

# 「現代の核構造論ミニマム」レジメ

## この講義の主旨

1970年代から高励起状態、高スピン状態、不安定核などに対する実験が可能になり、原子核構造物理学は著しい進展をみせた。核子集団の極めて多様な存在形態や運動様式が見つかり、原子核という有限量子系に対する物質像が豊かになっただけでなく、原子核構造を理解するための基本的概念そのものが著しい革新を遂げた。しかしながら、残念なことに、この30年あまりの進展を踏まえた教科書は未だ少なく、1950年代の姿の教科書がいまだに広く使われており、最新の核構造論の基本概念は必ずしもよく知られていない。そこで、この講義では「少なくともこれだけは知って欲しい」現代的な核構造論の要点について語りかけたい。最近の実験データを紹介しながら、核子集団が作り出す静的および動的平均場の理論の到達点を基本として、原子核構造のダイナミクスを論じたい

## **Chapter 1 現代的な核構造論への招待**

- 1a 間違いだらけの原子核像 ----- 核構造論の基本課題を論じる
- 1b 核構造論の歴史 ----- 「液滴モデル」と「シェルモデル」に関する誤解

## **Chapter 2 平均場近似とは何か ----- 場の理論の視点から**

- 2a 真空とその励起モード
- 2b 対称性の自発的破れとその回復

## **Chapter 3 高速回転する原子核**

- 3a 超低温核物理学 ----- 高スピンのフロンティア
- 3b 回転座標系での準粒子シェルモデル
- 3c 減衰する回転運動という新しい概念

## **Chapter 4 超変形状態の発見**

- 4a 変形シェル構造とは何か
- 4b 生成、構造、崩壊
- 4c Wobbling と Precession

## **Chapter 5 大振幅集団運動論**

- 5a オブレート・プロレート変形共存現象
- 5b パリティ二重項とカイラル二重項

## **Chapter 6 不安定核の集団励起モード**

- 6a 新しい理論的課題
- 6b 期待される新しい集団現象

## 我々は今どこにいるか

2006 年春 理研 RI ビームファクトリー稼動

-----新しい原子核描像の構築をめざした挑戦が始まる

-----これまでに築き上げられてきた概念を生き生きとした形で吸収することが肝要ところが、最近、原子核物理について書かれたいくつかのレビューをみると、この 50 年間、理論物理の観点から見て、核構造論に本質的な発展がなかったように読める。実際には重イオン核物理の目覚ましい発展があり、量子多体理論に基づく核構造論の時代が開け、核構造論は面目を一新したのに !!

そこで、

---

### **質問集**

- 問 1 この 50 年間の核構造理論において最も基本的で重要な進展とあなたが考えるものを 3 つ挙げてください。
- 問 2 球形核の第 1 励起  $2^+$  状態に対して液滴モデルの描像を適用することは妥当(妥当でない) ですか。その理由は何ですか。
- 問 3 アイソスカラー四重極巨大共鳴状態に対して液滴モデルの描像を適用することは妥当(妥当でない) ですか。その理由は何ですか。
- 問 4 基底状態回転バンドの慣性モーメントは剛体値の  $1/2$ - $1/3$  ですが、その主な理由は何ですか
- 問 5 Bohr-Mottelson のノーベル賞に至った最も重要なアイデアは何だと思えますか
- 問 6 あなたは液滴モデルとシェルモデルの統一モデルが既に出来ていると考えますか
- 問 7 「核構造は殻模型によって原理的には記述できる」という見方がありますが、これに対して、あなたはどうか考えますか
- 問 8 変形した原子核はなぜ存在するのですか。何が「変形」しているのですか。
- 問 9 なぜプロレート変形した原子核の方がオブレート変形した原子核より沢山存在するのですか
- 問 10 核構造に BCS 理論が適用されていますが、無限系での超流動と核構造での超流動とはどこが共通で、どこが違っていますか
- 問 11 核構造論に相転移の概念を適用することは妥当(妥当でない)ですか。その理由は何ですか。 妥当と考える場合、無限系での相転移と何が共通で何が違いますか
- 問 12 高速回転による superfluid phase から normal phase への相転移は観測されていますか。Yes と応えられた場合、その実験的証拠は何ですか。
-

# Chapter 1 現代的な核構造論への招待

## 1a 間違いだらけの原子核像

- \* 原子核は
  - ・量子力学の世界--- 核子は量子力学的粒子、基底状態近傍では波動性が特に重要
  - ・フェルミ粒子の集団 --- パウリ原理はときに魔法のような働きをする
  - ・有限個数の多体系 --- 表面効果が重要
- \* 原子核もある意味ではメゾスコピック系、ただし「巨視的 (マクロ)、微視的 (ミクロ)」の概念を単なる空間的スケールの意味から、より一般的なものに拡張する必要がある。メゾスコピック系を「平均自由行程と系のサイズが同程度で表面効果 (境界条件)、量子効果が本質的な役割を果たしている系」として定義する
- \* 奇妙な性質
  - ・強い力で結合した高密度のシステムなのに、(基底状態近傍で)核子はほとんど衝突せず光速の約  $1/5$  で自由に飛び回っている!
  - ・短距離力なのに、協力して集団運動する
  - ・状況によっては、お互いに衝突してカオス的に振舞う-----このようにお互いに矛盾する性質を、どのように考えたら統一的に理解できるだろうか?
- \* 一見すると矛盾する多様な現象を統一的に理解したい
  - 粒子性と波動性、古典的と量子的、巨視的と微視的、集団的と個別的、平均とゆらぎ、断熱的と透熱的、弾性と塑性、対称性の破れと回復、秩序とカオス ----- 「お互いに対立するものは相補的である」(Niels Bohr)
  - しかし、いまだ大統一は達成されていない。そのうえ、新しい領域が拡大しつつある
- \* きわめて多様な秩序運動をどう分類するか、どのように相互の関係をつけるか、秩序運動とカオス運動の共存とそれらの間の転移：  
現象の豊さに圧倒されないために  
----- 個々の現象を位置づける座標軸をもつことが大切

## 1b 核構造論の歴史

(Appendix: 「3分間で聞く核構造論の歴史」参照)

### 1930-1940年代: 複雑系としての原子核

1932 中性子の発見、核構造論の始まり

1936 Niels Bohr 複合核モデル

最初に見た原子核は「量子カオス」の世界だった

----> ランダム行列理論 (1960年代 Wigner, Metha, Dyson, Porter)

### 1950年代: 平均場モデルの成立、超低温での秩序運動

1949 Mayer-Jensen 球形シェルモデル

----> その理論的基礎付け (1955 Bruckner 理論)

1953 Bohr-Mottelson 集団モデル (振動と回転は平均場の時間変化)

1955 Nilsson 変形シェルモデル

1957 BCS 理論 ----> 準粒子シェルモデル

### 1960年代: 核構造の多体問題、集団運動の微視的理論の始まり

非調和性、非線形効果の発見

---> 準粒子 RPA, ボソン展開法, 生成座標法, 対演算子法

### 1970年代: 重イオン核物理の始まり

高スピニラスト分光学

時間依存平均場理論(TDHF)、大振幅集団運動理論の試み

1971 Backbending 現象の発見

回転座標系での準粒子シェルモデルの成立

### 1980年代: 高スピニフロンティアの発展

1986 超変形核の発見

多様な変形共存現象の発見

### 1990年代: 非イラスト核構造論の始まり

暖かい核の減衰回転

(秩序運動からカオス運動への転移領域、

両者の統一的理解にむけて)

不安定核研究の始まり、中性子ハロー、スキンの発見

### 2000年代: 不安定核ビームを用いた核物理の時代

ドリップ線近傍における新現象、弱束縛系の多体問題

---

## いくつかのポイント

\* Niels Bohr の複合核モデルと液滴モデル (1936-1939)

現代的な眼で見れば、

核分裂は極めて高度な非平衡・非線形現象

自発核分裂は多体系の巨視的トンネル現象

\* 最初に見た原子核の姿は「量子カオス」の世界であった

----- ランダム行列理論 = ハミルトニアンアンサンブル

というアイディア = 新しいタイプの統計力学

----- 高励起状態ではミクロな状態は無数にある

----- 「決定論的力学系における非可逆性の起源」に対し示唆的  
----- 平均自由行程が核半径より小さくなくても複合核モデルは成立する  
----- 「このような高励起状態も殻模型で原理的には記述できる」と言っても  
「物理的には」無意味

\* 原子核は未知の量子流体

---- D.H. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. 69 (1953) 1102

\* 1950年代のパラダイムシフト

----- 平均場近似と1粒子運動の概念が成立している！

- ・これは大変な驚きであり、50年代の核構造多体問題の主要課題は、その根拠を理解することであった
- ・広い視野を持つことが大切 ---- もし Mayer-Jensen が軽い核だけ見ていたら、スピン軌道項の必要性を感じただろうか

\* 原子核はどんどん新しい姿を見せる、千変万化する、

実に不思議で奥深い量子系である

----- 気体とも液体とも固体とも異なる New Form of Matter

\* 液滴モデルとシェルモデルは未だ統一されていない

----- 核構造の大統一理論は将来に残されている大問題

\* 回転スペクトルの予言に至った Aage Bohr のアイディア

- ・ 現代的な「対称性の自発的破れの概念」のさきがけ (BCS 理論以前であったことに注意)
- ・ Bohr-Mottelson のノーベル賞講演を是非読んで欲しい (Rev. Mod. Phys. 48 (1976) 365 and 375)
- ・ Bohr-Mottelson の教科書では液滴モデルは Appendix に置かれていることに注意
- ・ 1953-1975 にかけての研究によって、回転運動に関する概念が飛躍的に一般化された。この経緯を学びたい  
平均場が回転対称性を破る (変形が発生する) と平均場の方向を指定する角度が集団変数になる  
一般化された回転運動の概念は 3次元座標空間はもちろん、スピン・アイソスピン空間、粒子数空間 (ゲージ空間) など、異なった次元にも一般化できる
- ・ Bohr-Mottelson モデルを geometrical model と呼ぶのはひどい矮小化
- ・ 「対称性の自発的破れ」は現代物理学の中心的概念

\* 変形シェルモデルの導入当時の批判

---回転不変性 (角運動量保存則) を破っている

---しかし、球形殻模型だって並進不変性 (運動量保存則) を破っている

- \* N=20 は超変形の魔法数でもある
  - Ca40 近傍の 1 粒子エネルギーの変形度依存性をみる
- \* 「N=20 魔法数消滅」について
  - 球形は極小点あるいは極大点 ?
- \* オブレート・プロレート変形共存現象
  - 複数の真空 (平均場) の間の巨視的 (多体) トンネル現象
- \* 真空の構造変化 ---- 有限量子系における温度ゼロでのゆるやかな相転移 (Dy アイソトープにみる振動から回転スペクトルへのゆるやかな変化)
 

原子核の球形-変形相転移は、温度変化による古典的な相転移でなく、極めつきの「量子相転移」(quantum phase transition) である。

それは、平均場の対称性の変化として定義され、量子スペクトル構造の質的变化として見える。その変化の様相は有限量子系の特性を反映して多様であり、広い転移領域があったり、異なる相が共存したりする
- \* 1957 年 BCS 理論
  - 1961 Nambu-Jona-Lasinio → 素粒子論は変わった
  - 1958 Bohr-Mottelson-Pines → 核構造論も変わった
- \* 1960 年代 核構造の多体問題の進展
  - 振動しているものは平均場 → 平均場と集団運動の微視的理論
- \* 1970 年代 重イオン核物理の始まり
  - イラスト分光学、高スピン・フロンティアー
  - 「回転座標系での準粒子シェルモデル」の確立
  - = 変形、対凝縮、回転による対称性の自発的破れを取り込んで一般化された 1 粒子モードを定義する → 現在の標準モデル
- \* 1 粒子運動の一般化
  - 1 粒子運動モードの概念を固定化せず、発展させることが重要
  - 実際、1 粒子運動の概念は Mayer-Jensen 以後、何度も本質的な拡張を遂げてきた
  - ・ 3 次元座標空間での変形 → 球対称性の破れ → 変形シェルモデル
  - ・ 核子対の凝縮 → 粒子数 (ゲージ) 空間での対称性の破れ → 準粒子
  - ・ 高速回転 → 時間反転対称性の破れ → 回転系準粒子モード  
(磁場中の超伝導体とアナログス)
- \* 1980 年代 超変形状態 = 平均場の第 2 極小点 (二つの真空) の発見
  - 常変形状態への巨視的トンネル現象が観測されている
  - 最近、球形 2 重閉殻 Ca40 でも超変形した励起状態が見つかった

○この 50 年間は核構造論にとってどういう時代であったか

あえて一言で言えば.....**微視的モデル**が進展した時代  
安定核どうしの衝突を用いて、高い励起エネルギー状態、高スピン状態など  
極限状況の原子核をつくりだし、量子多体論にもとづく核構造論がおおいに  
進展し、原子核という不思議な物質に対する物理的描像が革新した時代

## Chapter 2 平均場近似とは何か ---- 場の理論の視点から

### 2a 真空とその励起モード

- intrinsic state とは何か
  - = intrinsic frame of reference で定義された状態
- intrinsic frame とは何か
  - = 平均場の基底状態(真空)に付随する座標系
  - 実験室座標系では破られた対称性を回復した状態を観測する
- \* 真空の構造と励起モードの性質は不可分の関係にある
  - 励起モードの性質を調べることによって
  - 基底状態に対する知見を得ることが出来る
- \* Nilsson モデルが導入された当時のこれに対する抵抗感
  - 回転対称性を破っている (1粒子状態は角運動量を保存しない)
  - しかし、球形シェルモデルだって並進対称性を破っている
  - 孤立した有限系の存在自体が対称性の破れの結果
- \* 対称性を自発的に破って得たもの
  - 一般化された1粒子モードの概念
  - これは量子多体系記述の基盤. そして、なによりも大切なのは物理的描像
  - 量子系における古典的性質の **emergence** (創発)
  - (古典的描像を一切排除した量子力学的描像はありえるか)
- \* 1粒子運動も集団現象である
  - Dirac の空孔理論: 1個の電子といえども、その背後には無数の電子がいる
  - 「最初ディラックはただ1個の孤立した電子に対する理論の構成が可能であると仮定して出発したにもかかわらず負エネルギーの困難につきあたり、この矛盾を解決するために仮定に反して無限に多数の電子を同時に考えねばならなくなった」(坂田昌一「原子物理学の発展とその方法」(1946)より抜粋)
- \* 対相転移
  - 粒子対モードと空孔対モードがソフト化して BCS 状態が形成されると
  - 対ギャップが集団変数となる

- \* 真空とその励起 (1 粒子モード)
  - Hartree-Fock 真空に対して ``particle”と ``hole”が定義される
  - BCS 真空に対して Bogoliubov 準粒子が定義される
- \* Shriefer の回想 (Physics Today, April 1992)
  - 朝永の「 $\pi$  中間子の着物を着た核子の理論」に触発されて、
  - 「クーパーペアに対する拡張された平均場近似」の着想を得た
- \* 素励起モードとしての「素粒子」
  - 質量の起源：BCS 理論における準粒子に対する運動方程式
  - と Dirac 方程式の類似性
  - 「質量は自発的対称性の破れによって生じる」というアイディア (南部)
- \* 回転運動の慣性モーメントに関する誤解
  - 変形核の核子対は  $J=0$  の monopole pair ではない.
  - 時間反転状態間のペアであり、いろいろな角運動量成分を含む

## 2b 対称性の自発的破れとその回復

- \* しかし、破りっぱなしではない. 破られた対称性は回復しなければならない
  - 対称性を回復する集団モードが存在する (Anderson, Nambu, Goldstone)
  - これが一般化された回転運動の概念
  - BCS 理論の場合はゲージ対称性の回復
  - (核構造における対回転スペクトル)
- \* 平均場 (真空) がどの対称性を破り、どの対称性を保存しているか
  - によって異なった 1 粒子励起、振動励起、回転励起モードが現れる
- \* 回転バンドという概念
  - 共通の内部構造をもつ (intrinsic frame で共通の 1 粒子配位をもつ)
  - 固有状態の集合 ---- これらの内部構造は角運動量 (BCS 理論の場合は粒子数) の関数として滑らかに変化してよい (配位が共通、1 粒子波動関数は滑らかに変化してよい) --- 対称性の自発的破れの概念から自然に導かれる
  - $0+$  状態だけ見ていたら、その状態が変形しているかどうか分からない
- \* 対称性の自発的破れに伴う励起スペクトルの例
  - 軸対称性の破れ → Wobbling motion
  - カイラル対称性の破れ → カイラル 2 重項 (巨視的トンネル現象)
  - 空間反転対称性の破れ → パリティ 2 重項 (巨視的トンネル現象)
  - まだ見つかってないが
  - エキゾチック変形 (バナナ変形した超変形核, 正 4 面体変形など)
  - = 新しい型の対称性の破れ

- \* 対凝縮にともなう回転モード
  - 対回転(pairing rotation) = ゲージ空間での回転運動
  - 位相表示と粒子数表示の関係
    - 「どちらの表示の方が優れている」とは言えない.
    - 相補的な 2 つの描像を統一的に見ることが大切
  - パウリ原理の魔術
- \* 真空とその励起 (集団モード)
  - 振動とは---平均場の規則的な時間変化 (周期運動)
  - 時間変化する平均場の理論 → 振動モードの微視的理論
- \* 「時間依存の記述法」と「定常状態基底による展開」の関係
  - 「コヒーレント状態表示による調和振動子の記述」の一般化
  - (振動の古典的描像を得るためにはコヒーレント状態を導入する必要がある)
- \* Hartree-Fock 平衡点まわりの小振幅振動 (particle-hole RPA)
  - 平均ポテンシャルの振動 = particle-hole 励起のコヒーレントな重ね合わせ
  - 準粒子 RPA による対振動 (pairing vibration)の記述
  - 対ギャップの振動 = 2 準粒子励起のコヒーレントな重ね合わせ
- \* 平均場に対する時間依存変分原理の小振幅近似 → 準粒子 RPA 方程式
- \* RPA によるゼロ・モード (回転モード) の記述
  - 生成・消滅演算子による記述は破綻するが、集団座標と集団運動量を用いれば問題なく記述できる
  - 振動数=(弾性パラメータ/質量)の平方根
    - 弾性パラメータがゼロとなって振動数もゼロとなる
    - しかし、質量はゼロでない. これが回転エネルギーをもたらす
  - RPA は平均場が破った対称性を回復するコンシステントな近似法
- \* Sn アイソトープに対する(t,p), (p,t)反応断面積データ
  - (D.M. Brink and R.A. Broglia, Nuclear Superfluidity, Pairing in Finite Systems (Cambridge, 2005))
  - 一つの原子核だけを見ていたのでは、対回転モードは見えない
  - アイソトープを統一的に眺めれば対回転モードが見えてくる
  - (0+状態だけを見ていたのでは、その状態が変形しているかどうか分からない
  - 回転スペクトルを見てはじめて intrinsic な構造がわかる)
- \* 励起 0+状態の微視的構造
  - 対振動モードは他の型の K=0 モードと混ざりやすい
  - 実は、球形シェルモデルの閉殻は容易に 2p2h 励起する
  - (J.L. Wood et al., Phys. Rep. 215 (1992) 101)
- \* 閉殻が 2p2h 励起すると変形する

---- 常識に反するようだが、ひとたび、閉殻が励起すると  
対相関と四重極相関はコヒーレントに作用する  
プロレート変形が大きくなるにつれて、下がってくるプロレート準位と  
上がってくるオブレート準位が交差する。それぞれの準位にいる核子対の  
波動関数は空間構造が異なる。その違いを考慮するためには、モノポール  
対相関に加えて、四重極対相関も重要

\* 準位交差問題

準位が交差したとき配位を変えられるか。このダイナミクスが集団運動の  
断熱性(adiabaticity)と透熱性(diabaticity)を決める

\* 大振幅集団運動の質量

---- 配位換えが起こりにくいと集団運動の慣性質量は大きくなる  
慣性とは配位を保とうとする性質

----- 四重極変形と対相関の絡み合い、  
その微視的メカニズムを理解したい (これからの課題)

\* 剛性(rigidity)とは ----- 一見矛盾するようだが、

独立粒子運動(平均場)がこの性質をもたらす

弾性(elasticity)とは ----- 短い時間スケールでの応答 (巨大共鳴)

配位を保ったまま 1 粒子波動関数が歪曲する

塑性(plasticity)とは ----- 長い時間スケールでの応答 (大振幅集団運動)

配位が不可逆的に変化する

\* 不思議な 0+状態----- 古くて新しい問題、 典型例：Ge72 の異常 0+状態

2+フォノンが 2 個励起した 0+状態と対振動の励起による 0+状態は強く結合する

(K. Takada and S. Tazaki, Nucl. Phys. A 448 (1986) 56)

多くの不思議な 0+状態が知られているが、それらの性質はよく理解されていない

\* 不安定核における集団励起モードの研究にむけて

対相関、四重極変形、連続状態への励起の 3 要素を考慮した

準粒子 RPA 計算によると Mg32 でも、低い 0+状態の存在が期待される

## まとめ

- 対称性の破れ → 構造の形成 (emergence)
- 有限量子系の存在は対称性の破れによる
- 平均場の存在は集団現象である
- 平均場(真空)がどの対称性を破り、どの対称性を保存しているかによって  
異なった 1 粒子励起、振動励起、回転励起モードが現れる
- 対相関の具体例：Bogoluibov 準粒子、対振動、対回転
- 対称性の自発的破れがなければ、このような物理的描像は得られない

- ・これらの物理的概念の有効性は実験で検証されている
- ・1つの原子核だけを見ていたのでは、対回転モードは見えない。  
アイソトープを統一的に眺めれば、対回転モードが見えてくる

## Chapter 3 高速回転する原子核

### 3a 超低温核物理学 ----- 高スピントロンティア

- \* **イラスト状態** = ある励起エネルギーのもとで最も高い角運動量をもつ状態  
 ~ ある励起エネルギーのもとで最も高速で回転している状態  
 = 一定の角運動量をもつ状態の中で最もエネルギーの低い状態  
 ~ ある角速度で一様に回転している座標系での基底状態  
 = 熱運動のない絶対零度の状態
- \* 絶対零度というのは運動が凍りついた世界ではない。  
 量子力学的な秩序ある運動が支配する世界である。  
 超流動・超伝導現象はこのことを劇的なかたちで示している。  
 これらの発見は我々の物質観に根本的な革新をもたらした。
- \* 「熱エネルギー」 = 「励起エネルギー」 - 「秩序運動のエネルギー」  
 ただし、「秩序運動」とは「平均場の振動と回転」あるいは「粒子-空孔励起」  
 現実には、秩序運動と熱運動の間には相互作用があるので、この分離は近似的。  
 この分離を如何に optimum に行うかは、核構造論の基礎的課題のひとつ。
- \* 1970年代以降、重イオン衝突とイラスト分光を組み合わせ、  
 超低温状態にある高速回転核の内部構造を探求することが可能になり、  
 核構造論はおおいに進展した。
- \* 最初の大きな出来事は「**バックベンディング現象**」の発見であった。  
 当初、「高速回転による(超伝導状態から常伝導状態への)対相転移が見えた」  
 と思われたが、実は、一個のクーパー・ペアーのみが壊れて、このペアーを  
 構成していた2個の核子の角運動量が系全体の回転軸方向に整列(**align**)するという  
 メカニズムによって理解できることが分かった。残りの核子は依然クーパー・ペアー  
 を組んでいる。
- \* このような過程を数回繰り返した後、回転角速度(角運動量)がもっと大きくなって  
 「**対相転移**」が起こる。この「相転移」は回転角速度の増大につれて徐々に起こる。  
 この過程を励起スペクトルの変化を通じて実験的に観測することができる。  
 高スピン・イラスト分光は「**有限量子系での相転移**」の微視的メカニズムを理解  
 する絶好の機会を提供している。

(Y.R. Shimizu et al. Rev. Mod. Phys. 61 (1989) 131 に詳細な分析がある)

- \* フェルミ面近傍の幾つかの核子が角運動量整列するにつれて、対相関だけでなく、平均場の形も変わる。プロレートから非軸対称へ、そして、オブレートへ。  
オブレートの極限で回転バンドは消滅する。これを「**バンド終結現象**」と呼ぶ。回転スペクトルに上限があるのは、まさに、有限量子系の特徴である。このような現象が沢山見つかっている。
- \* 大きい角運動量をもった状態（高スピン状態）の作り方には2種類ある。

#### 1) 回転運動の角速度を増大させる

回転運動は対称性の自発的破れを回復する量子力学的な集団運動である。平均場が軸対称変形している場合、対称軸まわりの回転運動は存在しないから、回転軸は平均場の対称軸に垂直である。

#### 2) 個々の核子の角運動量（軌道角運動量+固有スピン）を整列させる

軸対称変形の場合、平均場の対称軸方向に角運動量が整列する。上記のオブレート極限ではこのメカニズムで高スピン状態が作られているので、集団的な回転運動は消滅する。

**高スピン・アイソマー**として観測される多くの状態も、このようなメカニズムによって大きい角運動量を作っている。イラスト線のある領域がこの種の高スピン・アイソマーの系列から成っている場合、面白いことに、これらの励起エネルギーを疎視化して大局的な振る舞いに注目すると、古典力学での剛体的回転運動の性質が見える。

1)と2)が組み合わさって、きわめて豊富な回転バンド構造を作り出す。

### 3b 回転座標系での準粒子シェルモデル

- \* 高スピン・イラスト分光の進展のなかで「**回転系準粒子シェルモデル**」が確立した。現在では、高スピン核構造の「標準モデル」として広く使われている。この微視的モデルには 1) 平均場の変形, 2) 対相関, 3) 回転する平均場の中を運動する核子に作用するコリオリ力と遠心力の効果が取り入れられている。このモデルの中心概念は「**回転系準粒子モード**」である。これは、変形, 対相関, 回転の効果を取り込んだ「**一般化された独立粒子描像**」である。この概念を理解することが高スピン核構造を理解する為の基礎となる。
- \* 「**シェルモデル**」という用語は「**球対称 j-j 結合シェルモデル**」という狭い意味で用いられることが多いが、この 50 年間の研究によって、対称性の破れを取り入れた「**変形シェルモデル**」、対相関を取り入れた「**準粒子シェルモデル**」、回転運動の効果を取り入れた「**回転系シェルモデル**」へと一般化されていることを是非知って欲しい。

一粒子モードの概念は核構造に対する、より進んだ取り扱いへの出発点を与える。よりよい出発点を築くことは極めて重要なことである。

- \* 平均場が軸対称変形している場合、イラスト状態は対称軸に垂直な軸の周りに一様回転していると考えられる。通常、基底状態は超伝導状態になっている。BCS理論における(準粒子の)真空を(平均場に付随して)一様に回転する座標系での真空に変換することは容易である。この「**一様回転系への変換**」と「時間に依存する変分原理」を組み合わせると「回転座標系でのハミルトニアン」が得られる。このハミルトニアンに対する「一般化された一粒子モード」を「**回転系準粒子モード**」という。
- \* いくつかのキーワード
  - 角速度**： 回転エネルギーの角運動量に関する微分
  - 運動学的慣性モーメント**： 角運動量と角速度の比
  - 動力的慣性モーメント**： 角運動量の角速度に関する微分
  - 整列角運動量 (alignment)**： 全角運動量 - 「集団回転運動の角運動量」
    - ・ 集団的回転運動の**慣性 (inertia)**を表す集団パラメタは動力的慣性モーメント
    - ・ ガンマ線のエネルギーから直ちに角速度と動力的慣性モーメントがわかる
    - ・ 準位の角運動量が決まらなければ運動学的慣性モーメントは決まらない
- \* 回転座標系に乗ることは磁場をかけることと等価：  
回転する平均場内を運動する核子に働くコリオリ力を磁場に換算するととんでもない強磁場になる。
- \* 回転座標系での準粒子エネルギースペクトルは
  - 1) 量子ドットに磁場をかけたときの電子のスペクトル  
(例えば、D.C. Ralph et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 688)
  - 2) 重イオン衝突の際に作られる強い電場中の電子のエネルギー準位等と類似している。
- \* バックベンディング現象は強電場による「QED 真空の崩壊」とアナログス
- \* 「回転座標系での準粒子シェルモデル」は量子ドットをはじめとするメゾスコピック系の物理と多くの類似性をもち、将来、理論物理としての広がりが期待される。

### 3c 減衰する回転運動という新しい概念

- \* イラスト線から離れていったとき回転運動はどうか。平均場の回転という概念は熱的運動が激しくなるにつれて消滅するか。消滅するとすれば、どのような過程を経て消滅するのか。生き残るとすれば、どのようなかたちで生き残るのか。(カオスの性質が生じるプロセス)

- \* 1980年代に、高励起・高スピン状態からの連続ガンマ線スペクトルを解析する新しい方法（多重同時計測とスペクトル揺らぎの統計解析）が開発され、高温状態における「回転運動の減衰」が論じられはじめた。
  - ・ イラスト領域の回転バンドの数は高々30個程度で、非イラスト領域にある無数の励起準位のほとんどは回転バンドを構成していない
  - ・ E2遷移は多数のガンマ線に分岐していて、100keV程度の分散幅をもつことが示唆された。
- \* 1990年代になって、回転系シェルモデルに基づく微視的分析が進められ、「減衰する回転運動」という新しい概念が得られた。最近になって、連続ガンマ線の相関関数は**2つの成分**からなることがわかった。（幅が約100 keVの狭い成分と幅が約500 keVの広い成分）
  - ・ **狭い成分**は複合核状態の分散幅に対応する：これはシェルモデルの特定の配位がエネルギー固有状態に分散する目安を与える。
  - ・ **広い成分**は**回転運動の減衰幅**に対応する。  
[ガンマ-ガンマ相関のスペクトル形状を解析することによって、特定のシェルモデル配位が残留相互作用によって複合核状態に平衡化するまでの時間スケールを測定することができる]

（松尾正之：日本物理学会誌 54 (1999) No.8, 648)
- \* なぜ、回転運動は減衰するか。減衰幅をもたらす微視的メカニズムとは？
  - ・ 高温回転状態がシェルモデル配位の複雑な重ね合わせであっても、その内部構造が角運動量の変化につれて変化しなければ、回転運動は減衰しない。このような回転バンドは「エルゴード・バンド」と言われるがまだ観測されていない。  
（B.R. Mottelson, Nucl. Phys. A 557 (1993) 717c)
  - ・ ミクロの回転系シェルモデル配位は、角速度の変化に対して異なった応答を示す多様な一粒子状態から作られている。このため複合核状態の内部構造が角運動量の変化につれて徐々に変化する。このことが**回転減衰**という現象をもたらす。

## Chapter 4 超変形状態の発見

### 4a 変形シェル構造とは何か

### 4b 生成, 構造, 崩壊

- \* 1986年、長軸と短軸の比が約2:1に大きく軸対称変形した高速回転状態が Dy152 で発見された。この変形は**核分裂アイソマー**と同様であるが、核分裂アイソマーと

異なり高スピンになって現れる。その後、このような超変形状態は Hg192 領域, Sr82 領域, Zn60 領域に相次いで発見され、これまでに観測された超変形回転バンドの数は 200 を超えた。それらは領域ごとに違った個性を示しており、興味深い。

最近、球形シェルモデルの 2 重閉核である Ca40 でも発見され、大きなインパクトを与えている。重い核の超変形状態と異なり、Ca40 の超変形回転バンドは 0+状態から観測されている。(E. Ideguchi et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 222501)

- \* 超変形状態は準位密度が高い（高温の）複合核状態の海の中に埋め込まれている。それなのに、なぜ、それらに混合せず個性を保って存在できるのか。
- \* 超変形状態は平均場の第 2 極小点に対応する。第 1 極小点との間には両者の混合を妨げるポテンシャル障壁がある。それらの間のトンネル効果が顕著になると超変形状態は常変形状態に崩壊する。
- \* このトンネル崩壊確率は、1) 障壁の高さ、2) 大振幅集団運動の慣性質量、3) 常変形状態の準位密度 などによって決定される。これらはいずれも角運動量の変化につれて変化する。
- \* あるシナリオ (**Condensation-induced tunnelling**):  
ガンマ線を放出して角運動量が下がってくると、ある角運動量で常伝導相から超伝導相への相転移がおこる。すると、大振幅集団運動の慣性質量が減少し、トンネル透過の確率が増大する。すなわち、対相転移の転移点近傍で超変形状態の生存確率は急激に減少する。
- \* 回転系シェルモデルに基づく詳細な分析は  
K. Yoshida, M. Matsuo and Y.R. Shimizu, Nucl. Phys. A 696 (2001) 85  
この論文では超変形の基底状態からのトンネル崩壊だけでなく、励起状態からのトンネル崩壊確率も計算されており、一つの原子核で超変形バンドが何個くらい存在するかについても理論的予想が与えられている。
- \* なぜ、変形ポテンシャル面に第 2 極小が出来るか。これは**変形シェル効果**という有限系に特有な量子効果のためである。
- \* 軸対称変形した調和振動子ポテンシャルの場合、軸比がちょうど 2:1 になると準位の顕著な縮退がおこり、**超変形の魔法数**が現れる。この魔法数に対応する原子核は超変形の閉殻構造を作って結合エネルギーを稼ぐ
- \* しかし、超変形バンドは非常に多くの原子核で見つかっており、それらの変形度も  $\beta = 0.4 \sim 0.6$  の範囲に広がり多様である。軸比 2:1 ( $\beta = 0.6$ ) とは限らない。  
調和振動子ポテンシャルではその理由を説明できない。
- \* 実は、「準位の縮退」は**古典周期軌道**の形成と対応している。  
調和振動子ポテンシャルでは軸比が 2:1 のとき（のみ）**8 の字型の周期軌道**ができる。それでは、一般のポテンシャルではどうか。
- \* 一般のポテンシャルのなかの古典軌道は**非周期軌道**である。周期軌道は例外的。

それにもかかわらず、シュレーディンガー方程式の固有値は（無数の）古典周期軌道の寄与の総和として与えられる。(トレース公式)

(無数の非周期軌道の寄与は相殺する)

- \* シェル構造を「(エネルギー疎視化して見える) 一粒子準位分布の規則的な振動パターン」と一般的に定義する。 周期の短い周期軌道が大局的な構造を決める。(エネルギー疎視化と古典周期の相補性)

- \* 楕円ビリーアードにおける Butterfly の誕生, 軸対称キャビティにおける 8 の字型周期軌道の分岐: 軸対称キャビティでは軸比が 1.5 から 2.0 の広い領域で 8 の字型周期軌道が超変形シェル構造をつくる. 軸比がちょうど 2:1 でなくてもよい. 周期軌道の短軸方向と長軸方向の振動数の比が 2:1 であることが本質的. こうして (調和振動子ポテンシャルという特殊な場合に限らない) より一般性のある理解が得られた.

(在田謙一郎, 松柳研一: 日本物理学会誌 57 (2002) No.1, 37)

- \* 超低温の原子核におけるソフトモードはシェル構造と対相関に極めて敏感である. シェル構造と対相関は変形とともに変化するから, 新しい超変形シェル構造の下では新しい型の集団励起モードが現れるだろう.
- \* 私達は超変形イラスト状態からの励起モードとしてソフト Octupole 振動モードの存在を予言していたが, このモードは現在までに Hg190-194 領域および Dy152 で合計 10 個以上見つかっている.

(T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori and Y.R. Shimizu, Phys. Rev.

C 53 (1996) 2213; G. Hackman et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4100)

- \* バナナ変形(Y31)振動モードも超変形核のソフトモードとして面白い性質を持つと予想されるがまだ見つかっていない. 中性子過剰の不安定核ビームを使って安定核の超変形状態が調べられるようになると見つけられるかもしれない. (これまで安定核ビームを使って陽子過剰核の高スピン状態が調べられてきたので, 安定核の高スピン状態は未開拓の領域である)

#### 4c Wobbling と Precession

- \* **Wobbling** とは平均場が軸対称性を破った場合に, 破られた軸対称性を回復する新しい型の 3 次元回転モードである. 平均場の主軸に固定された座標系から眺めると角運動量ベクトルが周期運動しているように見える. 一方, 角運動量ベクトルの方向に x 軸を固定した座標系 (一様回転系) からは,

平均場の形が振動しているかのように見える。

- \* このような 3 次元回転運動は剛体の古典力学でよく知られているが、これを量子化して得られる量子的回転モード (Wobbling Motion) が見つければ軸対称性破れの確固たる実験的証拠になると考えられてきた。
- \* 長い間、クリアーな実験データがなかったが、2001 年になって遂に、Lu163 の高スピン超変形状態で Wobbling モードの特徴を明確に示す綺麗なデータが得られた。 (S.W. Odegard et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001), 5866)
- \* 発見された回転バンドは Wobbling Motion の量子が一つ励起したバンドと解釈できるが、ある深刻な問題も提起している。3つの主軸まわりの慣性モーメントに渦なし流体値を用いると Wobbling 振動数が虚数になってしまう。一方、剛体値を用いると実数になるが、剛体モデルは原理的な矛盾を抱えている。つまり、「対称軸と角運動量の方向が一致するオブレート極限で回転運動は消滅する」(集団的回転運動の慣性モーメントはゼロになるべし) という量子力学の基礎的概念との矛盾を抱えている。このパラドックスをいかに解くか?
- \* odd-A 核である Lu163 では 1 個の準粒子が容易に回転整列し、この寄与によって回転軸方向の運動学的慣性モーメントが大きくなる。回転座標系での準粒子 RPA モデルによってこの効果を微視的に取り入れると、実数の Wobbling 振動数をもった固有モードが得られる。すなわち、「回転バンドの角運動量=集団的回転運動の角運動量+準粒子の整列角運動量」であることを正しく考慮に入れるとパラドックスは解ける。  
(M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu, K. Matsuyanagi, Phys. Rev. C 65(2002)041303(R))
- \* Wobbling モードとガンマ振動モードはモード・モード結合を起こし混じりあうことが(理論的に)可能である。両者の混合/移行は面白い問題だが、その様子は何も分かっていない。一般的に言って、(先に述べた超変形状態でのソフト Octupole 振動モードを除けば) 高スピンでの振動モードは未だに見つかっておらず、それらの性質はほとんど分かっていない。依然として未開拓の領域として今後に残されている。
- \* W178 領域のプロレート変形核において High-K アイソマーが系統的に見つかっている。これらのアイソマーでは多数の準粒子が励起しそれらの角運動量が対称軸方向に整列している。このような内部状態の上に形成される回転バンドに対して古典的歳差運動 (Precession motion) の描像を描き、この運動を量子化した振動子の概念を導入することが出来る。この「振動運動」は「傾斜したフェルミ面からの粒子-空孔励起」に対する RPA モデルによって微視的に記述できる。  
(Y.R. Shimizu, M. Matsuzaki, K. Matsuyanagi, Phys. Rev. C 72(2005)014306)
- \* 回転系 RPA モデルの理論的スキームでは Precession を Wobbling の軸対称極限とみなすことが出来る。High-K アイソマーの角運動量は集団的回転と起源が異なるので「回転座標系」の概念を適用するのは筋違いに見える。ところが、

「傾斜したフェルミ面」という概念は「回転系での真空」の軸対称極限と見なすことができ、集団的角運動量と整列角運動量という物理的に異なる角運動量を一つの理論的枠組みのなかで統一的に取り扱うことが出来るのである。奇妙に感じられるかもしれないが.....

## Chapter 5 大振幅集団運動論

\* 低い振動数のゆっくりした振動モードは有限量子多体系としての原子核に特有な集団励起モードである。

- これらのモードの形成にはシェル構造と対相関が本質的な役割を果たしている。
- 一般化された平均場 (Hartree-Fock-Bogoliubov 理論で得られる self-consistent field)の時間変化のモードとして記述できる。
- これらの集団運動モードを量子化して低励起スペクトルが得られる。

\* 時間変化する(一般化された)平均場理論において、振動の振幅が小さいと仮定し運動方程式を線形近似(調和近似)する取り扱いが準粒子 RPA であり、この理論が集団運動の微視的理論の出発点となった。量子化して得られる励起モードは「ボーズ粒子の生成」とみなすことができる。しかし、調和振動子の量子力学的固有状態だけを見ていたのでは、古典的な振動の描像は得られない。振動の量子の生成・消滅演算子による表示からコヒーレント状態を用いた表示に移ることによって古典的振動の物理的な描像が得られる。時間変化する(一般化された)平均場の状態ベクトルは数学的には一般化コヒーレント状態となっている。2+振動モードの場合、5つの自由度をもつので、準粒子 RPA で得られた5次元空間のボソンの生成・消滅演算子から作られる5次元空間のコヒーレント状態を導入することによって、5次元の集団座標(平均場の軸対称変形の大きさを表す $\beta$ , 非軸対称度を表す $\gamma$ ., 静止座標系に対する平均場の主軸の方向を表す3つオイラー角), および、それらに共役な5つの集団運動量が導入でき、これらを用いて波動関数や物理量を表現することができる。

\* 「球形魔法数にともなう2重閉殻でのシェルギャップ」あるいは「対相関による対ギャップ」のおかげで低励起エネルギーの振動モードは個別励起状態の森からよく分離され、これらの個別励起状態と混合せず個性を保って存在できている。有限量子系としての原子核の平均場は豊かなシェル構造をもつ。豊かなシェル構造をもつ平均場は膨大な自由度を内包している。したがって、一口に「時間変化する平均場」と言っても実に多様な集団励起モードが現れる。例えば、四重極振動に、低励起2+モードと巨大共鳴2+モードという全く性格の異なる二つのモードが存在するのもこのためである。

\* 時間に依存する平均場理論の小振幅近似(RPA)は高い振動数の**巨大共鳴の微視的構造**の解明に大きな役割を果たしてきた。調和振動と仮定すれば、巨大共鳴の励起エネルギーと遷移強度 [例えば  $B(E2)$ ] から振動の**質量パラメータ**と**復元力パラメータ**が求まり、これから振動の振幅を計算できる。実験値を使って計算し、小振幅の仮定が成り立っていることを確かめて欲しい。

**[問]** アイソスカラー**四重極巨大共鳴(GQR)**に対して液滴モデルの描像を適用することは妥当(妥当でない)ですか。その理由は何ですか。

**[問]** 球形核の第1励起 **2+**状態に対して液滴モデルの描像を適用することは妥当(妥当でない)ですか。その理由は何ですか。

\* GQR では核子集団の**運動量分布が非等方**となるような振動が起こっている。すなわち、復元力の主要な微視的起源は有効相互作用でなく**フェルミ球の歪み**である。このことは**局所熱平衡**が成立している古典流体の振動運動(空間の各点で運動量分布が等方的である)と対照的であり、巨大共鳴が古典的液滴モデルの表面振動と本質的に異なった運動であることを示している。核子の**平均自由行程**が核半径よりはるかに大きい原子核における振動モードとしての巨大共鳴は**フェルミ液体論**における**ゼロ音波**と対比される。四重極巨大共鳴は、(運動量空間での歪みを起源とする)**圧力テンソルの非対角成分(ずれ歪み)**が決定的な役割を果たしているという意味で、古典的なアナロジーをあげるとすれば、むしろ**弾性体**の振動と類似している。

\* GQR は一粒子モードと結合して**有効電荷**をもたらす。一般に、1粒子モードは様々な振動モードと結合し、それらの着物を着ている。実験で観測される「1粒子モード」は多様な振動モードの「**着物を着た粒子**」である。着物の効果は**有効質量**や外場への**有効結合定数**として観測される。振動モードは微視的には粒子-空孔励起の集団的重ね合わせで出来ているので、全体的な自己無撞着性を保ちつつ粒子-振動結合を微視的に記述することはきわめて困難な課題であるが、**核構造の「大統一理論**」を構築するという目標を達成するためには避けて通れない本質的な課題である。しかし、ここではこの課題にこれ以上立ち入らない。

\* 一方、低い振動数の、特に、表面の**4重極変形**に伴った**ソフト 2+モード**は一般に**非調和性(非線形性)**が強く、小振幅近似を超えた取り扱いが必要であることが明らかになった。先に「低励起振動モードのエネルギーは低く個別励起状態の森からよく分離される」と言ったが、実際には「**ボーズ粒子**」が2個以上励起した**2フォノン状態以上**になるとこの条件は必ずしも満たされなくなる。このことが非調和効果の一つの原因となる。非調和効果の

もう一つの原因は(集団励起モード自体が準粒子から形成された複合粒子であり、理想的なボーズ粒子ではないことに由来する) **パウリ原理の効果**である。これらの非調和効果を取り扱う目的で

- ・ **ボゾン展開の方法**や

- ・ **自己無撞着集団座標の方法**(self-consistent collective coordinate method)

が開発され、低励起スペクトルの解明に主要な役割を果たしてしてきた。これらの方法を用いることによって、準粒子 RPA で無視された非線形効果を取り入れて、**Bohr-Mottelson 集団ハミルトニアン**における**慣性質量**や**集団ポテンシャル**を核子-核子の有効相互作用から出発して微視的に導出することができる。このようにして得られた慣性質量は定数ではなく、集団ポテンシャルと同様に変形度  $\beta$  や  $\gamma$  などの**集団変数の関数**であることに注意。

\* (角運動量が 10 以下の) 低スピンイラスト・スペクトルは(どんなモデルであれ) 2 つパラメーターがあれば良く再現できる。モデルを区別するには  $\beta$  バンド、 $\gamma$  バンドなどの**サイドバンド構造**を見る必要がある。特に、(複数の)励起 **0+**バンド、 $\gamma$  振動の **2 フォノン状態**の性質から微視的ダイナミクスに関する重要な情報を得ることができる。

\* 近年、異なる変形の共存現象のように、**大振幅の集団運動**として記述する必要がある現象も広範に見つかってきた。変形共存とは球形、オブレート変形、プロレート変形、非軸対称 4 重極変形など異なった変形状態が同じ原子核のほぼ同じエネルギー領域に共存する現象である。近年、このような現象が低エネルギースペクトルに広範に見つかり、もはや例外的な現象でなく、ほとんどすべての原子核にあてはまる**核構造の普遍的性質**を反映した現象と見なされるようになってきた。ここで「形」とは通常、HFB 近似で得られた**平均場の密度分布の形**として定義される。「形」は量子多体系に対する静的平均場近似で得られた概念であるから、当然、原子核は HFB 平衡点まわりの多様な振動モードを示し、実際に低励起スペクトルとして観測されるのは量子力学的振動・回転状態である。有限量子系における平均場は**シェル構造**をもち、(粒子-空孔配位の数に対応した)きわめて豊富な自由度を内包している。これら多数の自由度の中から(少数の)**最適な集団自由度**を自己無撞着に抽出する必要がある(**大自由度 TDHF 位相空間**の中に埋め込まれた**集団多様体**の決定)。振動モードの振幅が小さい場合は、それぞれの HFB 平衡点まわりの非調和振動として記述可能であるが、振幅が大きくなり 2 つの平衡点をまたがるようになると、もはや従来の非調和振動の枠組みでは捉えきれず、大振幅集団運動の理論が必要になる。

\* 分かり易い具体例は平均場が**空間反転対称性**を破った**西洋梨 (8 重極) 変形**している場合である。このとき、エネルギー固有状態は 2 つの縮退した HFB 平衡点周りの振動を重ね合わせとなり、**パリティ**という量子数をもった **2 重項(パリティ 2 重項)**が現れる。半古典的描像では 2 つの平衡点の間のポテンシャル障壁をトンネル通過する大振幅集団運動が起こっ

ていることになる。これは一粒子が外場をトンネル透過する場合と異なり、**多体系の巨視的量子効果**である。ポテンシャル障壁自体が自己束縛系のダイナミクスの結果として作られている。HFB 近似で得られる基底状態は**場の量子論の真空**に対応し、変形共存現象は**複数の真空**が同一のエネルギー領域に共存することに対応するが、これらの複数の真空にまたがる大振幅集団運動が可能で実際に量子スペクトルとして観測されるのは、場の量子論の異なった真空が直交しない**有限量子系の特徴**と考えられる。

\* 最近、**非軸対称変形核**において**カイラル2重項**と解釈できる回転スペクトルが見つかり、この解釈の妥当性をめぐってホットな議論が起こっている。**カイラル変換**とは右手系と左手系を入れ替える変換であり、QCD、ハドロン構造から分子構造、DNA まで科学の広い領域で極めて重要な役割を果たしている。現在、高スピン核構造論で話題になっているカイラリティは陽子の整列角運動量、中性子の整列角運動量、集団的回転運動の角運動量という3つの角運動量がお互いに直交し、これらで定義される内部座標系の主軸の向きが右手系と左手系をなす場合である。平均場近似では両者のエネルギーは縮退し、量子力学の固有状態としては（両者の重ね合わせで**カイラル量子数**で特徴付けられる）カイラル2重項が現れる。しかし実際には、2つの平衡点の間のポテンシャル障壁をトンネル通過する大振幅集団運動のためこの縮退は破れ、この破れの程度がこの大振幅集団運動の性質に関する重要な情報となる。

\* 上記の具体例は**自明な保存量**が存在する場合であるが、例えば、オブレート変形とプロレート変形の共存現象の場合にはパリティの様な自明な保存量は存在しない。2つの異なる変形状態がどのように混合するか、あるいは、混合にも拘わらず個性をもって存在するかは微視的ダイナミクスの結果として決まるはずで、そのようなダイナミクスを記述できる理論を開発する必要がある(Appendix 参照)。4重極変形の場合、平均場近似で破られた回転対称性を回復する **Nambu-Goldstone** モードが**回転スペクトル**として現実化することも有限量子系に特有なことである。**High-K** バンドから **low-K** バンドへの崩壊も大振幅集団運動である。この現象では平均場の形を変えるダイナミクスと角運動量ベクトルの方向を変えるダイナミクスの競合が興味深い。変形共存現象でも **high-K** バンドの崩壊でも、**非軸対称変形**を経由する集団経路が本質的な役割を演じていると考えられる。

[問9] なぜプロレート変形した原子核の方がオブレート変形した原子核より  
沢山存在するのですか。

-----**オブレート-プロレート非対称性の起源**はまだ良く分かっていない。  
**シェル構造エネルギー**に対するより深い理解が求められている。

\* フェルミオン系における大振幅集団運動の質量は「多粒子配位替え」のし難さ(慣性)を表

す。対相関は配位替えに主要な役割を演じ質量を軽くする。運動する平均場の一粒子ポテンシャルは時間反転不変性を破る (**time-odd**) 成分をもち、この成分は集団運動の質量に重要な寄与を与える。一粒子運動の有効質量と**集団運動の慣性質量 (collective mass)**を自己無撞着に取り扱うためにはこの成分は欠かせない。にもかかわらず、良く使われているクラッキング質量公式ではこの **time-odd 成分**が無視されている。

---

### [質問]

「対称性を回復するためのゴールドストーン・モードとしての回転モード」という考え方と「(同一バンドであっても) 回転によって変形が変わってしまう」、という第2回の後半の考え方の間に、やや不自然さ、論理のギャップを感じるのですがどう考えればよいのでしょうか？ ゴールドストーン・モードによって「真空」が変わってしまうとは(?) *band-crossing* の場合はよくわかるのですが、同一バンド内でも変わるという点が気に掛かります。

[合の手]----- きわめて重要なポイントです。有限量子系における *Nambu-Goldstone* モードをどのように定義するか、回転エネルギーは何処から来るか、現実に見える回転スペクトルとどのように関係しているか、もっと議論したいところです。「ミニマム」の範囲を逸脱してしまいましたが.....相互作用する自己束縛系としての原子核の回転エネルギーの起源は分子の回転エネルギーの起源と本質的に異なっています。

## Chapter 6 不安定核の集団励起モード

### これまでの講義の要点

\* 「平均場と1粒子運動モード」は集団現象である。

「1粒子運動モード」と「系の構成要素の運動」＝「核子1個の運動」を区別すること。強い相互作用している核子そのものに対して独立粒子運動の描像は描けない。

平均場は強く相互作用している核子集団が生み出す秩序である。

これを *self-consistent mean field* という。

その基底状態は量子場の理論の真空に対応し、量子多体系を記述するための出発点を与える。

\* シェルモデルにおいてフェルミ面近くの1粒子モードの有効質量は近似的に核子の質量

に近いが、これは実は、この1粒子モードが様々な振動モードの着物を着ているため、(Hartree-Fock で導かれる有効質量は核子の質量より小さい) 従って、フェルミ面から離れると有効質量は変化する。

- \* 有限量子系で1粒子運動モードの描像を得るためには、対称性を破った平均場を導入する必要がある。

球形シェルモデルも並進対称性を破っている (有限量子系の特徴) .

より高次の対称性の破れが起こるにつれて1粒子運動の概念が拡張される。

核構造論の歴史はより良い1粒子運動モードの発見の歴史でもあった。

球対称性の破れ --- 変形シェルモデル

粒子数 (ゲージ対称性) の破れ --- 超伝導 BCS 理論の準粒子

時間反転対称性の破れ --- 回転座標系シェルモデル

「**集団現象が1粒子描像を作る (創発する)**」ことを端的に教えてくれたのが

超伝導の BCS 理論であった。Bogoliubov 準粒子はクーパーペアの凝縮という集団現象のもとでの1粒子励起モードである。基底状態におけるペアの凝縮によって準粒子の励起エネルギーは大きくなる。(質量を獲得するメカニズム)

- \* 物理法則とは何か、その起源は? その意味は?

「それは集団的振る舞いの規則性であり.....(以下省略)」

(R.B. Laughlin, A Different Universe, Reinventing Physics from the Bottom

Down, Basic Books, 2005: 物理学の未来 日経 BP 社, 2006)

(ラフリン: 驚くべき集団効果によって分数電荷が生じること (分数量子ホール効果) を明らかにし 1998 年ノーベル賞)

- \* 対称性を破った平均場の基底状態は縮退している。

破られた対称性が連続対称性の場合、この縮退を解き、破られた対称性を回復する運動が (一般化された) **回転運動** である。有限量子系ではこの運動が実際に起こり、様々なタイプの回転スペクトルとして観測することが可能。

軸対称性の破れ --- Wobbling 回転バンド

破られた対称性が離散対称性の場合には**多重項**が出現する。

空間反転対称性の破れ --- パリティ 2 重項

カイラル対称性の破れ --- カイラル 2 重項

- \* 平均場は時間変化する。

この運動が振動モードとして観測される。平衡点近傍の小振幅振動は RPA 近似を用いて微視的に記述できる。この基準モードを量子化して**ボソンの励起モード**が得られる。

RPA 計算によってこのボソンの振動モードの微視的構造を分析できる。

有限量子系の平均場の固有関数はそれぞれが多様な個性をもっているため、きわめて多彩な振動自由度がある。振動は**低励起のソフトモード**と**高励起の巨大共鳴**に大別できる。更に、空間的構造、スピン・アイソスピン自由度によって分類される。

低励起の振動モードは非調和性・非線形性が強く、**ボソン展開**のように RPA 近似を超えた取り扱いを必要とする。

- \* 現実の多くの核は平均場の**量子相転移**の近傍にあり、また、**変形共存現象**のように異なった平均場が共存/競合する例が広範に知られている。このような大振幅振動も「(一般化された) **時間に依存する平均場近似**」に基づいて記述できるであろう
- \* **大振幅集団運動の理論**の基本的課題は 1) 適切な集団変数の抽出, 2) 集団運動に対する慣性質量の導出, 3) 集団ポテンシャル曲面の計算などに大別できる。集団ポテンシャル曲面に関してはかなり信頼できる計算が出来るようになったが、そのダイナミクス、特に**慣性質量の物理的解釈と微視的導出**は今後に残された大きな課題である。摂動的クランキング公式を超える自己無撞着な理論の建設が急務である。

---

## これまでの講義への Q&A 及び 静的および動的な平均場理論の最近の動向

**Q** 無限系と有限系で最も基本的な違いは何ですか

**A** いろいろありますが、とりわけ重要なポイントは

1. 有限量子系ではそれぞれの 1 粒子波動関数が多様な個性をもつため、極めて豊かな構造を生み出すことが出来るということです。1 粒子スペクトルは**シェル構造**と呼ばれる秩序あるパターンをつくり、そのパターンは平均場の形が変化するにつれて変化します。核子多体系の場合、3次元空間構造に加えてスピンとアイソスピンの自由度が結合するため実に豊富な構造を形成することが可能で、私達は未だそのほんの一部しか探求していません。
2. 対称性の自発的破れに伴う**集団モード (一般化された回転運動) を離散的スペクトル (回転バンド) として実験で見ることが出来ます**。回転スペクトルの性質を調べることによって系の (微視的) 内部構造に対する知見を得ることが出来ます。1970 年代以降、高速回転する原子核から放出される  $\gamma$  線を測定するテクニックが大いに進展したおかげで、核構造に対する描像は著しく豊かなものになりました。

Q 「準粒子」という言葉はいろいろな意味に使われているようですが .....

A 有効相互作用と平均場近似を用いて記述される「核子」は Hard core による強い短距離相関やテンソル力相関の着物を着た「準粒子」と言えます。現象論的シェルモデルにおける「核子」も有効電荷や有効  $g$  因子を用いることからわかるように様々な振動モードの着物を着た「準粒子」と言えます。この意味の準粒子やフェルミ液体論での準粒子と区別したいときには BCS 理論の準粒子は「Bogoliubov 準粒子」とも言われます。このように、1 粒子描像には何層にもわたる階層構造があること、これらの階層は多体系の集団効果によって創生すること、私たちが通常「粒子」と呼んでいるものはほとんどの場合、実は「集団モード」であることに注意することが大切です。このようなことは、よく知られた固体の中の「電子」はもとより、物理学のあらゆる分野に普遍的に見ることが出来ます。

Q ある教科書に「Quadrupole force のような長距離力が変形を引き起こす」と書かれていましたが、核力は短距離力ではないのでしょうか

A 確かに、「原子核を球形に保とうとする短距離の pairing force と変形させようとする長距離の quadrupole force の競争によって原子核の形が決まる」というのが伝統的な見方です (P+Q force モデル)。この場合の quadrupole force というのは、四重極変形を引き起こす長距離の相関を引き起こす機能をモデル化したものであり、短距離の有効相互作用によって生み出された集団効果を表現していると考えられます。

Q 対相関についてどこまで分かっている、現在何が問題になっているのでしょうか

A 以下にいくつか論点を列挙します

・変形核での対相関

球形ポテンシャルでのクーパーペアは  $J=0$  ペアですが、変形ポテンシャルでは角運動量は良い量子数ではなく、 $J=0,2,4,..$  の重ね合わさったペアになっています。お互いに時間反転した 1 粒子状態にある核子の間に働く強い相関と定義しておけば、球形でも変形でも一般的に通用します。

変形核でも  $J=0$  ペアとの思い込みが第 1 回講義の冒頭で紹介した誤解を生じさせます。

・対相関力+4 重極相関力 (P+Q) モデルについて

球形シェルモデルの valence shell に多数の核子が存在する状況において、対相関と 4 重極変形相関が競合する状況をモデル化したもの、と理解されてきました。しかし、

N=20 の球形魔法数の破れの微視的メカニズムにも関係することですが、閉殻から、例えば、2p2h 励起が起こると、対相関力と 4 重極相関力が同時に活性化され、共に系のエネルギーを下げる方に働きます。つまり、通常は相反すると考えられている 2つの相関の共同によって閉殻からの 2p2h 励起が促進されます。2つの相関の多彩な絡み合いについては、励起 0+状態の構造との関連で Chapter 6 で議論を深めたいと思います。第 1 回目の講義からいきなり Sn や Cd の励起変形バンドや N=40 近傍の **mysterious 0+状態** を取り上げたため面食らった方も多しとお聞きしていますが、励起 0+ 状態は集団ダイナミクスを敏感に反映するととても良い指針となることを強調したいのです。

- **アイソスピン依存性**

これまでに得られた対ギャップの実験データを  $(N-Z)/A$  の関数としてプロットしてみると著しく変化していることがわかります。つまり、対ギャップはアイソスピンに強く依存しているようですが、このメカニズムは未だよく分かっていません。

- **ペアーの空間構造**

BCS 理論におけるクーパーペアーは原子核全体に広がっていますが、弱束縛系としての不安定核の表面付近では（有効相互作用の密度依存性のために）対相互作用が強まり、ペアーが空間的に局在する（ダイニュートロンを形成する）可能性が指摘され、超低温原子ガスでの BCS 状態からボーズ・アインシュタイン凝縮相への転移（BCS-BEC クロスオーバー）と類似した現象が起こるのでは、と期待されています。

局在したペアーを球形シェルモデルの基底で記述するためにはパリティの異なったシェルを混合させなければなりません。同じパリティをもった一つの主殻内でどんなに強い Pairing force を働かせても局在は起きません。

- **連続状態での対相関**

これまで束縛状態での対相関が研究されてきましたが、ドリップ線に近づくにつれてペアーは連続状態にも容易に励起するようになります。このような状況において何が起こるか、研究が始まったばかりです。これは Chapter 6 の主要テーマとなります。

## Q 平均場近似、Hartree-Fock, BCS 等の理論の関係は？

A 原子核に対する Hartree-Fock(HF)計算が本格的にやられるようになったのは

「密度に依存する有効相互作用」が導入されてから、と言えます。続いて、HF で平均場を導いた後に BCS 理論を適用する HF-BCS 計算が行われるようになりました。最近では、HF 平均場と対凝縮に伴う平均場（対ポテンシャル）を統一的に決定する HF-Bogoliubov 方程式を実座標空間で解くことも可能になりました。

手短に歴史をまとめてみます。

1950 年代 Bruckner 理論

シェルモデルの基礎づけと核内有効相互作用(G 行列)の導出

- 1960年代 超伝導の BCS 理論の核構造への適用
- 1970年代 G 行列の局所密度近似による密度依存相互作用の導出と  
密度依存 HF 計算の始まり (Negele, Vautherin-Brink, Sprung, ……)  
時間依存 HF による重イオン反応のシミュレーションの始まり  
(Koonin, Bonche, …)
- 1980年代 実座標空間での HF-Bogoliubov 計算の始まり (Dobaczewski, Flocard, …)
- 1990年代 対称性の制限の除去：超変形、超重核、不安定核など  
極限状況の原子核への適用の始まり
- 2000年代 連続状態を取り入れた HFB への試み  
より一般性のある密度汎関数の構築へ

**Q Skyrme 型有効相互作用を用いた Hartree-Fock 計算(SHF)の特徴は何ですか。  
有限レンジでなくデルタ関数型の有効相互作用を用いる理由を教えてください**

**A** Skyrme force は G 行列を踏まえた密度依存有効相互作用ですが、デルタ関数型のお陰で局所ポテンシャルが導かれるので、シェルモデルで用いられている Woods-Saxon ポテンシャルなど現象論的ポテンシャルとの対応がつけ易く、簡明な物理的描像が得られるという利点があります。もっと深い理由は、エネルギーが局所密度  $\rho(\mathbf{r})$  の汎関数の形に書けるので、原子・分子系に対して広く用いられている密度汎関数法との対応をつけることが出来る点にあります。Skyrme-Hartree-Fock を密度汎関数法の一つとみなすことによって、よりよい密度汎関数を構築するという更なる拡張の道が開けます。また、密度汎関数は核力と核構造を結びつける結節点の役割を果たすと期待されています。更に、時間に依存する場合への拡張が容易で、時間変化する平均場の描像に基づく集団励起モードの微視的記述への基盤を与えます。

**Q 密度汎関数法での  $\rho(\mathbf{r})$  はどの座標系から見た密度ですか**

**A** 実験室系で定義された密度ではなく intrinsic 系（固有座標系）で定義された密度と考えるべきでしょう。そのように考えなければ、変形核の  $0+$  基底状態に対応する  $\rho(\mathbf{r})$  は球対称になってしまいます。球形核でも（外場が無ければ）原子核は任意の位置をとれ、どの位置でもエネルギーは同じですから、無限の縮退があり、このため実験系での  $\rho(\mathbf{r})$  は一様になってしまいます。

---

## 新しい理論的課題と期待される新しい集団現象

不安定核の新しいシェル構造と新しい対相関のもとで、新しい集団励起モードが形成されるだろうか。弱束縛系で集団性(コヒーレンス)が生み出される微視的メカニズムを基礎に立ち戻って考えてみよう。

### A=30-100 のN=Z核近傍で期待されるエキゾチック変形状態

\* Ti44 から Sn100 に至る陽子ドリップ線近傍の N=Z 核では陽子と中性子の変形シェル効果がコヒーレントに効くため、いろいろなエキゾチック変形が出現すると期待できる。例えば、オブレート変形と正三角形 (**triangular**, Y33) 変形が重なった状態 (Se68)、正四面体 (**tetrahedral**, Y32) 変形した低励起状態 (Zr80) など。

\* Zr80 は非常に面白い原子核で、「球形状態」が変形ポテンシャルの第3極小点となっている。この「球形状態」は正四面体(**tetrahedral**, Y32) 変形に対して不安定と予想される。このような不安定性が発生するのは N=Z=40 が正四面体変形シェル構造の魔法の数になっているからである。このシェル構造は4重縮退した1粒子準位をもつという面白い性質をもっている。基底状態が球形で変形状態が励起状態として現れる例は多い。しかし、変形状態が基底状態になったら、多くの場合、球形は極大点となるので、球形状態が励起状態として現れる可能性は少ないと考えられる。ところが、Zr80 では励起状態として「近似的球形」状態が現れると期待できる。正四面体変形のようなエキゾチック変形が平均場の平衡変形として実現するか、あるいは、大振幅の集団振動モードとして実現するか、興味深い。どちらの描像が実現するかは(変形させようとする)変形シェル効果と(それを好まない)対相関の競争によって決まると考えられる。オブレート変形とプロレート変形の共存に伴う多様な現象を低スピン状態から高スピン状態まで系統的に調べるのが可能なのも、この領域の特徴である。

\* 最近、球形シェルモデルの2重閉殻である Ca40 において励起 0+状態の上に立つ超変形バンドが発見された。2重閉殻核といえども僅かの励起エネルギーを与えるだけで超変形状態が実現するという事実は非常に教訓的である。Ca40 周辺の多くの原子核でも超変形状態やハイパー変形状態の出現が期待できる。軸対称な形だけでなく、非軸対称な超変形状態やそれらの上に立つソフト 8重極振動モードの出現も期待できる。N=Z=16 の S32 は超変形魔法数の2重閉殻核に相当するので、超変形状態の存在が予想されてきたが、未だ実験で見つかっていない。

## 中性子ドリップ線近傍核で新しい型の集団励起モードが形成されるか

\* 中性子ドリップ線近傍の平均場と 1 粒子運動モードはこれまで経験したことのない全く新しい性質をもつと考えられる。そこでは核子ペアーの連続状態への励起を取り入れて、一般化された平均場をつくる必要がある。現在、空間座標表示の **Hartree-Fock-Bogoliubov** 理論に基づく分析によって、このような弱束縛系の表面付近での対相関が豊富な空間的構造をもつ可能性が盛んに議論されている。更に、連続状態応答関数や時間変化する平均場の方法に基づいて、弱束縛、陽子-中性子のアンバランス、中性子スキンなど平均場の新しい様相に伴って不安定核に特有な様々なソフトモードが出現する可能性が検討されつつある。安定核のソフトモードは対相関とシェル構造に極めて敏感であることは良く知られているが、不安定核での対相関もシェル構造も安定核とは著しく異なるので、そもそも不安定核で集団モードが形成される微視的メカニズムを基礎に立ち戻って分析する必要がある。

\* 中性子ドリップ線近傍の原子核では核子ペアーの連続状態への励起が重要となり、通常の BCS 理論に基づく準粒子の描像は破綻する。しかし、HFB(Hartree-Fock-Bogoliubov)理論に基づいてより一般性のある準粒子描像を導入することができる。HFB 理論によれば、フェルミ面が連続状態に近くなると、準粒子波動関数の上成分は非局在、下成分は局在し、両者の積に依存するペアリング・ポテンシャルは通常のパテンシャルに比べて核表面の外側に広がる。

\* 現在、HFB 理論に基づいて弱束縛系の表面付近で対相関が豊富な空間的構造をもつ可能性が盛んに議論されている。新潟グループは対相関の密度依存性に着目し、**Bose-Einstein Condensation (BEC)-BCS crossover** の観点から弱束縛系における di-neutron 相関の性質を議論している。更に、連続状態 QRPA に基づく微視的計算に基づいて、di-neutron の振動によるソフト双極振動モード(di-neutron dipole mode)の出現を予測している。

\* HFB計算によればMg36-40, Si42, S44などは変形した弱束縛系と考えられる。変形した弱束縛系はどのような集団励起モードを生み出すだろうか。この問題を研究するためには連続状態への励起、対相関、平均場の変形の3要素を自己無撞着に取り入れたHFB計算とそこで得られた準粒子を基底とする準粒子RPA計算を遂行する必要がある。局在した束縛状態と非局在の連続状態を統一的に取り扱うという課題は（これまで別々に発展してきた）核構造論と核反応論を統一するという多体理論の新しいチャレンジである。対相関、変形、連続状態への励起の統一的記述にむけて、連続状態HFB理論に基づく連続状態QRPA法を構築する目標に関して近年 breakthroughがあった。

[M. Matsuo, Continuum Quasiparticle RPA, Nucl. Phys. A 696 (2001) 271]

[T. Nakatsukasa and K. Yabana, 吸収境界条件 TDHF, J. Chem. Phys. 114 (2001) 2550]

\* 中性子ドリップ線近傍でどのような集団励起モードが出現するだろうか. この問いに答えを出すためには, 集団性 (コヒーレンス) が生み出される微視的メカニズムを基礎に立ち戻って分析する必要がある. 問題の核心は多くの準粒子(粒子-空孔)励起の間のコヒーレンス (集団性) を生み出すメカニズムを解明することである. 安定核では多数の準粒子(粒子-空孔)励起の波動関数が核表面領域で重なり合う結果, 引力相互作用が有効に働いて強いコヒーレンスを生み出した. 中性子ドリップ線近傍では弱束縛状態の波動関数が空間的に広がり, しかも, それぞれが個性をもつため, 同様なメカニズムが働くかどうか分からない. したがって, 低振動数の集団励起モードが形成されるかどうかは決して自明なことではない.

\* 中性子ドリップ線近傍では, 集団性の弱い励起モードでも極めて大きい遷移強度をもつことがある. 典型例は弱束縛準位から共鳴準位への **1 粒子励起**である. これらの波動関数が空間的に大きく広がっているため, 遷移強度は著しく大きくなる. このため, 安定核の場合と異なり, 遷移強度が大きいことだけを指標として「集団性が高い」と言えなくなる.

\* 中性子ドリップ線に近づくにつれて対相関は弱くなり, ソフト振動モードの集団性も弱まるだろうか. あるいは, 逆に, 対相関が強まりソフト振動モードの集団性も強まるだろうか. 弱束縛中性子の波動関数は大きく広がっている所以他の中性子集団と空間的にデカップルする可能性がある. 一方, 他の中性子と共同して低密度領域での対相関を強める可能性もある (**anti-hallo効果**). どちらのシナリオが実現するかは, これらの相反するメカニズムの競争によって決まると考えられる. あるHFB+QRPA計算によれば, 中性子過剰Niアイソトープの第1励起 **2+**状態へのB(E2)がドリップ線に近づくにつれて著しく増大している. この計算結果は後者のシナリオを示唆している. このような分析をもっと系統的に遂行することが望まれる.

\* 最近, 私達は **Box**境界条件で連続状態を離散化する近似の下で, 連続状態への励起, 対相関, 軸対称変形の3要素を取り入れたHFB+QRPA計算を遂行した. 変形した中性子過剰Mgアイソトープに対する計算結果によれば, 極めて集団性の高い**K=0**と**K=2**の低励起振動モードが系統的に出現すると期待できる. これらの集団励起モードは興味深い微視的構造を示している. 特に, **K=0**励起モードの集団性を生み出す微視的機構が興味深い.

\* 4重極変形の増大につれて **f7/2** シェルから下がって来るプロレート準位と **sd** シェルから上がってくるオブレート準位が交差するあたりで, **核子ペアー分布の揺らぎ**が顕著になり, これに伴って基底状態から励起状態への4重極遷移強度が著しく増大する. ペアー密度の

揺らぎと4重極変形の揺らぎがカップルするメカニズムは次のように理解できる: オブレート準位からプロレート準位にペアが励起すると4重極変形を大きくしてエネルギーを下げる. 逆に, プロレート準位からオブレート準位にペアが励起すると4重極変形を小さくしてエネルギーを下げる. この振動を繰り返す(シーソー機構).

\* 粒子-空孔型の遷移強度だけでなく, **4重極型の核子ペア**を付加する(2核子移行)遷移強度が極めて顕著に増大する. 対照的に, 単極子(monopole)型の核子ペア遷移強度はほとんどゼロである. このことは4重極型の空間構造をもつペア密度の揺らぎが起きていることを意味している. 変形した平均場のもとでの核子のクーパーペアは様々な角運動量の重ね合わせになっていることに注意. (高温超伝導ではd波のクーパーペアが本質的な役割を演じていることと比較すると面白い.) 山上の最近のHFB計算によると, 核表面でははっきりした**di-neutron相関**が見える. この計算結果は球形の場合だけでなく変形したドリップ線近傍核でもdi-neutron相関が重要であることを示唆している.

\* **K=2 励起モード**にも同様な性質が見えるが, **K=0 励起モード**がほとんど中性子のペア型励起によって形成されているのと異なり, 陽子の粒子-空孔型励起と中性子のペア型励起モードのコヒーレントな重ね合わせになっている. **K=2 励起モードの流れパターン**を調べてみると面白いだろう. それには, 不安定核に対して電子散乱させる実験が必要となろうが..... 古典液滴と類似したパターンを示す場合でも, 流れの実体とコヒーレンスを生み出すメカニズムが本質的に異なる. [ちなみに, 朝永の集団運動理論で仮定された2次元速度場は**K=2**の $\gamma$ 振動モードに対応する. ただし, (運動学はあてはまるが)ダイナミクスが異なる.] いま議論している新しい集団励起モードでは核子と核子ペアの量子力学的コヒーレンスが本質的な役割を演じている. この集団モードも一般化された平均場の時間的振動として記述できる.

## まとめ

- \* この連続講義では, 現代の核構造論において最も基礎的であるにもかかわらず, 教科書で十分には説明されていないと思われる概念を精選し, これらを一貫した視点から解説することによって, 理論物理の広い観点からみた**核構造物理学の意義**を論じることを試みた.
  - \* これまで核構造論は主として束縛状態を扱ってきたが, 不安定核物理の時代には束縛状態と連続状態を統一的に記述する「**開かれた量子系(open quantum system)**としての核構造論」の構築が求められる.
  - \* 不安定核は新しい核物理の世界を切り開くだけでなく, 有限量子系に対する多体問題の観点から理論物理として非常に価値ある**チャレンジングな問題の宝庫**である.
-

## Appendix 1

### 3分間で聞く核構造論の歴史

京大理学研究科物理第二教室 2002 年度年次報告より抜粋：  
全文は松柳のホームページに公開されている。

<http://ruby2.scphys.kyoto-u.ac.jp/person/ken/index-j.html>

1936 年、Fermi らが中性子を使って初めて見た原子核の姿は、原子で馴染みのあったシェルモデル的描像と極めて異なるものでした。Niels Bohr は「原子核は複雑で大変難しい多体系」との認識に基づいて複合核モデル（液滴モデル）を提案したのでした。そして、その後、Wigner や Dyson たちが「複雑で理解不可能」な複合核状態を記述するために「ランダム行列理論」を展開しました。この理論は「ハミルトニアンアンサンブル」という概念を導入した、全く新しいタイプの統計力学であり、現在では「量子カオス」問題、メソスコピック系の輸送現象などで広く使われています。最初に見た「原子核は量子カオスの世界だった」ということは覚えておく価値があります。

ところが 1950 年代になって、原子核に対する描像は大転換を遂げます。基底状態近傍では平均場が成立していることが分かり、シェルモデルが導入されて核構造論は大変易くなりました。この平均場は球対称とは限らず、変形する（球対称性を破った）方が安定な場合があることも分かりました。そして、低励起スペクトルにみられる振動や回転などの集団運動はこの平均場の時間変化として理解できることが分かりました。（このアイデアが Bohr-Mottelson の集団モデルの核心なのに、未だにこれを液滴モデルのように言う人が多いのは困ったことです。古典的液滴とのアナロジーは上に述べた複合核状態には使えませんが...）つまり、基底状態近傍での集団運動は古典的液滴の振動や回転とは本質的に異なるものだったのです。こうして、「集団運動の微視的理論」の出発点が築かれました。シェルモデルがあまりにもうまくいったので、「シェルモデルで原理的にはすべて理解できる」という人までいます。しかし、平均場の基底状態からの粒子-空孔励起でつくられるミクロな量子状態の数を計算してみればすぐわかることですが、対角化すべきハミルトニアン行列の次元数は宇宙の星の数ほど巨大なものになり、この「原理的には」という言葉は「物理的には」何の意味ももちません。

1960 年代になるとシェルモデルは更なる変貌をとげます。核子がペアーを組む傾向があることは古くから知られていたことですが、1957 年に BCS 理論がでると直ちに、その理論形式が取り入れられて、「準粒子シェルモデル」が展開されました。そして、超伝導状態として記述すれば（jj 結合の閉殻を除く重い核の）低励起スペクトルを良く記述できることが示されました。

明らかに、シェルモデルと複合核モデルの描像は対立します。それにも拘らず矛盾する二つのモデルが成立している事実をどのように理解すればよいのでしょうか。超低エネルギーの中性を捕獲して形成された複合核は高励起状態にあり、核構造は励起エネルギーの増加とともに平均場近似で記述される秩序運動から複雑なカオス運動へと変化するのだと考えることによって、この問いに答える手がかりが得られました。

1970年代になると重イオン反応の実験が可能となり、核構造物理学は新しいフェーズに入ります。重イオン融合反応によって、高速で回転する熱い原子核を容易につくることができるようになりました。熱い原子核が冷える過程で放出するガンマ線を多重計測する検出器システムがヨーロッパとアメリカで競って建設されました（残念ながら、日本は立ち遅れました）。これらのガンマ線はイラスト領域の核構造に関する豊富な情報をもたらします。こうして、イラスト分光学を武器にして高スピフロンティアが拓かれました。イラストとは「ある角運動量での最低エネルギー状態」のことで、基底状態の概念を回転系に拡張したものといえます。イラスト領域は高い励起エネルギーの大半を回転運動という秩序運動に使っているため、超低温です。70年代から80年代にかけて、バックベンディング現象と呼ばれる慣性モーメントの異常、高速回転に伴う超伝導相から常伝導相への「相転移」、回転バンドの上限に達する「バンド終結現象」など有限フェルミ系に特有な現象が見つかり、これらの研究を通じて核構造モデルは大いに発展しました。平均場とシェルモデルの概念は一般化され、現在では「回転座標系での準粒子シェルモデル」が高スピン状態を分析する「標準モデル」として確立しています。このモデルでは平均場の変形、対凝縮、回転に伴う対称性の破れを取り入れて一般化された1粒子モード（準粒子）と、それらに対する真空としてのイラスト状態の概念が基本的な役割を演じています。球対称ポテンシャルと  $j\cdot j$  結合シェルモデルという狭い意味で「シェルモデル」という言葉を使う人が未だに多いですが、実際には、「シェルモデル」は今日では対称性の破れを取り入れて大いに一般化されていることを是非知って欲しいと思います。

1986年、 $^{152}\text{Dy}$  で超変形状態が発見されました。超変形状態とは長軸と短軸の比が約 2:1 に巨大変形した原子核の新しい存在形態で、このような巨大変形に伴う見事な回転バンド(角運動量 20-60)がそれ以来現在までに軽い核から重い核まで広範な領域にわたって 250 例以上見つかっています。超変形回転バンドは通常、重イオン融合反応によって形成される高スピン高励起状態として、準位密度の高い複合核状態（ランダム行列理論で記述されるカオス状態）の中に埋め込まれた秩序状態として観測されます。何故そのような状態が複合核状態の海の中で（それらに混じらず）個性を保てるのでしょうか。それは、超変形状態とは変形ポテンシャル・エネルギー曲線の第2極小点にトラップされた状態であり、両者がポテンシャル障壁によって隔てられているからです。

## Appendix 2

### 大振幅集団運動に対する微視的理論の歴史(要約)

原子核の集団運動に対する微視的理論の出発点は Random Phase Approximation (RPA)と、それを BCS 理論に基づいて拡張した**準粒子 RPA**であった。この理論は平均場の平衡点の周りの小振幅の振動運動を微視的に記述するもので、物性論における線形応答理論に対応する。RPAと準粒子 RPAは1960年代以降、原子核構造研究に適用され、高励起状態に現れる多様な巨大共鳴状態の性質の理解に寄与してきた。

一方、第1励起 2+状態をはじめ低励起スペクトルにみられる低振動数の集団振動モードはRPAで無視された**非調和性**が極めて強く、非線形振動として扱わなければならないことがわかった。そのため、1960年代から1970年代にかけて、準粒子 RPA から出発し非調和効果を摂動的に取り入れる**ボソン展開法**が開発され低励起スペクトルの理解に大きな成果をあげてきた。同時に、このような研究のなかで、摂動的な枠組みを超えたより良い集団運動理論を構築する必要があることも認識されるようになった。

1970年代になると原子核-原子核衝突によって**平衡状態から遠く離れた原子核**の状態を研究することが可能になった。理論面では、大型計算機の発達のおかげで「**時間に依存するHartree-Fock (TDHF)理論**」に基づく大規模数値計算を遂行して、重イオン衝突で見られる多様な**大振幅集団運動現象**を分析する仕事が盛んに行われ、大きな成果を挙げた。しかし、TDHF理論は量子系に対する古典近似としての側面を有しており、数値計算だけでは議論できない物理量も多い。RPA理論はTDHF理論の小振幅近似としても導出できるが量子論である。量子論としてのRPAと古典近似としてのTDHF理論を関係付ける論理を大振幅集団運動に拡張することによって、ボソン展開法の摂動的限界をのり超えた大振幅集団運動の微視的理論を構築しようという機運はこのようにして醸成された。

1970年代から1980年代にかけて、Villars, Baranger, Veneroni, Marumori, Brink, Roweをはじめ多くの研究者がこの課題に挑戦した。**断熱的TDHF理論**とよばれる代表的アプローチでは、**集団座標**は非摂動的に扱わなければならないが**集団運動量**に関しては冪展開できるとすると仮定された。それ以前から知られていた「**生成座標の方法**」との関係も議論された。大振幅集団運動の理論は現象論的に導入されていた**集団座標**や**集団運動量**、あるいは生成座標そのものを、核子多体系のダイナミクスとして微視的に導出しようとする野心的な試みである。しかしながら、断熱的TDHF理論は大きな理論的困難に直面した。

これらの理論の核心である**集団運動の経路 (集団多様体)**を決定する方程式の解がユニークに定まらないことが明らかになった。つまり、理論が目的とした集団変数と集団ハミルトニアンが決まらない。この困難を解決する道が見つからず、多くの研究者がこの分野から去っていった。

このような世界的趨勢のなかで、1980年に丸森・益川・栗山・坂田が Self-Consistent

Collective Coordinate (SCC)法とよばれる理論を提案した[1]. この理論は断熱的 TDHF 理論と異なり, 断熱近似を仮定せずに, **集団変数と非集団変数の maximum decoupling** を指導原理として, 集団変数を微視的に導出するための原理的な方程式を与えた. 残念ながら, SCC 理論の基礎方程式の解を見つけ出すために提案された手法は集団運動の振幅に関する展開法のみであった. しかし, 1980 年代以降, SCC 法は対相関がある場合 [拡張された平均場近似である Hartree-Fock-Bogoliubov(HFB)近似] に拡張され, 量子化の処方にも工夫が編み出されて, 様々な非調和振動に適用され大きな成果をあげた.

そして, 2000 年に松尾, 中務らは SCC 法の基本方程式を (それまで用いられてきた) 振幅に関する展開でなく, 集団運動量に関する展開で解く新しい手法を開発し [これを **Adiabatic SCC法 (ASCC法)** と呼ぶ], この新しい方法を用いると断熱的 TDHF 法の困難も解決されることを示した[2]. 問題解決のキーポイントは「TDHF位相空間の中から集団経路(集団多様体)を抽出することと, 座標系を具体的に定めて集団座標・集団運動量を決定することは別の事柄として区別しなければならない」という SCC 理論における基本的アイデアであった. すなわち, 集団変数を指定する座標系を変換しても集団経路(集団多様体)と物理量は不変であるように理論を構成できることを示すことができた.

- [1] T. Marumori, T. Maskawa, F. Sakata, A. Kuriyama,  
Prog. Theor. Phys. 64 (1980) 1294.
- [2] M. Matsuo, T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi,  
Prog. Theor. Phys. 103 (2000) 959.