

## 「現代の核構造論ミニマム」第3回 レジメ

今回は「運動する平均場の理論」の小振幅(RPA)近似による巨大共鳴の話からはじめ、低エネルギー4重極集団励起スペクトルにおける非線形効果と量子相転移に対する微視的理論の歴史についてレビューした後、パリティ2重項、カイラル2重項、オブレート-プロレート変形共存について議論します。

そして、いよいよ、この講義全体の最終目標である「理研 RIBF でどのような新しい核物理の世界が開けるか」について、核構造論の歴史的展開を踏まえたうえで議論したいと思います。

### 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
- 

## 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、この様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しう

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.

---

### [前回の講義に対する質問]

「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**」,  
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ふ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

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ポ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



一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

不安定核は新しい核物理の世界を切り開くだけでなく、有数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

### 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**を分析する仕事が増え、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**に関しては幕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.