まれる。長い冬が終り一年中で最も素晴らしい季節を迎えた5月20日から24日まで、コペンハーゲン大学構内でニールス・ボーア生誕百年記念シンポジウム「核構造 1985」が開催された。1985年度には10月7日の祝典を頂点として世界各地で多彩な百年記念事業が行われたが、このシンポジウムは3月から5月にかけて開催された「原子および原子核衝突の準古典的記述」および「場の理論の最近の進展」シンポジウムとともに記念行事の一環として企画されたものである。ニールス・ボーア研究所は古い木造の建物の集合であるが、お隣の物性部門を中心とするエルステッド研究所は近代的な建物であり、このシンポジウムはレセプションを除いて後者を会場として行われた。会期中は稀にみる快晴に恵まれ、キャンパスの広々とした芝生や隣りあったフェレ (Faelled) 公園の至るところで若者たちがゆったりと日光浴を楽しんでいた。とりたてて強調されていたわけではないのだが「コペンハーゲン精神」はシンポジウムのもち方に滲み出ている。会期の1カ月前には「プレ・コミュニケー

ション」が参加予定者に送付された。これはフォーマットもバラバラな私信集のようなものであったが、討論の準備にとっても役立った。会場内外での参加者相互の実質的な議論を優先し形式に捉われない姿勢は、シンポジウムのプログラムからフォーマルな挨拶の類いが一切省略されていたことにも反映されていた。この会議への参加者は北欧 82, その他の西欧 71, 米国 39, ソ連・東欧 10, 中国 4 など 23カ国 220名であり日本人の参加者は森永, 浜本, 吉沢, 丸森, 有馬, 田辺(孝), 元場, 佐川と筆者であった。

プログラムはすべて30分の招待講演から成り、単一粒子運動, 低励起エネルギーでの集団運動, 展望, 高い角運動量領域での集団運動, 巨大共鳴, 核力と題するセッションに分類された。これらの配置を眺めれば、最近の核構造研究の多角的な展開のなかで各個別テーマをコペンハーゲン学派がどの様に位置づけているかを見てとることができよう。核構造論は平均場の時間的发展に対する巨視的・古典的描像と、その内部の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概念を統一的に理解することを基本課題として進展してきた。この点は古くから良く知られていることではあるが、70年代以降のこの分野における進展がきわめて多様でかつ多次元的であったために、ともすると分散的になりがちであり、これらの全体像を描くことは決して容易なことではない。このような時期にあって、このシンポジウムのような性格の集まりが企画されたことは各個別分野を縦断する統一的な観点を築くうえでも非常に貴重なことであった。このシンポジウムの議事録は10月7日の記念日に間に合うように出版され、既に入手可能なことでもあるので、* 以下では公平な記録というよりむしろ、核構造論の基本的動向に係わる評価について筆者の個人的バイアスのかかった報告を書くことにする。

シンポジウム冒頭の Mottelson の講演はニールス・ボーアが複合核模型のアイデアに至った過程を核物理の歴史の中で跡づけながら、「核子の

* Proc. Niels Bohr Centennial Conferences 1985, Nuclear Structure 1985, ed. R. Broglia, G. Hageman and B. Herskind (North-Holland, 1985).

平均自由行程は核半径よりはるかに小さい」という複合核模型の基本的仮定が誤っていたにも拘らずこの模型が成立した理由を分析し、「記憶を失う」という不可逆過程に対する動力学的根拠を説明する課題はハミルトン力学系のカオス問題と密接に関連していることを示唆した。1985年は複合核模型50周年でもある。時間切れのため用意したトランスペアレンシーの半分以上を残して講演を打ち切ったものの、最後の数分では乱雑行列理論の最近の発展にも触れ、複合核模型に対する現代的観点を示した迫力あふれた講演であった。

「単一粒子運動」のセッションは Frois (Saclay), Gales (Orsay), Mahaux (Liege), Siemens (Texas A & M) の話と Bengtsson (Lund), Garrett (Copenhagen), 浜本 (Lund) の話に大別できる。前者を共通するテーマとしては個別粒子運動のダンピングの微視的機構が興味深い。電子散乱実験の精密化は原子核の深奥部に至るまで単一粒子の「波動関数」を直接見ることが可能にただけでなく、自己無撞着平均場近似による理論値とデータのズレから粒子・振動結合効果までを同定できるようになった。更に (${}^3\text{He}$, $\alpha\gamma$) などの同時計測をして単一粒子強度関数を求めることにより、ダンピング機構に対する理論を検証することが出来るようになった。このような実験の進歩を背景として、粒子・振動結合による減衰幅は核表面のゆらぎ効果として解釈可能か？ これと有効質量のフェルミ面での増大との関係は？ これと光学ポテンシャルの虚部とは無関係か？ 等々多くの理論的課題が提起され活発な議論があった。一方、後者では高速回転する平均場の中での準粒子運動モードが共通するテーマであった。Bengtsson は準粒子の古典軌道の性質と量子スペクトルの対応関係を論じ Garrett は準粒子スペクトルの角速度依存性に対する系統的な実験データを提示した。1985年は Mottelson-Valatin が高速回転による超伝導相から正常相への相転移を予言して25周年にあたるが、高スピン・フロンティアが角運動量 $45\hbar$ の領域まで拡大するに至ってようやくこの相転移が確認されつつある。Garrett は準粒子スペクトルの詳細な分析により、この相転移を検証しただけでなく、更に臨界現象としての対振動モー

ドのソフト化が観測されたと主張した。最後に、浜本は高スピンの実験データの分析によく用いられているクランキング模型の適用限界を解明した。

「低励起エネルギーでの集団運動」のセッションでは七つの講演があった。有馬(東大)は「相互作用するボソン模型の自由度の枠内で回転運動の慣性性能率を説明できるか」という争点になっていた問題に関して、Bohr-Mottelson が指摘していたように、 $J=0$ と $J=2$ の核子対のみでなく $J=4$ の核子対の自由度も重要であると結論した。松柳(京大)は非調和 γ 振動に関する松尾・清水との共同研究の結果を話したが、これは丸森・益川・坂田・栗山による大振幅集団運動理論を初めて現実の核現象に適用したものであった。続いて Faessler (Tübingen) は射影法による大規模数値計算の話をした(この計算プログラムに彼は MONSTER とか VAMPAIR などという奇怪な名前をつけている)。これと対照的に Broglia (Copenhagen) は場の理論の簡単なテクニックを用いて核表面の量子的ゆらぎによる核半径の補正を評価し、これがクラスター崩壊や核分裂障壁近傍での核融合断面積に重要な物理的効果を及ぼすことを示した。Weidenmüller (Heidelberg) は冒頭の Mottelson の話とも息の合ったボーア生誕百年に誠にふさわしい話をした。50年前にボーアが複合核模型で提起した多体系の運動様式に対する描像は、その後、殻模型的描像に置き換えられたかに見えるが、平均的性質からのゆらぎ (fluctuation) には統計的法則性が普遍的に成立している。例えば、量子準位の統計は GOE (Gaussian orthogonal ensemble) の性質を示しているが、これは古典力学系のカオスの量子スペクトルへの反映として理解できるであろう。この意味での量子カオスは多体系のダイナミクスの詳細に依存しない普遍的性質であると論じた後、不規則系に対するレプリカ的手法などを応用して複合核反応断面積のゆらぎを計算する非摂動的方法を提唱した。最後に、高い励起エネルギー領域で実証された GOE の性質が準位密度の小さくなる低エネルギー領域ではどうなるか興味深いと問題提起して話を締めくくった。W.K. Heisenberg の息子の J. Heisenberg (New Hampshire) は、電子散乱によって遷移電荷密度や電流密度を核の

深奥部まで精度よく決定できるようになったので、これらを説明するためには粒子・振動結合の微視的計算が必要であることを力説した。急病の Leander (Oak Ridge) に代わって講演した Nazarewicz (Warsaw) は Ra-Th 領域での八重極型変形が中性子数や角運動量に依存して変化してゆく様相を論じ、この型の対称性の破れによる準粒子軌道のパリティ混合が高スピン核構造に及ぼす効果の重要性を指摘した。

「展望」と題するセッションで Sick (Basel) は EMC 効果に関連して電子散乱による核内核子の形状因子の決定法 (γ スケーリング) を論じ、核子半径の増大は 3% 以下であると結論した。また、 ^3He と ^3H の磁気形状因子に関して、運動量移行 4 fm^{-1} 領域のアイソスカラー成分が説明困難であると指摘した。最後に、100% duty cycle ビームによる同時計測実験の時代が始まろうとしていることへの期待を表明した。一方、Hansen (Brookhaven) は 1986 年秋に予定されている核子あたり 15.5 GeV の重イオンビームによる実験計画を紹介し、クォーク deconfinement の実現可能性とその観測方法を論じた。Cooperstein (Stony Brook) は超新星爆発で衝撃波が形成されるか否かは核物質の圧縮率に敏感であるが、これに対する現在の核構造論の評価は信頼に足るものではないことを強調した。

「高い角運動量領域での集団運動」のセッションでは高スピン・フロンティアの急激な進展を反映して最新のデータが続々と報告された。Cline (Rochester) はクーロン励起を用いて集団励起準位を結びつける大量(約 100 個)の行列要素を曖昧さを残さずに決定し、四重極演算子に関する不変量を和則を用いて評価することが可能になったこと、したがって、個々の励起状態の四重極変形 (β, γ) の平衡値はもとより、その幅や非対称度 (skewness) も決定できるようになったと述べた。これはクーロン励起のルネッサンスを感じさせる印象深い話であった。Twin (Daresbury) と Stephen (Berkeley) はそれぞれの研究所で最近建設された新世代の γ 線同時多重計測システムによる最新データを報告した。遷移領域の Er や Yb の角運動量 40 近傍での回転バンド構造の上限 (band termination), 対

相転移に伴う形の変化や巨大変形の実現など高スピンにおける核構造変化は実に多様性に富んでいる。Lauterbach (München) は入射エネルギーをクーロン障壁近傍に選んで、多重クーロン励起された重イオン間で核子移行させる実験について報告し、この方法を新しい核分光と結びつけば角運動量移行のメカニズムに対する有力な手段になろうと強調した。Døssing (Copenhagen) はイラスト線から離れた高温領域での回転バンドの減衰幅を論じ、 ^{168}Yb の角速度 $0.6\text{ MeV}\cdot\hbar^{-1}$ 領域の γ 線エネルギー相関のデータから減衰幅を $100\sim 200\text{ keV}$ と評価した。Szymanski (Warsaw) は高スピンの対相転移の臨界現象(対場のゆらぎ)が慣性率に及ぼす効果を簡単な模型を用いて評価したが、その定量的信頼度については激しい議論があった。

Reisdorf (GSI) は核分裂障壁近傍での融合断面積に対する核子移行過程や表面振動の効果を論じた。重い核と重い核の融合では障壁が見かけ上高くなる事の原因としては Swiatecki の提唱する chaotic regime dynamics の妥当性を示唆したが、他方 Nörenberg の提唱する diabatic dissipative dynamics の存在についても言及し、障壁近傍の精密実験によってこれらを区別することが可能になろうと述べた。Stachel (Stony Brook) は核子あたり 25 MeV という低エネルギーでの π^0 中間子生成実験の結果を報告し、入射重イオンの運動エネルギーを一挙に中間子の質量に変換する未知の集団的機構の存在を示唆した。これらの講演は厳密に言えば高スピンではないが、他の話との関連性や議論の絡み合いの配慮からこのセッションに分類されたのであろう。

「巨大共鳴」のセッションは Morsch (Jülich) によるハドロンを用いた励起のレビューから始まった。話題は多岐にわたっていたが、連続スペクトル (background) の評価に関して応答関数の ($S=0, T=0$) 成分と ($S=1, T=1$) 成分の性質の違いが強調されていたことが印象に残った。Bowman (Los Alamos) は LAMPF での π 中間子荷電交換反応を用いたアイソベクトル型電気単極 ($E0$) 共鳴の実験について報告し、Richter (Darmstadt) は電子リニアックを用いたアイソベクトル型低エネ

ルギー $J^\pi=1^+$ モードの研究状況を概観したが、連続成分の評価や 1^+ 状態の解釈については色々と論争があった。Gaarde (Copenhagen) は Saturne での 2.3 GeV ($^3\text{He}, t$) 反応における準弾性過程による Δ 粒子生成を報告し、このピークのエネルギー・シフトから核内での Δ の性質の変化を示唆した。また、重イオンによる荷電交換反応を用いればスピン・アイソスピン・モードが極めて選択的に励起されることを示した。Van der Woude (Groningen) と Beene (Oak Ridge) は巨大共鳴の崩壊に関する実験に基づいてダンピングの微視的機構を論じた。前者が ^{208}Pb や ^{238}U の $E0$ 共鳴からの中性子放出チャンネルや核分裂チャンネルを見たのに対し、後者はスピン・スペクトロメータを用いて $E2$ 共鳴からの γ 線も同時計測した。データの精度がまだ不十分であるが、 $E2$ 共鳴からの γ 崩壊について直接崩壊過程とともに複合核状態を経由する崩壊過程が示唆されるなど、これからの進展が期待される。

Gaardhøje (Copenhagen) は高スピン複合核状態の上に形成される電気双極子 ($E1$) 型巨大共鳴を論じた。変形による強度関数の分岐が角運動量の増大につれて変化する様相を分析することにより、 ^{168}Er の高温領域ではイラスト状態よりも早くオブレート変形への相転移が起こっていることを明らかにし、温度 1.5 MeV の領域では殻構造効果がかかなり弱くなっていることを示唆した。共鳴の減衰幅の温度依存性に関するデータも報告されたが、温度効果を変形度依存効果と実験的に分離するのは容易でないとのことであった。更に、 γ 線スペクトルの 27 MeV 付近の瘤はアイソベクトル型 $E2$ 共鳴が励起されていることを示唆していると指摘した。減衰幅に対する理論計算の現状は Bortignon (Padova) がレビューしたが、Gaardhøje の話に関連して温度効果による変形度の大幅ゆらぎの重要性が示唆されたことは新しい減衰機構として注目に値する。更に、彼は $E2$ 巨大共鳴から 3^- 振動状態への γ 崩壊幅が抑制されているという Beene 達の実験データに関して、その理由を nuclear field theory を用いて説明した。なお、このセッションで予定されていた Strutinsky (Kiev) の講演が実現しなかったのは残

念なことであった。

「核力」のセッションでは Rho (Saclay) がカラル・ソリトン描像から、Moniz (MIT) がクォーク描像から核子の構造と核力に対する現代的アプローチを展開した。両者とも多体系の中での核子構造の変化を論じたが、Rho が核物質内でスカームイオン (Skyrmion) の半径が広がると指摘したのに対し、Moniz は (核子半径の広がりを考えなくても) クォーク交換により EMC 効果に見られるようなクォーク運動量分布の変化を説明できる可能性を暗示した。この他、このセッションでは Riska (Helsinki) が核力ポテンシャルのアイソスピン依存成分や速度依存成分に対する知識から 2 体カレント演算子を構成する新しい方法を紹介し、Koonin (Caltech) が格子ゲージ理論に基づくアプローチの到達点を論じたが、近距離での核力に対して QCD に基づく本質的理解に至る道程はまだまだ長く続くと感じた。

以上のように、実験と理論の話がよく噛み合っており、両者が絡み合いながら核構造研究のフロンティアを拡大している姿にコペンハーゲン学派の力強い伝統を感じさせるシンポジウムであった。

なお、筆者は仁科記念財団の援助によりこの会議に出席した。

放射線の生体への有益可能性 に関する国際会議

東学大 岡本和人

一般に、有害なものが微量では有益となることを hormesis と呼ぶ。放射線の場合は radiation hormesis (以下 RH と略称) という。RH の可能性については以前から主張はあったが、散発的なものだった。しかしミズーリ大の Luckey が老大なデータを集めた論文を刊行 (Health Phys. 43(1982) 771) してから次第に議論されるようになり、ついに本格的討論が必要との見地から、1985年8月14~16日の間、California の Oakland で、世界最初の RH に関する国際会議が開かれた。参加者は全世界から約 100 名で、日本からは広島放影研の加藤博士、滋賀医大放射線基礎医学の青山博士と私の 3 名であった。その他は参加者名簿によればイ

他のグループ)などが報告された。これらは以前には測定されなかった新しい結合定数を決めるものであるが、ワインバーグ角 $\sin^2 \theta_w \sim 0.2$ の標準模型と矛盾しない。中性子の二重極モーメントの新しい上限値 $4 \times 10^{-25} \text{ e cm}$ が Lobashev により報告された。これはヒッグズ粒子を CP の破れの起源とする Weinberg らの理論をもう一歩で排除できる精度である。

axion 探索の新しいデータは CESR からの分岐比 ($\Upsilon \rightarrow A\Upsilon$) $< 3.5 \times 10^{-4}$ である。これと既知の $J/\psi \rightarrow A\Upsilon$ のリミットとを合わせると、10 MeV 以下の axion の存在を否定できる。従って、強い CP の破れの問題を解消するには、invisible axion その他の考えに頼らざるをえない。invisible axion を含む軽い(質量 100 eV 以下)擬スカラー粒子に対する、星からくる制限について吉村が報告した。この種の axion の質量は 1 eV 以下であることが結論される。

ニュートリノが有限質量を持つと宇宙物理へ多大の影響を生じる。10~100 eV のニュートリノは単に銀河内、銀河間の隠れた質量を説明するだけでなく、銀河形成の理論を大きく変える。この重要な問題に対する総合報告を Zeldovich が行い、密度ゆらぎの成長に関する詳しい数値計算の結果を Szalay が行った。彼らの計算では、ニュートリノによる大きなスケールの構造(超銀河集団に対応する)がまず重力的に塊まり、続いてこの塊まり内で核子から成る銀河または銀河集団が塊まって宇宙の階層構造ができるという。詳しい結果の成否はともかくとして、このような議論がニュートリノ(または同様に弱く相互作用する軽い安定粒子)に関連して可能になってきたということは驚くべきことだといえよう。

有限質量とともにフレーバー混合があると、重い方のニュートリノは崩壊する。崩壊寿命の理論は Petkov が報告した。主な崩壊様式は多くの場合 $\nu' \rightarrow \nu + \gamma$ であり、ゲージ理論による計算では親の質量を 1 keV とした崩壊寿命はふつう 10^{15} 年以上である。(質量の逆五乗で変る)。従って、100 eV 以下のニュートリノは宇宙論の議論でも安定と仮定してさしつかえない。

この他に理論関係の報告として、Ellis が GUT と supersymmetry、及び宇宙論への応用を論じた。超対称性に基づく GUT 模型は最近多くの人々によって論じられているが、GUT における gauge hierarchy (弱電磁と大統一のスケールがどうして 10^{16} も異なるかと

いう問題)への理解を深めることが期待されている。核子崩壊への結果は必ずしも一義的ではないが、標準的な SU(5) 模型の主要モード $e+\pi$, $e+\rho$ に対して νK , $\mu+K$ などが主な崩壊モードになる傾向がある。

Fritzsch はクォークとレプトンの複合模型について話し、桜井は標準的な弱電磁理論の現状を簡単にまとめたのち、これに代る可能性を論じた。W や Z 粒子のしきい値以下では、グローバル SU(2) 対称性を満たすスピン 1 粒子と光子との混合だけで、ワインバーグ・サラム模型と現象論的に一致する模型をつくれる。これとゲージ理論を区別するには、質量の関係 $m_Z = m_W / \cos \theta_w$ 、ヤン・ミルズの三点結合、高次補正の効果などを調べることが必要になる。このように標準理論は実験の現状をまとめる、最も簡単な理論であるが、その詳細な構造はより高いエネルギー領域の実験をまっはじめて確定さるべき性質のものである。

この会議は今後二年ごとに行われることになり、次回は 1984 年 Dortmund ときまった。なお、そのあとは日本で開催される予定になっている。今後の大きな発展を期待したい。

京都サマー・インスティテュート (KSI) 1982 原子核集団運動の微視的理論

京大基研 鈴木敏男
京大理 松柳研一

1. はじめに

京都大学基礎物理学研究所(基研)主催の第5回 KSI は1982年7月12日から16日までの5日間ひらかれた。講義・セミナーの会場は、お隣の数理解析研究所の講演室をお借りした。参加者は116名、うち海外からは29名(米国12名、ドイツ5名、韓国3名、フランス2名、アルゼンチン、デンマーク、マレーシア、ポルトガル、カナダ、オランダ、イタリア各1名)であった。海外からの招待講演者17名のうちで日本側から旅費等の援助を受けたのは5名(学術振興会4名、山田財団1名)であった。

KSI '82 の主要目的は A) 転移領域の原子核の低エネルギー・非線形振動モードに代表される大振幅集団運動と、B) 最近発見されたスピン・アイソスピンモードなど多様な巨大共鳴状態に対する微視的アプローチ

の最近の成果を総合的に討論することであった。これらのテーマは原子核論の中でも比較的歴史も古く、世界の何カ所かに特色あるスクールがあるが、各スクールの背景にある哲学まで含めて、積極的交流を行うために共通の場を設定する企画は、世界的にみてほとんど無かった。これらのテーマは基研の研究計画としても系統的に採りあげられ、それを通じて我が国からも水準の高い研究成果が生みだされてきたこともあって、KSI '82 に対する海外からの期待も高かった。また、低い励起状態から巨大共鳴のみられる高励起状態までを、原子核の素励起モードの微視的構造と、それらの間の結合の機構を解明するという観点から統一的に採りあげたことは、最近の研究動向にてらしても適切であったといえよう。なお、高スピン状態での回転運動は核集団運動研究のもう一つのフロンティアであるが、これは(転移核の非調和集団運動に関するいくつかの話題とともに)1982 INS シンポジウムの主要テーマとして採りあげられた。

2. 講義・セミナー

プログラムは午前中は講義(各テーマ毎に2~3コマのシリーズ)、午後は各45分のセミナーで構成された。講義を担当した講師は Bertsch, Bes, Goeke, 栗山, Marshalek, 吉田(思)であった。主要な話題を要約すると、大振幅集団運動に関して、a) 自由度の重複の困難を克服して集団運動と一粒子運動を対等に記述すること、b) 多フェルミオン空間の中から他の自由度と minimal coupling な集団的部分空間を如何にして抽出するか、c) 抽出された集団運動を如何にして量子化するかであり、巨大共鳴状態については、a) 自己無撞着な乱雑位相近似(RPA)理論の成功、b) 集団運動の減衰、c) 巨視的理論の有効性とその微視的理論からの導出、となる。以下で各講演の要旨を紹介する。

集団運動に対する古典論的・巨視的描像と、殻構造に代表される一粒子運動の量子論的・微視的描像という矛盾の克服は核構造論の基本的課題である。これに対してコペンハーゲン学派が中心となって推進しているアプローチは「核場の量子論(NFT)」と呼ばれている。提唱者の一人である Bes(アルゼンチン)は、今回初めて、この理論の系統的なレビューを行った。彼は、まず集団運動を表現する補助ボソンを導入し、このことによる自由度の重複とパウリ原理の破れを(集団運

動に寄与する一粒子状態数の逆数を展開パラメータとする)ダイアグラム摂動展開のなかで逐次補正する規則を導出してみせた。このことにより、一粒子運動(フェルミオン)と振動運動(ボソン)が対等に取扱われ、それらの間の動的結合を系統的に分析することが可能となる。彼は更に、基底状態が(自発的に)対称性を破っている場合に対しても NFT を拡張できることを示し、一粒子運動と回転運動の結合を取扱う多体論への希望を与えた。但し、NFT のような摂動的アプローチは転移領域には適用できない。浜本(デンマーク)は ^{168}Er の最新の低励起スペクトルを分析し、粒子-振動結合による強い非調和効果の存在はこの核の基底状態が非軸対称変形していることを示唆していると論じた。このことはガンマ振動のフォノンが2個励起した状態が実験で見つからないことの原因を与える。岸本(筑波大)は異なった基本励起モード間の動的結合を取扱うためにダイナミカル NFT と呼ぶアプローチを提示した。補助ボソンを用いる点では NFT と類似しているが(ダイアグラム法ではなく)準縮退系に対する摂動論を活用して、集団運動と一粒子運動の間のパウリ原理を保障する新しい定式化を与えた。更に、モード・モード結合を導く有効相互作用を、核密度分布の変形とポテンシャルの変形の自己無撞着性を満足するように決定した。

この数年、時間依存ハートリー・フォックの方法(TDHF)によって重イオン衝突に伴う大振幅集団運動が精力的に解析され、大きな成果をあげている。TDHF の小振幅近似が RPA に他ならないから、RPA を越える理論を模索するにあたって TDHF が指針となるのは当然であろう。しかしながら TDHF では一体ポテンシャルを特徴づけるパラメータが古典論的集団変数として取扱われるので、量子効果としての障壁通過や、転移核の励起スペクトルを計算できない。Goeke(ドイツ)は TDHF を越える理論的試みの現状をレビューした。まず最初に、初期条件の異なる多数の古典的 TDHF 軌道の中から、断熱近似を用いて集団運動を記述する経路(path)を抽出し、これを量子化して集団ハミルトニアンを導出する方法を解説した。「量子化された断熱的 TDHF」と呼ばれるこの方法に基づく $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{32}\text{S}$ 反応のクローン障壁以下での融合断面積に対する計算結果は、興味深いものであった。更に彼はこの方法と経路積分法や時間依存生成座標法

との関係も論じた。栗山(九大)は時間依存平均場の中を運動する一粒子モードを陽に取扱った。大振幅集団運動と一粒子運動を自己無撞着に記述するために、まず最初にフェルミオン・コヒーレント状態を用いて両者を統合する古典論を拘束のある正準形式により構成する。その後、ディラックの処法を用いてこの正準系の量子化を遂行した。Villars(米国)は内部矛盾のない集団運動の力学を構成する課題と集団的部分空間が他の自由度から optimal decoupling する条件を定式化する課題との密接な関係について論じた。これは彼自身の長年の研究に基づく優れたレビューであり、TDHFの量子化に内在する問題点を総括したものとなった。更に、彼は集団座標演算子に関する波束から固有状態を射影し、この重畳を用いることによって生成座標法の困難を避けつつ、古典論を経由することなく集団運動の量子論を構成しようとする最近の試みについて報告した。Kumar(米国)は断熱的 TDHF の具体的適用によりポーア・モッテルソン型の集団ハミルトニアンを導き、これを数値的に解く「ダイナミカル変形模型」の提唱に至る歴史的経過を跡づけた。特に Strutinsky の殻効果補正法の採用による集団ポテンシャル面の計算精度の向上を「対相関力+四重極相関力模型」の発展として位置づけ、 ^{12}C から ^{240}Pu に至る広汎な領域の低エネルギー・スペクトルに対する計算結果を紹介した。倉辻(京大)は一般化されたコヒーレント状態表示による経路積分法から出発し、理論の古典的極限として TDHF を導出し、続いて、周期的 TDHF 軌道が存在する場合について、ポーア・ゾンマーフェルト則に類似した量子化則を与えた。丸森(筑波大)は maximally decouple した集団的部分空間を抽出するために「シュレーディンガー方程式の不変原理」と呼ばれる指導原理を提唱し、この物理的意味を論じた。更に、補助ボソンを用いたユニタリー変換の方法によって、古典論を経由せずに集団運動の量子論が建設できることを示した。Klein(米国)はフェルミオンの対演算子の従う非線形運動方程式を、パウリ原理に由来する拘束条件と共立させつつ、集団的部分空間の中で解くアプローチ(代数的方法とも呼ばれる)をレビューした。このアプローチは彼のグループ、日本のグループ、ソ連のグループによってこの10年余りのあいだ展開されてきたものであり、TDHF と異なり量子論であるとともに、角運動量保存則などの対称性

を破らないことが特色である。最近の発展として特に変分法との関連が強調された。彼の提唱する変分法とは、個別の状態に対するものでなく、集団的部分空間の総体に対するものであり、丸森のいう maximal decoupling 条件と関係しているとのことであった。Zelevinsky(ソ連)は一粒子運動と集団運動を統合した「一般化された密度行列」の方法による、この10年余りの研究成果をレビューする論文を寄せた。彼のグループも、集団的部分空間を抽出するための独自の指導原理を提唱している。

フェルミオン多体系をボソン多体系に正確に転写することが可能であることはボソン展開法として知られてきた。最近、フェルミオン多体系のすべての自由度をボソン化するのではなく、集団的モードのみをボソン化し必要な独立粒子的モードはフェルミオンのな自由度として陽に取扱うアプローチに対する関心が高まっている。Marshalek(米国)はフェルミオン多体系を「理想ボソン・フェルミオン直積空間」に転写する一般の処法を解説した。山村(京大/関大)はグラスマン数によって一粒子運動の自由度も古典論的に導入する山村・栗山の拡張 TDHF 理論をディラック括弧により量子化すると Marshalek のボソン・フェルミオン展開が自然に導出できることを示した。田村(米国)はタム・ダンコフ近似で得られた何種類かのフォノン・モードで張られる多フォノン空間を理想ボソン空間に転写する一般的定式化を与えた。これは丸森・山村・徳永ボソン展開法の改良かつ一般化と考えられ、岸本・田村によって非調和効果の研究に用いられてきたボソン展開技術に対して厳密な基礎を与えるものであった。Iachello(米国)は、球形核から変形核にわたる広汎な実験データを現象論的に非常に良く記述するとして、この数年大きな関心を集めている有馬・Iachello の「相互作用するボソン模型 (IBM)」を殻模型に基づいて微視的に基礎づけるための、最近のいくつかの試みを紹介した。特に、この模型では広大な殻模型空間を角運動量 $J=0$ と $J=2$ の核子対からなる部分空間に制限するので、無視された空間からのくりこみ効果を評価することが極めて重要であることを強調した。Rowe(カナダ)は低エネルギー回転バンドに対する Elliott の $U(3)$ 模型と $E2$ 型巨大共鳴に対する渦なし流体模型を統合する模型を提唱した。更に、この模型がより一般的な微視的 $Sp(3, R)$ 模型の流体力学的極限とし

て導出できることを示唆した。

集団運動に対する近似的な理論を構成しようとするときにも、当然満たさなければならない法則が存在する。応答関数の理論に於ては、それは原子核の励起強度に対する種々の総和則であろう。Bertsch(米国)は量子力学的系に於て成立すべき色々な総和則について述べ、それを満たす現在ある理論としてRPA理論をTDHF理論から導き、その配位空間表示、座標表示、ランダウ理論との関係等を示した。そして、エネルギー準位が連続な領域にある巨大共鳴状態に対する応答関数の計算を座標表示を使って具体的に示し、その有効性を論じた。吉田(東北大)は準位密度の高い領域にある集団運動状態の減衰を論じる為に必要なRPAを越えた理論を、グリーン関数と射影演算子の方法に従って展開し、その応用例として種々の巨大共鳴状態の幅に対する計算結果を示し、その問題点を指摘した。鈴木(基研)は原子核の物質電流と密度の満たすべき和則を導き、それに基づいて巨大共鳴状態の流体的性質、励起エネルギー、集団運動状態に対する種々の有効相互作用の間の関係を示し、更にクォーク・モデルに従って核子以外の自由度をも含む集団運動の構造を論じた。Giai(仏)はBertschの展開した理論に従い、完全に自己無撞着なRPAによる計算を行い、原子核の基底状態の性質、独立粒子のエネルギー、更に巨大共鳴状態を、一つの有効相互作用から出発して統一的に理解できることを示した。佐川(オランダ)は自己無撞着なRPAを使い、クォーク・モデルによる原子核のスピン・アイソスピン依存励起について論じ、核子以外の自由度が原子核の励起強度に与える影響の重要性を示した。Holzwarth(ドイツ)は原子核運動の直観的理解を可能にする流体的モデルを、微視的理論との関係で論じ、従来の流体モデルを拡張しフェルミ面の変形の効果を考慮することによって巨大共鳴が理解されることを示した。Stringari(伊)は巨大共鳴状態の議論に成功を収めた微視的理論と巨視的な理論の間には、ある関係があり、それらの運動方程式は共にTDHF理論から導けることを示した。Bohigas(仏)は特にアイソベクトル型双極子振動状態とアイソスカラー型単極子振動状態に注目して実験結果をレビューし、実験と現在の理論との間にある問題点を明確にした。そして、自己無撞着RPA理論の成功と限界、和則の理論の問題点を指摘した。Mosel(ドイツ)は集団運動状態の速度

場を微視的模型に従って計算し、低い励起エネルギー状態には渦が存在し、従来考えられていた渦なし非圧縮性の速度場は高いエネルギーをもった巨大共鳴状態が示すという結果を発表した。

3. おわりに

自己無撞着なRPA理論は高い励起エネルギーを持った集団運動状態の記述に於て大成功を収め、その理論と原子核に対する巨視的な理論との関係も明らかにされた。また、集団運動状態の減衰の問題も我々の射程距離内にあるようである。巨大共鳴状態の研究は、今後、一体演算子には組み込まれない現象に対する理論の構築と、核子以外の自由度を含んだ集団運動の研究へと発展しそうである。

一方、低い励起エネルギー領域に見られる大振幅集団運動状態の記述にはRPAを越えた理論が必要であり、その建設に向けて多くのアイディアが提唱された。しかし、確立した理論があるわけではない。例えば「集団運動の量子化」に関していえば、上に紹介したように、一度古典論を経由するアプローチと、それを避けて直接量子論を構成しようとするアプローチに分かれており、両者の関係は明らかでない。転移核のバンド構造の実験データに対する現象論的解析と、微視的理論の距離は、いまだ大きく隔たっていると言わざるを得ない。

KSI '82 が大きな成果を収めることができたのは、小規模国際集会開催のための独自の予算が無いなかで、基研が経常予算などを通じて最大限のサポートをしてくれた為である。このことに感謝するとともに、今後、基研がKSI シリーズのための独自の財源をもち、この種の国際交流を無理なく続けられることを希望したい。

会議のプロシーディングズはProg. Theor. Phys. 誌のサプリメントとして出版される。これは、原子核の集団運動に挑戦しようとする若手研究者にとって、極めて優れた糧となることを確信している。

なおKSI '82 の組織委員は次のとおりであった。山村正俊(委員長、京大/関大)、阿部恭久(基研)、坂東弘治(福井大)、冠哲夫(阪大)、岸本照夫(筑波大)、栗山惇(九大)、松柳研一(京大)、宮西敬直(名大)、西山精哉(高知大)、西崎滋(京大)、清水良文(京大)、鈴木敏男(基研)。

滝川 昇

原子核物理学

朝倉書店, 東京, 2013, vii+243p, 21×15 cm, 本体3,800円 (現代物理学 [基礎シリーズ] 第8巻) [大学院・学部向]

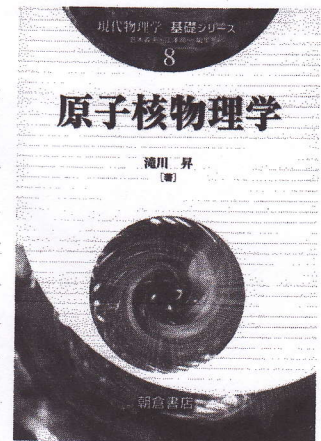
ISBN 978-4-254-13778-1

松柳研一 (理研仁科セ)

著者は長年にわたり原子核論のフロンティアで活躍されてきた。大学・高校の物理教育にも熱心に取り組まれてきた。これらの経験が随所に活かされており、広い分野の研究者にも原子核物理学の基礎知識を更新するのに役立つだろう。前半で核力と原子核構造に関する基本的な知識を概観し、後半で非相対論的および相対論的平均場モデルを微視的に導出する道筋を丁寧に説明している。ここでは量子多体系における密度依存有効相互作用や原子核に超流動性をもたらす対相関についても書かれている。「平均場のシェル構造」と「原子核の形の変形」の関係についても平易な解説を与えている。近年、原子核と核物質に対する微視的平均場理論は密度汎関数法の観点から見直され著しい進展をみせている。このような進展を反映した入門的教科書の出版が望まれていた。本書はその期待に込めている。また、量子力学の半古典近

似を用いて原子核現象への物理的理解を深めていることも本書の魅力となっている。半古典論の基礎的事項を要約した付録もついている。核反応論は系統的には取り扱われていないが、核構造論と関係する箇所でも部分的に説明されている。

現代の原子核物理学はきわめて広範な現象を対象としているため、200ページ余りの教科書でその魅力を伝えるのは容易なことではない。学生にしっかりした基礎知識を身につけてもらうことを目的に、量子力学の初歩的な知識から出発し、議論の筋道を失わず徐々に高度な理論に進む道案内をして、その過程で現在の研究のフロンティアにも触れようと、著者はさまざまな工夫を凝らしている。豊富な演習・課題に加えて、随所に話題・余談をうまく織り込み、沢山の脚注で補足説明を与えている。更に、tea timeのコラムで核物質の相図、超重元素、超変形状態、



元素合成といった現代的なトピックスにも触れている。このような立体的な構成が本書の特長となっており、著者の講義やゼミの雰囲気伝わってくる。演習・課題にはかなり骨の折れるものも多いが、学生が数式を段階的に導けるように配慮されている。これらはゼミなどで取り組むとよい。学生は本書によって原子核の世界の基本的な現象だけでなく、量子力学や統計物理学などが原子核という有限量子多体系の記述や理解にいかんにか用いられているかを学べるだろう。

巨大共鳴、高スピン状態、ソフトモードなど集団現象のダイナミクスについて記述が少ないのは残念であるが、

日本物理学会誌 Vol. 69, No. 3, 2014

200ページ余りの教科書では割愛せざるを得なかったであろう。しかし、この教科書で学んだことはより進んだ核構造・核反応論に進むためのしっかりした土台となる。最近活発に研究されている中性子過剰不安定核とハイパー

核については、[展開シリーズ]の一冊として(他の著者による)新しい教科書が準備されているようである。

(2013年8月30日原稿受付)

本欄では物理に関する新著を中心に、隠れた良書や学会員にとって有意義な本などを紹介していきます。紹介書籍の表紙画像につきましては、出版社の許可を得られたもののみ掲載しております。

D. J. Rowe and J. L. Wood

Fundamentals of Nuclear Models; Foundational Models

World Scientific, Singapore, 2010, xxiv+652 p, 25×17 cm, US\$120/£79 [専門・大学院向]

ISBN 978-981-256-955-4

松柳研一 (理研仁科セ)

最近の40年間で原子核構造の研究は著しい進展を遂げた。高スピン状態、高励起状態、中性子ドリップ線近傍の不安定核など研究のフロンティアは著しく拡大した。このような進展を取り入れた現代的な核構造物理学の教科書の出版が待たれていた。本書は現代の核構造理論の基本概念を若い世代に伝えたいとの情熱を込めて書き上げられた大変な労作である。ただし、最近の進展の包括的な解説は目的としていない。むしろ、核構造研究の土台となる4つの基本的モデル(A. Bohrの集団モデル、シェルモデル、対結合モデル、平均場モデル)の実験的および数学的基礎、成立条件と適用限界、これらの相互関係を現代的な観点から明快に解説することに主眼を置いている。創発(emergent)現象としての核構造を理解するためにはモデルが失敗する現象を同定することが重要である、と著者は力説する。強く相互作用する中性子と陽子の量子多体系として核構造を記述する微視的理論の進展によって、これらの基本モデルの微視的基礎と相互関係を論じることが可能になってきたのである。本書は2巻構成の第1巻であり、第2巻ではより一般性のある微視的アプローチを導入し、1粒子運動と集団運動、原子核の微視的描像と巨視的描像をより統一的に記述すると予告されている。

本書の第1章では多様な実験データからどのようにして物理的解釈と現象論的モデルが引き出されたか概説している。球形シェルモデルの閉殻周辺での変形共存現象の発見を典型例として、伝統的な描像を見直す必要性が示唆されている。第2章で低励起状態の振動・回転スペクトルを記述するA. Bohrの集団モデルの最も簡単なバージョン、第3章でリー代数と動力学的対称性の初歩を説明した後、第4章では集団モデルの代数的構造を分析し、Bohrモ

デルに対応する集団部分空間が膨大なシェルモデル状態空間の中にどのように埋め込まれているか懇切丁寧に説明している。第5章のシェルモデルではSuzuki-Okamoto理論をはじめ最近の有効相互作用理論の進展も詳しく紹介されている。第6章では超伝導のBCS理論の核構造への適用(対結合モデル)をはじめ中性子-陽子対相関への拡張も紹介されている。第7章で平均場理論、第8章では時間変化する平均場への拡張が解説されている。ここでは量

子多体系である原子核に平均場近似を導入することの物理的意味が(一般化された)コヒーレント状態の概念を仲立ちとして量子-古典対応の観点から深く掘り下げて論じられている。平均場の平衡点近傍の小振幅ゆらぎを越えた大振幅の集団運動を記述可能な微視的理論はまだ発展途上の段階にあるが、この章に要約されている現在までの到達点は将来への確かな基盤となる。

原子核について解説した教科書には、色々な核現象を並列し個々の現象を異なった概念で解釈し相互の矛盾にはお構いなし、といったものも少なくない。本書は、そのような知識の羅列と表面的な理解を越えて、豊富な核現象の統一的で深い理解を目指すスタンスが際立っている。第2巻の刊行が待たれる。

(2011年5月8日原稿受付)