

2.2 精密核物理

Precise Nuclear Physics

若狭智嗣	WAKASA Tomotsugu	代表、九州大学・大学院理学研究院
井手口栄治	IDEGUCHI Eiji	副代表、大阪大学・核物理研究センター
青井考	AOI Nori	大阪大学・核物理研究センター
秋宗秀俊	AKIMUNE Hidetoshi	甲南大学・理工学部
緒方一介	OGATA Kazuyuki	大阪大学・核物理研究センター
小田原厚子	ODAHARA Atsuko	大阪大学・大学院理学研究科
川畑貴裕	KAWABATA Takahiro	京都大学・大学院理学研究科
関口仁子	SEKIGUCHI Kimiko	東北大学・大学院理学研究科
民井淳	TAMII Atsushi	大阪大学・核物理研究センター
松尾正之	MATSUO Masayuki	新潟大学・大学院自然科学研究科
矢向謙太郎	YAKO Kentaro	東京大学・原子核科学研究センター
野呂哲夫	NORO Tetsuo	世話人、九州大学・大学院理学研究院

2.2.1 序

2.2.1.1 精密核物理分野の目標・将来計画

日本の核物理の将来目標として、

核物質の物性の理解

を精密核物理分野として掲げる。ここで「核物質」とは、核子(陽子と中性子の総称)を構成要素とする系全体を指す。すなわち、少数核子系から、核子多体系である原子核、更には無限系である狭義の核物質までを統一的に扱うことを意味する。また「物性の理解」は、原子核物理学を構成する3つの要素である、構造・反応・相互作用を統合的に取り扱い、原子核というユニークな有限量子多体系に現れる多彩な現象を「励起エネルギー」を主軸に据えつつ統一的に理解することを意味する。

この目標に到達するために、

- 核力の理解
- 極限原子核の物性
- 原子核の多様な相の起源
- ハドロン相の状態方程式の理解
- 直接反応の真の理解

の5つを主要なテーマと定める。図 2.2.1 は精密核物理の目標とテーマを象徴的に示したものである。これらのテーマは相互に密接に関わり合っており、総体として原子核の統一理論の構築を通して、核物質の物性の理解を目指す。また、これらのテーマや目標は不安定核やストレンジネスといった核物理の他分野と密接に関わり合っているのみならず、宇宙物理や物性物理とも深い関わりがある。

精密核物理分野の、新世代加速器及び次世代検出器に関する将来計画は、

大強度・超高品質ビーム施設

であり、以下の三種の基幹装置、

- 新世代高温超伝導加速器(高温超伝導加速器クラスター)
- 革新的ビーム発生装置(ISOL法による高品質不安定核ビームなど)
- 先進的検出器(高効率・高精度崩壊粒子検出器など)

からなる(図 2.2.1 右側参照)。これらは、現在検討中の大阪大学核物理研究センターの将来計画である。共同利用研究施設として建設・整備することにより、国内外の大学・研究機関が協力して上記テーマの研究を推進するとともに、目標の達成を目指す。

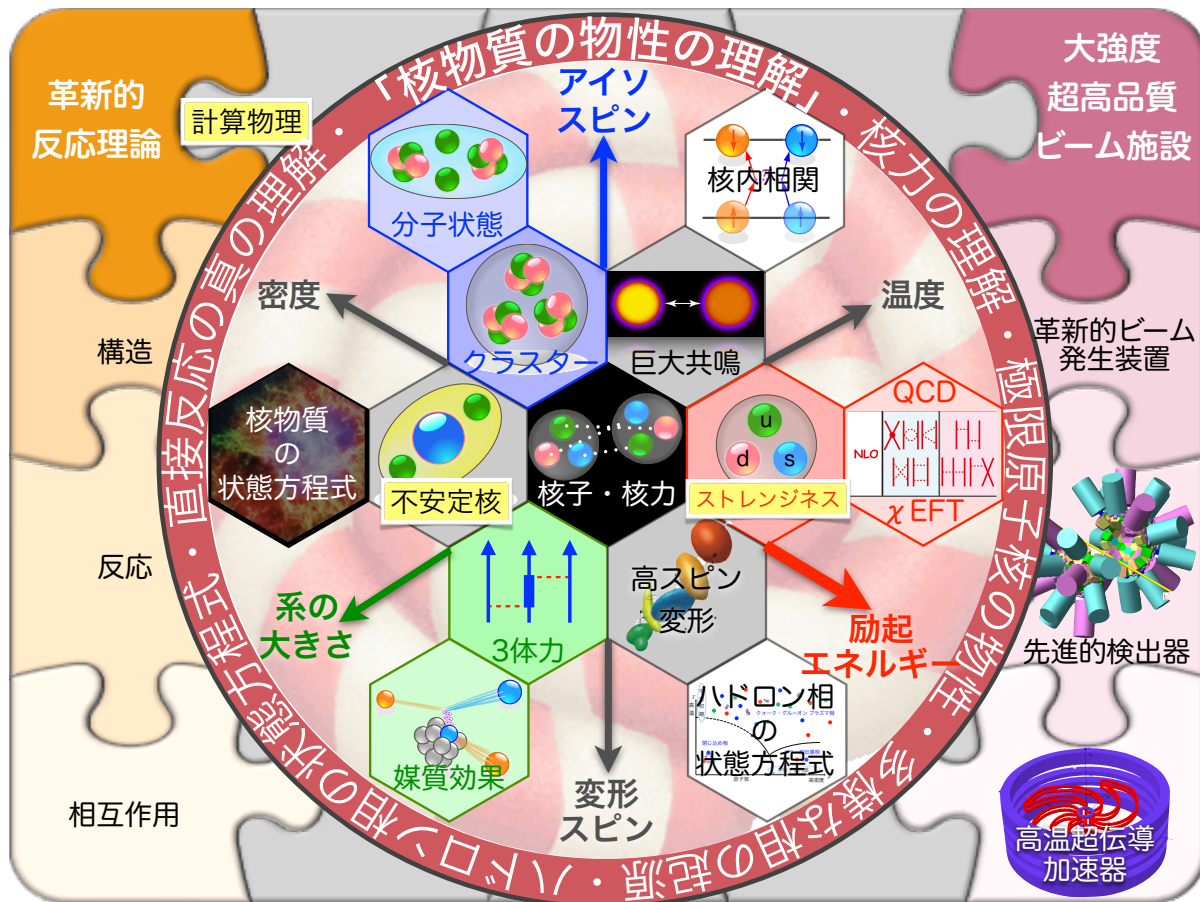


図 2.2.1: 精密核物理の将来図。「励起エネルギー」を主軸に据えつつ、アイソスピンや系の大きさ、更には温度・密度・スピンなどの軸に対する原子核の物性を統一的に理解する。新世代高温超伝導加速器からの大強度・超高品質ビームを革新的ビーム発生装置及び先進的検出器と組み合わせることにより、多彩な実験を可能にするとともに、直接反応の真の理解により定量的かつ統一的に理解する。

本白書では、まず精密核物理を概観し、課題と上記のテーマとの関連をまとめる。その上で、2.2.2 節で最近の進展を、2.2.3 節で今後の計画と将来計画を、2.2.4 節で他のワーキンググループ分野との関連を議論する。更に、2.2.5 節と 2.2.6 節でタイムラインとリソースを各々まとめた後、2.2.7 節でまとめと展望を述べる。

2.2.1.2 精密核物理分野の概要

原子核は核子の数が高々300個程度の有限量子多体系である。有限量子多体系としては他に、原子、分子、金属クラスターなどがあるが、原子核はスピンとアイソスピンという2つの内部自由度(他はスピン自由度のみ)を持ち、更に相互作用がこれら内部自由度に強く依存する点がユニークである。同じ多体系であっても、核子数を無限個と見なしてもよい巨視的な系と、3体や4体などの少数系ではその物理は大きく異なる。また、有限粒子数の多体系は、形状のような静的な様相のみならず、容易に離合集散することによりその動的な様相も極めて豊かである。

以下、これらの点について「精密核物理」の観点から概観し、その課題をまとめる [1]。

■核力の理解

少数系 – 精密二核子力と三核子力

原子核を理解するためにはその相互作用、すなわち強い力を源とする核力の理解が重要である。最も基本的な二体力(二核子間力)については、1990年代に実験データを高精度で再現する「現実的核力」が完成した。最近の核力に関する大きな成果として、三体力(三核子間力)の確立が挙げられる(以下のコラム「三体力について」参照)。三体力の影響は、二体力の影響が相対的に小さくなる核子当たり 100–200 MeV での散乱実験データに顕著に現れると理論的に示唆された。実際、核子・重陽子弾性散乱の微分散乱断面積において二体力では説明できない増大が確認されるとともに、三体力効果によりその増大が見事に説明された。このことにより三体力が確立するとともに、三体力効果を取り込むことによる核構造計算の精密化などの新たな潮流も生み出している。しかしながら、1990年代半ばから盛んに測定されたスピン観測量に関しては、従来の三体力モデルでは説明することができないことも明らかになった。

このことは、三体力の運動量やスピン・アイソスピン依存性といったダイナミカルな性質に対する理解が不完全であることを意味している。また最も基本的な二体力に対しても、その核媒質効果を明らかにするとともに、 Δ やストレンジネスなどの自由度を含む系へ拡張していく必要がある。そこで、実験・理論両面からの「核力の理解」をテーマの1つとし、核力場による核物質の統一的理解を目指す。

三体力について

三体力の存在は、湯川秀樹による中間子交換理論による二つの核子間に働く核力(二体力)が唱えられた1930年代の頃より議論されている。原子核が長さのスケールにして数 fm という非常に空間的に狭い領域に沢山の核子が閉じ込められているシステムであることから、三つの核子が同時に相互作用する確率も大きいのではないのかと考えられたことによる。ここでの三体力とは、三つの核子の座標あるいは運動量を使わなければ表現できない「ポテンシャル」として定義される。

図 2.2.2 に3核子間の相関に関するファインマン図の例を示す。点線は π 中間子を表し、核子状態の太線部分は核子が励起状態にある事を示している。図 2.2.2(a)では核子1と核子2の間に π 中間子が交換され、続いて核子2と核子3の間にも π 中間子が交換される過程を表している。この場合、中間状態において核子2は単に元の核子として存在しているので、このような三体相関は二体力の繰り返しとして組み立てる事ができる。一方、図 2.2.2(b)では中間状態において核子2が瞬間的に励起状態となっており、二体力の繰り返しとして表す事はできない。このような3核子間の相互作用が三体力、又は三核子間ポテンシャルとして定義されるものである。図 2.2.2(b)において励起状態が Δ (仮想粒子としての Δ)となるような三体力は、藤田・宮沢型三体力と呼ばれ、三体力の主要成分と考えられている。

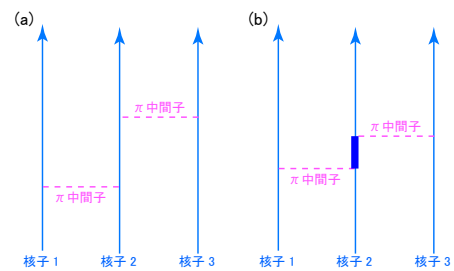


図 2.2.2: (a) 三体相関、(b) 三体力の例。

有限系 – 有効相互作用

有限量子系においては角運動量が良い量子数となり、動径方向の運動が有限領域に閉じ込められるために量子化され、エネルギー準位が離散的になり殻構造を必然的に持つ。殻構造の存在は魔法数という形で現れ、陽子あるいは中性子の数が 2, 8, 20 などが対応する。近年、中性子過剰な不安定核では 8 や 20 は魔法数になっておらず、新しい魔法数として 16 が発現していることが明らかにされた。このことは、平均場ポテンシャルの有り様などが、安定核と不安定核では異なることを示唆している。

実験的には、 $(e, e'p)$ 反応によるエネルギー準位とそれに対応する分光学的因子 (S 因子) の測定から、平均場ポテンシャルと残留相互作用に関する情報が精度良く得られている。最近、中間エネルギーでの $(p, 2p)$ 反応により同程度の精度で情報が得られることが明らかになり、不安定核への応用が進みつつある。他方、 $(p, 2p)$ や (p, pn) 反応 (図 2.2.3 参照) は原子核内での核子・核子散乱に対応するが、その偏極観測量 (散乱振幅) が真空中と異なるという核力に対する核媒質効果が定量的に明らかになりつつある。三体力に代表される多体効果と表裏一

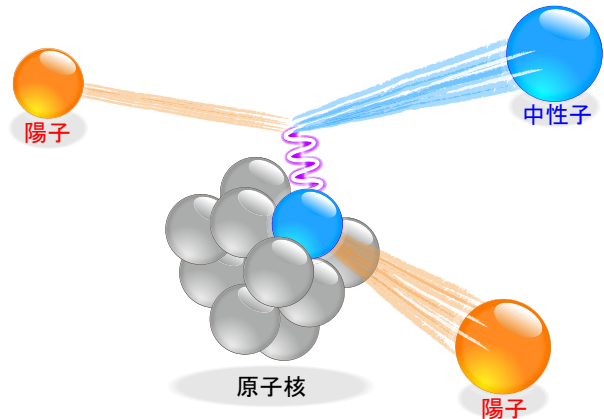


図 2.2.3: (p, pn) 反応の概念図。

体であるとともに、物理的起源としてカイラル対称性の部分的回復が関連している可能性もあり、「核力の理解」のみならず「ハドロン相の状態方程式の理解」において核媒質効果の理解は重要である。

■原子核の多様な相

静的性質 – 極限原子核の物性

原子核は孤立した有限多体系であり、スピン、アイソスピン角運動量、励起エネルギー、形状などが定義される。これらの極限がどのような属性をもち、どう規定されるか、が「極限原子核の物性」である。原子核の多くは球形ではなく、量子力学的回転運動による回転励起準位が普遍的に存在する。更に、楕円型変形や八重極型変形など多様な変形の存在が、ガンマ線核分光などにより明らかにされつつある。しかしながら、最も対称性が高い球形から何故歪むのか、また歪んだ結果どのような形が発現するかは、核子多体系の動力学の基本命題の 1 つでありいまだ明快な解答は得られていない。また、現在の高速回転のフロンティアは角運動量 $70\hbar$ 程度であるが、高速回転の極限は $100\hbar$ 程度と考えられており、この極限への到達を目指す。

動的性質 – 多様な相とその起源

有限粒子数の多体系の特徴として、離合集散が挙げられる。すなわち、より小さな粒子数の多体系に分解したり、より大きな粒子数の多体系に融合したりすることが可能である。原子核は、取り分け離合集散のダイナミクスが顕著に現れる多体系である。原子核は束縛エネルギーが飽和した液滴のようなものであるため、原子核を分割して小さな原子核の集合体に分解するのにほとんどエネルギーを必要としない。したがって、原子核はごく僅かなエネルギーによって容易に離合集散する。

1つの原子核が2つ以上の原子核に分解した上で弱い結合状態をなしているものをクラスター状態と呼ぶ。クラスター状態の中で代表的なものは、「 $\alpha + \alpha + n$ 」構造を持つ ${}^9\text{Be}(g.s.)$ や、「 $\alpha + \alpha + \alpha$ 」構造を持つ ${}^{12}\text{C}(0_2^+)$ (Hoyle 状態) が挙げられる(図 2.2.4 参照)。近年の (α, α') 反応による系統的な研究から、クラスター状態が軽い核では普遍的に存在することが明らかになるとともに、「 ${}^{12}\text{C} + \alpha$ 」などのようにより大きなクラスターを構成要素とするものの存在も明らかにされつつある。どれだけ大きな原子核が α クラスタ構造を取り得るかというクラスター状態の存在限界や、不安定核の場合に期待されるエキゾチックなクラスター状態の探索などがチャレンジングな課題として挙げられる。

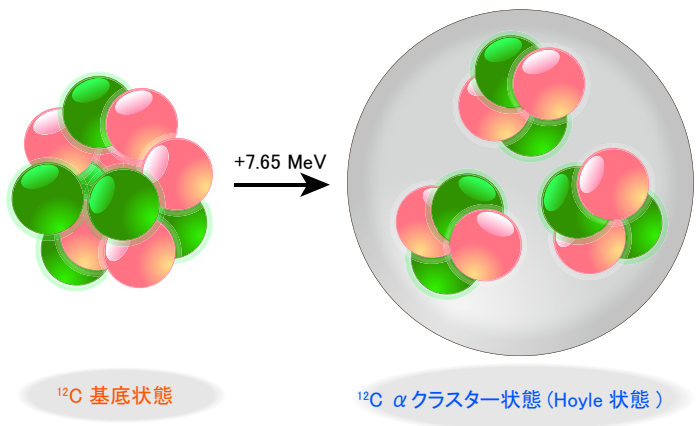


図 2.2.4: Hoyle 状態の概念図。

■無限系 – ハドロン相の状態方程式

多核子系の極限として想定される、無限質量数の原子核が狭義の核物質である。核物質という考え方は、原子核多体系において表面の存在に代表される有限性の効果を取り除いた上での多体系の性質を理解し、物性物理学で研究される巨視的な無限多体系と共通の基盤で研究することを可能にする。また、実体としても、中性子星(不安定核物理の「状態方程式」の節参照)などの天体においては無限多体系としての原子核が重力の助けのもとに具現化していると考えられており重要である。

核物質の1核子当りの束縛エネルギーは、質量公式の中の実験値から分かるが、核物質の硬さ(非圧縮率)は質量公式からは分からない。核物質の硬さはその状態方程式の曲率に対応しており、原子核物理学において最も基礎的な物理量の1つであるが、その値は長らく決定に至っていなかった。21世紀に入り、原子核の硬さに直接関係する、原子核の膨張・収縮の振動運動(図 2.2.5 参照)の精密測定により値が確定した。具体的には、振動エネルギーの質量数 A 依存性を測定し、その上で核表面の効果を取り除くために $A \rightarrow \infty$ の外挿が行われ、 $K_\infty = 240 \pm 20 \text{ MeV}$ という極めて高精度の値が得られた。これに対して、中性子星に代表される陽子数 Z と中性子数 N が異なる核物質では、 $x^2 = [(N - Z)/A]^2$ に比例する非対称項 K_τ が重要となる。現在の K_τ の値は $K_\tau = -550 \pm 100 \text{ MeV}$ と K_∞ に比べ精度が悪い。

そこで、不安定核を用いてより x の広い領域に対して測定を行うことにより、 K_τ の精度を向上させ、「極限原子核の物性」及び「ハドロン相の状態方程式」を理解することをテーマとする。

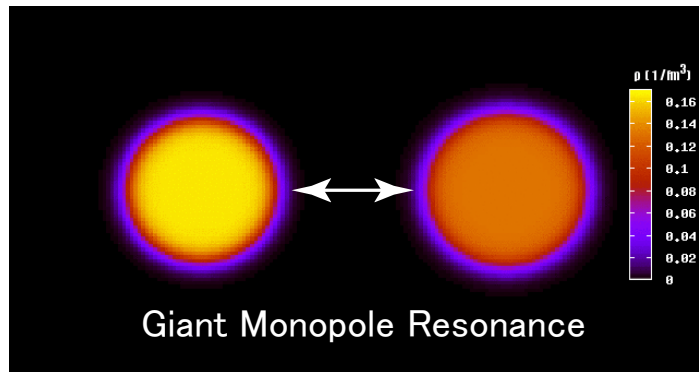


図 2.2.5: 原子核の膨張・収縮運動。

2.2.2 最近の進展

2.2.2.1 核力の理解の深化

■三体力の確立

原子核を理解するためには、もともと強い力である核力の理解が必要である。核力は、核子と核子の間を中間子を媒介することにより説明される二体力(二核子間力)として説明されてきた。また、原子核の密集性から、核子が三つ同時に作用することによって生じる三体力(三核子力)の存在も長く予想されてきた[4]。二体力に関しては、1990年代にエネルギー 350MeV までの核子-核子散乱の実験データを $\chi^2/\text{dof} \sim 1$ という精度で記述する「現実的核力」(CD Bonn, Argonne v_{18} , Nijmegen I, II など)が完成した。更に、この現実的核力を用いた三核子系散乱、原子核の結合エネルギー、核物質の状態方程式などの厳密理論計算が行われた。その結果、原子核の様々な性質が説明できないことが示され、三体力研究の重要性が指摘されるようになった。

三核子系散乱では、1998年に H. Witała らが中間エネルギー領域 ($\gtrsim 100$ MeV/A) の重陽子-陽子弾性散乱の厳密理論計算 (Faddeev 理論計算) に成功し、微分断面積に三体力の効果が現れる可能性を指摘した [5]。この理論の示唆を受け、理化学研究所加速器施設 (RARF) において 135 MeV 重陽子-陽子の弾性散乱の高精度測定が行われ、微分断面積が最小値をとる角度において三体力が大きく寄与している証拠が示された (図 2.2.6 参照)[6]。更に、三体力のダイナミクスを研究することを目的として、三核子系散乱の高精度測定が精力的に行われている [6-9]。

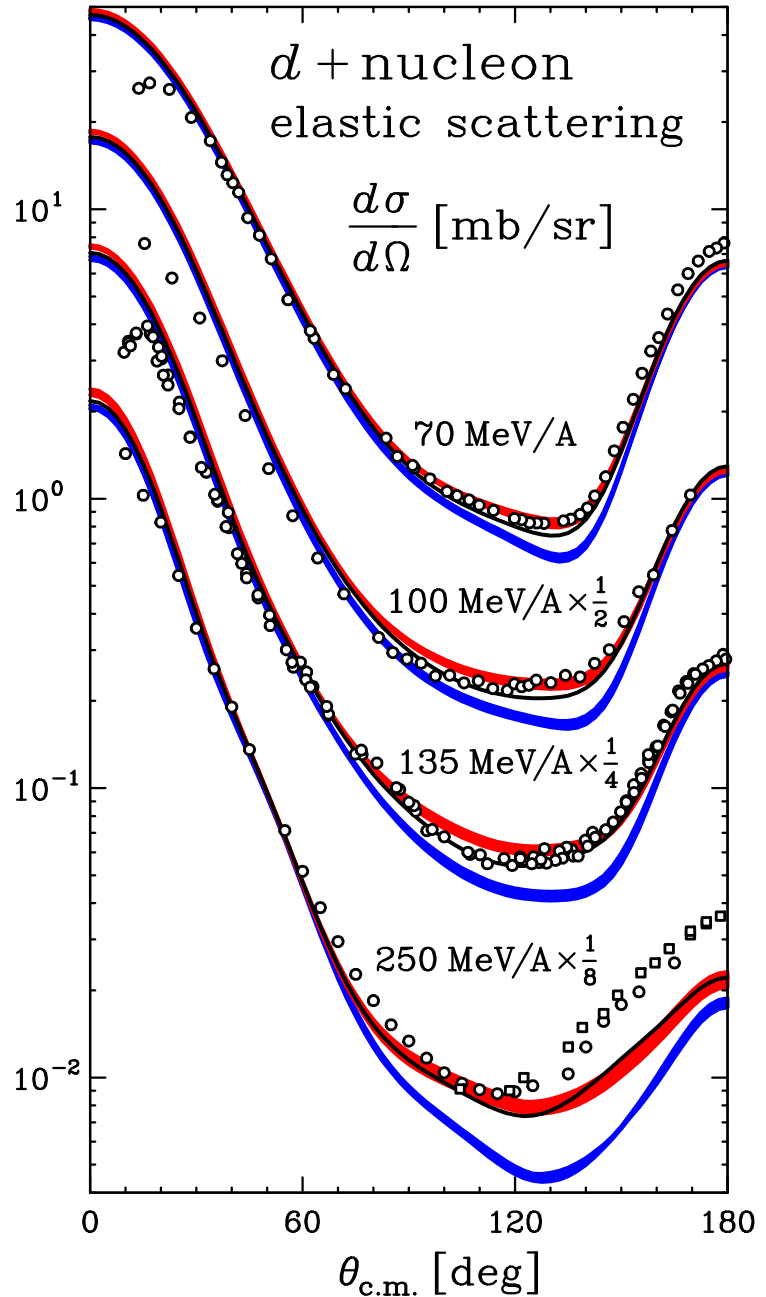


図 2.2.6: 70–250 MeV/A の陽子-重陽子弾性散乱。青い線束は現実的な核力を考慮した理論計算。赤い線束(実線)は、更に Tuscon-Melbourne' [2] (Urbana IX [3]) 型三体力を考慮した理論計算。

■少数系厳密計算の展開

核構造においては、Green Function Monte Carlo (GFMC) 計算 [10, 11] や Non Core Shell Model (NCSM) 計算 [12] において、現実的核力を用いて比較的軽い原子核 ($A \leq 12$) の核構造の記述が可能になり、束縛エネルギーの記述において三体力の重要性が示された (図 2.2.7 参照)。特に p 殻核において、三核子系では見られなかった三体力のアイソスピン項 $T = 3/2$ の寄与が顕著に現れることが明らかにされ、核構造における三体力研究の特性を示すものとなった。

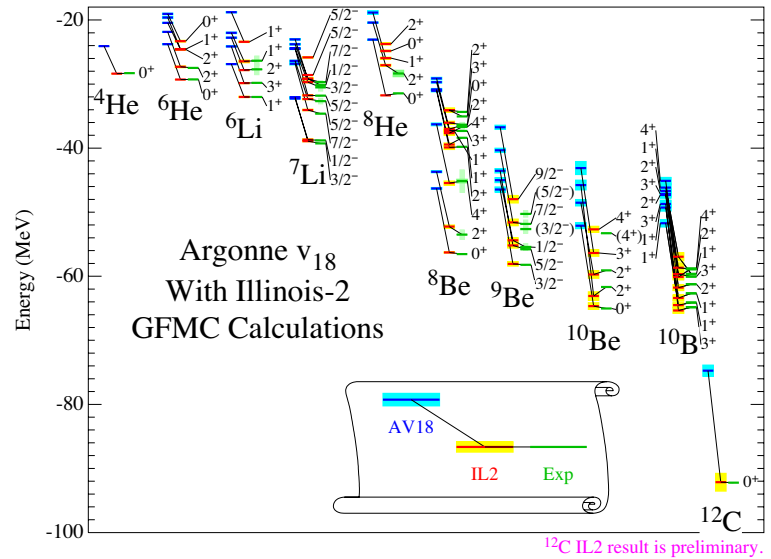


図 2.2.7: GFMC 計算の結果 [10, 11]。IL2 は、Argonne v_{18} に三体力を考慮した計算結果。

■カイラル有効場理論による核力の統一的理解

上記の結果を受け、二体力のみならず三体力を考慮して原子核の様々な性質を説明しようという研究が国内外で進められつつある。この動きの背景に、カイラル有効場理論 (χ EFT) の進展がある [13]。 χ EFT では、真の原理計算である QCD の困難を避け、エネルギースケールに応じて核力場が摂動的に展開され、二体力、三体力、それより高次の多体力が摂動展開の次数に応じて現れる。 χ EFT による核力の記述は、核子多体系の原子核を核力場で統一的に理解する一つの可能性を持っており、この χ EFT 核力による核構造計算ならびに少数核子散乱などの理論研究が進行中である。

■核力の媒質効果のアイソスピン依存性の発見

原子核中の核力が真空中に比べて変化していることは、 $(\bar{p}, 2p)$ 反応における偏極分解能の減少から分かっている。これに対して (\bar{p}, pn) 反応における偏極分解能の測定が最近行われたが、偏極分解能の減少は観測されなかった [14]。このことは、原子核という媒質中で、核力の変化がアイソスピンに強く依存することを示すとともに、核力を媒介する中間子の性質の変化は Brown-Rho スケーリング則 [15]

$$\frac{m_{\sigma}^*}{m_{\sigma}} \simeq \frac{m_N^*}{m_N} \simeq \frac{m_{\rho}^*}{m_{\rho}} \simeq \frac{m_{\omega}^*}{m_{\omega}} \simeq \frac{f_{\pi}^*}{f_{\pi}} \simeq 0.8 \quad \text{at } \rho = \rho_0$$

のようなユニバーサルなスケーリング則を破っていることを意味する。

■ $(\bar{p}, 2p)$ 反応による平均一粒子軌道の測定

原子核の 1 粒子軌道の測定には $(e, e'p)$ 反応が標準的に用いられるが、軌道のスピン・パリティの同定に不定性が高いという問題がある。これに対して $(\bar{p}, 2p)$ 反応では、断面積と偏極分解能の反跳運

動量分布からスピン・パリティが明確に同定される。Ca 同位体に対して測定が行われ、 $d_{5/2}$ と $d_{3/2}$ の平均 1 粒子軌道エネルギーの同位体依存性に対するテンソル力の効果が議論された。

■ $(p, 2p)$ 反応による分光学的因子測定手法の確立

分光学的因子 (S 因子) は原子核の構造の理解において重要であり、今後進展する不安定核の研究においてますます重要となる。 S 因子の抽出には $(e, e'p)$ 反応が一般的に用いられるが、その断面積の小ささから不安定核における研究にはより感度の高いプローブが要求される。反応機構が単純な中間エネルギーにおける $(p, 2p)$ 反応の系統的研究が行われ、入射エネルギー依存性を除くと $(p, 2p)$ 反応から得られた S 因子は核反応の詳細によらないことが明らかにされた [16]。このことから、中間エネルギー領域においては $(p, 2p)$ 反応から $(e, e'p)$ 反応と同程度の精度で S 因子が抽出可能であることが示された。

2.2.2.2 原子核の形態に関する理解の深化

■ 変形と高スピンの極限

原子核の極限状態に対する基本的な問いとして、「原子核が核分裂を起こすことなくどれほど大きな変形を取り得るのか」、「原子核が分裂することなくどれほど高い角運動量 (高スピン) を持ちうるか」がある。特に極端な例として超変形状態 (長軸と短軸の比が 2:1 の変形) やハイパー変形 (3:1 の変形) がある。これらの極端に大きな変形状態はその慣性モーメントが大きいことから、高速回転した状態で最もエネルギーの低い準位 (イラスト準位) に現れるため、高スピン状態生成に適した核融合反

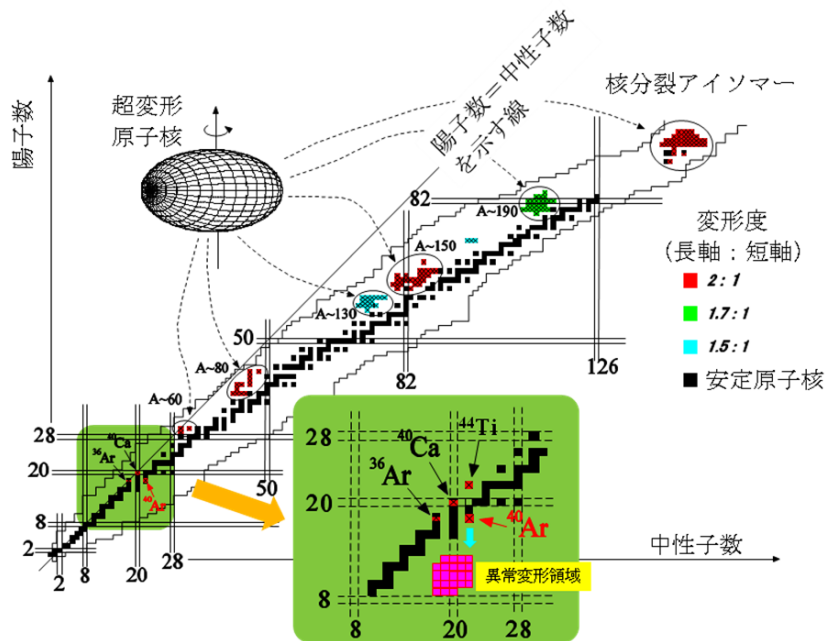


図 2.2.8: これまでに発見された超変形原子核。緑の領域は最近発見された質量数 40 領域の超変形原子核を示す。

応と大規模な Ge 検出器アレイを用いた高スピン γ 線核分光実験による研究が精力的に行われてきた。これまで最大 $70\hbar$ 程度までの高スピン状態が生成されて、幾つかの質量数領域で超変形状態が発見されたが、ハイパー変形状態はまだ発見されていない。最近の例では球形の二重閉殻として知られる ^{40}Ca でさえ少数の核子を励起させることにより超変形状態に遷移することが発見され (図 2.2.8 参照) [17]、その出現メカニズムを明らかにするために軽質量領域での超変形状態の研究が行われている。

■エキゾチック変形とその集団運動

三軸非対称変形 原子核の変形状態として、軸対称変形(プロレートやオブレート変形)だけでなく、三軸非対称変形が可能である。最近、LuやTa原子核で原子核の「ウォブリング」(首振り運動: 原子核の回転軸がある軸に対して歳差運動をしている描像)の回転バンドが確認され、安定な三軸非対称変形であることが示された [18]。

三軸非対称変形において、原子核の全角運動量が3軸すべてに同程度の成分を持つとき、回転は3次元的となり「カイラリティ」(回転系における右手系と左手系の区別)が現われる(図 2.2.9 参照)。実験室系では、2つの縮退した準位、カイラル2重項として現われ、

回転バンドを構成すると予想されている。最初に質量数130領域の奇奇核で、その後、他の質量数領域でも候補が発見された。しかしながら、安定なカイラルバンドではなくカイラル振動モードとも考えられるため、更なる研究が必要である [19]。

プロレート変形したスピン射影アイソマー(K アイソマー)の上に、数個の核子が励起した後に、多重 γ 振動を起こす「原子核の潮汐波」と呼ばれる現象がOs原子核で発見された [20]。原子核が三軸非対称変形(ガンマ変形)を大きくしながら γ 振動しているというモデルで説明されている。また、RaやTh原子核では、八重極変形(西洋なし型)した鏡映非対称原子核の振動(潮汐波)も観測されている [21]。

エキゾチック変形 高次の対称性を持つ原子核として、近年、「テトラヘドラル(正四面体型、ピラミッド型)」や「オクタヘドラル(正八面体型、ダイヤモンド型)」の原子核の存在が理論的に予言され、その探索実験が行われている。 ^{156}Gd 原子核が正四面体原子核の候補として挙げられているが確定されおらず、更なる調査が必要である。アクチノイド領域でもその存在が期待されている [22]。

■変形共存と変形の進化

変形共存 変形共存とは、ほぼ同じ励起エネルギー領域に球形、オブレート、プロレート、三軸非対称変形などの異なる原子核の変形状態が現れる現象を指す [23]。KrやSe原子核の低励起状態で、オブレートとプロレート変形の共存現象がよく知られている [24]。変形共存を示す証拠として、偶偶核では基底状態の性質とは異なる2番目の 0^+ 状態の低励起状態での存在が挙げられる。変形共存は、他の質量領域でも見つかっており、例えば、中性子数20近傍で陽子数12のMg原子核はisland of inversion領域核と言われ、魔法数20近傍であるにもかかわらず集団運動的な性質を示す。

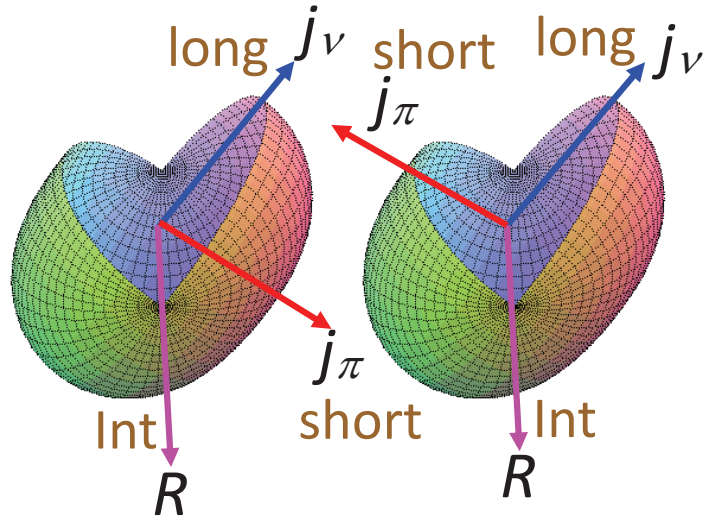


図 2.2.9: カイラリティに関する模式図。 j_ν 、 j_π 、 R はそれぞれ、最外殻の中性子と陽子の角運動量、コアの回転の角運動量を示す。

アイソスピン変化に伴う変形の進化 陽子数や中性子数が魔法数近傍であるような原子核の形は球形であり、魔法数から離れるにつれ変形する。陽子数が魔法数 28 である Ni 原子核は球形であるのに対し、34 や 36 個の Se や Kr 原子核は基底状態でオブレート変形し、38 個の Sr 原子核で最もプロレート変形する。更に陽子数が大きくなるにつれて、プロレート変形の度合いが小さくなる [25]。

角運動量（スピン）の変化に伴う構造

の変化 アイソマーは通常より寿命が長い状態（核異性体）を指し、原子核構造の特徴的な変化により生じるため、実験的に構造の変化を研究する際の重要なプローブの一つである。

アイソマーの代表的なものとして、プロレート変形核で良い量子数であるスピンの対称軸方向への射影成分 K 値の K 選択則により、大きな K 変化のために遷移が難しくなって生じた「 K アイソマー」[26](図 2.2.10 参照)、準

二重閉殻 ^{146}Gd (陽子数=準魔法数 64、中性子数=魔法数 82) 近傍の中性子数 83 原子核で高スピン状態でオブレート変形し、球形との大きな原子核の形のギャップにより生じた「高スピンシェイプアイソマー」(図 2.2.10 参照)[27]、大きなスピン変化による遷移抑制で生じた「スピニングャップアイソマー」などがある。

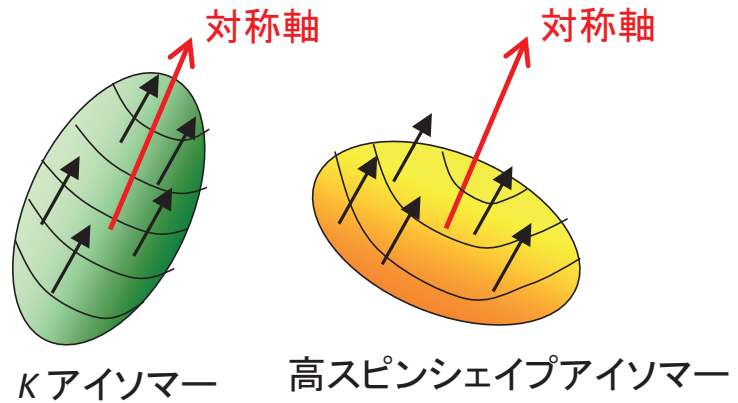


図 2.2.10: K アイソマーと高スピンシェイプアイソマーの概念図。

2.2.2.3 原子核の多様な相とその起源

■クラスター状態の探索

原子核においては、しばしば複数個の核子が強く相関してクラスターを形成する。更に、このクラスターが緩く結合していると考えられるクラスター状態が、クラスター崩壊のしきい値近傍に現れる。これらのクラスター状態を探索することは原子核におけるクラスター相関の機構の解明に重要であるとともに、宇宙における元素合成過程を理解する上でも重要である。従来、クラスター状態の探索にはクラスター移行反応や低エネルギー共鳴散乱が広く用いられてきたが、反応機構の複雑さや励起エネルギー領域の制約などの問題点があった。

大阪大学核物理研究センターでは、 α 非弾性散乱の精密測定が原子核におけるクラスター状態を励起するのに有効な手法であることを示すと同時に、 ^{11}B 核に $2\alpha + t$ 配位を持つクラスター状態が存在することを発見した [28]。この状態は、クラスターガス状態として知られる ^{12}C の 0_2^+ 状態と類似の性質を持っており、クラスターガス状態が ^{12}C 以外の核にも普遍的に存在し得ることを示した。

また、多くの α クラスター模型がその存在を予言しているにも関わらず、実験的に存在が確認されていなかった ^{12}C の 2_2^+ 状態を初めて発見した [29]。この 2_2^+ 状態は、 ^4He から ^{12}C を合成する天体中での核反応率に大きな影響を与えるため、宇宙物理学的観点からも非常に重要な成果である。

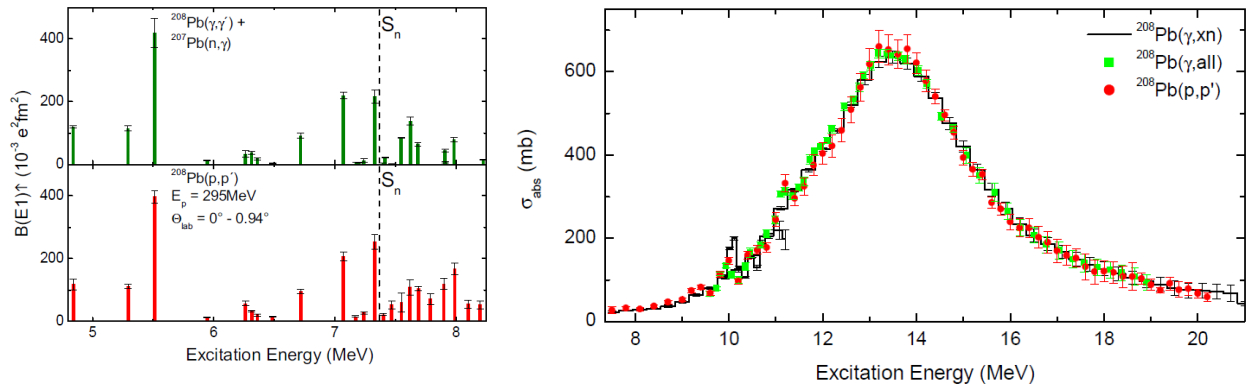


図 2.2.11: (a) ^{208}Pb の $E1$ 強度分布。(b) ^{208}Pb の光分解断面積。

■ $E1$ 遷移強度の包括的測定、ピグミー双極子共鳴

スピン・アイソスピン場に対する原子核の応答を理解する上で、 $E1$ 振動は最も基本的なモードである。原子核の電気双極子 ($E1$) 遷移強度の大部分は巨大双極子共鳴 (GDR) が担っているが、GDR の低励起エネルギー側の中性子しきい値近傍にも遷移強度が比較的まとまって存在することが明らかになってきた。この強度はピグミー双極子共鳴 (PDR) あるいは低エネルギー双極子共鳴と呼ばれ、中性子スキン (もしくは陽子スキン) とそれ以外のコアとの間の双極子振動であることが理論的に示唆されている。しかしながら、スキン振動という描像の妥当性や、集団運動と呼べるほどの集団性があるかどうかなど、多くの点において理論の見解が一致していない。実験的には、一部の原子核でその存在が示されてきた段階であり、遷移強度の系統的測定やアイソスピン依存性などの研究が必要である。

安定核の $E1$ 遷移強度は、主として (γ, γ') 反応と (γ, xn) 反応により、それぞれ中性子しきい値より下と上の遷移強度に関して独立に測定されてきたが、中性子しきい値近傍の測定精度や崩壊様式に対する依存性などに問題があった。

大阪大学核物理研究センターでは、偏極陽子非弾性散乱の超前方測定を用いることにより、 ^{208}Pb 核の $E1$ 励起強度分布を決定することに成功し、中性子しきい値近傍の $E1$ 強度を初めて精度よく明らかにした (図 2.2.11 参照)。他の安定核についても同様の手法を適用した実験を行っており、PDR の全貌を理解する上で重要なステップとなると期待される [30–33]。

また、広い励起エネルギー全体に渡って $E1$ 遷移強度分布を包括的かつ高分解能で測定することが可能となったため、遷移強度の和則値の精密決定が可能となった。これにより ^{208}Pb 核の双極分極能などの原子核の巨視的性質として重要な量が精密に得られた [33]。双極分極能は中性子スキン厚とも深く関係しており、PDR 遷移強度など $E1$ 遷移強度分布と合わせて、原子核の状態方程式、特に対称エネルギー項の決定に大きな役割を果たすと考えられる。

■高分解能測定による巨大共鳴の微視的理解

原子核の集団的運動が質量数とともにどのように発達するかは重要な問いである。大阪大学核物理研究センターで、前方散乱角での高分解能荷電交換反応 (${}^3\text{He}, t$)、非弾性散乱 (p, p') 測定の技術が開発され、これとレーザーコンプトン γ 線の手法を組み合わせ、エネルギー分解能数 10 keV で、 $M1$ 、 $E1$ 、ガモフ・テラー (GT) 励起などを微視的に調べることが可能になった。

図 2.2.12 は $N - Z = 2$ の fp -殻核を標的とした (${}^3\text{He}, t$) スペクトルである [34]。質量数を増すにつれて GT 遷移強度が分散すること、粒子-空孔残留相互作用が斥力であることを反映して遷移強度が 7–12 MeV の高励起領域に押し上げられることが確認された。また、新たに GT 共鳴や巨大双極子共鳴 (GDR) などの巨大共鳴に 100 keV 程度の幅の微細構造があることが明らかになった。この微細構造は、1 粒子 1 空孔状態が多粒子多空孔状態と混合することによる分散効果と、個々の状態の崩壊幅によって説明されると期待される。実験データから、自己相関関数やウェーブレット解析などの統計的手法を用いて、特徴的な幅 (スケール) や準位密度を引き出す試みが行われている。準位密度は、2.2.3.4 節に示すように、系の基本的な熱力学的情報と結びついており、これらの研究から、有限温度における核物質の状態方程式等の理解の進展が期待される。

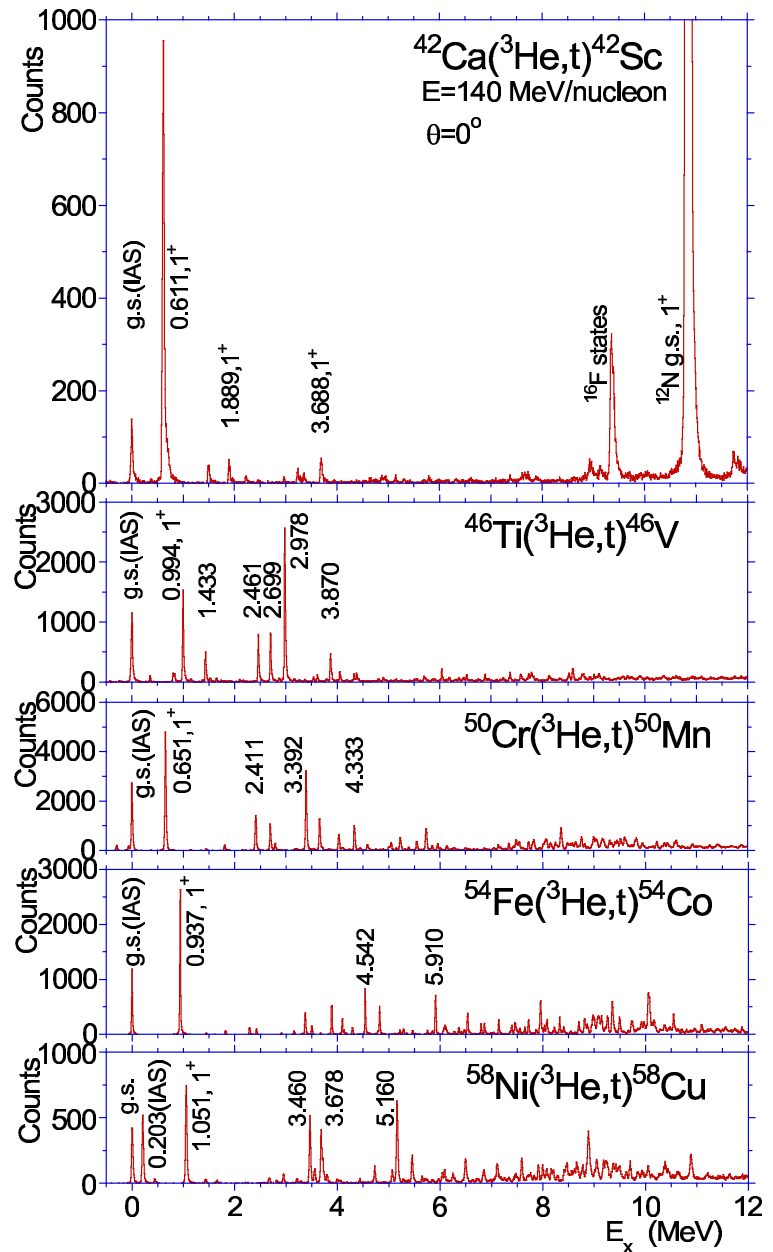


図 2.2.12: fp 殻核の 0 度 (${}^3\text{He}, t$) スペクトル [34]。 $\Delta E \sim 30$ keV。

■実光子による光核反応

実光子を入射粒子として用いる光核反応は、その励起のモードが $E1$ 、 $M1$ 、 $E2$ などの低次の多重極度に制約されるという欠点を持つ一方、反応機構による不定性を持たないという特徴をもち、重イオン反応によるクーロン励起、軽イオン反応による非弾性散乱と相補的な関係にある。近年実用化された 1 GeV 程度の蓄積リングとレーザー光を用いたレーザーコンプトン散乱による γ 線源 (LCS γ 線源)[35] は準単色で 100%偏光した γ 線が得られ、低いバックグラウンドで励起関数の測定が効率よく行える。これらの特徴を生かし、 $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$ 反応と放射化法による $^{180}\text{Ta}^m$ への部分断面積の測定 [36]、しきい値近傍での光核分解反応断面積の精密測定による Zr 同位体の $E1$ 、 $M1$ 遷移強度の測定 [37]、重水素の光核分解反応断面積の精密測定 [38] など多岐にわたる研究が行われている。

■集団励起モードにおけるテンソル相関の発見

テンソル力は不安定核 (中性子過剰核) における 1 粒子軌道の変化などを引き起こし、理論・実験両方において研究が盛んである。しかしながら、集団励起モードのようなダイナミクスに対してテンソル力がどのような効果を及ぼすかについては解明されていなかった。最近、 $^{208}\text{Pb}(p, n)$ 反応のスピンの観測の完全測定によりスピン双極子共鳴 (スピン・パリティ = 0^- , 1^- , 2^-) をスピン・パリティ毎に分離することに世界で初めて成功した。実験結果を Skyrme 力を用いた HF+RPA 理論計算と比較した結果、 1^- についてはソフトニングが、 2^- についてはハードニングが観測された。これらの変化は、原子核のダイナミクスに対するテンソル力の効果として理解された [39]。

■スピン・アイソスピン応答の大局的理解

スピン・アイソスピン応答のうち、GT 共鳴状態について、 (p, n) 反応では和則値の 50–60%しか遷移強度が観測されないという「GT 遷移強度の抑制問題」が存在した。この問題に解答を与えるべく、核内 Δ 励起を取り入れた $\pi + \rho + g'$ 模型でのスピン・アイソスピン応答の統一的な理解が試みられた。 $^{90}\text{Zr}(p, n)$ 、 $^{90}\text{Zr}(n, p)$ 反応から得た運動量移行 $q = 0 \text{ fm}^{-1}$ の GT 遷移強度分布と、 $q \simeq 1.7 \text{ fm}^{-1}$ の応答である ^{12}C 、 $^{40}\text{Ca}(p, n)$ 準弾性散乱データが包括的に解析され、ランダウ・ミグダル係数 $g'_{\text{NN}} = 0.6\text{--}0.7$ 、 $g'_{\text{N}\Delta} = 0.2\text{--}0.4$ が求められた [40]。この値をもとに、中性子物質における π 中間子凝縮相の臨界密度を見積もると $2\rho_0$ となり、質量 $1.4M_{\odot}$ 程度の中性子星でも π 中間子凝縮相が出現し、中性子星の冷却シナリオに寄与している可能性が指摘された。

■高スピン状態の対相関

原子核の基底状態の対相関ギャップ・エネルギーは、偶奇質量偏差から実験的に直接求めることができる。最近、中性子数 83 の原子核の結合エネルギーと高スピンアイソマーの励起エネルギーを用いることにより、励起状態である高スピン状態に対して対相関ギャップ・エネルギーが初めて導出された。高スピン状態で対相関は消失するという従来の常識とは異なり、高スピン状態でも基底状態と同程度の対相関作用が存在することが明らかになった。

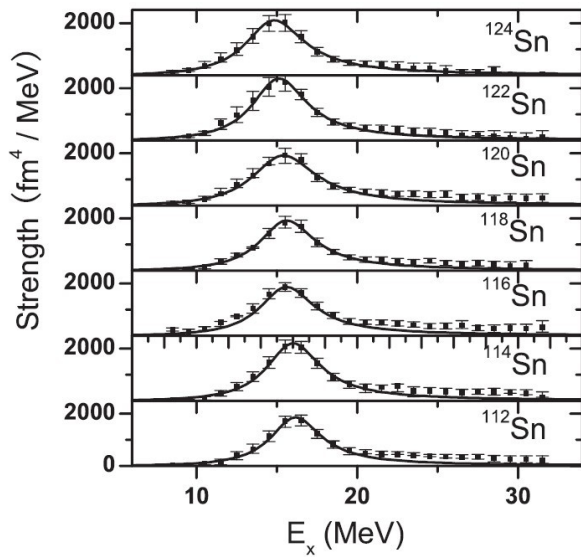


図 2.2.13: Sn 同位体の GMR 励起強度分布 [44]。

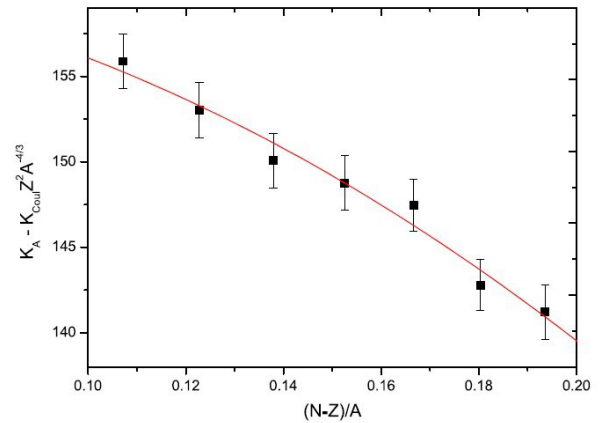


図 2.2.14: GMR の有効平均励起エネルギーと Sn 同位体における非対称度 [= $(N - Z)/A$] の比較 [44]。

■ π 中間子やテンソル力の核構造計算への取り込み

原子核の束縛エネルギーの大部分 (70~80%) は π 中間子交換による相互作用からきており、強いテンソル力を持つ。しかしこれまでの伝統的な殻模型や平均場計算では、テンソル力 (π 中間子) による寄与はあらわには取り入れられず、残留相互作用や粒子・空孔相互作用などへの部分的導入に限られていた。テンソル力は高運動量を持つ核子の成分を強く巻き込むため、殻模型で正確に記述するためには非常に高い軌道成分まで取り入れる必要がある。

最近、テンソル力 (π 中間子) の隠された役割を明らかにし、テンソル力や高運動量成分をあらわに取り入れた新しい核構造計算の構築が進められている。テンソル力最適化殻模型 (TOSM) では、 p 殻程度までの安定核や不安定核の構造の予言において既に成果を上げつつある。平均場計算では、 π 中間子をあらわに取り入れた平均場計算の取り組みや、テンソル力を含む準現実的核力を用いた研究が進められており、粒子軌道の核依存性や魔法数の変化が説明されつつある [41–43]。

2.2.2.4 状態方程式

■ 核物質における非圧縮率の精密測定

核物質における非圧縮率は、核物質の状態方程式を構築する上で最も基本的な物理量であり、原子核物理学のみならず超新星爆発や中性子星など天体核現象の観点からも非常に重要である。核物質における非圧縮率を決定するためには、原子核における圧縮性励起モードである巨大単極子共鳴 (GMR) を系統的に測定し、その励起強度分布を知る必要がある。大阪大学核物理研究センターでは、高品質 α ビームを用いることにより、0 度を含む超前方角度における α 非弾性散乱の精密測定に成功し、GMR の系統的研究がなされた。その一例として、Sn 同位体において測定された GMR 励起強度分布と有効平均励起エネルギーを図 2.2.13 及び図 2.2.14 に示す [44]。これら一連の測定から、核物質の非圧縮率及びその非対称項が各々 $K_\infty = 240 \pm 20$ MeV、 $K_\tau = -550 \pm 100$ MeV と決定された。

■陽子弾性散乱による核内中性子分布の測定

原子核内における核子分布は、原子核の性質を理解する上で最も基本的な観測量である。核内陽子分布が相互作用の不定性がない電子散乱を用いて精密に決定されている一方で、核内中性子分布は、これまで十分な精度で決定されていなかった。大阪大学核物理研究センターでは、陽子弾性散乱の高精度測定を行い、 ^{58}Ni のデータをもとに相対論的インパルス近似による理論計算の妥当性を確立した上で、Pb 同位体のデータを用いて核内中性子分布の決定に成功した [45]。図 2.2.15 に $^{204,206,208}\text{Pb}$ に対する陽子弾性散乱の断面積ならびに偏極分解能の測定値と相対論的インパルス近似計算との比較を示す。この情報から、Pb 同位体における中性子分布が図 2.2.16 のように決定された。中性子分布半径と陽子分布半径の差 (中性子スキン厚) は、核物質の対称エネルギーの密度依存性に対して敏感な観測量であることが理論的に指摘されており、決定された中性子分布から核物質の状態方程式を構築する上で重要な対称エネルギーについての知見が得られた。

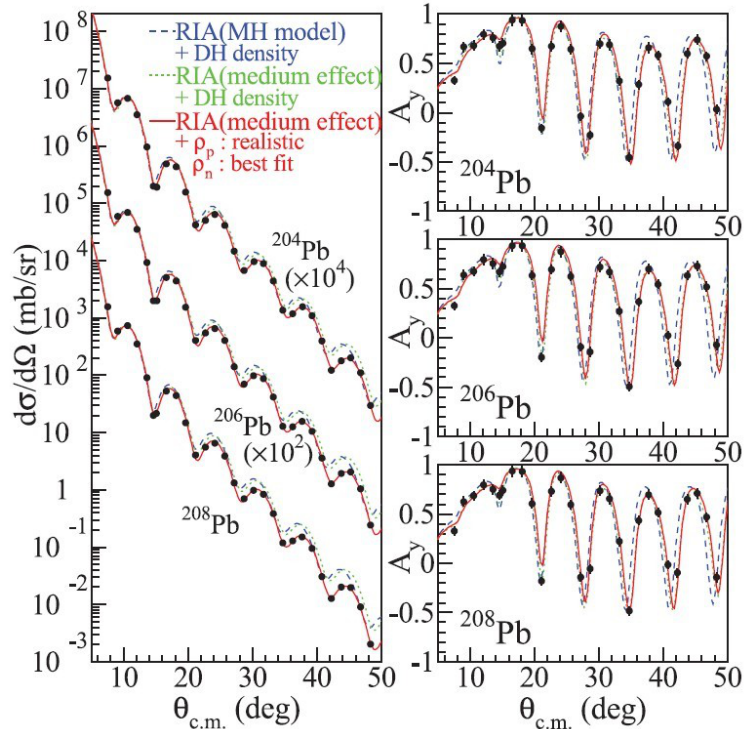


図 2.2.15: $^{204,206,208}\text{Pb}$ に対する陽子弾性散乱の断面積ならびに偏極分解能の測定値と相対論的インパルス近似計算との比較 [45]。

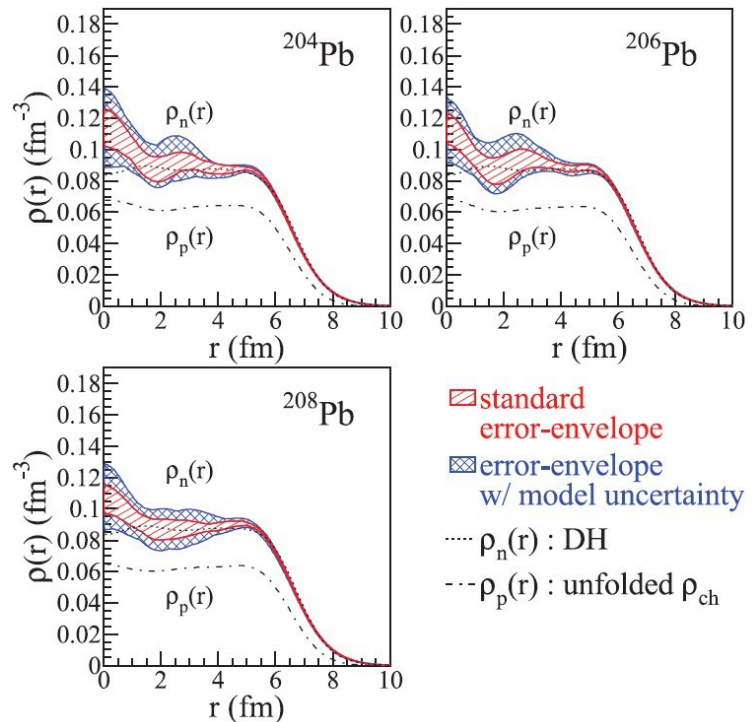


図 2.2.16: 陽子弾性散乱によって決定された Pb 同位体における中性子密度分布 [45]。

2.2.2.5 核反応論の進展

近年、原子核反応論は目覚ましい発展を遂げている。特に重要な進展として、従来の現象論的相互作用を用いたアプローチから、2核子間有効相互作用を基礎として核反応を記述する微視的なアプローチへの転換がなされたことが挙げられる。ごく一部の軽い原子核の反応については、現実的核力を用いたいわゆる *ab initio* の反応計算も実現しており、高い成功を収めている。これは、有効相互作用をベースとする微視的核反応論の堅固な足場であるとも言える。また、これまで無視されてきた高次の反応自由度を取り入れる研究も大きく進展し、理論計算の定量性が飛躍的に向上している。高い信頼性と定量性を有する核反応計算は、実験で直接測定することが難しい反応の研究などにおいて絶大な威力を発揮している。更にごく最近、3つの粒子が同時に衝突・融合するという、全く新しい反応描像に基づいた核反応計算が遂行され、既存の炭素 12 生成シナリオとは大きく異なる結果が理論的に予言されている。このように、これまでの研究では解明できなかった原子核(系)の静的・動的性質が次々と明らかになっており、以下、特に重要と思われる研究成果について掘り下げて解説を行う。

■核反応に対する微視的アプローチ

従来、原子核反応の記述は、現象論的に決定された一体ポテンシャル中における量子力学的散乱現象という描像を基礎としてきた。このようなアプローチは、最も基礎的な反応である弾性散乱の実験観測が豊富に存在する場合には極めて有効であり、軽イオン(質量数 4 以下の粒子)と安定核の反応に関しては、事実高い成功を収めている。しかし弾性散乱の情報乏しい重イオン-重イオン反応や、天然に存在しない不安定核が関与する反応については、現象論的なアプローチの信頼性は大きく損なわれてしまう。

そこで近年、原子核の反応を、核子-核子間相互作用をベースとして理論的に記述する試みが精力的に行われている。特に近年発展が目覚ましいのは、反応の描述に陽に取り入れる空間(P空間)とそれ以外の空間(Q空間)の相関に起因する、原子核間ポテンシャルの虚数部の理論的な導出である。これにより、核子-原子核及び原子核-原子核反応について、今やほぼ予言性のある記述が可能となっている(図 2.2.17 参照)[46]。

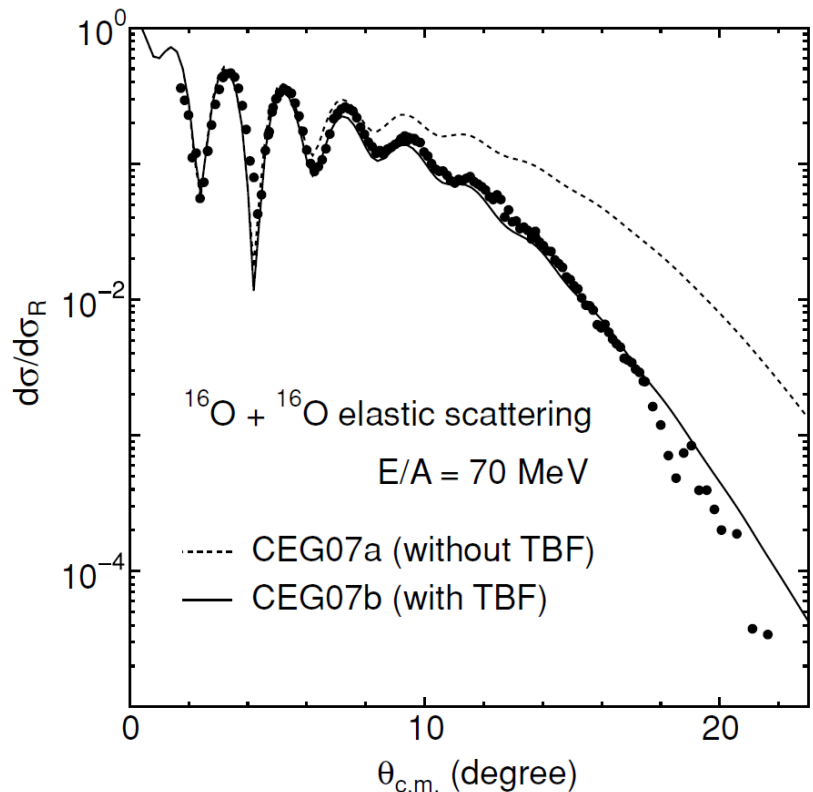


図 2.2.17: 酸素 16 と酸素 16 の弾性散乱断面積の角度分布 [46]。実線(点線)が三体力の効果を取り入れた(取り入れない)理論計算。いずれも調整パラメータなし。

この微視的核反応論は、精度の高い核構造計算との連携により、原子核の性質の実証に威力を発揮する。例えば最近、 ^{31}Ne は中性子ハロー構造と大きな変形状態が共存した原子核である事が確定した [47] が、これは微視的核反応論の重要な成果である。調整パラメータを含まない理論計算は、弾性散乱に留まらず、様々な散乱観測の予言を可能とする。そのような予言を実験により検証するという流れは、今後、原子核物理学のひとつの標準的なスタイルになっていくものと期待される。

■分解反応の理論解析に基づく恒星内核融合反応率の決定

直接測定することが困難な天体核反応の断面積を間接的に測定する手段として、仮想光子を用いた分解反応が活用されている [48]。その一例が、 ^{208}Pb による ^8B の分解反応解析から、 ^7Be と陽子の融合反応確率 (天体核物理因子 S_{17}) を決定する試みである。この反応を、光による分解反応 (光子吸収反応) とみなし、時間を逆にたどれば、 ^7Be と陽子の融合反応と解釈することができる。すなわち、地上で測定された分解反応の結果から、恒星内での核融合反応の断面積を求めることができる。

ところが 2003 年、このようにして得られた S_{17} と、 ^7Be と陽子の融合反応を直接測定して得られた S_{17} が大きく食い違うことが指摘された [49]。両者の不一致は、天体核物理学に留まらず、原子核物理学全体にとって重大な問題とされた。この問題を解決するため、 ^8B の分解反応を非摂動的に記述する大規模反応計算 (軌道角運動量を 10,000 程度まで考慮) が遂行された。分析の結果、 S_{17} の直接測定値と間接測定値の差は、上述の高次の反応自由度によって完全に説明されることが明らかになった (図 2.2.18 参照) [50]。

この結果は、精密な反応解析を行いさえすれば、天体核物理学において重要な反応の反応率を、分解反応実験によって正確に決定できることを示しており天体核反応の間接測定法に対して、明確な定量的信頼性を付与した重要な成果であると考えられる。

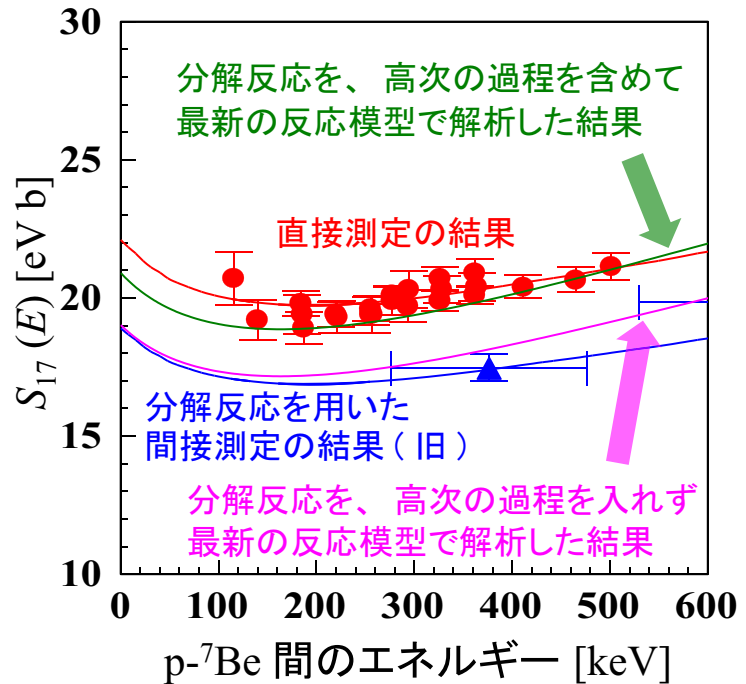


図 2.2.18: ^7Be と陽子の融合反応確率。

■ 3 粒子融合過程の量子力学的記述 (炭素 12 生成の新しい理解)

従来の宇宙進化における元素合成研究では、3 粒子が同時に衝突して元素を形成する過程の寄与が本質的に見落とされてきたという問題がある。

この問題は、人類にとって最も重要な原子核とも言える炭素 12 (^{12}C) 原子核の生成反応と直結している。この反応はこれまで、 ^8Be 及び ^{12}C のホイール状態を経由する、連続して起きる 2 つの 2 粒子融合反応という描像に基づいて理解されてきた。しかし環境の温度が低い場合、この反応は、3 つの α 粒子が直接融合する過程、すなわち 3 粒子融合過程へと移行する (図 2.2.19 参照)。この反応は、入射状態に 3 つの粒子を含むため、その定式化は長く困難な状況にあった。

そのような中、2009 年、離散化チャネル結合法と呼ばれる反応モデルを抜本的に拡張・改良することにより、3 粒子融合過程 (Ternary Fusion Process; TFP) の純量子力学的な定式化がなされた [51]。この描像に基づいて得られた ^{12}C の生成反応率は、既存の反応率を劇的に上回っており、 ^{12}C 生成反応における TFP の本質的な重要性が明らかになった (図 2.2.20 参照)。

本研究の結果は、従来の ^{12}C 形成シナリオを根本から覆す結果であるだけでなく、TFP という、原理的には元素合成のシナリオ全体に影響する、普遍的で新しい反応描像の重要性を強く示唆する結果であると考えられる。

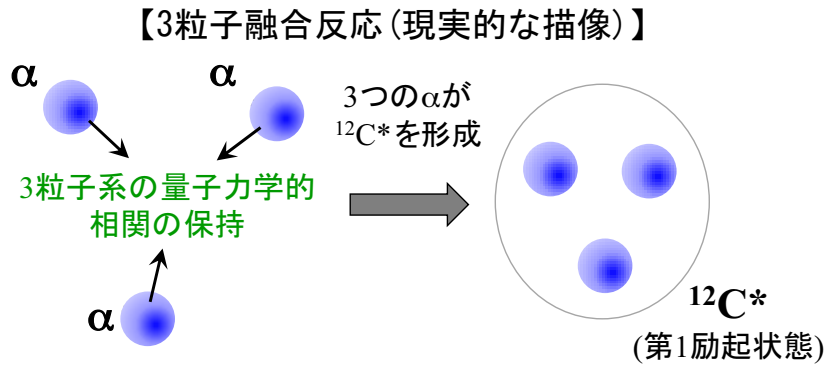


図 2.2.19: 3 粒子融合反応の描像。

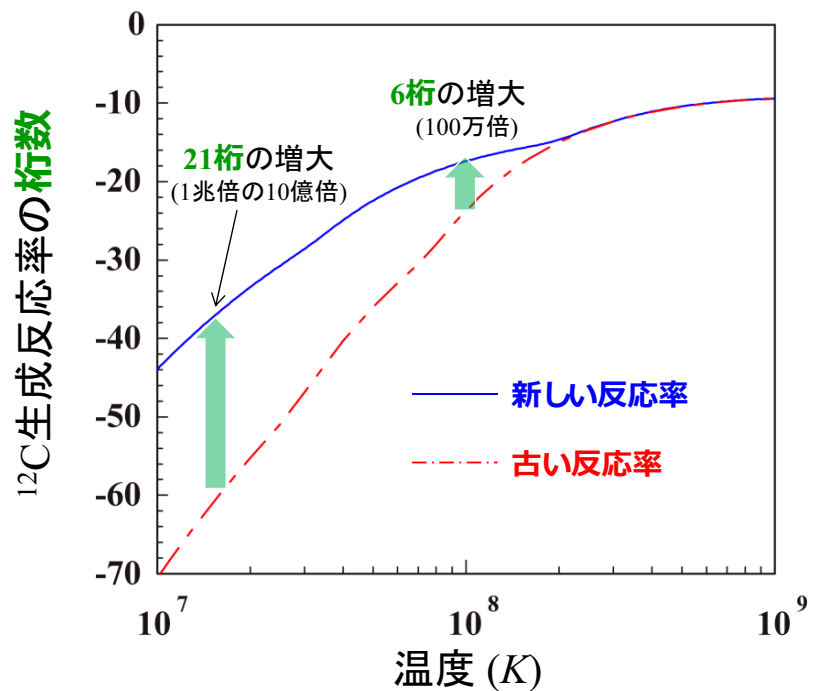


図 2.2.20: 3 粒子融合過程による ^{12}C 生成反応率。

2.2.3 今後の計画

5つの柱の今後の計画を議論した後、将来計画について2.2.3.6節と2.2.3.7節で述べる。

2.2.3.1 核力の理解

高精度二体力の完成と三体力の確立を受け、今後は核力場で統一的に原子核を記述するという夢の実現を目指し、(i) アイソスピン、(ii) 高運動量領域、(iii) 媒質・密度による変質、をキーワードとして以下のように研究を推進する。

■三体力の精緻化

三体力のアイソスピン依存性 三核子系散乱は三体力のスピンの運動量依存性を調べる上で良いプローブであるが、アイソスピン依存性は基本的に $T = 1/2$ に限定される。GFMC 計算結果などから示唆されているように、中性子過剰核などの非対称核では三体力のアイソスピン $T = 3/2$ の項が大きく寄与すると予想される [10]。 $T = 3/2$ 三体力へのアプローチは、少数核子系散乱における3中性子状態、3陽子状態のダイナミクスの研究、また将来的に第一原理計算が可能となってくると予想される比較的軽い原子核の同位体の性質を系統的に研究することが要になる。

実験的には、クーロン力を考慮せずに済む中性子ビームの開発や、中性子過剰な三重水素ビームを用いた高精度実験の実現が鍵となる。

三体力の高運動量領域の研究 三体力の重要性は核物質の状態方程式の記述においても指摘されており [52]、中でもその高運動量成分が重要な役割を果たすと考えられている。核子-重陽子弾性散乱、及び分解反応などの三核子系散乱は、この研究に適したプローブである。現在、核子-重陽子弾性散乱の後方散乱角度では、エネルギーが高くなるほど藤田-宮沢型の 2π 中間子交換型三核子力 [4] だけでは実験値が説明できないことが明らかになっている。今後、後方弾性散乱の反応を出発点に、高運動量領域における三体力を含む核力の研究を推進する。そのために、様々な運動学を押さえるための 4π 型粒子検出器や、スピン観測を測定するための偏極度計の整備を行う。

■核力の媒質効果のアイソスピン依存性の解明

$(\vec{p}, \vec{n}p)$ 反応 (原子核中での陽子・中性子散乱) の偏極移行量の測定を行い、 $(\vec{p}, \vec{p}'p'')$ 反応 (原子核中での陽子・陽子散乱) との比較から、核力の媒質効果のアイソスピン依存性を解明する。偏極移行量により、核力の各項 (中心力・テンソル力など) を実験的に決定するとともに、核力の中間子交換描像に基づき、中間子の性質が核密度やオフシェル性の関数としてどのように変化するかを明らかにする。

■ Δ 自由度をあらわに扱った核力

350 MeV までの二体力については高精度模型が存在し、精密核力のフロンティアは三体力と 350 MeV 以上のエネルギー領域における二体力に移りつつある。両者を統一的に理解するには、 Δ の自由度をあらわに扱った核力モデルが必要である。その記述精度の向上には、 Δ 励起のエネルギー付近での πN 散乱の精密データが重要である。

2.2.3.2 極限原子核の物性

■変形と高スピンの極限

原子核の変形と高スピンの極限に到達しその物性を解明するためには、原子核の究極の高速回転状態を生成し、その性質を精密に調べることが鍵となる。変形に関しては、いまだ発見されていない長軸と短軸の比が3:1のハイパー変形状態や、バナナ型変形のようなエキゾチック変形の探索を行い、変形進化のダイナミクスを解明する。また、原子核のイラスト線沿いの構造変化を精密に調べることにより、高速回転の極限において変形から核分裂に至る機構を解明する(図 2.2.21 参照)。

実験的には、高スピンアイソマーや中性子過剰核をビームとする核融合を用いることで、更なる高スピン状態や中性子過剰原子核の高スピン状態を生成する。また、微弱なピークを高い信号雑音比で選別するために、トラッキング型の次世代ガンマ線検出器を開発する(2.2.3.6 節参照)。

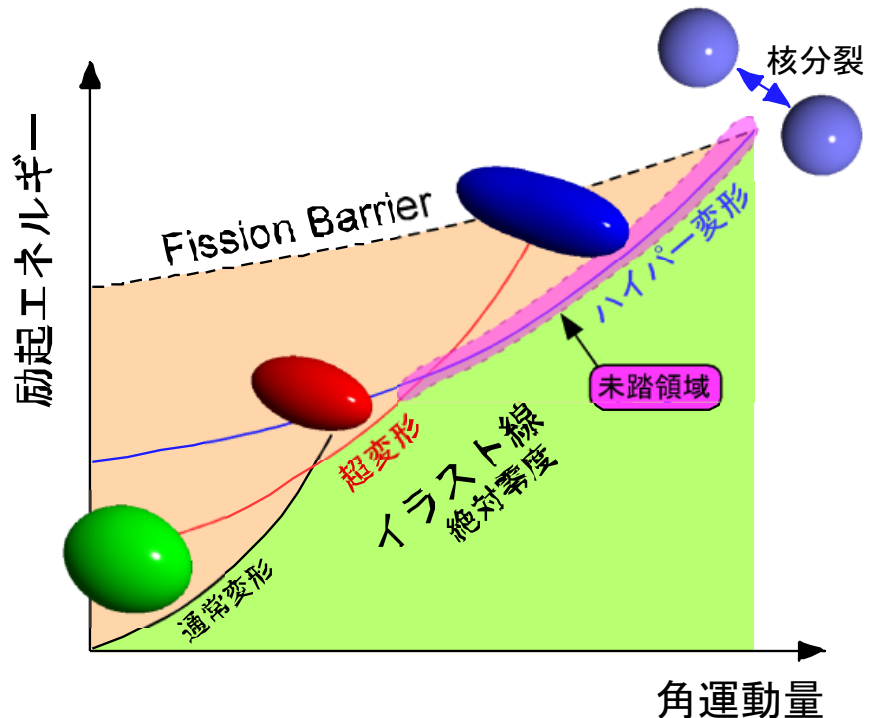


図 2.2.21: 角運動量と励起エネルギーの相関図。

■エキゾチック変形とその集団運動

エキゾチック変形とそれにより引き起こされる集団運動は、原子核という量子多体系に実現する多彩な構造を明らかにする上で重要である。未発見のエキゾチック変形として、原子核の超変形状態の上に立つ八重極振動モード(バナナ型)、正四・正八面体原子核、オブレート型原子核の超変形状態などがある。三軸非対称変形に関しては、安定な三軸非対称変形を発見するためのウォブリングバンド、カイラル対称性を示す原子核、原子核の潮汐波モードなどの探索を行う。

集団運動に関しては、例えばアイソマービームのクーロン励起では、電氣的放射で遷移可能な状態のみが励起され、この選択性を利用することにより、未発見のエキゾチック変形の集団運動などの発見を目指す。また高スピンアイソマービームにより、ビームの高スピン状態と標的の基底状態間の核子移行反応や、高スピン状態の上に形成される巨大共鳴など新たな現象が観測可能となり、高スピン環境下での原子核の反応や応答の機構を解明する。

■変形共存と変形の進化

中性子過剰核や陽子過剰核、更には、超重元素などの新たな質量領域において、変形共存や変形の進化の探査を行う。これらの領域では、従来の球形・プロレート・オブレート変形の変形共存だけではなく、これらの変形と三軸非対称変形や正四面体などのエキゾチック変形との変形共存など未知の変形共存が予測されるため、変形共存の機構解明に重要である。変形進化に関しては、安定線から離れた領域での魔法数の安定性(変形に伴う魔法数の消失など)を解明する必要があり、球形の魔法数(二重閉殻である ^{78}Ni , ^{100}Sn , ^{132}Sn など)近傍でのアイソマー探査を行う。究極のアイソマーとして、中性子や陽子ドリップラインを超えた原子核の探査が考えられる。陽子や中性子崩壊に対して基底状態は安定ではないが、遠心力ポテンシャルによりアイソマーが束縛状態として存在する可能性があり、原子核のアイソスピンに対する存在限界を知る上で重要な情報となり得る。

2.2.3.3 原子核の多様な相の起源

■クラスター構造

クラスター凝縮状態の探索 ^{12}C の 0_2^+ 状態は3つの α 粒子が最低エネルギーを持つ s 軌道を占有したクラスター凝縮状態であり、 α クラスターの運動量分布はデルタ関数的なシャープな分布となる一方、半径が増大し密度分布は希薄化していると考えられている。直交条件模型計算によると、 0_2^+ 状態の内部では標準核子密度の $1/4$ – $1/5$ という顕著な希薄が生じている。そのため、3つの α 粒子が互いに弱く相互作用しながら比較的自由に運動している「希薄ガス状態」が生じていると考えられ、密度の飽和性ゆえに「液滴」と形容される通常の原子核との対比において非常に興味深い。

同様のクラスター凝縮状態は $A = 40$ 程度までの原子核に存在すると予言されているが、実験的には全く確認できていない。クラスター凝縮状態は、 $N\alpha$ 崩壊によってクラスター凝縮状態を経由しつつ崩壊すると期待されるので、 α 非弾性散乱とその後の $N\alpha$ 崩壊を同時計測することによってクラスター凝縮状態の探索を行う。

クラスター凝縮状態の半径測定 クラスター凝縮状態では半径が増大していると考えられているが、その半径を決定する手法は確立されていない。クラスター凝縮状態を励起した場合、終状態と始状態の歪曲ポテンシャルが著しく異なるため、歪曲の効果を通して、励起状態の半径の情報が α 非弾性散乱の角度分布に反映するという示唆がある。しかし、現状では歪曲の効果に比べて理論計算の不定性が大きく、励起状態の半径の決定には至っていない。反応模型の進歩により定量性のある理論計算が確立すれば、精密測定による実験データとの比較から励起状態の半径が決定できると期待される。

励起状態の半径測定の他の可能性として、クラスター凝縮状態から放出される α 粒子の間の量子力学的相関(HBT 相関)を測定して、 α 粒子の放出源の半径を決定する方法がある。HBT 相関を用いた半径測定は、すでに重イオン衝突において試みられて一定の成果を挙げており、これをクラスター凝縮状態に適用すれば、クラスター凝縮状態の半径が決定できると期待される。

クラスター分子状態の探索 中性子過剰核におけるクラスター構造は、クラスター構造の生成と消滅の機構の解明に重要である。 $n\alpha$ クラスター状態に余剰中性子を付加すると、 α クラスター間に形成された分子軌道を占有して結合エネルギーを獲得し、クラスター分子状態が発現すると期待されている。

る。更に余剰中性子を付加すると、クラスター間の結合エネルギーが増加に伴い波動関数の空間的な重なりが増大するために、クラスター構造が消失し、平均場的な状態へ回帰すると予想されている。

そこで、中性子過剰な不安定核からの α 非弾性散乱を測定して、クラスター分子状態の探索を行う。通常、安定核を用いた散乱実験は、研究の対称となる安定核を標的として用いる順運動学条件下において実施するが、不安定核実験では、不安定核を標的にすることが難しいので、不安定核をビームとして用いる逆運動学条件下において測定を行わなければならない。逆運動学条件下における励起エネルギーの決定には、不変質量法が広く用いられるが、不変質量法では、崩壊の多重度が高いと期待されるクラスター状態を探索することは困難だと予想されるので、新たにアクティブ標的を開発して、低エネルギー反跳粒子測定による質量欠損分光法を確立する。

■巨大共鳴

不安定核における巨大共鳴状態の探索と状態方程式 過去に、 N/Z 比が固定されている安定核においては、巨大共鳴状態の探索が精力的に行われてきたが、 N/Z 比が安定線から逸脱している不安定核における巨大共鳴の研究はほぼ手つかずの状態にあると言ってよい。特に、中性子過剰核における巨大単極子共鳴(GMR)は、非対称核物質の非圧縮率を決定する上で非常に重要である。超新星爆発や中性子星など、中性化が進んだ核物質の挙動を明らかにするためには、非対称核物質の状態方程式を確立する必要があり、非対称核物質の非圧縮率は非常に重要な情報を与えるものと期待される。

原子核の集団励起測定 of 展開 原子核の励起状態の性質や、その遷移強度を高分解能にて調べる上で、順運動学による質量欠損法は極めて強力な研究方法の1つである。将来計画の1つである長寿命不安定核標的生成装置(BRILLIANT)により、 $N = Z$ 核は ^{64}Ge まで、鉛(錫)のアイソトープでは190-214(106~130)の質量領域、アイソマーは310核種、奇奇核標的は330核種、標的的最大スピンは $37/2$ まで拡張される(2.2.3.6節参照)。これにより、励起状態の核構造のアイソスピン依存性、核変形やその励起状態、遷移強度の和則の系統的測定、スピンの大きい基底状態核から生成される励起状態、ベータ崩壊やアイソマー崩壊の強い相互作用による誘起、基底状態とアイソマーの双方からの単一状態の励起測定、天体核反応に重要な励起状態の高分解能測定など、研究対象を大幅に拡張する。

広い励起エネルギー領域でのスピン・アイソスピン全応答の決定 原子核反応の断面積の運動量移行分布は移行角運動量 L に特徴的であり、このことを用いて多重極展開がなされ $L = 0$ のガモフ・テラー型遷移強度の抽出などで成果を取めている。この展開法を発展させ、スピン・パリティに敏感な偏極観測を組み合わせるにより、スピン・パリティ毎に分離する手法を確立する。更に、コヒーレント π 中間子生成の観測などもあわせて、 Δ 励起を含む原子核の広い励起エネルギー領域に対して、その応答を完全に理解することを目指す。

■核内相関

原子核の2体密度行列の測定 原子核の陽子及び中性子密度分布(局所一体密度行列)については、電子散乱、陽子弾性散乱、核子放出反応などにより研究が進んできている。一方で核内の核子は独立ではなく、ペアリング、テンソル力、短距離斥力などによる強い核子間相関があるため、1核子の状態

を固定した場合の他の核子の密度分布は、通常の1体核子密度分布とは異なる。この効果は、原子核の2体密度行列として一般に理解され得るものである。

原子核の2体密度行列を得ることができれば、核内核子相関に関する定量的な情報を引き出すことができる。実験では核内運動量の関数としての局所2体密度行列の情報を引き出すことを目指す。具体的には2核子叩き出し反応における運動量相関やスピン観測量、2核子移行反応などが挙げられる。

高運動量成分で見る核構造 原子核構造におけるテンソル力及び π 中間子の隠された役割を解明するために、影響が顕著に現れる高運動量成分に着目して研究を推進する。これにより、これまで常識的であると考えられていた核構造の視点とは全く異なる視点からの理解を押し進める。また、高運動量成分は、核内のアルファクラスター構造や核内での局在した密度分布の理解においても重要である。

理論的には、高運動量成分及びテンソル力を正しく取り扱う理論の構築、更には高運動量移行を取り扱える反応理論の開発が必要である。実験的には、高運動量成分をうまく引き出す実験手法の開発が必要であり、中高エネルギー領域での核子移行反応の利用が検討されている。また、2核子放出反応における2核子間高相対運動量成分の抽出、同反応でのスピン相関の測定、 (p, π) 反応測定なども候補として挙げられる。

2.2.3.4 ハドロン相の状態方程式の理解

状態方程式は、系の熱力学的な情報を記述する、最も基礎的な方程式のひとつである。原子核物理学の分野で特に注目されているのが、無限に広がった核物質のエネルギーと核密度の関係式である。密度の飽和性は原子核の最も基本的な性質であるが、その飽和密度は、状態方程式でエネルギーの最低点を与える核密度に他ならない。

状態方程式に残された大きな課題のひとつは、いわゆる非対称核物質の状態方程式の理解であり、これは、不安定核の網羅的研究によって著しい進展が見込まれている。本研究では、もうひとつの課題である、有限温度の状態方程式の策定を目指す。これは図 2.2.22 の QCD 相図で言えば、有限密度(原子核標準密度)・有限温度のハドロン相(閉じ込め相)における状態方程式の策定を目指す計画である。この状態方程式は、QCD 有効模型の有限密度・有限温度における有効性を検証するためにも極めて有用であると考えられる。

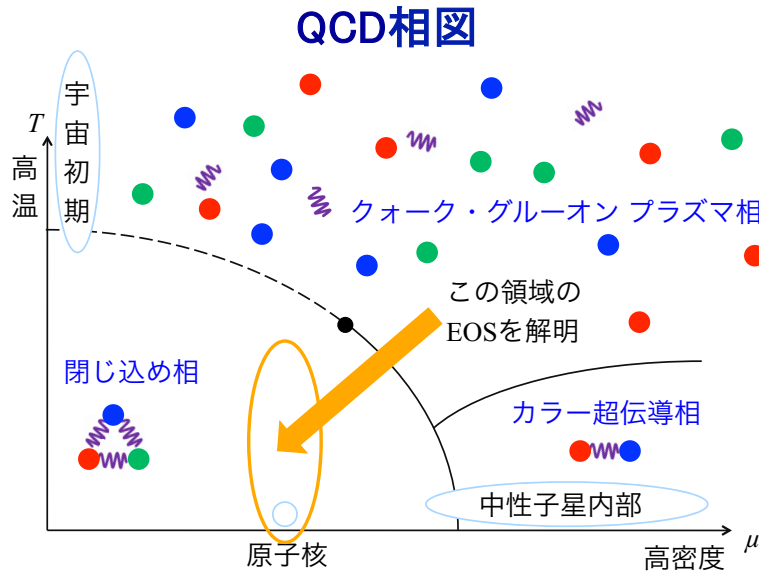


図 2.2.22: QCD 相図。

この状態方程式を策定するためには、原子核の高い励起状態の準位密度を系統的に測定・取得する必要がある。様々な原子核に対する準位密度を集約し、ある種の平均を取ることによって、原子核の個性をならし、平均的な準位密度を得ることができる。準位密度は大分配関数とラプラス変換で結び付いているため、前者から系(有限の空間内に存在する核子系)の熱力学的な情報を得ることができる。そこから核物質の状態方程式を引き出すためには、更に有限系の効果を差し引く必要がある。その方法の考案は、理論に課せられた重要な課題のひとつであろう。

核物質ではなく、あくまで有限核子系としての相構造を研究することもまた、重要なテーマである。原子核は平均して核子あたり約8 MeVのエネルギーで束縛されているため、8 MeV×核子数のエネルギーを与えれば、原理的にはすべての核子がバラバラになった状態への遷移を観測することができる。これは、量子液体である原子核の基底状態から、核子の自由ガス状態への相転移として捉えることができる。更にこの相転移の途中には、原子核の様々な自由度が開くしきい値が多数存在する。このしきい値を境として、核子系の熱量曲線はその振る舞いを変えるはずである。このいわば過渡現象は原子核に特有のものであり、量子多体系の相転移現象として、極めて興味深い研究対象である。QCD相図では単一の相として理解されるハドロン相の中に、核子多体系としての相図を描くことは、原子核物性の解明にとって極めて重要な一歩であると考えられる。

また、原子核の準位密度の測定自体、重要な意味を持つ。特に核データや天体物理学では、準位情報は基本的なインプットであり、その整備が強く要請されている。また、低励起状態から高励起状態に行くにつれて、準位密度のゆらぎが秩序型からカオス型へと変化することが知られているが、その移行の過程は全く理解されていない。その解明も、準位密度研究の重要なテーマのひとつである。

2.2.3.5 直接反応の真の理解

直接反応とは、反応系の自由度のうち、少数のものだけが励起される反応を指す。直接反応(あるいは直接過程)は、系のすべての自由度が励起し尽くされる複合核過程の対極として位置づけられており、その“シンプルさ”故に、これまでの研究によって非常に多くのことが解明されている。しかし、たとえ反応に関与する自由度が少数であったとしても、その自由度の関与の仕方がシンプルであるとは限らない。事実、入射チャンネル(状態)と放出チャンネルとの結合が強い場合には、両者の間の遷移は無限回発生する。また近年では、入射粒子自体が反応の途中で分解する自由度が重要視されており、連続無限個の状態が強く結合した反応の記述が必要となっている。このような「複雑な直接過程」の定量的な分析は、ごく最近、ようやく可能となったばかりである。

一方、原子核の構造に関して、近年次々に新しい知見が得られている。特に高い注目を集めているのが、 π 中間子の擬スカラー性に起因するテンソル型2核子間力(テンソル力)の役割である。テンソル力は、不安定核の魔法数の変化や、核物質としての原子核の飽和曲線に強く影響することが示唆されており、このテンソル力に起因する核子相関の実証は、原子核物理学の極めて重要な課題である。これを遂行するため、テンソル力を取り入れた原子核反応研究を推進する。特に、テンソル相関の実証法として注目されている、中間エネルギーにおける(p, d)反応(陽子入射・中性子捕獲反応)の定量的記述を行う。テンソル力は重陽子の束縛エネルギーの大半を担う重要な成分であり、原子核反応におけるその役割の解明は、直接反応の真の理解に向けた、本質的な一歩であると言える。

この目的の遂行にあたって最も重要なことは、テンソル力を取り入れた原子核の波動関数の情報を、正確に核反応計算に取り入れることである。核構造計算と核反応計算の接続は、これまでも数多くなされているが、そのほとんどにおいて、木に竹を接ぐ処理が行われているのが現状である。本研究では、重なり関数と呼ばれる、原子核という核子多体系の情報をすべて含んだ量を直接計算し、これを反応計算に取り入れることによって、核構造論(+核子間相互作用)と真に一体化した反応理論研究を遂行する(図 2.2.23 参照)。このような、核構造論と一体化した核反応研究の体制を構築することは、テンソル力研究に限らず、原子核物理学の様々な研究を遂行する上で、本質的な役割を果たすと考えられる。

核反応機構の面では、移行反応の定量的理解が重要な課題である。移行反応は、座標の組み替えが起きる、直接反応の中では最も記述が困難な反応過程である。近年特に注目されているのが、多核子(多粒子)移行反応である。多核子移行反応では、核子ひとつひとつが別々に移行する過程と、多核子が纏まって移行する過程とが混在し、一般に両者は同等の寄与を与えることが知られている。更に、入射原子核から1つの核子のはぎ取られた系に束縛状態が存在しない場合、連続無限個の組み替えチャンネルが強く結合することになる。このような反応を非摂動的に取り扱う枠組みの構築は、直接過程研究のひとつの究極目標といっても過言ではない。

ここで留意すべきは、上述のテンソル相関や中性子相関は、核物理の理解にとって極めて重要であるが、その実証は基本的に困難であるということである。原子核の高い励起状態に出現が予想されている新奇な状態(ガス状態や特殊な変形状態)もまた同様である。端的に言えば、今後我々が解明を目指すものは、原子核の“隠れた本質”であると言って良い。したがって原子核反応を用いてそのような物理を展開する場合、極めて高い定量性が要求される。これは、核反応現象の定性的(または半定量的)な理解に基づいて推進されてきた従来の原子核研究とは一線を画するものと言える。その要求に耐え得る原子核反応・構造論の構築は、まさに精密核物理研究の本筋であり、原子核物理学の発展にとって欠くべからざるものであると言える。重要なことは、これによって解明が進む原子核の性質は、反応に関与する個々の原子核に閉じたもの(静的性質)としてではなく、反応系全体の動的な性質として捉えるべきであり、それにより我々は直接反応の真の理解に到達できるものと考えられる。

最後に、定量的原子核理論の構築は、様々な周辺分野にとっても本質的に重要である。原子力や医療の分野において、信頼性の高い核データが必要であることは言うまでもない。また宇宙物理学(特に恒星進化や元素生成)も、正確な核反応率に支えられている。このような研究分野に対して、原子核物理学として責任を持って物理量を提供することも、精密核物理の重要な役割である。

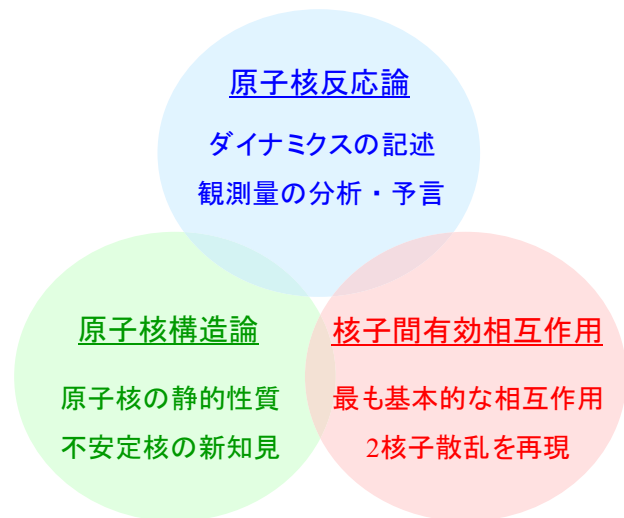


図 2.2.23: 反応理論研究の概念図

2.2.3.6 将来計画 (RCNP)

精密核物理の将来目標である「核物質の物性の理解」へ向けて前節までで説明した5つのテーマを推進するために、共同利用研である大阪大学核物理研究センターの将来計画として、

大強度・超高品質ビーム施設

の建設・整備を目指す(図 2.2.24 参照)。本計画は、下記で説明する三種の基幹装置からなる。これにより、励起エネルギー軸に沿った精密測定を不安定核にも拡大し、「核物質の物性の理解」及び「究極の原子核モデルの構築」を目指す。

■新世代高温超伝導加速器

励起エネルギー-アイソスピン平面上の未開拓領域に対する精密核分光を可能とするためには、今までの高品質ビーム生成技術を更に発展させ、下記の要求を満たす必要がある。

超高品質軽イオン ($p, d, {}^3\text{He}, \alpha$) ビーム

- エミッタンス: $0.1\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 以下かつビーム強度: $1 \text{ p}\mu\text{A}$ 以上。
- ビームエネルギー:精密核分光に最適な $K = 400 \text{ MeV}$ をカバー (可能なら $K \sim 800 \text{ MeV}$)。

大強度陽子ビーム

- 核破砕型 ISOL・中性子源などの駆動に適した、メガワット級大強度・高エネルギー陽子ビーム
- 誘起核分裂型 ISOL の駆動に適した、大強度・低エネルギー陽子ビーム

大強度重イオンビーム

- Xe 同位体までの、大強度・低エネルギー ($\sim 10 \text{ MeV/u}$) 重イオンビーム
- Ge 同位体までの、大強度・高エネルギー ($\sim 60 \text{ MeV/u}$) 重イオンビーム (可能なら $\sim 140 \text{ MeV/u}$)

そこで、超高品質軽イオンビームを得るために、軽イオン専用の $K = 140 \text{ MeV}$ 超伝導リングサイクロトロン入射器を建設する。ハイパワー加速空洞と高調波加速空洞の導入により、ビームの大強度化と超高品質化を行う。また、本加速器は、後述の誘起核分裂型 ISOL の駆動にも利用する。

主加速器は、既存のリングサイクロトロンの主コイルを超伝導化し、高エネルギー重イオンにも対応した $K = 800 \text{ MeV}$ 汎用主加速器としてアップグレードする。入射器と同様の加速空洞の導入により、ビームの大強度化と高品質化をはかるとともに、陽子ビームについて MW 級の出力を実現する。

重イオンの入射器は、既存の AVF サイクロトロンの主コイルを超伝導化し、 $K = 200 \text{ MeV}$ 重イオン専用加速器としてアップグレードする。本加速器は、単独で大強度低エネルギー重イオンビームを供給するためにも用いる。

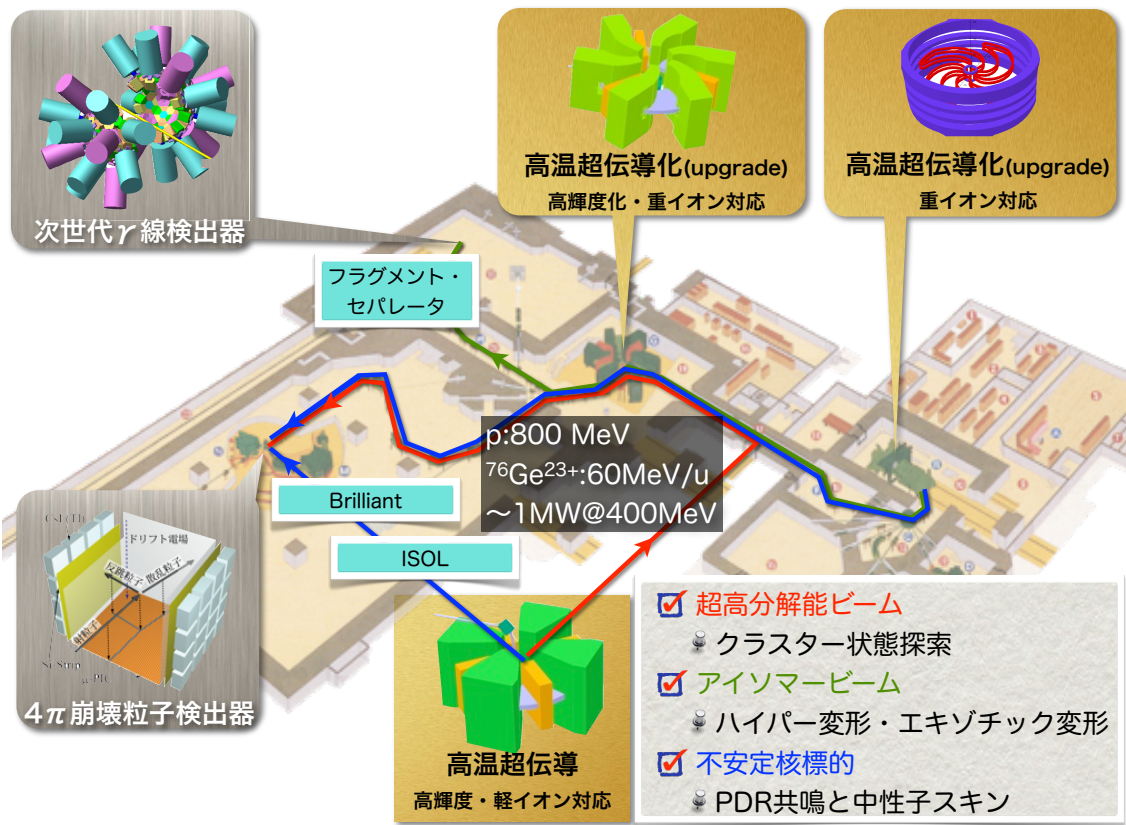


図 2.2.24: 大阪大学核物理研究センター将来計画概略図。

■革新的ビーム発生装置

オンライン不安定核生成・同位体分離・イオン化装置 (ISOL) 一般に不安定核ビームは二次ビームとして生成されるため、エミッタンスが大きく、このことが γ 線計測や散乱実験において大きな制約となっている。しかし、核破碎反応や誘起核分裂により生じた不安定核を収集・同位体分離した上でイオン化し（このような装置をISOLという）、加速すれば、一次ビームと同様の低エミッタンスの不安定核ビームが得られる。ISOLにおける不安定核イオンの収量は元素の種類に強く依存するが、すでに表面電離型イオン源を用いて毎秒 10^{11} 個が実現されている。そこで、ISOLの開発・整備により高品質の不安定核ビームを実現し、不安定核の γ 線分光や次項で述べるBRILLIANTに供する。

長寿命不安定核標的生成装置 (BRILLIANT) 原子核の励起状態の性質や、その遷移強度を高分解能で調べる上で、順反応条件下における質量欠損法は極めて強力な手法である。この測定方法を寿命1分以上の不安定核標的にまで拡張するのが、長寿命不安定核標的生成装置 (BRILLIANT: Beam system for Reaction of Isotopes of Long-life with Light-Ions Applying Normal kinemaTics) である。BRILLIANTでは、融合反応やISOL法を用いて生成した不安定核をオンラインにて効率よく分離し、直径 $10\ \mu\text{m}$ の大きさでインプラント標的に打ち込んで停止させる。この標的に、新加速器から供給される大強度・高品質軽イオンビームを照射すれば、質量欠損法に基づく高分解能測定が実現できる。

アイソマービーム生成装置 ビーム生成・輸送時間よりも長い (≥ 100 ns) 寿命を持つ高スピンアイソマーは、これをビームとして用いることができる。高スピンアイソマービームは、ビーム自身が大きな角運動量を持つため、ハイパー変形やエキゾチック変形状態など、従来のビームでは励起できない極限状態における原子核の物性研究を可能にする。そこで、高スピンアイソマービームを生成するために、目的のアイソマーを他の核反応生成物から分離するフラグメントセパレータを建設する。

超高分解能ビームライン 原子核のクラスター状態は、液相から気相への相転移の機構解明などにおいて重要であるが、一般に準位密度の高い励起エネルギー領域に存在する。したがって、状態を分離・同定するためには、数 keV というこれまでの高分解能 (20–40 keV) を更に超える超高分解能が必要とされる。そこで、新加速器によりビームエミッタンスを従来の 1/10 に制限した上で分散整合技術を用いることにより、数 keV というガンマ線分光に匹敵する新次元の超高分解能測定を実現する。そのために、分散整合ビームラインを改良するとともに、 $\sim 100 \mu\text{m}$ の収束を診断する検出器を開発する。

■先進的検出器

次世代ガンマ線検出器 ハイパー変形やエキゾチック変形原子核の励起状態から放出される微弱な多重ガンマ線を選別し、励起準位構造を解明するためには、高いエネルギー分解能を保持したまま従来の検出感度と信号雑音比を大幅に改善する必要がある。そのために、電極分割された Ge 検出器で構成されるトラッキング型の次世代ガンマ線検出器を開発する。標的を見込む立体角の増大により検出効率を 40%程度にまで増加させるとともに、ガンマ線のトラッキングにより信号雑音比を向上させ、1000 倍程度の感度の向上を目指す。それによりアイソマービーム等の強度の低い不安定核ビームを用いた実験を遂行可能とし、また、大強度ビームの利用のために、高レート耐性と高時間分解能も達成する。本検出器は、不安定核分野と共同で開発・整備・利用を推進する。

4π 荷電粒子検出器 4π 荷電粒子検出器は、励起状態からの崩壊粒子測定により、励起状態の微視的構造を解明するために必要である。例えば、より軽い娘核のアルファ凝縮状態への逐次 α 崩壊を測定することにより、親核のアルファクラスター凝縮状態を同定できる。また、不安定化核ビームを用いた逆運動学実験における反跳粒子検出器としても利用でき、質量欠損法により不安定核の励起スペクトルを崩壊の多重度の制限無く測定できる。必要な高エネルギー・角度分解能を実現するため、ストリップ幅 $100 \mu\text{m}$ のシリコン検出器と CsI 検出器を組み合わせたものを開発する。

2.2.3.7 将来計画 (RCNP 以外)

■レーザーコンプトン γ 線施設の将来計画

産業総合研究所電子蓄積リング TERAS は日本の MeV 領域の γ 線発生施設の中心的な役割を担ってきたが 2011 年度をもってシャットダウンする。代って兵庫県立大学高度産業科学技術研究所の新世代電子蓄積リング NewSUBARU がその役割を担うことが期待される。NewSUBARU は、top-up 入射により安定した強度、エネルギー、エミッタンス、高い偏光度の γ 線が生成でき、世界的にもユニークな実験施設である。更に高出力の連続波長可変レーザーを導入すれば、任意のエネルギーの γ 線が生成でき、光核分解反応断面積の精密測定に大きく貢献すると期待できる。

2.2.4 他のWGとの連携

他のワーキンググループとの連携や関連性を図 2.2.25 にまとめる。不安定核分野及びハイパー核・ストレンジネス分野とは、将来目標である「核物質の物性の理解」のためには密接に連携し包括的に研究を推進する必要がある。また、原子核物質の状態方程式や核媒質効果については、高エネルギー重イオン分野 (高温・高密度)、ハイパー核・ストレンジネス分野 (高密度)、不安定核分野 (高アイソスピン) と分野横断的な連携が必要である。

以下個別に、他分野との関連性や連携の重要性について述べる。

2.2.4.1 不安定核分野

不安定核の基本問題と、精密核物理の将来の研究テーマは以下のように深く関連しており、相互に連携しながら研究を推進する。

殻構造は安定線から離れた領域でも原子核の基本構造たりうるのか？

- 三体力のアイソスピン依存性の研究。
- 高運動量成分で見る核構造の研究・テンソル力を取り入れた核反応計算の実現。
- 1 粒子軌道の変化と集団励起状態 (巨大共鳴) の変化の研究。

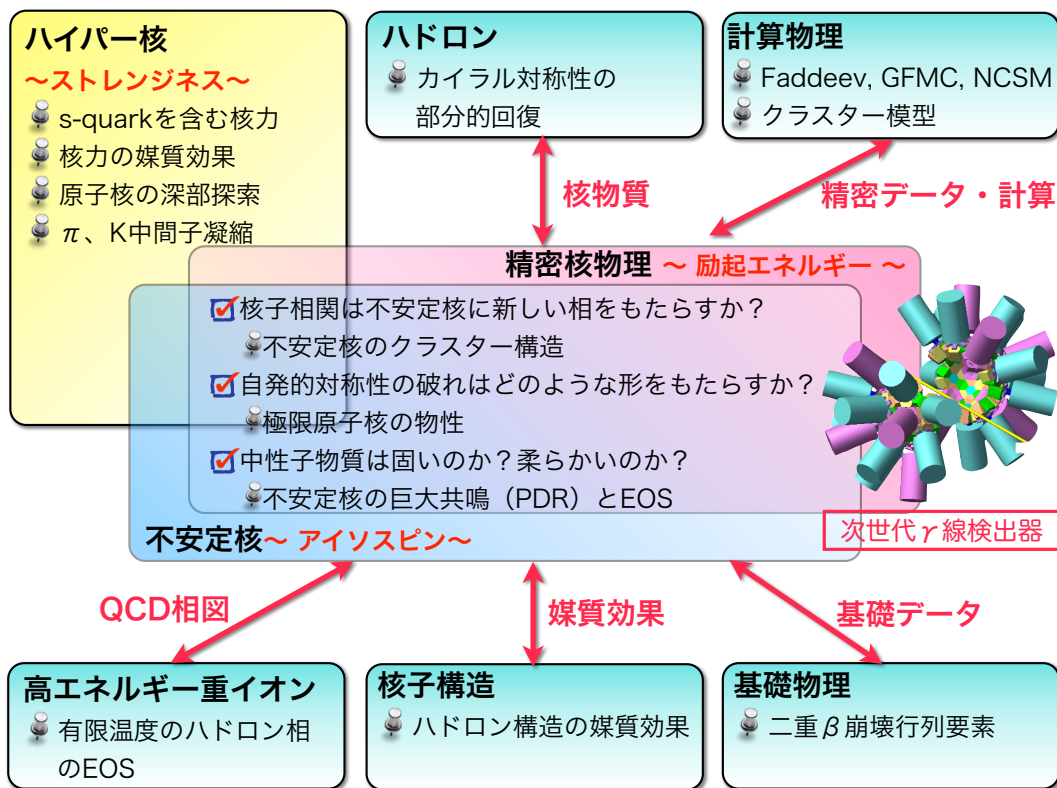


図 2.2.25: 精密核物理分野と他のワーキンググループとの連携や関連性。

核子相関は不安定核に新しい相をもたらすか?

- 核内相関の研究。
- 不安定核のクラスター構造の研究。

自発的対称性の破れは原子核にどのような形を生み出すのか?

- 極限原子核の物性の研究。

中性子物質は固いのか?柔らかいのか?

- 不安定核における巨大共鳴の探索と状態方程式の研究。

2.2.4.2 ハイパー核・ストレンジネス核物理分野

- ストレンジネスを付与することにより、核力は、SU(2) 中性子-陽子系から SU(3) へ拡張される。これにより、精密核物理分野が達成する SU(2) における核力場による統一的理解が、ストレンジネスを含む SU(3) の系の真の理解へと発展していくことが期待される。
- ラムダ-シグマ間の質量差 (80 MeV) が核子- Δ 間の質量差 (300 MeV) よりも小さいため、ストレンジネスを含む系では三体力がより強いことが示唆される。両者を比較することにより、三体力の精密な記述とその起源の理解の深化が期待される。
- 中性子星などの核物質では π 中間子やストレンジネス凝縮が発現している可能性があり、高密度核物質の相転移の理解には横断的な連携が重要である。
- ハイパー核プローブは原子核の深部の探索が可能な点で重要である。例えば、ストレンジネスの混入による核の変形度の変化は、変形メカニズム (自発的対称性の破れ) の理解に重要である。

2.2.4.3 計算核物理分野

関連性が特に強い研究テーマとして、以下のものが挙げられる。

- 少数系精密計算 (構造・反応)。グリーン関数モンテカルロ法、コアなし殻模型、クラスター模型。
- 連続状態離散化チャネル結合法 (Continuum-Discretized Coupled-Channels method; CDCC) を始めとする核反応模型の改善。多核子移行反応の記述の改善。
- 陽に Δ を入れた精密核力模型の構築と、多体力の起源の解明。
- 核物質の状態方程式。中性子星の相。

2.2.4.4 基礎物理分野

- ゼロニュートリノ二重ベータ崩壊の寿命とマヨラナニュートリノ有効質量を結び付ける核行列要素は核構造計算から求めるが、理論に不定性がある。二重ベータ崩壊核に関する精密核のデータとの比較により核構造の記述精度を高め、実験の解釈をより高信頼度で行うことが可能となる。

2.2.5 タイムライン

2.2.5.1 ロードマップ

精密核物理の将来のロードマップを図 2.2.26 に示す。次世代ガンマ線検出器 (トラッキング型 Ge アレイ)、長寿命不安定核標的生成装置 (BRILLIANT) などの測定器の開発・整備をしつつ、5つの柱の研究テーマを推進する。更に、新世代高輝度・高品質ビーム施設を早期に実現し、「核物質の物性の理解」へ向け研究を発展させる。

2.2.5.2 フラッグシップ実験

新世代加速器施設・実験装置を用いて行われるフラッグシップ実験を、短期～中期と中期～長期の期間に分けて以下にまとめる。



図 2.2.26: 精密核物理の将来のロードマップ。

■短期～中期

アイソスピン $T = 3/2$ -三体力の研究 不安定核や中性子星といった非対称核物質の記述にはアイソスピン $T = 3/2$ -三体力の情報が不可欠である。そこで、3 中性子 (または 3 陽子) 状態の高精度測定と厳密計算を組み合わせることにより、3 中性子状態 (または 3 陽子状態) のダイナミクスを解明し、非対称核物質を核力場により統一的に理解する。

ハイパー変形の探索 原子核構造研究の初期から予言されていながら未発見の長軸と短軸の比が 3:1 のハイパー変形核を探索する。従来の限界を突破するため、次世代ガンマ線検出器により感度を 1000 倍以上向上させるとともに、大きな角運動量を持つ高スピンアイソマービームを実現する。これにより、高スピンの極限領域 ($\sim 100\hbar$) における原子核の変形の極限を探索する。

クラスター凝縮状態の探索 $A \lesssim 40$ の $A = 4n$ 核に準安定的に存在が予言されているクラスター凝縮状態を探索し、原子核におけるクラスター・ガス相が普遍的に存在するか否かを解明する。窓無ガス標的と 4π 荷電粒子検出器を組み合わせることにより、崩壊アルファ粒子のエネルギーが低く且つ多重度が大きいという困難を克服する。

PDR 共鳴と中性子スキンの発達 陽子魔法核である鉛のアイソトープに着目し、質量数 190 から 214 に渡る広い範囲において、 $E1$ 応答を精密に測定する。それにより、PDR 共鳴と中性子スキンの発達を解明し、核物質の状態方程式の対称項や表面項を高精度で決定する。

■中期～長期

エキゾチック変形の探索 超変形状態からバナナ型のエキゾチック変形状態への形状相転移を探索する。理論的には超変形の 2 重閉殻に複数のバレンス中性子が付与することにより、形状が不安定化しバナナ型に形状転移することが示唆されており、変形状態のダイナミクスの解明の鍵となる。実験的には、次世代ガンマ線検出器と不安定核ビームの組み合わせにより初めて実現可能となる。

励起状態の半径測定 原子核の最も基本的な物理量である半径を、励起状態に対して、(i) 励起状態からの崩壊粒子を 4π 検出器により測定し、放出粒子間の相関係数から空間分布を求める、(ii) 微分断面積の精密測定と反応理論計算の高精度化により、角度分布から励起状態の半径を求める、により測定する。

高スピン状態の上に作られる巨大共鳴の探索 高スピン状態且つオブレート変形した原子核の上に構築される巨大双極子共鳴 (GDR) を、高スピンアイソマービームを用いて探索する。巨大共鳴の変形度、温度、スピンなどに対する依存性を明らかにし、原子核の多様な相の起源に迫る。

3 粒子融合反応率の定量的測定 3 粒子融合反応計算 (2.2.2.5 節参照) は、天体中の核反応の計算のみならず、幅広い量子力学系の計算に影響を及ぼす。したがって、この計算の検証は極めて重要であり、

3 粒子直接反応測定、逆反応測定、連続励起状態の精密測定、波動関数の精密測定、核分裂反応の精密測定、天体観測との比較

など、 3α 系に限らず様々な系を想定して検証を目指す。

2.2.6 リソース

2.2.6.1 新世代加速器・次世代検出器に必要なリソース

精密核物理の将来計画である、大阪大学核物理研究センターの「大強度・超高品質ビーム施設」計画の実現に必要なリソースを表1にまとめる。既存加速器のリユースや高温超伝導化による低電力化・低コスト化を進めつつ、新世代の大強度・超高品質ビーム施設を目指す。また、測定器の開発・整備に関しては国内外の大学や研究機関と協力しながら推進する。

2.2.6.2 RCNPのリソース・共同利用の現状

大阪大学核物理研究センター (RCNP) のリソースは、

職員数 約 50 名 (ポスドク・技術職員・技術補佐員含む)

年間予算 約 10 億円 (スーパーコンピューター関連含む)

であり、これは、リングサイクロトロン実験施設のみならず、LEPS 施設なども含む。将来計画の加速器施設や検出器の建設時には、特に人的リソースの集中が必要であると考えられる。

リングサイクロトロン実験施設は共同利用実験施設として、

研究者数 約 500 名 (延べ人数)

参加機関 48 機関 (国内：22 大学、4 研究機関、4 企業。国外：18 大学・研究機関)

稼働日数 約 260 日 (実験：130 日、開発・調整：130 日)

と極めて活発に利用されており、将来計画により、共同利用実験施設としての更なる発展を目指す。

新世代加速器	仕様	金額	人員	協力機関
入射器 (高輝度・高品質)	軽イオン加速器 (K140 高温超伝導・リング)	50 億	スタッフ× 8 技術職員× 6	理研仁科センター J-PARC 原研 PSI
	重イオン加速器 (K200 高温超伝導・AVF)	25 億 (upgrade)		
主加速器 (高輝度・高品質)	リングサイクロトロン (K800 高温超伝導)	40 億 (upgrade)		
革新的ビーム	仕様	金額	人員	協力機関
ISOL 法による 高品質不安定核ビーム	オンライン不安定核生成装置 同位体分離・イオン化装置	20 億	3 名	
	Brilliant (長寿命不安定核標的生成)	10 億	スタッフ× 3 PD・技術職員× 5	
アイソマービーム	フラグメント・セパレータ	2.5 億	3 名	阪大
	生成標的装置	0.5 億	2 名	
超高品質ビーム	高品質ビームライン・診断系	2 億	スタッフ× 1 PD・技術職員× 2	京大 九大
先進的検出器	仕様	金額	人員	協力機関
高効率・高精度 崩壊粒子検出器	次世代ガンマ線検出器 トラッキング Ge-1 π (-4 π)	12 億 (+40 億)	スタッフ× 3 PD・技術職員× 4	東大 CNS 理研仁科センター
	4 π 荷電粒子検出器	3 億	スタッフ× 1 PD × 1	京大 東北大
超高分解能測定装置	超高分解能焦点面検出器	1 億	スタッフ× 1 PD × 1	京大 九大

表 1: 将来計画の実現に必要なリソース。他に、 μ 粒子生成装置や小型中性子源などがある。

2.2.7 まとめと展望

精密核物理分野では、「核力の理解」、「極限原子核の物性」、「原子核の多様な相の起源」、「ハドロ
ン相の状態方程式の理解」、「直接反応の真の理解」の5つのテーマに対して研究を展開し、将来目標
である、

核物質の物性の理解

を目指す。そのために、大阪大学核物理研究センターの将来計画として、「新世代高温超伝導加速器」、
「革新的ビーム発生装置」、「先進的検出器」からなる、

大強度・超高品質ビーム加速器施設

の実現を目指す。

精密核物理の更なる将来展望としては、ストレンジネスを含む核力場による統一的理解、QCDに
基づく多体力や媒質効果の理解、更には励起エネルギーとアイソスピンの軸の統合による中性子・陽
子ドリップラインより先の原子核の物性の理解などが挙げられる。

参考文献

- [1] 堀内稔, 「21世紀、物理はどう変わるか」日本物理学会編 (裳華房, 2002) p. 162.
- [2] S. A. Coon and H. K. Han, *Few Body Syst.* **30**, 181 (2001).
- [3] B. S. Pudliner, *Phys. Rev. C* **56**, 1720 (1997).
- [4] J. Fujita and H. Miyazawa, *Prog. Theor. Phys.* **17**, 360 (1957).
- [5] H. Witała *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1183 (1998).
- [6] K. Sekiguchi *et al.*, *Phys. Rev. C* **65**, 034003 (2002).
- [7] K. Hatanaka *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 044002 (2002).
- [8] Y. Maeda *et al.*, *Phys. Rev. C* **76**, 014004 (2007).
- [9] K. Sagara, *Few Body Syst.* **48**, 59 (2010).
- [10] S. C. Pieper *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 044310 (2002).
- [11] S. C. Pieper, *Nucl. Phys. A* **516c**, 2005 (2005).
- [12] P. Navrátil and W. E. Ormand, *Phys. Rev. C* **68**, 034305 (2003).
- [13] E. Epelbaum, H.-W. Hammer, and U.-G. Meißner, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1773 (2009).
- [14] Y. Yamada, Doctoral dissertation, Kyushu University, 2010.
- [15] G. E. Brown and M. Rho, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2720 (1991).
- [16] H. Yoshida, Doctoral dissertation, Kyushu University, 2010.
- [17] E. Ideguchi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 22501 (2001).
- [18] D. J. Hartley *et al.*, *Phys. Rev. C* **83**, 064307 (2011), and references therein.
- [19] T. Koike, *Nucl. Phys. A* **834**, 36c (2010), and references therein.
- [20] D. M. Cullen *et al.*, *J. Phys. G* **31**, S1709 (2005).
- [21] W. Reviol *et al.*, *Acta Phys. Pol. B* **42**, 671 (2011).
- [22] D. Curien *et al.*, *Int. J. Mod. Phys.* **20**, 219 (2011), and references therein.

- [23] K. Heyde and J. L. Wood, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1467 (2011), and references therein.
- [24] N. Hinohara *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 064313 (2010).
- [25] C. J. Lister *et al.*, *Phys. Rev. C* **42**, R1191 (1990).
- [26] P. Walker and G. Dracoulis, *Nature* **399**, 35 (1999).
- [27] A. Odahara *et al.*, *Phys. Rev. C* **72**, 061303 (2005).
- [28] T. Kawabata *et al.*, *Phys. Lett. B* **646**, 6 (2007).
- [29] M. Itoh *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 054308 (2011).
- [30] P. Adrich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 132501 (2005).
- [31] D. Savran *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 172502 (2006).
- [32] O. Wieland *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 092502 (2009).
- [33] A. Tamii *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 062502 (2011).
- [34] Y. Fujita, B. Rubio, and W. Gelletly, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **66**, 549 (2011).
- [35] H. Ohgaki *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **455**, 54 (2000).
- [36] S. Goko *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 192501 (2006).
- [37] H. Utsunomiya *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 162502 (2008).
- [38] K. Y. Hara *et al.*, *Phys. Rev. D* **68**, 072001 (2008).
- [39] C. L. Bai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 072501 (2010).
- [40] M. Ichimura, H. Sakai, and T. Wakasa, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **56**, 446 (2006).
- [41] H. Toki *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **59**, 209 (2007).
- [42] T. Myo *et al.*, *Phys. Rev. C* **76**, 024305 (2007).
- [43] Y. Ogawa *et al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 034301 (2006).
- [44] T. Li *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 162503 (2007).
- [45] J. Zenihiro *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 044611 (2010).
- [46] T. Furumoto, Y. Sakuragi, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. C* **79**, 011601(R) (2009).
- [47] K. Minomo *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 052503 (2012).
- [48] T. Motobayashi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2680 (1994).
- [49] A. R. Junghans *et al.*, *Phys. Rev. C* **68**, 065803 (2003).
- [50] K. Ogata *et al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 024605 (2006).
- [51] K. Ogata, M. Kan, and M. Kamimura, *Prog. Theor. Phys.* **122**, 1055 (2009).
- [52] A. Akmal *et al.*, *Phys. Rev. C* **58**, 1804 (1998).