

---

# 会場 A

## 素粒子論, 理論核物理, 宇宙線・宇宙物理領域

---

### A-1 4元電磁場の「横波」と「縦波」

熊本県宮嶋学術財団<sup>A</sup> 那須俊一郎<sup>A</sup>

竹本義夫教授（日本文理大学）は、4元ベクトル積を使って、電磁場を4元電磁ポテンシャルの微分から導き出し、電磁場には既存の電場E・磁場Bの他に電場の時間成分E<sub>t</sub>が存在することを発見した。これらを4元電磁場という。

$$\begin{aligned} E &= -\nabla\phi - \partial A / \partial t \quad (\text{電場}) \\ B &= \nabla \times A \quad (\text{磁場}) \\ E_t &= \nabla \cdot A + 1/C^2 (\partial\phi / \partial t) \quad (\text{電場の時間成分}) \end{aligned}$$

本研究は、この4元電磁場の理論（電場の時間成分E<sub>t</sub>の付加）を使って、次のことを論証するものである。

- 1 ローレンツゲージは不要である。
- 2 電磁場の「横波」は、ヘルムホルツの定理から導かれる「横成分」から計算できて、クーロングージ（輻射ゲージ）は不要である。
- 3 電磁場には「縦波」が存在し、ヘルムホルツの定理から導かれる「縦成分」から計算できる。

## A-2 複数の場と相互作用する粒子の揺らいだ運動による Unruh 効果

九州大学素粒子理論研究室<sup>A</sup> 森本光<sup>A</sup>

Minkowski 空間において場の中を detector が一様加速するとき、その detector は Unruh 温度を持つ熱浴に浸っているのと同じ状態になり、輻射を生じるという効果 (Unruh 効果) が予言されている。さらに具体的な粒子の揺らいだ運動を考えることで Unruh 温度での熱化、緩和時間、拡散係数、そして輻射が解析されている。従来の解析は 1 つの粒子と 1 つの場の相互作用についてなされているが、実際の粒子は複数の場と相互作用しているのを考えることには価値があるだろう。私が行った研究は、粒子がスカラー場と電磁場と相互作用する場合についてその確率的な運動を解析したことである。その結果、加速に対して垂直な方向の粒子の揺らいだ運動において Unruh 温度での熱化が起きることを示し、その場合の緩和時間と拡散係数も導出した。

## A-3 Inert Higgs Doublet Model における電弱相転移

佐賀大学大学院工学系研究科<sup>A</sup>, 佐賀大学大学院工学系研究科<sup>B</sup> 田中雄貴<sup>A</sup>, 船久保公一<sup>B</sup>

標準理論において唯一未発見であった Higgs 粒子が発見されたが、標準理論ではダークマター、宇宙のバリオン数といった宇宙論に関する未解決の問題があり、拡張したモデルは必要不可欠と考えられている。本研究では、Higgs sector を拡張しダークマターを自然に記述するモデルである Inert Doublet Higgs Model (IDHM) を取り上げ、IDHM において電弱バリオン数生成のシナリオが可能となるための条件を吟味した。標準理論の Higgs 粒子の質量を 1 つの拘束条件として、電弱相転移が十分に強くなるパラメータ領域を調査した。

## A-4 Radiation of Supersymmetric Particles from Aharonov-Bohm R-string

九州大学基幹教育院<sup>A</sup>, 九州大学理学府<sup>B</sup> 大河内豊<sup>A</sup>, 米本隆裕<sup>B</sup>

ディスクリット R 対称性に付随する Aharonov - Bohm string からの 超対称性粒子 の放射について議論する。現在のダークマターの観測結果を考慮すると、ストリングのスケールに強い制限がかかり、高エネルギーにおける超対称性についての 示唆を得ることができる。

## A-6 collapsar の粘性アウトフローにおける元素合成

九州大学<sup>A</sup>, 理化学研究所<sup>B</sup>, 国立天文台<sup>C</sup>, 福岡大学<sup>D</sup> 福田遼平<sup>A</sup>, 小野勝臣<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 長瀧重博<sup>B</sup>, 滝脇知也<sup>C</sup>, 固武慶<sup>D</sup>

鉄より重い元素のおよそ半分は早い中性子捕獲過程である r-process によって合成される。現在 r-process 元素の起源となる天体現象として、中性子星合体や超新星爆発時のニュートリノ風、磁気回転駆動型超新星が挙げられている。近年、銀河ハローの金属欠乏星の観測や銀河進化のシミュレーションにより、前述の天体現象では不十分な点があるとわかった。本研究では、新たに collapsar と呼ばれる大質量星の爆発機構を提案する。これは数十太陽質量の高速回転する星が重力崩壊時にブラックホールと降着円盤の系を作って爆発するというもので、降着円盤内で起きる電子捕獲は r-process が進みやすい中性子過剰な環境を作り出し、さらに粘性によって加熱されることでアウトフローとして放出される可能性がある。流体シミュレーションでは、アウトフローは星の回転のパラメータに非常に敏感であったが、放出が起きたモデルについてはおよそ太陽質量程度の物質が放出されていた。このうちの約 1%の物質が r-process 元素になると、中性子星合体や磁気回転駆動型超新星と同程度の量を放出できることになる。

## A-7 超新星爆発時における物質混合の可能性

九州大学<sup>A</sup> 手塚啓<sup>A</sup>, 小野雅臣<sup>A</sup>, 松尾康秀<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>

8 太陽質量よりも重い星は、その一生の最期に中心核が重力崩壊して超新星爆発を起こすことが知られているが、その詳細なメカニズムは未だに明らかになっていない。1987 年に大マゼラン雲で発見された超新星爆発 SN1987A の観測から、それまでの理論的予想と大きく違う点がいくつか明らかになった。その中でも最も顕著であったのが、超新星内部の鉄族元素が放出する核  $\gamma$  線、硬 X 線の早期出現であった。これは爆発時に流体力学的不安定性（レイリー・テイラー不安定性など）が発生し、星の内部と外部の物質が掻き混ぜられたことを示唆している。この現象は球対称爆発では起こり得ない。本研究では超新星爆発時における物質混合の多次元効果に注目し、3 次元流体コードを用いて数値シミュレーションを行い、物質混合の様子を可視化した。特に核  $\gamma$  線を放出する  $^{56}\text{Ni}$  について注目し、その位置や速度の時間発展を調べた。

## A-8 r-process における neutron-induced fission の影響

九州大学<sup>A</sup> 植木雄哉<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 小野勝臣<sup>A</sup>, 福田遼平<sup>A</sup>

宇宙に存在する Fe 族元素よりも重い重元素は、s-process や r-process などの中性子捕獲過程で生成されると考えられている。そして、それらの過程で生成された重元素の一部は核分裂 (fission) を起こしやすく、その核分裂が最終的な元素の存在量に大きな影響を与えることがわかっている。核分裂には、spontaneous fission, beta delayed fission, neutron-induced fission などの種類が存在しており、特に中性子過剰な環境で実現される r-process においては、neutron-induced fission が最も大きな影響を与える (Panov & Thielemann 2003,2004; Martinez-Pinedo et al 2007)。今回は超新星爆発における r-process によって生成される元素に対するそれぞれの核分裂の大きさを調べるため、我々の超新星爆発のモデル (Nishimura et al 2005) に neutron-induced fission の反応率 (Panov et al 2010) を用いて、r-process 元素合成計算を行った。

## A-9 ビッグバン元素合成における CNO 組成比

九州大学<sup>A</sup>, 久留米工業大学<sup>B</sup>, 熊本大学<sup>C</sup> 一政遼太郎<sup>A</sup>, 中村理央<sup>B</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 荒井賢三<sup>C</sup>

宇宙初期にビッグバン元素合成によって生成される元素組成は、その後の宇宙の化学進化を決定するための重要な物理量である。特に CNO の組成比は初期宇宙における Pop III 星の形成に対して影響を与えることが分かってきた。近年の研究によれば  $\text{CNO}/\text{H} \sim 10^{-13}$  程度の CNO が存在すれば、その進化に影響を与えうる。観測によれば、 $\text{CNO}/\text{H} \sim 10^{-11}$  程度の CNO が宇宙初期に既に存在していた事、宇宙初期になるにつれて C/O 比が上昇する傾向にある事が確認されている。

しかし、近年の観測の精密化や理論の進展にも関わらず、宇宙初期における恒星進化から推定される CNO 組成比や C/O 比と観測の間には説明が不十分である点がある。現在、バリオンの密度揺らぎに関する研究が盛んに行われており、さらに新たな核反応率も発表されている。このような背景のもと、我々は非一様ビッグバン元素合成の立場からこれらを説明可能であるか調べるため、Kr までの 464 核種、5516 の反応経路を採用し組成比の密度依存性について調査した。

## A-10 X 線ランジェントの静穏期と中性子星の冷却

九州大学<sup>A</sup>, 久留米工業大学<sup>B</sup>, 北海学園大学<sup>C</sup> 林田晃太郎<sup>A</sup>, 野田常雄<sup>B</sup>, 松尾康秀<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 藤本正行<sup>C</sup>

大質量星の恒星進化では最終段階として超新星爆発を起こし、その中心に中性子星 (NS) を残すと考えられている。NS 内部で実現される比較的低温で高密度な環境は地上の実験で再現することは難しい。高密度天体の観測とそれを説明する理論を比較することでそのような高密度領域の物理現象の解明につながる。また、近年約  $2 M_{\odot}$  の中性子星が発見され、高密度領域の状態方程式に厳しい制限が得られており、注目の高い分野である。特に X 線の増光が顕著にみられる X 線ランジェント天体が注目されている。

今回注目する X 線ランジェント天体は高密度天体を主星とする連星系をなしている。このような連星系で降着円盤が形成されると、その不安定性から X 線領域でエネルギーが放出される現象 (outburst) が考えられており、それが観測されている。一方、outburst が観測されないときは静穏期と呼ばれ、NS 表面からの光度が観測されている。

静穏期の NS には降着円盤から物質が降り積もるため、NS 表面の質量降着のためクラストからエネルギーを発生するメカニズム (crustal heating) が考えられている。また、内部ではニュートリノ放射による冷却プロセスがいくつか考えられている。その中でも特に高密度領域で起きるかもしれないとされる過程には不定性がある。

本研究では、crustal heating とニュートリノ放射プロセスによる冷却を取り入れ、中性子星の静穏期の光度について数値計算を行い、観測結果と比較した。

## A-11 超新星残骸の多次元数値実験 - X線放射と磁場増幅

九州大学<sup>A</sup>, JAXA<sup>B</sup>, 理化学研究所<sup>C</sup> 小野勝臣<sup>A</sup>, Shiu-Hang Lee<sup>B</sup>, 長瀧重博<sup>C</sup>

超新星残骸とは、超新星爆発で生じた衝撃波が星間物質を暖めて様々な波長で輝く天体でのことである。銀河系内の若い超新星残骸、例えば Cassiopeia A では超新星放出物質の元素分布が X 線放射などから見積もられ、その分布が球対称から極めて逸脱していることが分かっている。他方、超新星残骸は地球に届く  $10^{15}$  eV 程度までの宇宙線の加速現場だと考えられている。理論的にその程度のエネルギーを十分に説明できていない。宇宙線は超新星残骸衝撃波の前後の磁場によって散乱されることで起きると考えられていることから、磁場が超新星残骸衝撃波の前後でどうやって、どの程度まで増幅されるかを知ることは重要である。

これまで超新星残骸の多次元数値実験はいくつかあるが、超新星放出物質の組成分布を考慮にいた理論モデルはない。しかし、考慮にいた場合、球対称な超新星爆発では鉄が超新星残骸の加熱領域に到達することが難しく、観測を説明することが難しいことが予備計算によって明らかになった。このことは非球対称な超新星爆発の必要性を示唆する。他方、超新星残骸衝撃波で成長すると考えられるレイリー・テイラー不安定性によって、宇宙線による磁場増幅の種となる磁場がすでに増幅されている可能性がある。講演では多次元の超新星残骸の数値実験の予備的計算結果およびそれから示唆されることを紹介する。

## A-12 質量降着率の時間変化を考慮した type I X線バーストシミュレーション

九州大学<sup>A</sup>, 久留米工業大学<sup>B</sup>, 北海学園大学<sup>C</sup> 松尾康秀<sup>A</sup>, 町田真美<sup>A</sup>, 野田常雄<sup>B</sup>, 林田晃太郎<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 藤本正行<sup>C</sup>

X 線バーストとは中性子星と低質量星からなる低質量 X 線連星で観測される急激な増光現象である。その中でも、降着物質が中性子星表面で不安定燃焼することによって誘発されるバーストは type I X 線バーストと呼ばれ、およそ 10 - 100 秒程度の時間で光度変動する。また低質量 X 線連星では X 線アウトバーストと呼ばれる現象も起こる。これは中性子星を取り巻く降着円盤内で質量降着率が大きくなることで増光する現象であり、およそ 10 - 100 日程度の時間で光度変動する。今回注目した天体はアウトバースト中に X 線バーストを数回起こしている天体である。観測的にはアウトバースト中には中性子星への質量降着率が 10 - 100 倍程度になることが示唆されている。一方、これまでの X 線バーストシミュレーションでは質量降着率の時間変動はあまり注目されておらず、時間的に一定と仮定してシミュレーションされてきた。そこで本研究では質量降着率を時間変動させてシミュレーションを行い、観測と比較することを目的とする。

特に今回はアウトバーストの減光時、つまり徐々に質量着率が小さくなっている状況を仮定した X 線バーストシミュレーションを実施した。その結果、質量降着率が高いほど頻繁に X 線バーストが発生する結果が得られた。本公演ではその結果を報告する。さらに計算結果と観測を比較し議論を行う予定である。

## A-13 超新星爆発における元素合成に対する $3\alpha$ 及び $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ 熱核反応率の影響

九州大学理学府<sup>A</sup>, 熊本高等専門学校<sup>B</sup> 菊池之宏<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 小野勝臣<sup>A</sup>, 藤本信一郎<sup>B</sup>

$3\alpha$  反応に関して Ogata et al. (2009) によって計算された熱核反応率 (OKK rate) は従来の反応率 (Fynbo rate) よりも劇的に大きい。そのためこの反応率への天体現象からの様々な検証がなされてきた。さらにもう一つのヘリウム燃焼反応である  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  反応は直接反応実験での測定エネルギーの下限より恒星内部の核反応エネルギーの閾値が低いいため実験結果の外挿によって得られていた (CF85 rate)。この反応率は近年では  $^{16}\text{N}(\beta)^{16}\text{O}(\gamma,\alpha)^{12}\text{C}$  反応からも反応率が求められている (Bu96 rate)。本研究の目標は大質量星による超新星爆発で放出される元素に対するヘリウム燃焼反応率の不定性の影響を検証することである。15~70 $M_{\odot}$  の星について恒星進化計算並びに超新星爆発計算を行う。核反応率について  $3\alpha$  反応率と  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  反応率は上で述べた反応率を組み合わせる。さらに、恒星進化計算、超新星爆発計算で得られた温度、密度の時間発展情報を使用し、重元素合成を考慮した核反応ネットワーク計算を行う。この結果として得られる超新星爆発により放出される元素の組成と太陽系組成を比較し、ヘリウム燃焼反応率の影響を調べる。結果として、 $3\alpha$  反応率に関して、OKK rate は CO 比や Ne, Mg, Na の生成量が過剰であると判断できる。

$^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  反応率に関しては CF85 rate のほうが Bu96 rate より太陽系組成比によく一致することが分かった。また、 $s$ -process はヘリウム燃焼だけではなく炭素燃焼も重要であり、 $p$ -process は超新星爆発前の温度・密度分布に影響を受けることが分かった。

## A-14 畳み込みモデルによる核子-核散乱の解析

九大院理<sup>A</sup> 平河優真<sup>A</sup>, 豊川将一<sup>A</sup>, 松本琢磨<sup>A</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

核子-核弾性散乱は、入射粒子と標的核間の相互作用を複素一体ポテンシャル (光学ポテンシャル) で表すことにより記述される。この光学ポテンシャルは、核力に基づいて導出された核物質中の核力 (核内有効核力) を、原子核の密度で畳み込むことによって微視的に構築される。入射粒子のエネルギーが比較的高い場合は、核内核子の影響である媒質効果が無視でき、自由空間での核子-核子散乱から構築された  $T$  行列を用いることができると考えられる。そこで、本研究では歴史のある Franey Love  $t$  行列相互作用 [1] を用いて核子-核弾性散乱の解析を行う。

Franey Love  $t$  行列は高エネルギーにおける反応断面積の実験値を再現できない場合がある。これは吸収、すなわち弾性散乱以外の反応を表す光学ポテンシャルの虚部が適当ではないためである。本研究の目的は、反応断面積の実験データを再現するよう Franey Love  $t$  行列を再構築することである。今回は、 $p$ - $^{12}\text{C}$  の系を考える。今後の課題として、本研究で得られた  $t$  行列を他の系に対して応用していくことを考えている。

[1] M. A. Franey and W. G. Love, Phys. Rev. C **31**, 488 (1985).

## A-15 3体模型を用いた $p+{}^6\text{He}$ 散乱の解析

九州大学<sup>A</sup>, 大阪大学核物理研究センター<sup>B</sup> 佐々部 悟<sup>A</sup>, 松本 琢磨<sup>A</sup>, 蓑茂 工将<sup>B</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

${}^6\text{He}$  原子核は  ${}^4\text{He}+n+n$  の3体模型によってよく記述されると考えられている。そこで、我々はその3体模型と  $t$ -行列畳み込み模型を用いて  $p+{}^6\text{He}$  散乱を解析し、 ${}^6\text{He}$  原子核中の3体間の幾何学的な距離を決定することを試みた。

## A-16 格子 QCD によるクォーク数密度の計算と hadron resonance gas model による解析

九大院理<sup>A</sup>, 佐賀大院工<sup>B</sup> 高橋純一<sup>A</sup>, 菅野淳平<sup>A</sup>, 石井優大<sup>A</sup>, 河野宏明<sup>B</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

高密度領域における量子色力学 (QCD) のトピックスはたくさんある。例えば、中性子星の質量と半径の関係や QCD 相図の臨界点の位置、媒質中におけるクォークやハドロンの相互作用などが挙げられる。今回我々が注目するクォーク数密度は、高密度領域における物理の研究に対して最も基本的な量の一つである。しかし、QCD の第一原理計算である格子 QCD は有限の化学ポテンシャル ( $\mu$ ) 領域において符号問題を有し、計算が困難である。そこで我々は符号問題の無い虚数化学ポテンシャル ( $\mu_I$ ) 領域に着目した。この領域では厳密に格子 QCD 計算が実行できる。

今回我々は格子 QCD を用い、 $\mu_I$  領域においてクォーク数密度を計算した。 $\mu_I$  領域のクォーク数密度は、いくつかの関数形を仮定することで実数  $\mu$  領域へ外挿され、実数  $\mu$  領域のクォーク数密度を求めることが出来る。今回この方法で得られた実数  $\mu$  領域のクォーク数密度は先行研究での結果と良い一致を見せ、先行研究よりも誤差の少ない結果を得られた。さらに、閉じ込め領域で計算されたクォーク数密度に対しては、hadron resonance gas model を用いて解析を行った。その結果、バリオン質量の温度変化を求めることが出来た。

## A-17 格子QCDを使った中性子星内物質の探究

佐大院工<sup>A</sup>, 九大院理<sup>B</sup>, 広大情メ<sup>C</sup> 河野宏明<sup>A</sup>, 高橋純一<sup>B</sup>, 米村浩司<sup>B</sup>, 石井優大<sup>B</sup>, 菅野淳平<sup>B</sup>, 八尋正信<sup>B</sup>, 中村純<sup>C</sup>

量子色力学 (QCD) の相図の研究は、素粒子原子核物理学だけでなく宇宙論や天体物理学の観点からも重要な研究課題である。しかし、高バリオン密度状態においては、格子 QCD 計算による統計力学的計算は、符号問題という難問を抱えており、計算が進展していない。格子 QCD では、統計力学の大正準分配関数をユークリッド化した経路積分で書きなおし、クォークの場について積分を行うが、バリオン数化学ポテンシャルが存在すると、積分後の表式に複素数が現れ、確率解釈に基づいた importance sampling の手法が使えなくなるのである。一方、いくつかの異なる化学ポテンシャルのある状況では符号問題が現れず、計算が実行できる事が知られている。その中には、虚数バリオン数化学ポテンシャルが存在する場合 [1] やアイソスピン化学ポテンシャルが存在する場合がある。また、虚数バリオン数化学ポテンシャルとアイソスピン化学ポテンシャルが同時に存在する場合も計算が可能である事が示されている [2]。この最後に述べた場合において、格子 QCD 計算を実行し、そこから実バリオン数化学ポテンシャル領域に解析接続する事で、中性子星内部の状態に相当する実バリオン数化学ポテンシャルとアイソスピン化学ポテンシャルが同時に存在する状況についての知見を得る事ができる。この発表では、この場合における格子 QCD 計算の最初の計算結果を示す。

参考文献

- [1] K. Nagata, A. Nakamura, Physical Review D **83**, 114507 (2011).
- [2] H. Kouno, M. Kishikawa, T. Sasaki, Y. Sakai, M. Yahiro, Physical Review D **85**, 016001 (2012).

## A-18 2カラー QCD の研究

佐大院工<sup>A</sup>, 理研<sup>B</sup>, 高知大<sup>C</sup>, 九大院理<sup>D</sup>, 京大基研<sup>E</sup>, 広大情メ<sup>F</sup> 牧山隆洋<sup>A</sup>, 境祐二<sup>B</sup>, 斎藤卓也<sup>C</sup>, 石井優大<sup>D</sup>, 高橋純一<sup>D</sup>, 柏浩司<sup>E</sup>, 河野宏明<sup>A</sup>, 中村純<sup>F</sup>, 八尋正信<sup>D</sup>

有限温度・有限密度の2カラーの量子色力学において格子 QCD 計算を有効理論で解析をする。ここで扱う有効理論は、Polyakov-loop extended Nambu-Jona-Lasinio (PNJL) model である。[1] まず実  $\mu$  領域での物理を考察した後、この有効理論に虚数化学ポテンシャル  $\mu = i\theta T$  を導入し、 $\mu$  を変化させたときの相転移温度などを考察することにより、格子 QCD 計算を再現するためにはどのような有効理論が望ましいかを議論する。

参考文献

- [1] Kouji Kashiwa, Takahiro Sasaki, Hiroaki Kouno, Masanobu Yahiro, Phys.Rev.D**87**, 016015(2013).

## A-19 有効模型を用いた中間子遮蔽質量の解析

九大院理<sup>A</sup>, 佐大院工<sup>B</sup> 石井優大<sup>A</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>, 河野宏明<sup>B</sup>

有限温度 ( $T$ ), 有限密度 ( $\mu$ ) における QCD は多様な相構造を見せる. 低密度 ( $\mu/T \leq 1$ ), 有限  $T$  では QCD の第一原理計算である格子 QCD 計算が可能のため, 様々な物理量の  $T, \mu$  依存性が得られる. しかし,  $\mu/T > 1$  では符号問題のため計算が困難となる. これに対し, 有効模型は  $T, \mu$  の全領域で計算できるが, 模型に含まれるパラメータには不定性がある. そこで, 格子 QCD 計算が可能な領域で信頼性の高い有効模型を構築し, その有効模型を格子 QCD 計算が不可能な領域へと適用することで, QCD の相構造を解明する.

中間子の質量はハドロンの基本的な物理量であり, その  $T, \mu$  依存性は QCD の相構造や状態方程式に対して本質的である. 有限  $T$  では二種類の質量, すなわち, 極質量 ( $M_{\text{pole}}$ ) と遮蔽質量 ( $M_{\text{scr}}$ ) を定義することができる.  $M_{\text{pole}}$  ( $M_{\text{scr}}$ ) は, 中間子を虚時間 (空間) 方向へ伝搬させた時の伝搬関数の漸近形から定義される. 有限  $T$  における格子 QCD 計算では高温ほど極質量の計算が難しいため, 比較的計算の容易な  $M_{\text{scr}}$  が盛んに分析されている. 一方, 有効模型では  $M_{\text{pole}}$  は計算されているが,  $M_{\text{scr}}$  の計算には困難があるため, これまで分析されてこなかった.

本講演では有効模型を用いた  $M_{\text{scr}}$  の計算手法を構築し, 格子 QCD 計算の結果と比較することで, より信頼性の高い有効模型を構築する. また, その有効模型を用いて, 純虚数密度 ( $\mu = i\mu_I$ ) 領域における  $M_{\text{scr}}, M_{\text{pole}}$  の  $\mu_I, T$  依存性を調べる.

## A-20 角運動量射影計算による非軸対称変形核の回転運動

九大院理<sup>A</sup> 嶋田充宏<sup>A</sup>, 田上真伍<sup>A</sup>, 清水良文<sup>A</sup>

軸対称楕円体変形した原子核はよく知られているが, 非軸対称変形した原子核の存在が理論的にも, 実験的にも示唆されている. 原子核は変形している場合には, その対称性を回復するために回転運動が現れる. この回転運動は, 回転バンドによって実験的にも多くの原子核で観測されている. 最近では, 加速器や測定器の発展に伴い角運動量の大きな極限である高速回転状態が得られるようになり, その性質に興味が持たれている. 特に, 非軸対称変形核の高速回転状態では, ウォブリング回転バンドやカイラル二重項のバンドといった興味深い回転バンドが存在する. 本研究では, この二つの回転バンドについて, 微視的な計算を行った. ウォブリング回転とは, ある主軸周りの一様な回転運動において, その回転軸が振動する運動であり, フォノンのな多層回転バンドが形成される. また, 非軸対称変形した原子核 (コア) に, 大きな角運動量を持った粒子と空孔が結合している状態を考えると, これらの三つの角運動量ベクトル (コア, 粒子, 空孔の角運動量ベクトル) は, 互いに垂直となるような軌道を好む. この三つの角運動量ベクトルは, 右手系と左手系という鏡映対称な二つの組み方とれ, エネルギー的に縮退した回転バンドが現れる (カイラル二重項).

ウォブリング回転及びカイラル二重項は, 巨視的な模型によって初めて導入されたものである. しかし, 回転状態の本質的な理解のためには, 微視的にこれらの回転バンドを理解することが必要である. 最近, 原子核の回転状態を純微視的に扱える手法である角運動量射影法を発展させてきた. そこで, この手法を用いて非軸対称変形核の高速回転状態を調査した. ウォブリング回転バンドやカイラル二重項のバンドが微視的な計算である角運動量射影法でも得られることを確認した.

## A-21 格子 QCD に基づくクォーク間ベクトル相互作用の強さの決定

九州大学大学院理学府<sup>A</sup>, 佐賀大学理工学部<sup>B</sup> 管野淳平<sup>A</sup>, 高橋純一<sup>A</sup>, 石井優大<sup>A</sup>, 河野宏明<sup>B</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

2010年に太陽質量( $M_{\odot}$ )の2倍の質量をもつ中性子星が発見されて以来, 中性子星の内部構造の見直しが盛んに行われている. 特に, 中性子星内部でハドロン物質からクォーク物質への相転移が実現するかどうかを調べることは, QCD 相図の高密度領域の解明とも直結している重要な課題である. この課題に取り組むためには, ハドロン物質に加えてクォーク物質の状態方程式が必要となる. 本研究では, 2-flavor Entanglement PNJL (EPNJL) model を出発点として, 信頼性の高いクォーク物質の状態方程式を構築することを試みた.

有限密度領域では, クォーク間ベクトル相互作用の大きさがゼロでなくなるため, ベクトル相互作用を含む EPNJL model の基づいて状態方程式を決定することが必要となる. しかし, 従来ベクトル相互作用の強さはフリーパラメータとして扱われ, それに起因する model の不定性が存在していた.

一方, 近年の格子 QCD の発展により, QCD 相図の有限密度領域の情報を引き出すことが可能になりつつあり, クォーク数密度などの物理量が計算されている. クォーク数密度はベクトル相互作用の強さに敏感な量であることを考慮し, 本研究では EPNJL model で計算されたクォークを, 格子 QCD で計算されたクォーク数密度と比較することで, ベクトル相互作用の強さを決定した. また, 構築された EPNJL model を用いて QCD 相図や中性子星の Mass-Radius relation も計算した. 講演では, これらについても発表する予定である.

## A-22 弾性散乱におけるカイラル 3 核子力効果

九大院理<sup>A</sup>, 阪大 RCNP<sup>B</sup> 豊川将一<sup>A</sup>, 蓑茂工将<sup>B</sup>, 河野通郎<sup>B</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

3 核子力の役割を明らかにすることは, 原子核物理における重要課題の 1 つである. 最近, カイラル有効理論から 2 核子力や 3 核子力が明確に定義出来るようになり, 少数系の解析からその強さも精密に決定されてきている [1]. このカイラル 2 核子力+3 核子力を用いた解析により核構造におけるカイラル 3 核子力の役割は解明されつつある.

一方, 核反応においては 3 核子力を現象論的に導入することにより, その効果が核-核弾性散乱において微分断面積の角分布後方で顕著に現れることを示す研究がなされている [2]. しかし, 3 核子力の現象論的な導入では, 核反応に重要な役割を果たす 3 核子力の起源を明確にすることは困難である. そこで, 我々は系統的に決定されたカイラル 2 核子力+3 核子力を出発点とすることで, 核反応におけるカイラル 3 核子力効果をその起源まで含めて解明することを目指す.

本講演では, 上記研究に向けた第一歩として既存の G 行列相互作用にカイラル 3 核子力を導入することで, その効果を評価する.

Reference [1] E. Epelbaum et al. Nucl. Phys. A **99**, 022001 (2007). [2] T. Furumoto et. al. Phys. Rev. C **79**, 011601 (R)(2009). [3] K. Amos et. al. Adv. in Nucl. phys. Vol. 25, p. 275 (2000).

## A-23 非軸対称変形核 $^{112}\text{Ru}$ の構造

福岡教育大<sup>A</sup> 山根悠希<sup>A</sup>, 松崎昌之<sup>A</sup>

核子数が魔法数から離れた原子核は変形する。その変形は基本的には軸対称四重極型であるが、変形が十分に発達しない場合、最後の核子が占める軌道や、回転の効果により非軸対称変形が起こる場合がある。一般に対称でない軸の周りには集団的回転運動が可能である。非軸対称で大部分の角運動量が1つの軸 ( $x$  軸) の周りにあるとき、回転軸の揺らぎ、すなわち  $y$ 、 $z$  軸周りの小さい回転は調和振動として扱えて、ウォブリング運動と呼ばれる。その定義からウォブリング運動は高角運動量で起こることが期待されるが、これまで確認されているものの数は非常に少ない。理論的には、ガンマ振動バンドの奇角運動量メンバーが、高角運動量ではウォブリング運動に性格を変えていくことが予想されている。最近、Frauendorf と Dönau は、「 $^{112}\text{Ru}$  の低-中角運動量励起状態のうち、準ガンマ振動バンドと呼ばれているものはウォブリング運動の典型例である」と主張した。そこで、本講演では、その妥当性を検討する。具体的には、Total Routhian Surface 法により変形度を検討した上で、回転系での乱雑位相近似法により励起状態の性質を調べた。その結果、観測された励起バンドの基本的性質はガンマ振動的であるが、低角運動量であっても、ウォブリング運動の性質を帯びていると考えられる。

## A-24 $^6\text{He}$ 原子核の $\alpha - n - n$ 3 体問題

九州工業大学工学部<sup>A</sup> 古谷次郎<sup>A</sup>, 鎌田裕之<sup>A</sup>

$^6\text{He}$  原子核は中性子過剰核の代表的なものである。その原子核を  $\alpha$ - $n$ - $n$  3 体クラスターモデルを用いて Faddeev 方程式を解いた。Faddeev 方程式に代入するポテンシャルには、 $\alpha$ - $n$  間と  $n$ - $n$  間の相互作用を用いる。これら 2 種のポテンシャルは分離型で与えられており、とくに  $\alpha$ - $n$  ポテンシャルについてはパウリの排他律を考慮している。数値計算上では、解くべき Faddeev 方程式が固有値方程式になるので、それをガウス・ゼーデル法により解いた。その計算結果、3 体の結合エネルギーとして  $-4.464[\text{MeV}]$  を得た。実験値は  $-0.973[\text{MeV}]$  なので、計算した結合エネルギーは実験値より深い結果になった。この値は従来のパウリ排他律を考慮していない計算<sup>1)</sup>と比較しても過結合になった。

得られた波動関数を用いて、部分波の要素や運動エネルギー、ポテンシャルの期待値の計算を行った。発表では波動関数の形をグラフに示す。さらに原子核の構造を調べるために 2 個の中性子間の密度関数  $\rho(\theta)$  を計算した。その密度関数は  $\rho(\theta) = \langle \Psi | \delta(\hat{\theta} - \theta) | \Psi \rangle$  で定義される。ここで  $\Psi$  は波動関数である。 $\theta$  は、3 つのクラスターを頂点とする 3 角形における  $\alpha$  頂点の内角である。 $\theta = 30$  度と  $\theta = 125$  度で密度関数  $\rho$  が最大値を与えた。また  $\theta = 30$  度の鋭角 3 角形の配位の方が  $\theta = 125$  度の配位に比べ大きく、両者が混在していることが分かった。この結果は従来の結果<sup>2)</sup>と比べると、両方の配位についても角度が小さくなっていることが分かった。今後パウリ禁止状態を考慮していないポテンシャルの場合と比較し、構造にどのような影響を与えるか調べる予定である。

1) A. Eskandarian, R. Afnan, Phys. Rev. C **46**, 2344 (1992).

2) K.Hagino, H.sagawa, Phys. Rev. C **72**, 044321 (2005).

## A-25 反応断面積による不安定核の変形度の決定

九大院理<sup>A</sup>, 阪大 RCNP<sup>B</sup>, 北大理<sup>C</sup>, 新潟大<sup>D</sup>, 阪大理<sup>E</sup>, 東理大理工<sup>F</sup>, 埼玉大理<sup>G</sup> 渡邊慎<sup>A</sup>, 蓑茂工将<sup>B</sup>, 嶋田充宏<sup>A</sup>, 田上真伍<sup>A</sup>, 木村真明<sup>C</sup>, 武智麻耶<sup>D</sup>, 福田光順<sup>E</sup>, 西村太樹<sup>F</sup>, 鈴木健<sup>G</sup>, 松本琢磨<sup>A</sup>, 清水良文<sup>A</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

原子核の変形は魔法数の破れや殻進化と密接に関係しており、その系統的決定が強く望まれる。変形度を決定する1つの強力な手法として、基底状態 ( $0_{\text{gs}}^+$ ) と回転的励起状態 ( $2_1^+$ ) の間の遷移確率  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  を測定することが伝統的に行われている。しかしながら、中性子過剰核に対してこの測定を行うことは容易ではない。本研究では、変形度の系統的決定に向けたアプローチとして、反応断面積実験を用いる手法を提案する。

ごく近年、 $^{24-38}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$  at 240 MeV/nucleon の反応断面積が系統的に測定された [1]。先行研究 [2] によって、これら反応断面積は反対称化分子動力学法 (AMD) と二重畳み込み模型に基づく純微視的理論によって解析された。この理論は調整パラメータを導入することなしに反応断面積の実験データを再現することに成功している。本研究では、この微視的理論を単純化し、反応断面積実験から直接的に変形度を引き抜く手法を提案する。この手法では構造模型として AMD の代わりに Nilsson 模型を用い、変形度をパラメータとして導入する。反応断面積を再現する変形度を導き、 $B(E2)$  から推定された既存の変形度との比較を行うことで、その妥当性を確認する。本講演では、変形度の観点から「魔法数の破れ」や「island of inversion の境界」についての議論も行う予定である。

[1] M. Takechi *et al.*, EPJ Web of Conferences **66**, 02101 (2014).

[2] S. Watanabe *et al.*, Phys. Rev. C **89**, 044610 (2014).