大振幅集団運動の微視的理論における未解決問題

松柳研一[1,2]　松尾正之[3]　中務孝[1]　日野原伸生[1]　佐藤弘一[1,4]

[1] 理研仁科センター、[2] 京都大学基礎物理学研究所、[3] 新潟大学理学部物理教室、
[4] 京都大学大学院理学研究科物理学宇宙物理学専攻

概要

原子核にみられる極めて豊富な量子集団現象を記述することの出来る、大振幅集団運動の微視的理論を構築することは原子核多体問題の基礎的課題である。この目標への挑戦の歴史と現在までの到達点を整理し、これからの研究が待たれている未解決問題を提示する。絶対温度ゼロでの大振幅集団運動の典型として、変形共存/混合現象を主として議論する。高速回転する超低温の原子核における大振幅集団現象にも触れる。

目次

1．はじめに

絶対温度ゼロの超低温状態にある原子核における低励起集団励起モードは有限量子多体系としての原子核に特有な様相を呈する。これらの集団励起モードの本質を理解するためには大振幅集団運動を記述できる微視的理論を構築することが不可欠である。量子多体理論としてしっかりとした基礎をもち、かつ、現実の実験データの分析、実験への予言能力をもった実用的な理論が求められる。そのような基礎的かつ実用的な微視的理論を構築するという目標に向かって様々な新しい概念が提案され、これまでに着実な進展があった（レビューとして例えば [1] が参考になる）。しかし、その目標は未だ達成されておらず、原子核構造物理学における極めてチャレンジングな研究分野として残されている。

この小論では、超低温の原子核における大振幅集団運動の典型例として、最近の実験で続々と発見されている多様な変形共存現象を中心に、大振幅集団運動の微視的理論の基本

概念と現在までの到達点および未解決問題をレビューする。更に、高速回転する超低温状態 (イラスト線近傍の励起状態）も含めて、大振幅集団運動理論の適用が待たれている大振幅集団現象の具体例をいくつか挙げる。この小論はこの分野の公平なレビューではなく、将来に向けてとりわけ重要な未解決問題と著者たちが考えている研究テーマを論じたものなので、参考文献は、論旨に直結したごく少数のレビューと原著論文に限ったことをお断りしておく。いうまでもなく、自発核分裂をはじめとする多様な核分裂現象やポテンシャル障壁以下の低エネルギーでの核融合反応の多体ダイナミクスを非線形・非平衡物理の観点から微視的に研究することは大振幅集団運動論の究極の目標ともいえるが、これらを正面切って論ずることは将来への宿題として残しておく。

２．大振幅集団運動としての変形共存/混合現象

2.1 変形共存現象とは

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（近似的に縮退して）共存する現象である。図１に概念図と実験データの一例を示す。近年、この様な変形共存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 (レビューとして例えば [2, 3]、最近の実験データの例は [5, 4, 6])。

2.2 小振幅近似を超える必要性

「原子核の形」は量子多体系に対して Hartree-Fock-Bogoliubov(HFB) 理論などの自己無撞着平均場近似を適用して得られた「平均場の形」として定義される半古典的・巨視的概念である。通常、「形」の量子力学的固有状態というものは考えない。当然, 原子核は平均場の平衡点まわりの多様な量子力学的振動モードを示し、これらは実際に低励起集団スペクトルとして観測されている。平均場の平衡点が一つしかなく振動モードの振幅が小さい場合には, それらを平衡点まわりの調和振動ないし非調和振動として記述することができる。この目的には量子多体論の標準的な手法である Random Phase Approximation (RPA) やそれを超伝導状態に拡張した quasiparticle-RPA (QRPA)、更に、(Q)RPA で得られた基準モードの生成・消滅演算子の冪展開によって非調和効果を記述するボソン展開法などの理論 [7, 8] が使える。一方、平均場の平衡点が二つ以上存在し、それらが同じエネルギー領域で競合する場合には異なる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りうる。この状況はもはや一つの HFB 平衡点に基づく摂動的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。

2.3 場の量子論の観点

このトンネル現象は一粒子が外場によってつくられたポテンシャル障壁をトンネル効果

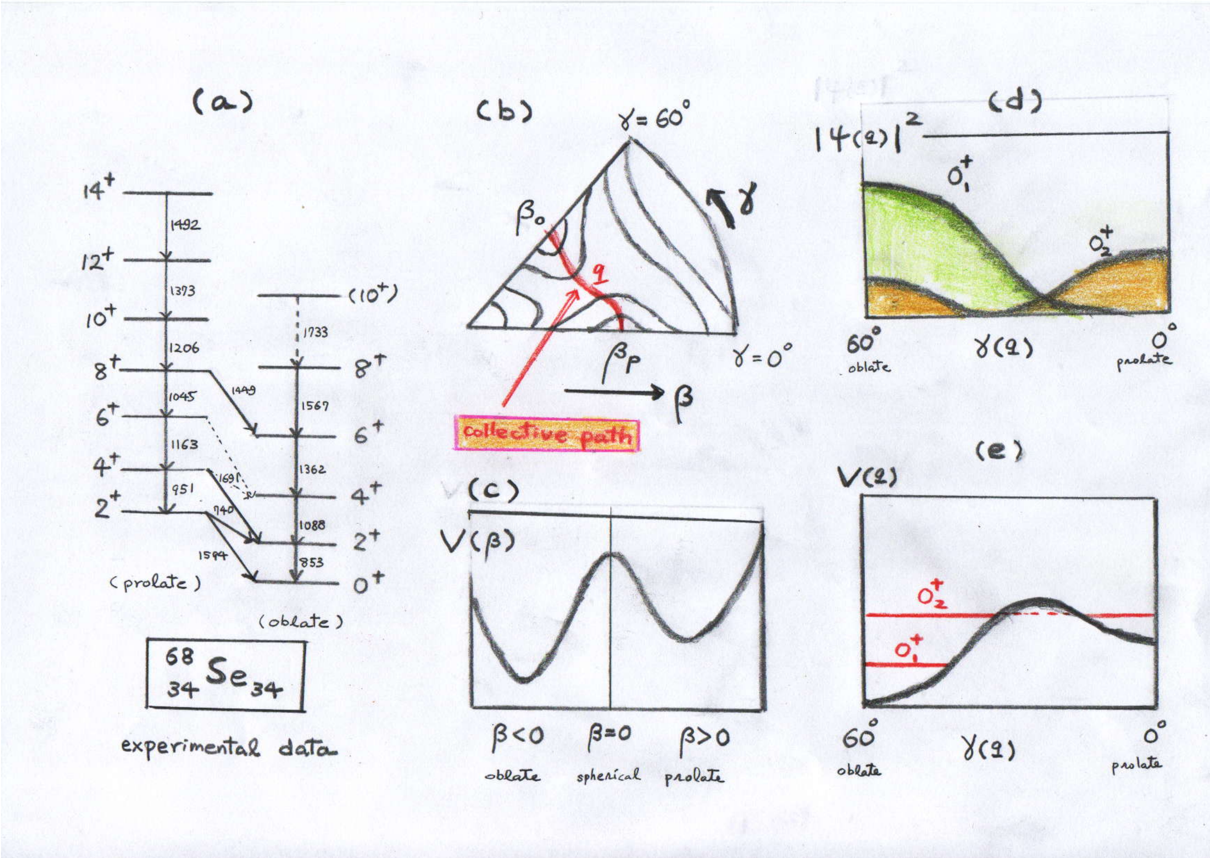

図 1: オブレート-プロレート変形共存現象の概念図および実験データの一例。(左) ４重極変形パラメター (β,γ) 平面での集団ポテンシャル、(中) 集団ポテンシャルの γ 依存性および基底および励起 0^+ 状態の集団波動関数の一例のイラスト図。(右) ^{68}Se の低励起スペクトル (実験データの簡潔な提示)。

で透過する場合と異なり, フェルミオン多体系の巨視的量子現象である。ポテンシャル障壁自体が自己束縛した多体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。有限量子系である原子核においては、無限系と異なり場の量子論の異なった真空が厳密には直交せず、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あり、実際に量子スペクトルとして観測することができる。変形共存現象は励起スペクトルとそれらの間の電磁的遷移の性質をつうじて、多体トンネル現象の微視的ダイナミクスを理解する絶好の機会を提供しているのである。

2.4 オブレート-プロレート変形共存の面白さ

多体トンネル効果の具体例として、平均場が空間反転対称性を破った西洋梨 (８重極) 変形している場合がよく知られている。このとき、エネルギー固有状態は２つの縮退した

HFB 平衡点周りの振動の重ね合わせとなり、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。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な集団自由度を通じて混合するか、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。

2.5 不思議な 0^+ 状態

球形、オブレート変形、プロレート変形、非軸対称４重極変形の共存現象に関連して不思議な 0^+ 状態の問題がある。典型例として ^{72}Ge の異常 0^+ 状態が古くからよく知られている [3]。偶偶核の第１励起状態のスピン・パリティはほとんどの場合 2^+ であるが、この核では第 1 励起 0^+ 状態のエネルギー 0.69 MeV は第 1 励起 2^+ 状態の 0.83 MeV より低い。この状態の性格は未だよく分かっていない。核構造における未解決問題のひとつである。この周辺の原子核における第１励起 0^+ 状態の振舞いを系統的にみると、 $g_{9/2}$ shell が詰まり始める N=40 近傍で励起エネルギーが極小となっている (図 2)。球形の平衡点からの非調和振動の描像に基づいたボソン展開法を用いた微視的計算 [9, 10] によると、４重極振動 2^+ フォノンが 2 個励起して角運動量ゼロに結合した状態は中性子の対ギャップの振動である対振動モードと非常に強く結合する。このモード・モード結合は N=40 の sub-shell 近傍で著しく強くなり、その結果として 第１励起 0^+ 状態のエネルギーが異常に下がり得る。一方で、これらの第１励起 0^+ 状態は現象論的に変形共存の描像で解釈されることも多い [11]。二つの描像の関係は分かっていない。広範な原子核に亘って実験データを眺めれば、多くの低励起 0^+ 状態の性質は実は謎ばかりであることがわかる。低励起 0^+ に対する最近の実験データ（例えば [12]) はこれらの集団励起モードが「球形核の非調和 4 重極振動」や「軸対称４重極変形核の β 振動・対振動」といった伝統的描像ではとらえきれない未知の新しい物理を含んでいることを強く示唆している。

３．原子核における低励起集団励起モードの特質

よく知られているように、中間質量および重い偶偶核の低励起スペクトルで主役を演じている低振動数のゆっくりした４重極振動モード (４重極ソフトモード）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。これらの集団モードは有限量子多体系としての原子核に特有な性質を示し、特に、量子相転移領域では振動の振幅が著しく増大する。この章では、低励起集団励起モードの理解を目指す研究の大きな流れの中に変形共存現象を位置づけ、これらの現象を記述できる大振幅集団運動の微視的理論を構築することが必要である理由を説明する。

3.1 変形シェル構造

原子核が極めて豊かな構造を示す重要な要因の一つは、有限量子系の平均場に於ける１

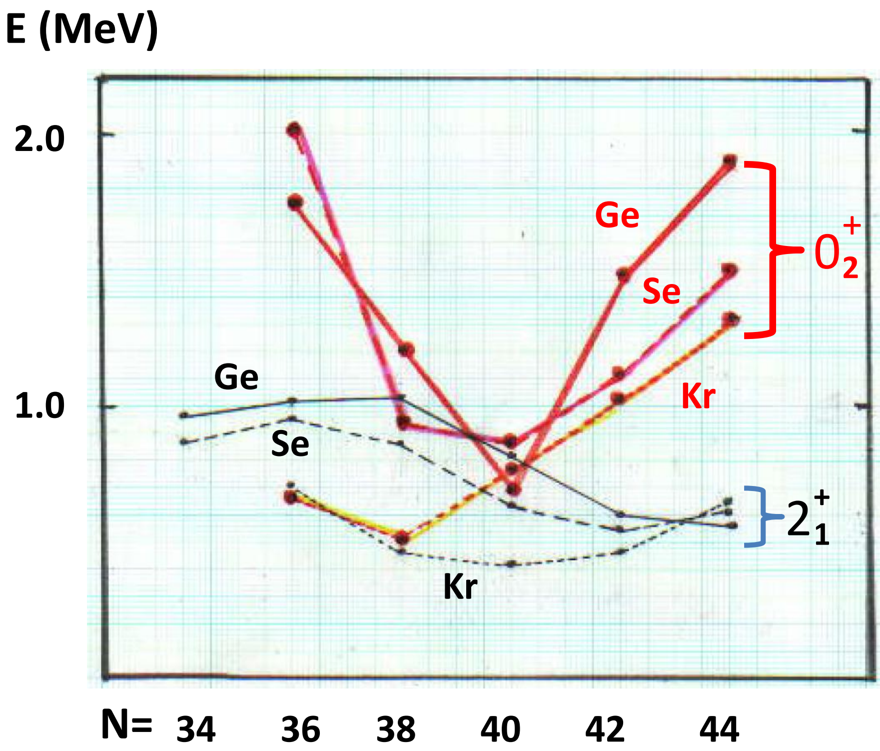

図 2: Ge, Se, Kr アイソトープにおける第 1 励起 0^+ 状態の励起エネルギーの中性子数依存性 (実験データをまとめたもの)。

粒子波動関数が多様な個性をもつことである。1粒子スペクトルはシェル構造と呼ばれる秩序ある構造（エネルギー疎視化された1粒子準位密度における規則的な振動パターン）を形成する。フェルミ面での一粒子準位密度が低いと、その原子核の結合エネルギーは大きくなる。このようなシェル構造に起因する結合エネルギーはシェルエネルギーと呼ばれている。シェル構造パターンは平均場の形が変化するにつれて変化する。ある原子核のフェルミ面での1粒子準位密度が球形で高ければ、この原子核は変形しそれが低くなる形を取ろうとする。異なった変形シェル構造が同じ程度の結合エネルギーの利得をもたらす場合には、異なった形をもち近似的に縮退した複数の HFB 平衡点が現れる。

3.2 対相関と準粒子

「平均場と1粒子運動モードは集団現象である」という点を強調しておく必要がある。すなわち、Hartree-Fock(HF) 近似などで得られる自己無撞着平均場 (self-consistent mean field) は強く相互作用している核子集団が共同して生み出す集団的秩序を表現している。

「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ー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ーの凝縮によって準粒子の励起エネルギーは大きくなる（「素粒子」が質量を獲得するメカニズム [13]）。HFB 理論はクーパーペアーの凝縮と HF 平均場の形成を統一的に記述することの出来る一般化された平均場理論である [7, 8, 14]。

3.3 対称性の自発的破れと回復

有限量子系の平均場は何らかの対称性を自発的に破っている。球形シェルモデルといえども並進対称性を破っている。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．例えば、球対称性を破ることによって変形シェルモデルが導入された。粒子数（ゲージ対称性）を破ることによって超伝導 BCS 理論の Bogoliubov 準粒子の概念が導入された。これらの例からわかるように、対称性を自発的に破って得たものとは「一般化された１粒子モード」の概念である。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ともいえる。平均場が連続対称性を破ると、破られた対称性を回復する集団運動（Anderson-Nambu-Goldstone モード）が現れる [13, 15, 16]。原子核の回転運動はその典型例である。それは平均場が破った回転対称性を回復する集団モードである [17, 18]。軸対称性も破られると更に豊富な回転スペクトルが現れる。このように、「一般化された１粒子モード」と「対称性を回復する集団運動」の概念は表裏一体の関係にある。このことを端的に示す好例は球形平均場に対するシェルモデルを回転する変形場に拡張した回転系シェルモデル [19] である。このモデルは 1970 年代から急速に発展した高スピン状態の研究のなかで構築され、現代的な核構造論の標準的なモデルとなっている。回転系シェルモデルを用いることによって、「回転する平均場の中での１粒子運動」と「原子核の全体としての回転運動」の相互作用が織りなす多彩なイラスト・スペクトルを簡明なかたちで記述することができる。「対称性の自発的破れによって生じた１粒子モード」と「破られた対称性を回復する集団モード」が織りなす量子スペクトルを詳細に研究できることは核構造物理学の魅力のひとつである。原子核のような空間的に局在した有限量子系はこのような研究ができるユニークで貴重な機会を提供している。

3.4 オブレート-プロレート非対称性の起源

ここで次の点に注意が必要である。平均場が球対称性を自発的に破って平衡点での軸対称変形度 β が有限の値をもつようになったとしても、それだけではよく知られた回転スペクトルを生ずるとは限らない。すなわち、角運動量 I をもつ励起状態の回転エネルギーが $I(I+1)$ に比例するためにはその平衡点が非軸対称変形自由度 γ に関して十分深い極小となっていることが必要である。軸対称変形パラメター β に関して変形ポテンシャル曲線を描くと多くの場合、オブレート変形をもつ極小点とプロレート変形をもつ極小点が得られるが前者は非軸対称変形 γ に対して不安定で実は鞍点になっている場合も多い。両者とも安定な極小になっている場合でも、変形ポテンシャル曲面において両者を分離するポ

テンシャル障壁の高さが非軸対称変形 γ に関して十分高く量子力学的トンネル運動による両者の混合が抑制される必要がある。あるいは、両者の変形エネルギーの差（オブレート変形とプロレート変形の非対称性）がこのトンネル効果を抑制するほど十分大きくなければばならない。そうでないと、非軸対称変形 γ に関する大振幅集団運動が起こって、オブレート変形状態とプロレート変形状態の identity は失われる。これが γ ソフトといわれる状況である。このような状況とオブレート-プロレート変形共存が実現する状況、および、それらの中間的な状況を統一的に記述できる微視的理論の開発が求められている。オブレート変形とプロレート変形の非対称性の原因（なぜプロレート変形した原子核がオブレート変形した原子核よりはるかに多数観測されているのか、など）は低励起集団スペクトルの理解にとって極めて重要であるにもかかわらず、非対称性が生ずる微視的起源はよく理解されているとは言えない。この問題に対して最近、Hamamoto-Mottelson は原子核に特有な平均場の表面効果が変形シェル構造のオブレート-プロレート非対称性をもたらす可能性を示唆している [20]。変形シェル構造が形成される動力学的起源を理解するための一つの有力なアプローチとして、トレース公式をもちいたシェル構造の半古典論がある [21, 22, 23]。このアプローチをこの問題に適用して、より一般性のある、より深い理解を試みることは大変意義深いことと思われる。いずれにせよ、オブレート-プロレート非対称性の微視的起源は原子核構造論における基礎的な未解決問題の一つであると言えよう。

3.5 平均場の時間変化としての集団運動

原子核の振動・回転運動は一般化された平均場の時間変化として記述できる。よく知られているように、このことは Bohr-Mottelson の統一モデルの基本アイディアである [17, 24]。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。また、時間依存 HFB 理論 (TDHFB) を大次元ハミルトン力学系の理論として厳密に定式化できることも分かっている [25, 26, 27, 28]。原子核が一般化コヒーレント状態の時間発展として記述できるような振動・回転運動をするということは「量子系における古典的性質の emergence (創発)」の分り易い具体例である。時間変化する (一般化された) 平均場理論において、平衡点まわりの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 RPA と（これを超伝導状態に拡張した）QRPA であり、これらが集団運動の微視的理論の出発点となった。(Q)RPA の最大の長所は量子多体系の極めて多数の微視的自由度から出発して集団座標の微視的構造を理論的に決定できることである。先に強調したように、有限量子系における平均場はシェル構造をもち、(粒子-空孔配位数あるいは 2 準粒子配位数に対応した) 膨大な微視的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モードと巨大共鳴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。巨大共鳴モードは小振幅の振動運動なので (Q)RPA でよく記述できる。

3.6 大振幅集団運動の微視的理論の必要性

巨大共鳴と異なり、低励起４重極集団モードは一般に非調和性（非線形性）が極めて強く、小振幅近似を超えた取り扱いが必要である。オブレート-プロレート共存/混合現象はその典型である。また、古くから良く知られているように、球形から４重極変形への量子相転移の転移領域にある原子核、すなわち、平均場の球対称性が破れる寸前にある原子核や対称性の破れが弱い場合には振動の振幅が著しく大きくなる。広い転移領域が存在し多様な励起スペクトルが観測されるのは原子核のような有限量子系に特有なことであり、量子相転移の過程を低励起スペクトルの研究を通じて詳細に調べる絶好の機会を与えてくれている。これらの現象を記述するためには小振幅近似である QRPA を超えた理論が必要になる。上で述べたように、シェル構造と対相関が低励起４重極モードの集団性の形成とこれらの性質を決定する上で本質的な役割を果たしているから、これらの集団モードを記述するためにはシェル効果と対相関を取り入れた大振幅集団運動の微視的理論を構築する必要がある。QRPA の利点は膨大な２準粒子 (粒子-空孔) 励起自由度のコヒーレントな重ね合わせとして集団自由度を導出できることであった。QRPA のこの利点を保持し拡張する形で大振幅集団運動の微視的理論を構築できれば素晴らしい。QRPA のもうひとつの利点は時間変化する平均場という半古典的描像に基づくと同時に、場の理論の new Tamm-Dancoff 近似としても定式化できる量子論であることである。我々の目標は量子スペクトルと遷移を記述することのできる大振幅集団運動の量子論を構築することである。したがって、微視的に導出された集団座標の量子化の根拠を明確にするためにも、小振幅の極限で QRPA に帰着するように理論を構築することが望ましいであろう。　以下では、この目標に向かっての様々な試みとそれらの問題点をごく簡単にレビューする。

４．集団運動の微視的理論の問題点

4.1 ボソン展開法

非線形振動を取り扱う実用的で優れた微視的方法のひとつとしてボソン展開法がよく知られている。ボソン展開法は球形から４重極変形の量子相転移領域を含めて広範な原子核の低励起４重極スペクトルの解明に用いられ大きな成果を上げてきた [29]。このアプローチは球形平均場での QRPA によって振動運動を記述する集団座標と集団運動量の微視的構造を決定し、これらに対応するボソン演算子の冪級数展開で非調和効果を表現するという意味で摂動的アプローチといえる。 振動の振幅が益々大きくなり、球形で定義された集団変数の微視的構造そのものが振動運動につれて変化するほど非線形効果が成長するような状況を記述するためには非線形効果を非摂動的に扱うことの出来る微視的理論を構築することが望まれる。

4.2 生成座標の方法 (GCM)

生成座標の方法では（生成座標の値が異なる）多数の平均場の重ね合わせとして集団運

動状態を記述する。４重極集団運動への適用では、例えば、4 重極モーメントによって定義される変形パラメターが生成座標として選ばれる。この方法は角運動量射影や粒子数射影と組み合わせて広く用いられている [14]。生成座標法から出発し、異なった平均場状態の重なり積分をガウス近似することによって Bohr-Mottelson 集団シューレーディンガー方程式を導くこともできる。このアプローチにおける長い間の未解決問題の一つは実数の生成座標のみを使って求められた集団質量（慣性関数ともいう）の信頼性である。この方法を重心運動に適用した場合、得られた集団質量が正しい慣性質量と一致するためには複素数の生成座標を用いなければならないことがわかっている。生成座標を複素数にすることは座標と運動量の両方を生成座標とすることに対応する [7]。このアプローチにおけるもう一つの重要な問題は何を最適な生成座標として選ぶか、という問題である。かって Holzwarth-Yukawa[30] は最適な生成座標を変分的に決定することを試み、このようにして得られた最適な集団経路は変形ポテンシャルの谷（valley）を走ることを示した。この仕事は、以下で述べる時間依存 TDHF 法に基づいて大振幅集団運動の微視的理論を構築しようという試みを刺激した。

4.3 時間に依存する Hartree-Fock (TDHF) 理論

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 [25]。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、量子スペクトルは与えられない。一方、RPA 理論は TDHF 理論の小振幅近似として導出できるが量子論であり、多数の粒子-空孔励起のコヒーレントな重ね合わせとして集団振動モードが形成される微視的機構を記述できる。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論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。

4.4 断熱的 TDHF (ATDHF) 理論

ATDHFB 理論の源流は 1960 年代の Belyaev[31] や Baranger-Kumar[32] の仕事にまで遡る。彼らは時間変化する平均場の描像に基づき、4 重極集団運動の集団質量とポテンシャルエネルギー曲面を集団変数 β や γ の関数として微視的に計算して重い原子核の低エネルギースペクトルを議論した。これらの仕事では微視的ハミルトニアンとして Pairing+Quadrupole force モデル [33] が用いられた。このアプローチは 1970 年代になって Baranger-Vénéroni[34], Brink[35], Goeke-Reinhard[36] などによって ATDHF と呼ばれる一般性のある理論として定式化され、任意の有効相互作用に対して適用できるようになった。ATDHF では大振幅集団運動の速度は小さいと仮定して時間変化する密度行列を集団運動量に関しては冪展開し、２次の項まで考慮する。このことを断熱近似と呼んでいる。

集団座標は密度行列の時間発展を記述するパラメタとして導入されている。

ATDHF と呼ばれる理論にはもうひとつ Villars[37] によるアプローチがある。Villars 理論は集団座標をパラメタとして持ち込むのではなく、時間依存変分原理に基づいて最適な集団座標を自己無撞着に決定する方程式を提案しているという意味で Baranger-Vénéroni[34] より野心的な試みといえる。しかし、この理論は集団径路（集団多様体）を決定する基本方程式の解がユニークに定まらないという理論的困難に直面した。この困難の根源はその後 Mukherjee-Pal[38] や Klein-Do Dang-Bulgac-Walet によって深く分析され (例えば [39])、集団運動量に関する展開の 2 次まで項を consistent に取り扱うことによって解決できることが示された。同時に、彼らは非集団的自由度と最大限に decouple した集団経路は TDHF 理論に付随する多次元配位空間の谷 (valley) と非常に良い近似で一致することを明らかにした。

4.5 自己無撞着集団座標 (SCC) の方法

断熱性を仮定せず集団座標と集団運動量を対等に取り扱う理論を構築しようという試みは Rowe[40] や Marumori[41] によって開始され、丸森・益川・栗山・坂田によって Self-Consistent Collective Coordinate (SCC) 法 [42] として定式化された。これは時間変化する平均場の描像に基いて、現象論的に導入されていた集団座標や集団運動量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。この理論は集団運動と非集団運動の maximum decoupling を指導原理として、 集団多様体を微視的に決定する原理的な方程式を与えた。この理論では「大次元 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」が集団運動の微視的理論の目標として明確に設定されている。すなわち、集団座標は座標系の選択に依存するが集団経路 (集団多様体) は座標系の変換に対して不変な幾何学的実体 (geometrical object) である。「座標系の選択に依存しない集団運動の理論」というアイディアは同じ頃 Rowe[43] や山村-栗山 [27] などによっても展開された。これらの研究は集団運動の基礎概念に大きな転換をもたらしたといえる。残念ながら,SCC 理論の基本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、超伝導状態を取り扱えるように時間依存 HFB 理論 (TDHFB) に基づく SCC 法が開発され [44]、様々な非調和振動に適用され大きな成果をあげた (例えば [45, 46, 47])。2000 年、松尾たちは SCC 法の基本方程式を集団運動量に関する展開で解く新しい手法を開発した [48]。これを Adiabatic SCC 法 (ASCC 法) と呼ぶ。この新しい方法を用いると ATDHF 法の困難も解決される。類似した理論は Klein-Do Dang-Bulgac-Walet アプローチ [39] に基づいて Almehed-Walet[49] によっても展開された。　ただし、彼らの論文では TDHFB 状態におけるゲージ不変性 (粒子数保存則）の破れを回復する方法が与えられていない。そこで、次章では ASCC 法のゲージ不変な定式化に即して大振集団運動の微視的理論の基本概念をごく簡潔にまとめる。

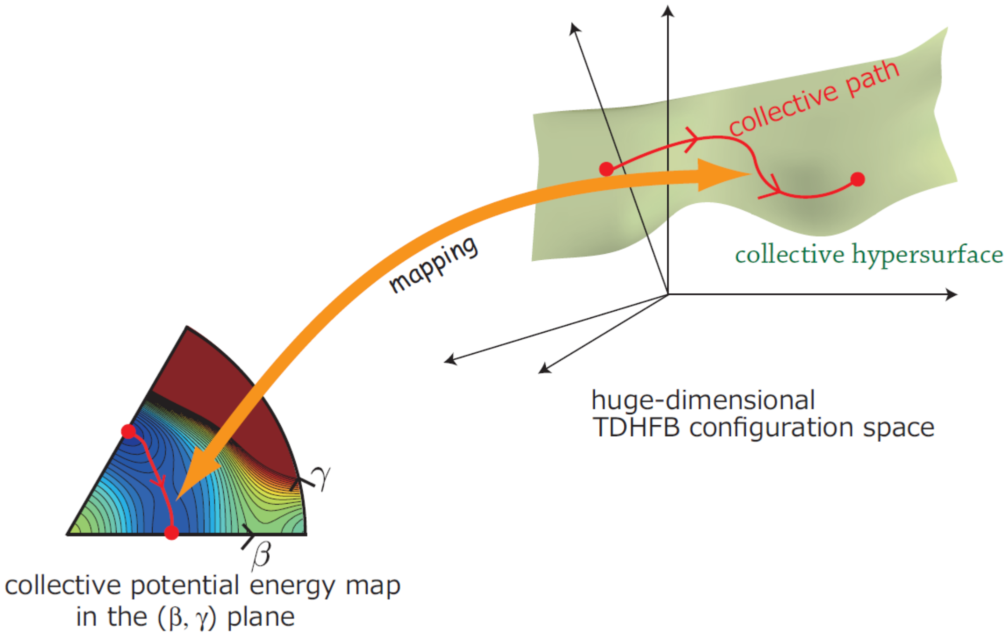

図 3: TDHFB 配位空間における 2 次元集団超平面と 1 次元集団径路、および、それらの 4 重極変形 (β, γ) 面への写像の概念図。

5．大振集団運動の微視的理論の基本概念

5.1 集団多様体の抽出

前にも触れたように、時間依存 HFB 理論 (TDHFB) は大次元ハミルトン力学系と等価であり、TDHFB 状態はこの TDHFB 位相空間のなかでトラジェクトリーを描く。対称性の制限を課さない場合、この TDHFB 位相空間の次元は TDHFB 状態に伴うあらゆる 2 準粒子状態の総数の 2 倍という膨大なものとなる。大振幅集団運動の微視的理論の最初の目標はこの巨大自由度の TDHFB 位相空間のなかに少数の集団座標と集団運動量の組で記述される集団多様体を抽出することである (図 3)。ひとたび、このことに成功すれば、直ちに集団ハミルトニアンが決まり、それを正準量子化することによって集団運動に対するシュレーディンガー方程式を得ることが出来る。

5.2 大振幅集団運動の理論の基本方程式

これまで多くの論文で TDHF 描像に基づいて大振幅集団運動が論じられてきた。これらの枠組みを超伝導状態にある原子核に拡張することは straightforward であるとよく言われるが実はその拡張はあまり trivial でない。HFB 理論の平衡状態に対してはゲージ不変性 (粒子数保存則）の破れを回復する方法が知られているが [16]、これを非平衡状態である TDHFB 状態に拡張する必要があるからである。そうしなければ大振幅集団運動は粒子数揺らぎモードと混合して物理的に意味のない結果をもたらす恐れがある。ゲージ不変性の要請を満たす大振幅集団運動の微視的理論は以下のような筋書きで構築できる。まず、ＴＤＨＦＢ状態の時間発展が大振幅集団運動の集団座標 $q(t)$ 集団運動量 $p(t)$ によって記述できると仮定する。簡単のため、それらは一組とする。超伝導状態の記述には粒子数変数 $n(t)$ とそれに共役なゲージ角 $\varphi(t)$ を導入する必要がある（実際には陽子と中性子それぞれ対してこれらの変数を導入する)。これらの集団変数を用いて TDHFB 状態は次のように書けると仮定する。

$$|\phi(q,p,\varphi,n)\rangle = e^{-i\varphi\tilde{N}}\,|\phi(q,p,n)\rangle\,, \tag{1}$$

$$|\phi(q,p,n)\rangle = e^{ip\hat{Q}(q)+in\hat{\Theta}(q)}\,|\phi(q)\rangle\,. \tag{2}$$

この式ではゲージ角 φ に伴う対回転自由度を顕わに示した。状態 $|\phi(q,p,n)\rangle$ は対回転に対する内部状態とみなせる。一方、$|\phi(q)\rangle$ は大振幅集団運動の座標 $q(t)$ での内部状態を表わし、moving-frame HFB 状態とよばれる。これらの表式で $\hat{Q}(q)$ と $\hat{\Theta}(q)$ は無限小生成演算子と呼ばれる一体演算子、$\tilde{N}$ は粒子数演算子 $\hat{N}$ から期待値 $N_0 \equiv \langle\phi(q)|\,\hat{N}\,|\phi(q)\rangle$ を差し引いたもの、$\tilde{N} \equiv \hat{N} - N_0$ であり、また粒子数変数 n は $n \equiv N - N_0 \equiv \langle\phi(q,p,n)|\,\hat{N}\,|\phi(q,p,n)\rangle - N_0$ と定義されている。

未知の演算子 $\hat{Q}(q), \hat{\Theta}(q)$ と moving-frame 状態 $|\phi(q)\rangle$ を時間依存変分原理を満足するように決めよう。

$$\delta\,\langle\phi(q,p,\varphi,n)|\, i\frac{\partial}{\partial t} - \hat{H}\,|\phi(q,p,\varphi,n)\rangle = 0. \tag{3}$$

ここで $\hat{H}$ は微視的ハミルトニアンである。この式を集団運動量 p と粒子数変数 n に関して冪展開し、p の 2 次まで考慮することによって

moving-frame HFB 方程式

$$\delta\,\langle\phi(q)|\,\hat{H}_M(q)\,|\phi(q)\rangle = 0, \tag{4}$$

moving-frame QRPA 方程式（local harmonic equations）

$$\delta\,\langle\phi(q)|\,[\hat{H}_M(q),\hat{Q}(q)] - \frac{1}{i}B(q)\hat{P}(q)\,|\phi(q)\rangle = 0, \tag{5}$$

$$
\begin{aligned}
\delta \langle\phi(q)|[\hat{H}_M(q), \frac{1}{i}\hat{P}(q)] - C(q)\hat{Q}(q) \\
&- \frac{1}{2B(q)}\left[\left[\hat{H}_M(q), \frac{\partial V}{\partial q}\hat{Q}(q)\right], \hat{Q}(q)\right] \\
&- \frac{\partial \lambda}{\partial q}\tilde{N}\,|\phi(q)\rangle = 0,
\end{aligned} \tag{6}
$$

が得られる。ここで $\hat{H}_M(q)$ は系とともに運動する座標系でのハミルトニアン (moving-frame Hamiltonian)

$$
\hat{H}_M(q) = \hat{H} - \lambda(q)\tilde{N} - \frac{\partial V}{\partial q}\hat{Q}(q). \tag{7}
$$

である。$\hat{P}(q)$ は $|\phi(q)\rangle$ を変位させる演算子で

$$
|\phi(q+\delta q)\rangle = e^{-i\delta q\hat{P}(q)}\,|\phi(q)\rangle\,. \tag{8}
$$

によって定義される。$C(q)$ は

$$
C(q) = \frac{\partial^2 V}{\partial q^2} + \frac{1}{2B(q)}\frac{\partial B}{\partial q}\frac{\partial V}{\partial q}. \tag{9}
$$

である。$C(q)$ と $B(q)$ は集団座標が q の点で moving-frame QRPA 方程式を解いて得られる局所的な固有モードの振動数 $\omega(q)$ と $\omega^2(q) = B(q)C(q)$ という関係にある。これらの方程式は曲率 $C(q)$ が負で振動数 $\omega(q)$ が虚数となる領域でも成立することに注意しよう。式 (6) における二重交換子の項は無限小生成演算子 $\hat{Q}(q)$ の q 微分に由来し、集団経路の curvature を反映している。

これらの方程式の解として無限小生成演算子 $\hat{Q}(q)$ と $\hat{P}(q)$ の微視的構造が決まる。つまり、$\hat{Q}(q)$ と $\hat{P}(q)$ を $|\phi(q)\rangle$ に関して局所的に定義された準粒子の生成・消滅演算子の bilinerar form として explicit に表現することができる。集団ハミルトニアンは

$$
\mathcal{H}(q,p,n) = \langle\phi(q,p,n)|\,\hat{H}\,|\phi(q,p,n)\rangle = V(q) + \frac{1}{2}B(q)p^2 + \lambda(q)n, \tag{10}
$$

と書ける。ここで、$V(q)$ は集団ポテンシャル、$B(q)$ は集団運動に対する慣性を表す集団質量の逆数、$\lambda(q)$ は化学ポテンシャルである。いずれも集団座標 q の関数であることに注意。

大振幅集団運動理論の基本方程式 (4) と (5), (6) は $\partial V/\partial q = 0$ を満足する平均場の平衡点でそれぞれ HFB 方程式、QRPA 方程式に帰着する。すなわち、この理論は HFB-QRPA 理論の非平衡状態への自然な拡張になっている。

5.3 拘束 (constrained) HFB 方程式との相違

Moving-frame TDHB 方程式は拘束 (constrained) HFB 方程式と類似しているが、拘束演算子に対応する無限小生成演算子 $\hat{Q}(q)$ は集団座標 q の各点で moving-frame QRPA 方

程式の局所的な解として $\hat{P}(q)$ と対になって自己無撞着に決定されることに注意しよう。したがって、理論の外から与えられる拘束演算子と異なり、これらの演算子の微視的構造は集団座標 q に依存して変化する。つまり、核子の多体系が集団座標 q の各点で局所的に最適な「拘束演算子」を決定しながら大振幅集団運動の経路を進んでいく、という構造になっている。集団変数の組 (q,p) が 2 個以上ある場合には上記の方程式を拡張して、多次元 TDHFB 配位空間に埋め込まれ、少数の集団変数の組で記述される集団超曲面（collective hypersurface) を抽出することが課題となる。広い空間に埋め込まれた超曲面上の集団運動に対するシュレーディンガー方程式を導くという課題は理論物理の広い分野で議論されている「拘束系の量子化」問題と似ている [43]。古典的な集団ハミルトニアンの量子化には多くの場合 Pauli 処方が用いられているが、「拘束系の量子化」の視点からその基礎を論じるのも面白いだろう。通常の「拘束系の量子化」問題においては拘束条件は外から与えられたものであるが、私達が抽出しようとしている集団超曲面は量子多体系が自らの動力学の結果として自発的に生み出すものである。この意味で原子核における大振幅集団運動理論の構築は理論物理の広い分野に独自の貢献をもたらすと期待できる。

5.4 対回転自由度に関するゲージ不変性

時間依存 HFB 描像に基づいて大振幅集団運動の微視的理論を定式化するために解決しなければならない重要な問題は HFB 近似で破られた粒子数保存則（ゲージ不変性）をどのようにして回復するか、である。よく知られているように、QRPA の利点のひとつは粒子数保存を回復するゼロ・エネルギーの Anderson-Nambu-Goldstone モードと他の振動モードの分離が保障されていることである [16]。どのようにしたら HFB 平衡点で成立しているこの概念を非平衡の HFB 状態にまで拡張できるか。このように問題を設定すると、解決の手掛かりが得られる。TDHFB 状態 (2) におけるゲージ角 φ は集団座標 q の各点で局所的に任意に選ぶことができる、ということに注目しよう。このため、ASCC 理論の基本方程式はゲージ角 φ の回転変換に関するゲージ不変性をもっている。ゲージ角を回転させる無限小生成演算子 $\hat{\Theta}(q)$ も $\hat{Q}(q)$ や $\hat{P}(q)$ と同様にして決定できて、（表式 (10) では省略されているが）集団ハミルトニアンにおける粒子数変数 n に関して 2 次の項も簡単に求めることができる。そうしておいて、粒子数保存条件より $N = N_0$ すなわち $n = 0$ と置くのでこの項はエネルギーに寄与しない。それにも拘わらず対回転自由度（ゲージ不変性）を考慮することは実用上も極めて重要である。ゲージ不変性の存在は実際の数値計算に於いて適切なゲージ固定条件を与えなければならないことを意味するからである（実用上便利なゲージ固定条件については文献 [50] 参照)。

6．大振集団運動の微視的理論における未解決問題

6.1 平均場の time-odd 成分の集団質量への寄与

大振幅集団運動に対する現今の微視的計算では多くの場合、拘束 HF+BCS 近似によっ

て集団ポテンシャル面が計算され、集団運動の運動エネルギーを決定する集団質量にはクランキング (cranking) 質量が用いられている。クランキング質量は断熱摂動論 (adiabatic perturbation) によって導出される [51] が、この取り扱いでは平均場の time-odd 成分の効果が無視されている。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, 一粒子運動の有効質量と集団運動の質量を自己無撞着に取り扱うためにもこの成分は欠かせない。ASCC 方程式を解いて集団質量を計算すれば、この time-odd 成分の効果を自己無撞着に取り入れることが出来る。一方、実数の生成座標を用いた生成座標法から出発し、重なり積分をガウス近似 (GOA) することによって集団シュレーディンガー方程式を導出できることが知られている。このようにして計算された集団質量には平均場の time-odd 成分による物理的効果が取り込めているだろうか、あるいは、取り込むためには複素数の生成座標を用いる必要があるだろうか。この点は実はよく分かっていない。集団質量は大振幅集団運動のダイナミクスを左右するので、その重要性に鑑み、いろいろな角度から分析が試みられてきたが、集団質量に対する平均場 time-odd 成分の役割は余りよく分かっているとは言えない [52]。現代的な密度汎関数理論と大振幅集団運動の微視的理論を結合し、集団質量に対する平均場 time-odd 成分の役割を解明していくことはこれからの核構造理論の重要かつ基本的な課題である。

6.2 断熱展開の意味

ASCC 法の集団質量とランキング質量にはもう一つ重要な違いがある。この違いを理解するためには、同じ adiabatic という言葉を使っているものの ASCC 法は断熱摂動論ではないことに注意する必要がある。集団運動量 p に関して 2 次まで考慮するという意味で adiabatic と言っているが、集団運動の速度が 1 粒子運動の速度に比べて非常に遅く、集団運動エネルギーが 2 準粒子内部励起エネルギーと比べて非常に小さいという仮定は必ずしも必要でない。ASCC 理論は小振幅の極限で HFB 平衡点近傍での通常の QRPA に帰着し、QRPA の大振幅への自然な拡張になっていることから分かるように、断熱摂動論では無視されている残留相互作用と moving-frame QRPA モードの振動数 $\omega(q)$ が有限である効果を取り込んでいるのである。この点を確かめるには、例えば、球対称平衡点まわりの小振幅 4 重極振動に対する QRPA 方程式を Pairing+Quadrupole force モデル [33] の場合に解いてみればよい。得られた QRPA 集団質量の表式は QRPA モードの振動数がゼロの極限でクランキング質量に帰着することが分かる。この点に関連して、ASCC 法の集団質量と Baranger-Vénéroni の ATDHFB 理論による集団質量には重要な違いがあることを指摘しておきたい。先に強調したように ASCC 法は小振幅極限で QRPA に帰着するが、ATDHFB 理論の集団質量はこの極限で QRPA 質量と異なり、(励起エネルギーの 3 乗の逆数の重みをつけた) 和則値に一致する [53]。このように ASCC 集団質量、ATDHFB 集団質量、GCM+GOA 近似による集団質量、クランキング質量はすべて異なっている。これらを比較検討することによって集団質量というものの物理的理解を深めることは今後の重要な課題として残されている。

6.3 集団質量を決める微視的ダイナミクス

大振幅集団運動の運動エネルギーの表式に現れる集団質量は（平均場の時間変化に伴って）集団座標 q が微小変化 δq しようとする傾向に抗する慣性を表す。それは集団座標 q の各点で局所的に定義される量であり、q の関数である。集団質量の大きさを決めている微視的ダイナミクスとはどのようなものであろうか？　これを明らかにすることは大振幅集団現象に対する量子動力学の中心テーマである。以下に述べるように、これまでの研究によって対相関が集団質量の決定に本質的な役割を果たしていることがわかっている。

集団座標 q の変化につれて平均場の１粒子エネルギースペクトルも徐々に変化するので、１粒子準位交差が次々と起こる (図 4)。フェルミ面近傍で準位交差が起こると集団座標 q のある値での最低エネルギー配位も変わる。この際、系は配位替えをしてよりエネルギー的に有利な配位に移れるだろうか。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。断熱性とは集団座標 q での最低エネルギー配位に移ろうとする性質、透熱性とは配位を保とうとする性質である。もしも HF 平均場に取り入れられていない残留相互作用が働かなければ、準位交差に応じて最低エネルギー配位に配置換えをすることは容易でない。例えば、フェルミ面で交差する二つの準位が異なったパリティをもっている場合、交差前後の配位を混合するためには HF 平均場が空間反転対称性を破る必要がある。しかし、HF 平均場で取り入れられていない対相互作用の効果 (対相関）を考慮すると事情は劇的に変わる。対相関が働けばフェルミ面近傍にある核子のペアーは容易に配位替えできる。フェルミオン多体系における大振幅集団運動の質量は「多粒子配位替え」のしにくさ (慣性) を表す。 つまり、慣性とは配位を保とうとする性質といえる。配位換えが起こりにくいと集団運動の集団質量は大きくなる。したがって、超伝導状態では集団質量は軽くなる。集団質量に対する対相関の役割をモデル化することによって得られるのが hopping 質量であり、エキゾチック崩壊や超変形状態の崩壊のダイナミクスの記述に用いられている [54, 55]。

実際には多粒子配位替えに加えて、１粒子波動関数が q とともに緩やかに変化する効果も集団質量に寄与するが、hopping 質量ではこの寄与は無視されている。したがって、大振幅集団運動論で得られた集団質量と hopping 質量を比較し、集団質量をもたらす微視的機構をより深く理解することが望まれる。この小論では割愛するが、断熱性と透熱性の競合の問題は集団運動の減衰と散逸の微視的起源に関わっており、活発な議論が行われてきた。しかし、まだよくわかったとはいえず、将来の大きな研究分野として触れておきたい。

6.4 オブレート-プロレート変形共存現象への適用

第 2 章で述べたように、変形共存/混合は非常に興味ある大振幅集団運動現象である。ごく最近、私達は ASCC 法を中間質量の陽子過剰核における変形共存/混合現象へ適用し、HFB 平均場のオブレート極小点とプロレート極小をつなぐ１次元集団径路を自己無撞着に決定することに成功した。続いて、３次元回転運動の慣性能率を集団径路の各点で局所的に導出し、大振幅振動運動と３次元回転運動の結合を非摂動的に考慮して低励起スペクトルを求めた [56, 57]。低励起スペクトルの性質は原子核ごとに個性的な様相を呈する

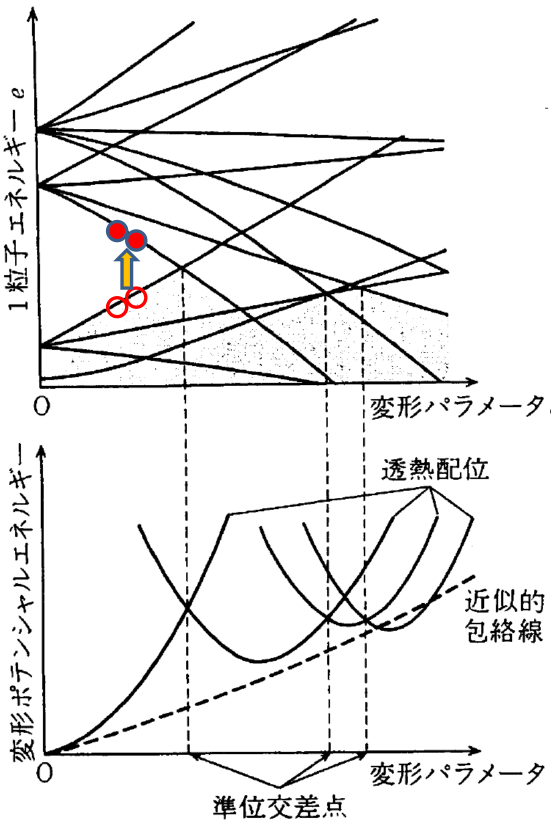

図 4: 次々に起こる準位交差と pair-hopping メカニズムについての概念図。

が、ここでは具体例として $N{=}Z$ の陽子過剰核 ^{68}Se と ^{72}Kr を取り上げよう。

図 5 に示すように、^{68}Se に対して得られた集団経路を変形パラメター (β,γ) で張られた 2 次元変形ポテンシャル面に写像すると、その経路は非軸対称変形状態を経由する谷 (valley) と良い近似で一致している。集団シュレーディンガー方程式を解いて得られた集団波動関数は非軸対称変形状態を通じてオブレート変形状態とプロレート変形状態が顕著に混合したものになっている。特に、励起 0^+ 状態の性質はこの混合に極めて敏感で、その結果、特異な振舞いをすることがわかった。このようにして、この原子核の低励起状態は理想的なオブレート- プロレート変形共存と（非軸対称変形方向への大振幅振動が主役を演じている）γ ソフトといわれる状況の中間の遷移的な位置にあることが示された。一方、^{72}Kr では、図 6 に示されているように、角運動量の増大につれて集団波動関数の (β,γ) 面での局在が徐々に成長している。この計算結果は集団波動関数の局在化に回転運動エネルギーの効果が重要な役割を果たしていることを意味している。回転運動のダイナミカルな効果が局在の実現に主要な役割を果たしているというのは非常に興味ある新しい状況である。今後、このような微視的計算をもっと広範囲の原子核に対して系統的に遂行し、変形共存と混合の微視的ダイナミクスの理解をめざすことが望まれる。多様な変形共

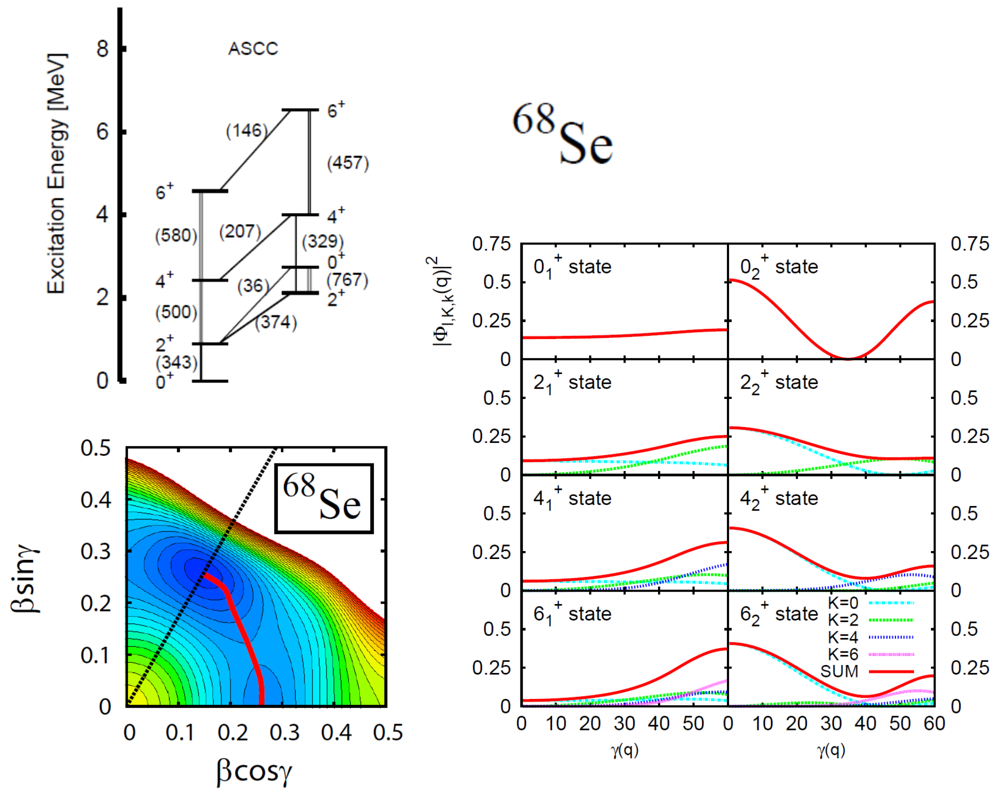

図 5: ^{68}Se に対する集団ポテンシャルの (β,γ) 面への射影と励起スペクトル。（1＋3）次元の ASCC 法による計算結果、および（2＋3）次元 CHFB+local QRPA による最新の計算結果。

存/混合現象は原子核構造に対する視野を広げ理解を深める絶好の機会を提供している。

6.5 Bohr-Mottelson 集団ハミルトニアンの微視的導出

低励起４重極集団スペクトルの理解を目指して今後取り組むべきこととしてまず、ASCC 法による微視的計算を２次元集団超曲面に拡張するという課題がある。上で述べた ^{68}Se のような場合には１次元の集団経路を用いて変形共存現象の主要な特徴を再現できたが、一般には４重極変形の振動運動を表わす集団座標は二つ必要であろう。これらは Bohr-Mottelson の現象論的集団モデルにおける変形パラメター (β,γ) に対応する。Baranger-Kumar[32] をはじめとする現在までの多くの研究によって、β 変形と γ 変形の動的結合が球形から４重極変形への転移領域にある原子核で格別に重要な役割を果たしていることが分かっている。３次元回転運動の慣性能率は大振幅振動運動を記述する２次元集団超曲面上の各点で局所的に計算すればよい。こうして、５次元の４重極集団ハミルトニアンのパラメターを

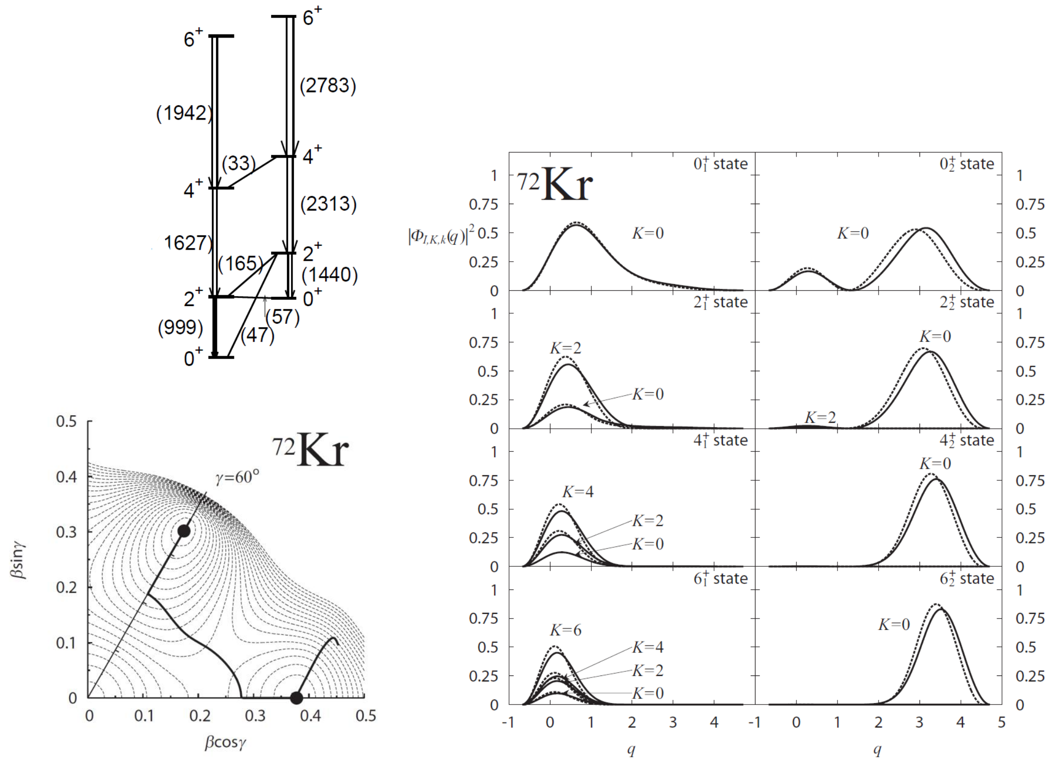

図 6: ^{72}Kr に対する集団ポテンシャルの (β,γ) 面への射影と励起スペクトル。(1＋3)次元の ASCC 法による計算結果、および(2＋3)次元 CHFB+local QRPA による最新の計算結果。

微視的に導出し、集団シュレーディンガー方程式を解いて得られる集団波動関数の性質を分析することができる。集団変数を初めから仮定することなく量子多体理論に基づいて4重極集団ハミルトニアンを微視的に導出することは核構造の微視的理論の始まった 1950 年代からの大きな目標であったが未だ未完成である(最近の研究としては例えば [58, 59] を見よ。これまでのレビューとしては [60] が便利である)。しかし、長期にわたる研究の積み上げのうえに、この目標が達成できる状況が生まれている。

6.6 高スピン状態への拡張

上記のアプローチは集団超曲面を決定した後で3次元回転運動を考慮しているので、その有効性は低スピン状態に限られると考えられる。より高スピンの状態を記述するためには集団超曲面そのものを回転運動の効果を取り入れつつ決定する必要がある。この目的の達成に向けての有望なアプローチは「回転する平均場の描像」に基づいて回転する座標系

を導入し、この回転座標系で大振幅集団運動の理論を定式化することであろう。回転運動に対して SCC 法を適用する可能性については既に幾つかの研究 [61, 62] がなされており、このようなアプローチへの手がかりはある。しかし、高速回転による原子核の内部構造の変化を取り入れて、高スピン状態での大振幅集団運動を記述することのできる微視的理論を構築することは将来に残された極めてチャレンジングな課題といえる。

6.7 現代的なエネルギー密度汎関数法との結合

広範な原子核の基底状態を正確に記述する、より良いエネルギー密度汎関数を構築する努力が現在、精力的に行われている。より良いエネルギー密度汎関数から導かれた有効相互作用を用いて大振幅集団運動の微視的計算を遂行することは将来の大きな課題である。実際の微視的計算においては、第５章で議論したように、集団座標 q の各点で moving-frame HFB 方程式と moving-frame QRPA 方程式を同時に満たす解を求める必要がある。１次元の集団経路から２次元の集団超曲面に拡張する場合、これは大規模計算となるので、効率的な数値計算アルゴリズムを開発する必要がある。計算コードの並列化や最近開発された有限振幅法 [63] の活用が考えられる。また、有効相互作用を分離型に書き換え [64]、大次元行列を対角化せずに低エネルギー固有値のみを求めるアプローチも有望かもしれない。いずれにせよ、この目標は一朝一夕に達成されるものでなく、長期に亘って一歩一歩改良を積み重ねていく必要があろう。

6.8 odd-A 核での大振幅集団運動

これまでは偶偶核を念頭において議論してきたが、odd-A 核での大振幅集団運動の記述はほとんど手が付けられていない全く未開拓の分野である。よく知られているように、（一見したところ矛盾する）集団運動と１粒子運動の概念を、「運動する平均場」の概念を中心に据えて統一的に記述することは原子核構造に対する Bohr-Mottelson モデルの中心テーマであった。集団モードと１粒子モードが織りなしてつくられる odd-A 核の低い励起スペクトルは両者の相互作用を研究する宝庫である。現象論的な Bohr-Mottelson モデルを基礎付け、更に拡張し、集団励起モードと１粒子モードを統一的に記述することのできる微視的理論を構築することは核構造論の長期にわたる基礎的課題であった。実際、Nuclear Field Theory[65] や odd-A 核に対するボソン展開法 [29] など、非調和振動として記述可能な比較的小振幅の振動モードに対しては、粒子-振動結合とその高次効果を摂動的だが系統的に記述できる微視的理論がこれまでに開発されており原子核構造論の重要な柱となっている。しかしながら、大振幅集団運動と１粒子モードを統一的に記述できる非摂動的で実用的な理論はまだ無い。そのような理論の構築は容易でないが極めてチャレンジングな課題として残されている。

７．高スピン状態における大振集団現象

大振幅集団運動の微視的理論による研究が待たれている研究テーマは核構造物理学に

限っても数えきれないくらい多い。言うまでもなく、巨視的トンネル現象としての自発核分裂など、核分裂現象を非線形・非平衡物理学の観点から微視的に研究することは大きな目標である。また、非イラスト領域に広大で未開拓な分野が広がっている。量子力学的な形の揺らぎが支配的な超低温のイラスト線近傍から離れ熱動力学的 (thermodynamical) な形の揺らぎが重要となる複合核状態（カオス領域）に入っていくにつれて大振幅集団運動の性格がどのような変貌をとげていくか、その遷移の過程を理論と実験の密接な連携によって探究することは核構造物理学の巨大な将来課題である。しかしながら、これらの大きな課題を論じることは別の機会を待つことにして、この章では、超低温・高スピン回転状態での大振幅集団現象を中心に著者たちが特に興味をもっている話題について簡単にスケッチする (この分野の最近のレビューとしては例えば [66] 参照)。

7.1 超変形状態や high-K アイソマーの巨視的トンネル崩壊

長軸と短軸の比がおよそ 2:1 に大きく変形した超変形状態の発見が現代の核構造論に大きな進展をもたらしたことはよく知られている。超変形状態の出現は劇的な変形共存現象である。多くの興味ある研究テーマがあるが、とりわけ、超変形状態から通常変形状態へのトンネル崩壊現象 [55] は大振幅集団運動の微視的理論を適用する格好のテーマである。崩壊確率に関する実験データと比較しながら１次元集団径路の概念の適用範囲や微視的に計算された集団質量の妥当性を検証することの出来る貴重な機会となる。大振幅集団運動の微視的理論を自発核分裂に適用するための試金石ともなる。

High-K アイソマーから low-K アイソマーへの崩壊現象も大振幅集団運動である [67]。この現象では平均場の形を大きく変える大振幅集団運動と（原子核に固定された主軸系から見た）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。

7.2 大振幅 Wobbling モードおよびカイラル振動

軸対称性の破れに伴って現れる新しい回転励起モードは Wobbling モードといわれ、イラスト状態からのボソン的励起として QRPA を用いて微視的に記述することが出来る [18, 68, 69]。最近そのモードが２個励起した回転バンドが観測され、ボソン近似では無視された非調和効果の重要性が示唆されている [70]。一般的に言って、Wobbling モードの振動数が小さくなり振幅が大きくなると、これを大振幅集団運動として取り扱うことが必要となる。原子核がこのような集団自由度に対してソフト化し、やがて不安定になるとどのような新しい状態が形成されるだろうか、たいへん興味ある問題である [71, 72]。

平均場が軸対称性を破った場合に起こるもう一つの新しい集団現象として最近ホットな議論を呼んでいる問題はカイラルバンドの可能性である [19]。よく知られているように、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ィティは非軸対称変形状態において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種類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。このような内部構造をもつ平均場の解が得られた場合、両者のエネルギーは縮退し、量子固有状態としてはカイラル２重項が現れる可能性がある。そのようなカイラル２重項と解釈できる回転スペクトルの有力な候補が最近いくつか見つかり、その解釈の妥当性をめぐって盛んに議論されているのである [73, 74]。しかし実際には２つの平衡点の間のポテンシャル障壁があまり高くなく、トンネル透過する大振幅集団運動（カイラル振動）が重要な役割を果たしている場合も多いと推測される。大振幅 Wobbling 振動からカイラル振動まで、高速回転する非軸対称変形核に特有な大振幅集団現象を統一的に記述できる微視的理論を開発することも将来の原子核構造論のチャレンジングな課題である。

7.3 空間反転対称性の破れに伴う大振幅振動運動

平均場が空間反転対称性を破る (８重極変形する) とパリティ２重項が現れることはよく知られている [75]。この平均場が高速回転するとパリティ２重項のエネルギー分裂の大きさが回転角運動量に依存して変化する [76]。大振幅集団運動の微視的理論を用いて、平均場の縮退した二つの平衡点の間の巨視的トンネル効果が回転角運動量にどのように依存するか調べることは面白い問題である。最近、^{220}Th の高スピンスペクトルにおいて正パリティと負パリティの回転状態が絡み合った新しい型ののバンド構造が観測され、平均場が空間反転対称性を破る量子相転移の転移領域に特有な現象である可能性が指摘されている [77, 78]。また、少なからぬ超変形状態は空間反転対称性と軸対称性を同時に破る変形自由度に対してソフトであると予想され、実際、超変形平衡点まわりの８重極型振動モードが観測されている [79, 80]。この種の集団振動自由度に対して超変形状態が不安定になり、空間反転対称性と軸対称性を同時に破った（例えばバナナのような形をした）エキゾチック超変形状態が出現する可能性もある [81, 82]。球形から４重極変形への転移領域とのアナロジーから、この種の量子相転移にも広い転移領域が存在することも考えられる。

基底状態近傍でもエキゾチック変形状態が現れる可能性がある。平均場に対称性の制限を課さない HFB 計算によれば、例えば、^{80}Zr の低励起状態に４面体変形した解が得られる [83]。ただし、この極小点は浅く、変形エネルギー曲面は非常にソフトなので、大振幅の量子揺らぎが起こると予想されている [84]。このような大振幅の非軸対称８重極振動を記述する適切な集団変数を微視的に決定し、自己無撞着に記述することも興味深い課題である。一般的に言って、ここに挙げた具体例の様な「対称性が破れかけた」または「弱く対称性が破れた」状況では大振幅集団運動の微視的理論による記述が不可欠となる。

８．まとめ

シェル構造と対相関を基盤として低励起状態における大振幅集団運動が生まれる微視的ダイナミクスを、実験と密接に連携して研究できることは核構造物理学の醍醐味であろう。大振幅４重極集団運動研究には半世紀を超える長い歴史があるが、これまでの研究の大半は現象論的であった。微視的理論を構築する試みは多くの成果をあげてきたものの多くの困難にも直面してきた。これまでの限界を克服し非摂動論的な全く新しい視点から集団多様体を決定し集団ハミルトニアンを自己無撞着に導出する展望が開けたのはごく最

近のことである。前章で触れたように、低励起４重極集団運動の他にも大振幅集団運動の微視的理論による新たなアプローチが待たれている興味深い集団現象が多数ある。もちろん、自発核分裂をはじめとする様々な核分裂現象、低エネルギー核融合反応、超重元素の合成のダイナミクスもすべて大振幅集団運動である。原子核は大振幅集団運動の宝庫といえる。しかし、この小論で論じたような新しい観点からの研究は始まったばかりであり、ほとんどが未解決の研究テーマとして将来に残されている。

参考文献

[1] G. Do Dang, A. Klein, and N.R. Walet, Phys. Rep. **335** (2000), 93.

[2] S. Åberg, H. Flocard and W. Nazarewicz, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **40** (1990), 439.

[3] J. L. Wood, K. Heyde, W. Nazarewicz, M. Huyse and P. van Duppen, Phys. Rep. **215** (1992), 101.

[4] A. N. Andreyev et al., Nature (London), **405** (2000), 430.

[5] S. M. Fischer et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000), 4064; Phys. Rev. C **67** (2003), 064318.

[6] E. Clément et al., Phys. Rev. C **75** (2007), 054313.

[7] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer-Verlag, 1980).

[8] J.-P. Blaizot and G. Ripka, *Quantum Theory of Finite Systems* (The MIT press, 1986).

[9] K. Takada and S. Tazaki, Nucl. Phys. A **448** (1986) 56.

[10] K. J. Weeks, T. Tamura, T. Udagawa, F.J.W. Hahne, Phys. Rev. C **24** (1981), 703.

[11] B. Kotliński et al. , Nucl. Phys. A **519** (1990) 646.

[12] P. E. Garrett et al., Phys. Rev. Lett. **103** (2009), 062501.

[13] Y. Nambu, Phys. Rev. **117** (1960), 648; Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961), 345; Phys. Rev. **124** (1961), 246.

[14] M. Bender, P.-H. Heenen, and P.-G. Reinhard, Rev. Mod. Phys. **75**, 121 (2003).

[15] P. W. Anderson, Phys. Rev. **112** (1958), 1900.

[16] D. M. Brink and R. A. Broglia, *Nuclear Superfluidity, Pairing in Finite Systems* (Cambridge University Press, 2005).

[17] A. Bohr, Rev. Mod. Phys. **48** (1976), 365.

[18] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II, (W. A. Benjamin Inc., 1975; World Scientific 1998).

[19] S. Frauendorf, Rev. Mod. Phys. **73** (2001), 463.

[20] I. Hamamoto and B. R. Mottelson, Phys. Rev. C **79** (2009), 034317.

[21] M. Brack and R. K. Bhaduri, *Semiclassical Physics*, (Addison- Wesley, 1997).

[22] H. Frisk, Nucl. Phys. A **511** (1990), 309.

[23] K. Arita, A. Sugita and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **100** (1998) 1223.

[24] B. Mottelson, Rev. Mod. Phys. **48** (1976), 375.

[25] J. W. Negele, Rev. Mod. Phys. **54** (1982), 913.

[26] A. Abe and T. Suzuki (ed.) , *Microscopic Theories of Nuclear Collecive Motions*, Prog. Theor. Phys. Suppl. Nos. **74** &**75** (1983).

[27] M. Yamamura and A. Kuriyama, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. **93** (1987).

[28] A. Kuriyama, K. Matsuyanagi, F. Sakata, K. Takada and M. Yamamura (ed.), *Selected Topics in the Boson Mapping and Time-Dependent Hartree–Fock Methods* , Prog. Theor. Phys. Suppl. No. **141** (2001), 1.

[29] A. Klein and E. R. Marshalek, Rev. Mod. Phys. **63** (1991), 375.

[30] G. Holzwarth and T. Yukawa, Nucl. Phys. A **219** (1974), 125.

[31] S. T. Belyaev, Nucl. Phys. **64**(1965) 17.

[32] M. Baranger and K. Kumar, Nucl. Phys. **62** (1965) 113; Nucl. Phys. A **110** (1968), 529; Nucl. Phys. A **122** (1968), 241; Nucl. Phys. A **122** (1968), 273.

[33] D. R. Bes and R. A. Sorensen, *Advances in Nuclear Physics* vol. 2, (Prenum Press, 1969), p. 129.

[34] M. Baranger and M. Vénéroni, Ann. of Phys. **114** (1978), 123.

[35] D. M. Brink, M. J. Giannoni and M. Veneroni, Nucl. Phys. A **258** (1976), 237.

[36] K. Goeke and P.-G. Reinhard, Ann. of Phys. **112** (1978), 328.

[37] F. Villars, Nucl. Phys. A **285** (1977), 269.

[38] A. K. Mukherjee and M. K. Pal, Phys. Lett. B **100** (1981), 457; Nucl. Phys. A **373** (1982), 289.

[39] A. Klein, N.R. Walet and G. Do Dang, Ann. of Phys. **208** (1991), 90.

[40] D. J. Rowe and R. Bassermann, Canad. J. Phys. **54** (1976), 1941.

[41] T. Marumori, Prog. Theor. Phys. **57** (1977), 112.

[42] T. Marumori, T. Maskawa, F. Sakata and A. Kuriyama, Prog. Theor. Phys. **64** (1980), 1294.

[43] D. J. Rowe, Nucl. Phys. A **391** (1982), 307.

[44] M. Matsuo, Prog. Theor. Phys. **76** (1986), 372.

[45] M. Matsuo and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **74** (1985) 1227; Prog. Theor. Phys. **76** (1986), 93; Prog. Theor. Phys. **78** (1987), 591.

[46] M. Matsuo, Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, *Proceedings of The Niels Bohr Centennial Conf. on Nuclear Structure*, ed. R. Broglia, G. Hagemann and B. Herskind (North-Holland, 1985), p. 161.

[47] K. Yamada, Prog. Prog. Theor. Phys. **89** (1993), 995.

[48] M. Matsuo, T. Nakatsukasa and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **103** (2000), 959.

[49] D. Almehed and N. R. Walet, Phys. Rev. C **69** (2004), 024302.

[50] N. Hinohara, T. Nakatsukasa, M. Matsuo and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **117** (2007), 451.

[51] T. Marumori, M. Yamamura and H. Bando, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 87.

[52] J. Dobaczewski and J. Dudek, Phys. Rev. C **52** (1995), 1827.

[53] M. J. Giannoni and P. Quentin Phys. Rev. C **21** (1980), 2060

[54] F. Barranco, G.F. Bertsch, R.A. Broglia and E. Vigezzi, Nucl. Phys. A **512** (1990), 253.

[55] K. Yoshida, Y.R. Shimizu and M. Matsuo, Nucl. Phys. A **696** (2001), 85.

[56] N. Hinohara, T. Nakatsukasa, M. Matsuo and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **119** (2008), 59.

[57] N. Hinohara, T. Nakatsukasa, M. Matsuo and K. Matsuyanagi, Phys. Rev. C **80**, (2009) 014305.

[58] M. Bender and P.-H. Heenen, Phys. Rev. C **78**, 024309 (2008).

[59] T. Nikšić, Z. P. Li, D. Vretenar, L. Próchniak, J. Meng, and P. Ring, Phys. Rev. C **79** (2009), 034303.

[60] L. Próchniak and S.G. Rohoziński, J. Phys. G. Nucl. Part. Phys. 36 (2009) 123101.

[61] Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. **141** (2001), 285.

[62] K. Kaneko, Phys. Rev. C **49** (1994), 3014.

[63] T. Nakatsukasa, T. Inakura and K. Yabana, Phys. Rev. C **76** (2007). 024318

[64] W. Kleinig et al, Phys. Rev. C **78** (2008), 044313

[65] P. F. Bortignon, R. A. Broglia, D. R. Bes, R. Liotta, Phys. Rep. **30** (1977), 305.

[66] W. Satula and R.A. Wyss, Rep. Prog. Phys. **68** (2005), 131.

[67] K. Narimatsu, Y. R. Shimizu and T. Shizuma, Nucl. Phys. A **601** (1996), 69.

[68] M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Phys. Rev. C **69** (2004), 034325.

[69] T. Shoji and Y. R. Shimizu Prog. Theor. Phys. **121** (2009), 319.

[70] D. R. Jensen et al., Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 142503.

[71] M. Matsuzaki and S-I. Ohtsubo, Phys. Rev. C **69** (2004), 064317.

[72] P. Olbratowski, J. Dobaczewski, J. Dudek and W. Płóciennik, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 052501.

[73] T. Koike, K. Starosta and I. Hamamoto, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 172502.

[74] S. Mukhopadhyay et al., Phys. Rev. Lett. **99** (2007), 172501.

[75] P. A. Butler and W. Nazarewicz, Rev. Mod. Phys. **68**(1996), 349

[76] R. V. Jolos and P. von Brentano, Phys. Rev. C **60** (1999), 064317.

[77] W. Reviol et al., Phys. Rev. C **74** (2006), 044305.

[78] S. Frauendorf, Phys. Rev. C **77** (2008), 021304(R).

[79] T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori and Y.R. Shimizu, Phys. Rev. C **53** (1996), 2213.

[80] D. Roβbach et al., Phys. Lett. B **513** (2001), 9.

[81] T. Nakatsukasa, S.Mizutori and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **87** (1992), 607.

[82] T. Inakura, S. Mizutori, M. Yamagami and K. Matsuyanagi, Nucl. Phys. A **710** (2002), 261.

[83] M. Yamagami, K. Matsuyanagi and M. Matsuo, Nucl. Phys. A **693** (2001), 579.

[84] K. Zberecki, P-H. Heenen and P. Magierski, Phys. Rev. C **79** (2009), 014319.