

---

# 会場 A

## 素粒子論、理論核物理、実験核物理、宇宙線・宇宙物理

---

### A-1 レプトン稀崩壊探索実験で期待されるニュートリノ振動パラメータへのインパクト

九州大学高等教育開発推進センター<sup>A</sup>, 九州大学大学院理学研究院<sup>B</sup> 小島健太郎<sup>A</sup>, 澤中英之<sup>B</sup>

レプトンセクターの世代混合の tri-bimaximal 混合パターンからのずれ, 及び, ニュートリノの質量階層構造に着目し, ニュートリノ振動パラメータがレプトン稀崩壊現象の予言にどのような影響を与えるか議論する.

ニュートリノの質量階層性により, 未観測の原子炉ニュートリノ振動角度に対する各レプトン稀崩壊現象の分岐比への依存性の特徴的な違いが理解された.

その結果を用いて, 今後のレプトン稀崩壊探索の期待されるシナリオにおけるニュートリノ振動パラメータに対する示唆を議論する.

## A-2 Cascade Hierarchy in Grand Unified Theories

九大高推セ<sup>A</sup>, 九大理<sup>B</sup>, 阪大理<sup>C</sup> 小島健太郎<sup>A</sup>, 澤中英之<sup>B</sup>, 高橋亮<sup>C</sup>

近年の高エネルギー実験及びニュートリノ振動実験の発展は、

- ・クォークセクター: 6種のクォークの質量及び世代混合を表す CKM 行列
- ・レプトンセクター: 3種の荷電レプトンとニュートリノの質量及び世代混合を表す MNS 行列

に関し、多くの知見をもたらしている。これら素粒子のフレーバー構造は、素粒子標準理論 (SM) においては湯川行列により与えられる。SM における湯川行列はそれぞれ独立に設定できるフリーパラメータであり、その構造の起源は不明である。素粒子物理における最も重要な課題の一つは、実験で明らかにされてきた低エネルギーのフレーバー構造を湯川行列の構造へ還元し、更にその湯川行列の構造を与える、フレーバーの起源を支配する物理を明らかにすることである。

クォーク及び荷電レプトンは、世代ごとに階層的な質量を持つ。このことは、ナイーブには対応する湯川行列が階層的な構造を持つことを示唆している。クォークセクターにおいては、階層的な湯川行列は小さな混合を持つ CKM 行列と相性が良いことが知られている。一方、MNS 行列の持つ大きな混合角を階層的な湯川行列の構造から理解するのは一般的に難しいと考えられてきた。しかしながら、近年の理論的発展により、ニュートリノ湯川行列にカスケード型と呼ばれる特徴的な階層構造を適用した場合、実験と無矛盾にレプトンセクターのフレーバー構造を実現できることが明らかになった [N. Haba, et al., arXiv:0804.4055 [hep-ph]].

当研究では、カスケード型の階層構造をクォークセクターの湯川行列にまで拡張し、更に大統一理論 (GUT) との整合性を議論する。カスケード型の湯川行列を現在の実験と無矛盾に GUT へ埋め込むには、その階層構造が強く制限される。この制限された階層構造を、対称性で実現する試みについても議論する。

## A-3 ダイソン型ボソン写像法を用いた中性子過剰 Ti, Cr isotopes の基底・低励起状態の研究

国際医療福祉大学<sup>A</sup>, 九州大学<sup>B</sup> 安本誠一<sup>A</sup>, 高田健次郎<sup>B</sup>

多準位系の全殻模型空間での殻模型計算は、核子数が増えるにつれてとても困難となる。そのような多次元系に対しては、私たちは殻模型空間を小さな集団的空間へ切断しなくてはならない。これを行うために、ダイソン型ボソン展開を実行し、少数の集団的ボソン空間へとボソン自由度を切断する。その結果、私たちはダイソンボソンハミルトニアンを集団部分と非集団部分へと分けることができる。このボソン展開のもとで行われた計算は、これまでに sd-と pf-準位の偶-偶原子核に対して、低励起エネルギー準位や電磁遷移確率などの実験値をととてもよく再現してきた。今回は、殻模型計算が困難な pfg-準位の一粒子準位が 5 準位での Ti, Cr アイソトープに対して計算を行った結果、これらの原子核の低励起エネルギー準位や  $B(E2)$  などの実験データがよく再現されることが示された。また、中性子過剰な原子核に於いても、よく実験データを再現できることが示された。これらの結果を発表する。

## A-4 加速器質量分析の手法と開発

九州大学理学府粒子物理学講座<sup>A</sup> 上地 健一<sup>A</sup>

大気中の<sup>14</sup>C濃度は冷戦時代の核実験によりそれ以前の2倍にまで急増した。その後大気中核実験が禁止され、1963年をピークに(主に海洋への溶解によって)急激に減少している。この変化は<sup>14</sup>Cの半減期5730年よりはるかに急なため、ここ40年程の試料について測定精度1%ならば1~数年の誤差で年代決定できる。

九大タンデムではAMS(加速器質量分析)による精度1%の測定を目標とし、上記の効果を利用した地中散在種子の年代測定を計画している。図1に示すように、これまでに採取年代が既知の植物種子標本の測定を行い、目標が達成されていることが確認された。

AMSでは標準試料との交互測定によって同位体比の相対値を求めるが、信頼性の高い測定には絶対値についても安定性と再現性が要

求される。現在はまだ、実験日によって比の値にばらつきが生じており、この原因の調査とシステムの改良を進めている。講演ではこれまでの開発の経過と今後の展望について述べる。

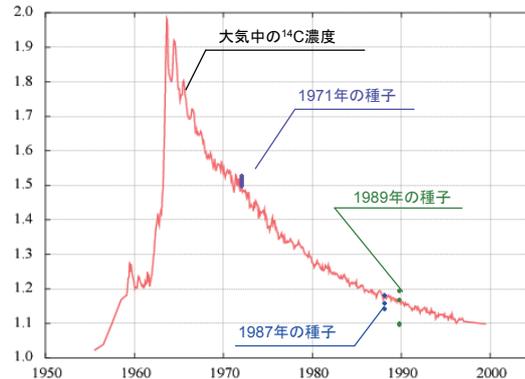


図1: 大気中核実験による<sup>14</sup>C濃度の急激な変化(Bomb効果)と種子標本の測定結果。縦軸は<sup>14</sup>C濃度、横軸は西暦を表す。

## A-5 九大における天体ヘリウム-炭素反応速度測定の現状

九大院理<sup>A</sup>, KEK 加速器<sup>B</sup> 相良建至<sup>A</sup>, 寺西高<sup>A</sup>, 藤田訓裕<sup>A</sup>, 谷口雅彦<sup>A</sup>, 五百木崇博<sup>A</sup>, 中野桂樹<sup>A</sup>, 後藤昂<sup>A</sup>, 岩淵利恵<sup>A</sup>, 前田豊和<sup>A</sup>, 二宮重史<sup>B</sup>

天体( $E_{cm} = 0.3\text{MeV}$ )における $4\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \dots$  反応速度の測定を、九大タンデム実験室で目指しているが、その現状を報告する。この反応は天体ヘリウム燃焼を支配するので、約40年前から世界各地で測定が試みられたが、未だに正確な測定値がない。測定方法には、(1)  $4\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \dots$  反応の ${}^{16}\text{O}$ 検出、(九大他) (2)  $4\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \dots$  反応の検出、(3)  ${}^{16}\text{N} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \dots$  \*  $4\text{He} + {}^{12}\text{C}$ 崩壊の ${}^{16}\text{O}$ 検出、(4)  ${}^{16}\text{O} + \dots \rightarrow 4\text{He} + {}^{12}\text{C}$ 、等がある。方法(3)(4)では逆反応断面積を測定するが、順反応断面積に換算する際に原理的問題がある。方法(2)ではカスケード崩壊の評価が原理的な難問、低い線検出効率が現実的な難問である。方法(1)には原理的問題はなく、バックグラウンド除去などの現実的問題だけであり、この方法だけが最終ゴールに行ける可能性がある。方法(1)を採っているのは、独ルール大G(Rolfs他1973~)と九大G(相良他1994~)だけである。

2008年2月に、C. Rolfs教授を1週間九大に招き、互いの実験を検討した。双方とも、方法(1)で $E_{cm} = 0.7\text{MeV}$ まで実験し、天体の $0.3\text{MeV}$ まで外挿する方針である。目下、ルール大では $5\text{MeV} \sim 1.9\text{MeV}$ まで実験しており、九大は $2.4\text{MeV}$ だけで実験している。

九大ではこの3年間に新たな測定ができず、装置・手法の改造に追われた。新たに発生したBGの除去、標的量の増強、ビーム量の増強、絶対値評価法の確立などである。ようやく一巡し、12月から測定を再開する。 $2.4\text{MeV} \sim 1.5\text{MeV}$ ,  $1.2\text{MeV} \sim 1.0\text{MeV}$ ,  $0.85\text{MeV} \sim 0.7\text{MeV}$ の3年計画で進める。これらの現状と、今後の測定計画を報告する。なお、膜なしヘリウム気体標的については、岩淵が報告する。

## A-6 天体核実験のための膜なし He 標的の最終型と性能

九大院理<sup>A</sup> 岩淵利恵<sup>A</sup>, 藤田訓裕<sup>A</sup>, 相良建至<sup>A</sup>, 五百木崇博<sup>A</sup>, 後藤昂<sup>A</sup>, 中野桂樹<sup>A</sup>, 谷口雅彦<sup>A</sup>, 寺西高<sup>A</sup>

九大原子核実験室では、天体ヘリウム燃焼速度を決定する  ${}^4\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O})\gamma$  反応の断面積測定を  $E_{cm}=2.4\sim 0.7\text{MeV}$  で測定しつつある。低エネルギーの生成  ${}^{16}\text{O}$  は薄膜で止まってしまうので、 ${}^4\text{He}$  標的を膜なしで真空中に閉じ込める。実験に必要な標的の厚さは  $25\text{Torr} \times 3\text{cm}$  である。

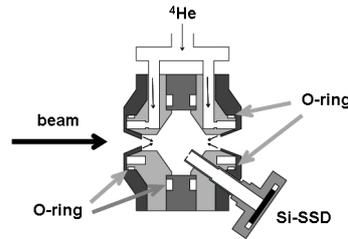
我々は吹き込み型膜なし気体標的を開発し、さらに冷却したが期待ほど厚さが増えず、真空排気系を改良するしかない、と昨年度判断した。

そこで、右図に示す最終型の膜なし標的を設計・製作した。冷却型と異なり、Oリングを用いるので上流・下流の吹き込みギャップを最適値に調整できる。この標的と現有の排気系で、 $25\text{Torr} \times 3\text{cm}$  の標的の厚さが達成可能である。この厚さは、同種の実験をしているドイツ・ルー

ル大学の標的の 4~5 倍であり、天体核反応実験に用いられるものでは世界最高である。

この  ${}^4\text{He}$  気体標的の厚さを  $d$  ビームで正確に評価する。この膜なし標的と厚さの判った膜あり標的とに対して  ${}^4\text{He}(d,\alpha)d$  後方散乱実験を行い、 $\alpha$  収量比較から膜なし標的の厚さ（ビーム軸に沿った積分値）を算出する。

講演では最終型吹き込み型膜なし気体標的の諸機能と  ${}^4\text{He}$  標的の厚さ実測について報告する。



## A-7 宇宙初期における非一様ビッグバン元素合成

九州大学<sup>A</sup>, 熊本電波高専<sup>B</sup>, 東京大学<sup>C</sup> 中村理央<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 藤本信一郎<sup>B</sup>, 佐藤勝彦<sup>C</sup>

ビッグバン元素合成は、宇宙のバリオン密度を決定するのに重要な役割を果たしている。標準的なビッグバン元素合成では、「宇宙最初の 3 分間」で  ${}^4\text{He}$ , D,  ${}^7\text{Li}$  などの軽い原子核が一様に生成される。一方で、元素合成時期以前に起こった非一様なバリオン生成の下での元素合成計算も長年行われており、最近の研究では  ${}^{92}\text{Mo}$  や  ${}^{96}\text{Ru}$  などの重元素生成を関連しての議論が行われている。

本研究では、初期宇宙におけるバリオン分布が高・低密度領域に二分されている two-zone モデルにおいて、それぞれの領域での元素合成計算を行い、各領域でどのような元素が生成されるかを調べた。その際に、温度進化は一様であること、両領域間で核子拡散は無視できるものとした。

まず、 ${}^{16}\text{O}$  までの 24 核種を含む核反応ネットワークで元素合成計算を行った。その結果、高密度領域では、(1) 低密度領域に比べて早い段階で元素合成が始まる、(2)  ${}^4\text{He}$  が過剰に生成される、(3)  ${}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  等も相当量生成される、などという結果が得られた。続いて、各領域で生成される  ${}^4\text{He}$ , D の平均をとり、その値が観測値と一致する範囲内で、 ${}^7\text{Be}$  より重い元素がどの程度まで生成されるのかを調べた。その結果、 ${}^4\text{He}$ , D が観測と矛盾しない範囲内で、 ${}^{16}\text{O}$  の質量比が  $10^{-7}$  程度生成されることが分かった。発表では、鉄より重い元素合成の可能性も含めて言及する。

## A-8 超新星残骸 Cas A と非対称超新星爆発

九大理工<sup>A</sup>, 国立天文台<sup>B</sup>, 早大理工<sup>C</sup> 松尾康秀<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 固武慶<sup>B</sup>, 山田章一<sup>C</sup>

Cassiopeia A (Cas A) とは、西暦 1681(±19) 年頃に超新星爆発した星の残骸のことである。この天体は我々の銀河系内で爆発した数少ない超新星であるため、これまで様々な観測がされてきた。その中の 1 つとして興味深い観測がある。それは、爆発前には Si より重い Fe の方が内側に分布しているにもかかわらず、爆発し長年膨張を続けた現在では、逆に Si の方が Fe よりも内側に分布しているという観測である。またこの天体では明らかにジェット構造を持っているという観測があるため、非球対称爆発であると考えられている。

一方、理論的には超新星爆発してから数百年が経ち、超新星残骸となるまでに物質がどのように、またどの程度混合されるのかをシミュレーションし、その結果と観測を比較する、ということはほとんどされていない。

そこで今回、星の中心部は質点であると近似し、爆発エネルギーを人工的に、かつ非対称に加えることでジェット状爆発を再現し、その際にできる衝撃波を星の外側まで追いつけるシミュレーションを行った。そして衝撃波によってどのように物質が混合するかを調べ、上記のような超新星残骸の観測を説明できるかどうかを議論する。

## A-9 大質量星の進化・爆発における p-process 元素合成

九大理工<sup>A</sup>, 熊本電波高専<sup>B</sup> 西村信哉<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 藤本信一郎<sup>B</sup>

本発表では、大質量星の進化過程と重力崩壊型超新星において主に生成されると考えられる陽子過剰な安定核である  $p$  核の生成過程を議論する。 $p$  核を生成するサイトとして、大質量星の進化過程とその後の超新星爆発に着目する。大質量星とは、太陽の質量を  $M_{\odot}$  として、 $M_{\odot}$  以上の質量を持つ恒星のことである。このような大きな質量を持つ恒星は、進化の最後の段階で Fe グループ組成のコア (Fe コア) を形成して、その後重力崩壊を引き起こし、超新星爆発に至る。爆発後は、物理的条件により、外層を吹き飛ばす場合や、つぶれてブラックホールになる場合など、いくつかのシナリオが考えられる。

我々の研究では、基本的には、恒星の自転や磁場の効果などが影響する、ジェットの爆発するモデルを考える。具体的に計算としては、多次元シミュレーションによる非対称ジェット爆発を用いる。爆発における  $p$ -process は、衝撃波が酸素・ネオン層を通過するとき起こるが、星の進化過程で起こった  $s$ -process の生成物を種とする。したがって、星の進化過程でのヘリウム燃焼時の  $s$ -process を詳細に決める必要がある。それらを総合的に取り扱い、爆発前の星の進化における  $p$  核の生成量を見積もる。

また、近年、星の進化過程に依存しない部分である、超新星の中心付近での重元素合成が注目されている。従来は、 $r$ -process のみを主な対象として行われてきたが、新たな  $p$  核生成のサイトとして注目されている。この点に関しても、ジェット爆発のモデルに関して議論を行う。

## A-10 超新星のジェット状爆発と r-process 元素合成

九大理<sup>A</sup>, 国立天文台<sup>B</sup>, 早大理工<sup>C</sup> 猿渡元彬<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 固武慶<sup>B</sup>, 山田章一<sup>C</sup>

超新星爆発は元素合成や重力波などさまざまな分野に関わる重要な天体現象であり、これまで多くの研究が行われてきたが、その詳しいメカニズムは未だ明らかになっていない。近年、このメカニズムに対してニュートリノによる過熱が注目されている。星の内部で電子捕獲反応によって作られたニュートリノは星の外側で物質との相互作用によってエネルギーのやり取りをするが、超新星爆発でニュートリノによって放出されるエネルギーは爆発の 100 倍程度と考えられており、ニュートリノが爆発に影響すると考えられる。一方最近では、超新星爆発のメカニズムに対し、回転と磁場が本質的役割を果たすと考えられている。また、電子捕獲反応や、中性子によるニュートリノの捕獲によって  $Y_e$  が変化するため  $r$ -process への影響も考えられる。そこでニュートリノ輸送に Leakage scheme を用い、重力崩壊以前の初期モデルに適当な回転を与え 2 次元シミュレーションを行ったが、爆発する結果は得られなかった。

しかし、このシミュレーションは磁場を考慮していない。そこで、今回は磁場と回転を初期条件として入れ、さらにニュートリノの効果を Leakage scheme を用いて重力崩壊とバウンスのシミュレーションを行った。

## A-11 コラプサーモデルによる大質量星の磁気駆動ジェット状爆発と元素合成

九大理<sup>A</sup>, 熊本電波高専<sup>B</sup>, 国立天文台<sup>C</sup>, 早大理工<sup>D</sup> 小野勝臣<sup>A</sup>, 橋本正章<sup>A</sup>, 藤本信一郎<sup>B</sup>, 固武慶<sup>C</sup>, 山田章一<sup>D</sup>

現在宇宙に存在する重元素がどのようにして作られたかを知ることは、宇宙の化学組成の成り立ちを探る上で非常に重要である。太陽質量 ( $M_{\odot}$ ) の 10 倍以上の大質量星は、進化の過程で起こす核融合によって、中心に鉄のコア (Fe コア) を作る。その後、比較的軽い大質量星 ( $M < 25M_{\odot}$ ) は、鉄の光分解に伴う重力崩壊の後、超新星爆発を起こし、爆発時の種々の元素合成過程によって生成された重元素は宇宙空間にまき散らされると考えられている。他方、現在、高エネルギー天体現象として注目を集めているガンマ線バーストの中心エンジンの一つとして、Collapsar model (Woosley 1993) がある。これは、比較的重い大質量星 ( $M > 30M_{\odot}$ ) が重力崩壊に伴い形成するブラックホールと降着円盤の系からのジェット状爆発であるが、その極端な非対称性から、特殊な超新星爆発モデルとして注目に値する。

そこで我々は、主系列段階で  $70M_{\odot}$  の星に関して Collapsar model に基づく磁気流体的ジェット状爆発の 2 次元シミュレーションを行った。また、星の進化から爆発までの組成変化を一貫して追うため、星の進化計算結果 (Hashimoto 1995) をもとに、進化過程での元素合成計算を、Kr までの 464 核種を考慮した核反応ネットワークを用いて新たに行った。これによって得られた星の初期組成を用いてジェット内部での元素合成計算を行い、放出物質の組成を調べた。その結果、鉄グループを含む質量数  $30 < A < 60$  の元素が豊富に生成・放出されることが分かった。また、一部の中性子過剰元素が太陽系組成と比較してかなり overproduct していることから、 $r$ -process 元素合成が起こっているかもしれない。講演では結果の詳細を示し、元素合成過程について議論を行う。

## A-12 クォーク・ハドロン混合相を考慮したハイブリッド星の冷却過程

九大理<sup>A</sup>, 北大理<sup>B</sup>, 京大理<sup>C</sup> 野田 常雄<sup>A</sup>, 西村 信哉<sup>A</sup>, 橋本 正章<sup>A</sup>, 巽 敏隆<sup>C</sup>,  
藤本 正行<sup>B</sup>

中性子星は超新星爆発時に生み出される高密度天体であり、その中心密度は核密度以上となる。このような高密度状況下での物質の状態は未だよくわかっていない。候補として、クォーク物質やクォーク・ハドロン混合相が考えられ、星のほとんどがクォーク物質からなるクォーク星や、中心部にクォーク物質の核があるハイブリッド星が考えられている。

中性子星の内部の状態を知る方法として、熱的進化が挙げられる。単独中性子星の場合は、その内部に熱源がなく、誕生時に蓄えられた熱を放出することで熱的に進化するが、その際に最も有効なエネルギー放射プロセスはニュートリノ放射である。通常の中性子星で起こりうると考えられる Standard Cooling は、特殊な粒子や過程を含まず弱い冷却効果を示すが、PSR J0205+6449 等の観測結果を説明することができない。一方、クォーク物質は、強力なニュートリノ放射を示すことが知られているが、そのままでは強すぎるため Standard Cooling で説明できていた観測結果を説明できない。

本研究では、クォーク・ハドロン混合相を考慮し、中心部に混合相の核をもつハイブリッド星の冷却計算を行った。混合相を考慮することで、クォークによる冷却を適度な強さまで抑えることができることがわかった。

## A-13 スピンネットワークの計算についてのコメント

熊大自然<sup>A</sup> 山下慎司<sup>A</sup>, 山本拓生<sup>A</sup>, 矢嶋哲<sup>A</sup>

正準な重力理論に現れる拘束条件を扱うための道具として、ループ重力理論ではスピンネットワークが用いられる。これはホロノミーを辺とし、不変テンソルを頂点とするグラフで表され、ウィルソンループを拡張したものとも考えられる。

ところでチャー・サイモン作用を用いてウィルソンループの期待値を摂動的に計算した場合に、その展開係数が結び目不変量を用いて表されることが知られている。さらにこの手法をスピンネットワークに拡張した場合にも似たような結果が得られることがすでに報告されている。これらの結果に共通するのはどちらの場合においても正則同位な不変量が含まれているということである。

本研究ではこれらの結果を正準変数を用いて書き換えた。さらにある項を加えた場合の全同位な量との関わりについて考察するつもりである。

## A-14 虚数化学ポテンシャルを利用した QCD 相図の解明

九大理<sup>A</sup>, 佐賀大理工<sup>B</sup>, 福岡教育大<sup>C</sup> 境祐二<sup>A</sup>, 柏浩司<sup>A</sup>, 河野宏明<sup>B</sup>, 松崎昌之<sup>C</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

近年、RHIC や LHC における実験で宇宙初期を再現しようとする試みが行われている。宇宙初期や中性子星の物理を理解する上で QCD の熱力学系を考える必要があり、QCD に基づくクォーク相図を得ることは重要な課題である。

有限密度領域では、格子 QCD による第一原理計算が直接行うことができず、有効模型による研究がなされてきた。これらの有効模型には不定性が存在し確証的な相図は得られていない [1]。

一方、化学ポテンシャルが純虚数の場合は格子 QCD 計算が行うことができる [2]。そこで我々は、虚数化学ポテンシャルにおける格子 QCD 計算に基づき、有効模型の不定性をなくすことを考えた。

これまでの研究 [3] から、Polyakov-loop extended NJL(PNJL) 模型が虚数化学ポテンシャル領域における格子 QCD の結果を少なくとも定性的に再現する模型であることがわかった。定量的に一致する点も多い。この PNJL 模型と格子 QCD 計算との比較を行い模型に含まれる不定性を取り除き、より信頼の持てる相図を描く。

### 参考文献

- [1] M. Stephanov, arXiv:hep-lat/0701002(2006).
- [2] P. de Forcrand and O. Philipsen, Nucl. Phys. B642, 290(2002).
- [3] Y. Sakai, K. Kashiwa, H. Kouno, and M. Yahiro, PRD 78, 034034(2008);  
Y. Sakai, K. Kashiwa, H. Kouno, M. Matsuzaki and M. Yahiro, PRD 79, 076007(2008).

## A-15 クォーク物質の虚数化学ポテンシャル領域での構造

九大理<sup>A</sup>, 佐賀大理工<sup>B</sup>, 福岡教育大<sup>C</sup> 柏浩司<sup>A</sup>, 河野宏明<sup>B</sup>, 松崎昌之<sup>C</sup>, 境祐二<sup>A</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

有限温度・密度 QCD の相構造研究はハドロン物理学における重要な研究のひとつである。しかし、有限実数化学ポテンシャル ( $\mu_R$ ) 領域では、第一原理である格子 QCD 計算が、負符号問題のために困難であるため正確な相構造を得るにいたっていない。そこで、格子 QCD 計算が可能な虚数化学ポテンシャル ( $\mu_I$ ) 領域で様々な熱力学量を求め、その結果を開数形を仮定した上で  $\mu_R$  領域へと外挿する研究が行われている [1, 2]。しかし、この方法では外挿の仕方に不定性が大きく、 $\mu_R$  が大きくなるにつれ信頼性が急速に損なわれてしまう。さらに、カラー超伝導相のような大きな  $\mu_R$  領域に広がる相を調べる事はできない。そこで本発表では、QCD の持つ重要な性質であるカイラル対称性の自発的破れとクォークの閉じ込めを、近似的にはあるが両方とも議論できる Polyakov-loop extended Nambu-Jona-Lasinio 模型 [3] を用いて  $\mu_I$  領域の情報からどのように  $\mu_R$  領域の情報を引き出し得るかを中間子質量に注目して報告する。

### 参考文献

- [1] P. de Forcrand and O. Philipsen, Nucl. Phys. B642 (2002) 290; Nucl. Phys. B673 (2003) 170.
- [2] M. D'Elia and M. P. Lombardo, Phys. Rev. D 70 (2004) 074509; Phys. Rev. D 67 (2003) 014505.
- [3] K. Fukushima, Phys. Lett. B 591 (2004) 277.

## A-16

### 自発的 P-C-T 対称性の破れ、湯川結合の自然な階層性と強い CP 問題

九大理<sup>A</sup> 井上研三<sup>A</sup>, 山津直樹<sup>A</sup>

量子色力学 (QCD) における有名な問題の一つが強い CP 問題である。ゲージ群  $SU_3 \times SU_2 \times U_1$  ゲージ原理に基づく標準理論 (SM) や超対称標準模型 (MSSM) は空間反転 (P) と時間反転 (T) の下での不変性を破るグルーオンの  $\bar{\theta}$  項  $\mathcal{L}_\theta = \bar{\theta} \frac{g_s^2}{64\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} G_{\mu\nu}^a G_{\lambda\sigma}^a$ ,  $\bar{\theta} \equiv \theta_{\text{QCD}} + \theta_{\text{QFD}}$ , の存在を禁止できない。さらに,  $\bar{\theta}$  は実験から  $|\bar{\theta}| < 10^{-10}$  という制限があり, この小ささを素粒子の標準理論では説明できない。これは有名なトーフトの自然さの問題である。

我々はこれまでに自発的な P-C-T 不変性の破れの可能な  $SU(1,1)$  ホリゾンタル対称性を持つ超対称ベクターライク模型が低エネルギー有効理論とし最小超対称模型を実現することを示した。この模型のペッチャイ-クイン対称性  $U(1)_{\text{PQ}}$  は存在したベクトル対称性であり, アクシオンのない模型での強い CP 問題の解決が望まれる。

我々の模型での強い CP 問題の解決する  $\bar{\theta} = 0$  の自然な導出方法を議論する。まず, この模型は元々 P と CP(T) 対称性を持つため,  $\theta_{\text{QCD}} = 0$  である。次に,  $\theta_{\text{QFD}}$  に対して, ツリーレベルでのクォーク質量行列から  $\theta_{\text{QFD}}^{\text{tree}} = \arg \det[M_U M_D] = 0 \pmod{\pi}$  を満たすためには, 自発的な  $SU(1,1)$  と P-C-T の破れを起こす真空期待値に関連する量に条件が付く:  $\arg[\epsilon_x \epsilon^3] = \arg[\epsilon_y \epsilon'^3] = 0 \pmod{\pi}$ ,  $\arg[\langle \psi_0^{F'} \rangle] = 0 \pmod{\pi/4}$ 。この条件が現れるのは  $SU(1,1)$  対称性の部分群  $U(1)_H$  対称性が変換性を支配しているためである。次に, 自発的な P-C-T の破れから  $\theta_{\text{QFD}}^{\text{tree}} = 0$  が満たされると, 量子効果を含めた  $\theta_{\text{QFD}}$  に対しても  $\theta_{\text{QFD}} = 0$  が期待される。

以上から, アクシオンが現れない場合の我々の模型において強い CP 問題を解決するには, 湯川結合の自然な階層構造と自発的な P-C-T の破れが重要な役割を果たすことが分かる。

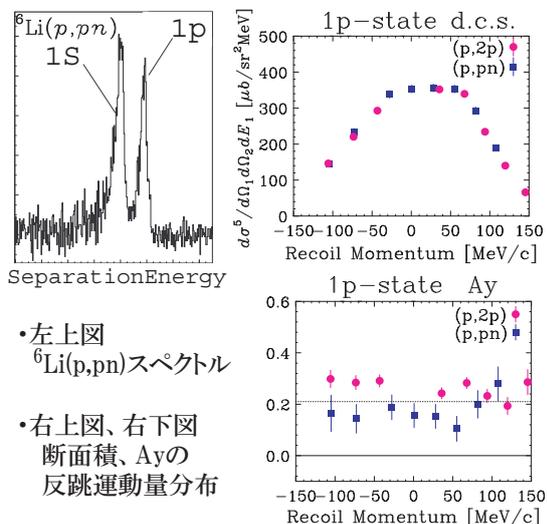
## A-17

### Ep=392MeV における (p,pn) 反応測定

九大院理<sup>A</sup>, 阪大 RCNP<sup>B</sup>, 宮崎大工<sup>C</sup>, 筑波大理<sup>D</sup>, 東北大 CYRIC<sup>E</sup>, 共同実験者<sup>F</sup> 今村拓己<sup>A</sup>, 野呂哲夫<sup>A</sup>, 山田由希子<sup>A</sup>, 若狭智嗣<sup>A</sup>, 堂園昌伯<sup>A</sup>, 松田祥英<sup>A</sup>, 黒板翔<sup>A</sup>, 江口祐一郎<sup>A</sup>, 八嶋恵介<sup>A</sup>, 畑中吉治<sup>B</sup>, 岡村弘之<sup>B</sup>, 民井淳<sup>B</sup>, 坂口治隆<sup>C</sup>, 前田幸重<sup>C</sup>, 野中敦<sup>C</sup>, 藤田規之<sup>C</sup>, 安田裕介<sup>D</sup>, 酒見泰寛<sup>E</sup>, 吉田英智<sup>E</sup>, 他 8 名<sup>F</sup>

核内核力の情報を得るための手段として, 1s 軌道核子のノックアウト反応がある。我々は阪大 RCNP において今年 4 月と 11 月に, (p, pn) 反応の開発および本実験を行った。標的とした核種は  $^2\text{H}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$  の三種であり, 各標的からノックアウトされた核子を中性子検出器 (NPOL) と大口径スペクトロメータ (LAS) を用いてコインシデンス測定を行い, 各標的での断面積と  $A_y$  の反跳運動量分布を取得した。今回の目的は 1p 軌道での (p, 2p), (p, pn) 反応を用いて Fermi 面付近で比較し, Impulse 近似の有効性を確認することである。

また (p, pn) 反応において世界最高のエネルギー分解能の測定が可能になった。



• 左上図  
 $^6\text{Li}(p, pn)$  スペクトル

• 右上図, 右下図  
断面積,  $A_y$  の  
反跳運動量分布

## A-18 (p,2p) 反応における核内 2 核子散乱の役割

九大院理<sup>A</sup> 角剛典<sup>A</sup>, 緒方一介<sup>A</sup>

典型的な (p,2p) 反応実験では、入射エネルギー数百 MeV の陽子を標的核に入射させ、運動エネルギーを失った入射陽子と運動エネルギーを得て核外に弾き出された核内陽子とを観測する。このため、(p,2p) 反応は、核内陽子-陽子散乱を直接的に観測する有力な方法として注目されている。

原子核が作り出す一体場の、2 核子間の有効相互作用に与える影響 (媒質効果) を探る動機に基づき、相対論的歪曲波インパルス近似 (RDWIA) を用いた研究が精力的になされており [1], 相対論効果の重要性を示唆する結果が報告されている。しかしながら、これまでの研究において、相対論的枠組みに限らず DWIA 計算に考慮されていない効果がいくつか挙げられる。それは、核内 2 核子散乱が 2 核子の運動エネルギーの和が保存しない off-shell 散乱である点、原子核が作り出す一体場によって、入射・放出陽子の波が歪められ、反応に関与する核内 2 核子散乱の運動学を一意に決定することができない点 [2] である。本研究では非相対論的な DWIA を用い、これらの要素が (p,2p) 反応に与える影響を定量的に調べる。この研究は、現在行われている相対論的枠組みに基づいた研究とは相補的であり、前述の目的に基づく研究を遂行する上で重要な知見を与えると期待される。

DWIA 計算を実行する際に、核内 2 核子散乱の散乱振幅をメルボルンの half-off-shell  $g$  行列 [3] によって計算し、核内 2 核子散乱の運動学を歪曲波に対する局所半古典近似 [4] を用いて正確に取り扱う。本講演では、実験データと計算値とを比較し、上述の効果がもたらす寄与を議論する。

[1] T. Noro *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 044604 (2008).

[2] K. Ogata, G. C. Hillhouse, and B. I. S. van der Ventel, Phys. Rev. C **76** 021602 (2007).

[3] K. Amos *et al.*, Adv. Nucl. Phys. **25**, 275 (2000).

[4] Y. L. Luo, and M. Kawai, Phys. Rev. C **43**, 2367 (1991).

## A-19 RCNP 大口径磁気分析器の高分解能輸送行列の構築

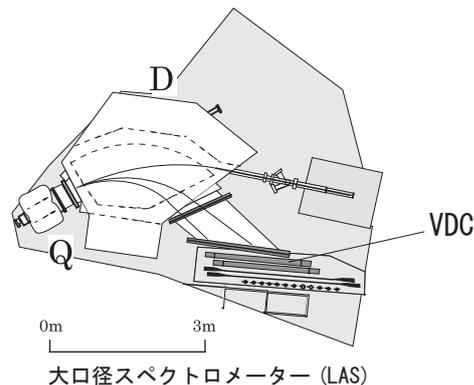
九大院理<sup>A</sup>, 阪大 RCNP<sup>B</sup>, 東北大 CYRIC<sup>C</sup> 松田祥英<sup>A</sup>, 野呂哲夫<sup>A</sup>, 田邊英規<sup>A</sup>, 若狭智嗣<sup>A</sup>, 山田由希子<sup>A</sup>, 堂園昌伯<sup>A</sup>, 竹田英光<sup>A</sup>, 伊原エマ<sup>A</sup>, 今村拓己<sup>B</sup>, 畑中吉治<sup>B</sup>, 岡村弘之<sup>B</sup>, 民井淳<sup>B</sup>, 清水陽平<sup>B</sup>, 藤田訓裕<sup>B</sup>, 為重雄司<sup>B</sup>, 松原礼明<sup>B</sup>, 石川大貴<sup>B</sup>, 吉田英智<sup>C</sup>

核内の 1 陽子をたたき出す (p, 2p) 反応は、原子核内の単一粒子状態を調べる最も直接的な方法の一つである。この種の研究では、反応後の原子核の状態をエネルギーの違いを利用して分離測定するため、測定の高分解能化により得られる情報は飛躍的に増す。

我々が実験を行っている大阪大学核物理研究センター (RCNP) は 2 台 (GR,LAS) の磁気分析器を備え、(p, 2p) 反応を高精度で測定できる。それぞれの運動量分解能の設計値が  $\delta p/p = 1/37750, 1/5000$  であるにもかかわらず、LAS の実測の分解能はこれまで  $1/1000$  程にしか達していなかった。

そこで、分解能悪化の主要原因である多重散乱効果を低減するために真空膜を薄くし、検出器 (VDC) の再配置によって大気層も小さくした。

その結果ペンシルビーム入射に対しては分解能が 2 倍改善する事を確認した。講演では実用的な有限立体角での高分解能化のための輸送行列の構築とその結果について報告する。



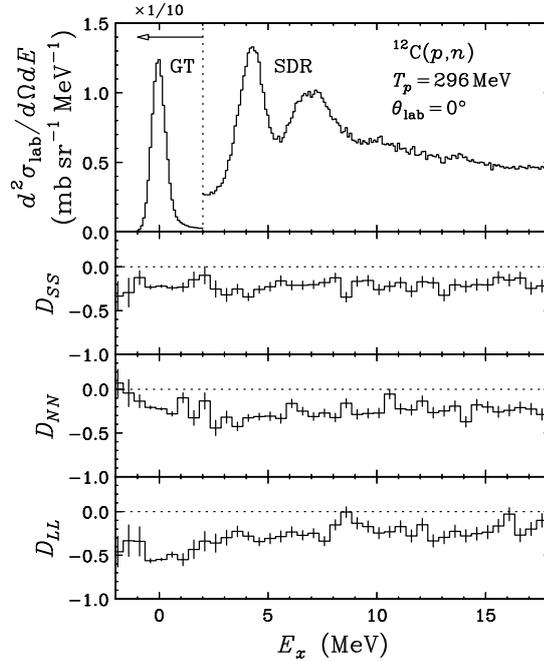
## A-20 $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{n})$ 反応による $^{12}\text{N}$ のスピン双極子遷移の研究

九大院理<sup>A</sup>, 阪大RCNP<sup>B</sup>, 東北大CYRIC<sup>C</sup> 堂園昌伯<sup>A</sup>, 若狭智嗣<sup>A</sup>, 野呂哲夫<sup>A</sup>, 相良建至<sup>A</sup>, 山田由希子<sup>A</sup>, 黒板翔<sup>A</sup>, 今村拓己<sup>A</sup>, 下田広己<sup>A</sup>, 末田雄大<sup>A</sup>, 松田祥英<sup>A</sup>, 江口祐一郎<sup>A</sup>, 八嶋恵介<sup>A</sup>, 畑中吉治<sup>B</sup>, 岡村弘之<sup>B</sup>, 民井淳<sup>B</sup>, 松原礼明<sup>B</sup>, 石川大貴<sup>B</sup>, 酒見泰寛<sup>C</sup>, 長野哲也<sup>C</sup>, 高橋利弥<sup>C</sup>

スピン双極子 (SD) 遷移は天体核反応で重要なプロセスの1つであり、その強度分布はテンソル相関に関する知見を与える。SD 遷移の研究には、スピン・パリティ ( $0^-, 1^-, 2^-$ ) の分離・同定が不可欠である。そこで、我々は  $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{n})$  反応においてスピン・パリティに敏感な全偏極移行量を測定し、 $^{12}\text{N}$  の SD 状態を研究した。

実験はスピン励起が支配的な入射エネルギー  $\approx 300$  MeV にて行った。出射中性子のエネルギー及び偏極度は我々が開発した中性子検出器/偏極度計 NPOL3 にて決定した。

右図に散乱角度  $0^\circ$  における断面積及び全偏極移行量  $D_{ij}$  を示す。 $D_{ij}$  の統計誤差が7%以下の精度のよいデータを取得できた。講演では、詳細な解析結果について報告する。



## A-21 中高エネルギー核反応に対する微視的散乱理論

九大院理<sup>A</sup> 蓑茂工将<sup>A</sup>, 河合光路<sup>A</sup>, 緒方一介<sup>A</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

Glauber 理論は、高エネルギー前方散乱の記述に有力な方法の一つである。特に、最近精力的な研究がなされている不安定核反応の解析によく用いられており、成果を収めてきた。しかしながら、中間エネルギー領域では問題が生じている。入射エネルギーが低くなると Glauber 近似は妥当ではなくなり、これに対して現状では現象論的な解決策が採られている [1]。これらの現象論的な手続きには理論的な根拠が示されていない。そのため我々は、反応の微視的な記述を試みる。

Glauber 理論を微視的に考える際、現実的核力の強い斥力芯が問題となる。我々はその解決策として、有効相互作用  $\tau$  の導入を提案する。まずは Kerman, McManus, Thaler の行った核子 - 核散乱に対する多重散乱理論の定式化 [2] に則り、これを核 - 核散乱のものへと拡張する。そうして、この核 - 核散乱に対する多重散乱理論を基礎とした Glauber 理論を展開し、有効相互作用  $\tau$  を導入する。強い斥力芯を持つような現実的核力ではなくこの  $\tau$  を用いることで、Glauber 近似の条件をよく満たすことが期待される。本研究は、有効相互作用  $\tau$  を考慮することで Glauber 理論の仮定を妥当なものとし、中間エネルギーまで含めた非常に広範囲なエネルギー領域での核 - 核反応に対する微視的な散乱理論の構築を目指すものである。

今回の講演では、主に核 - 核散乱に対する多重散乱理論の定式化を行い、導入する近似の妥当性について言及する。

### References

- [1] W. Horiuchi *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 044607 (2007).
- [2] A. K. Kerman, H. McManus, and R. M. Thaler, Ann. Phys. (N.Y.) **8**, 51 (1959).

## A-22 Nonlinear Sigma Model に現れる non-invariant な発散について

九州大学<sup>A</sup>, 慶応大学<sup>B</sup> 原田 恒司<sup>A</sup>, 服部 望<sup>A</sup>, 久保 博史<sup>A</sup>, 山本 裕樹<sup>B</sup>

一般に、linear symmetry を持つ理論において loop correction を計算すると発散が現れる。この際現れる発散は、理論の symmetry の下で invariant な形をしている事が期待される。一方、Nonlinear sigma model において 4 点 proper vertex を計算すると、non-invariant に見える形の発散が現れる。以前の多くの計算は、次元正則化を用いて行われているが、このような現象が正則化の方法に依存しない事を確かめるために、全ての量が well-defined な格子正則化を用いた計算を行った。講演では、このような non-invariant な発散が現れる事と理論の対称性の関係についても触れる。

## A-23 $pd$ 分解反応における star anomaly の系統的測定

九大院理<sup>A</sup>, 宮崎大工学部<sup>B</sup> 八嶋恵介<sup>A</sup>, 江口祐一郎<sup>A</sup>, 下田広己<sup>A</sup>, 末田雄大<sup>A</sup>, 黑板翔<sup>A</sup>, 前田幸重<sup>B</sup>, 相良建至<sup>A</sup>

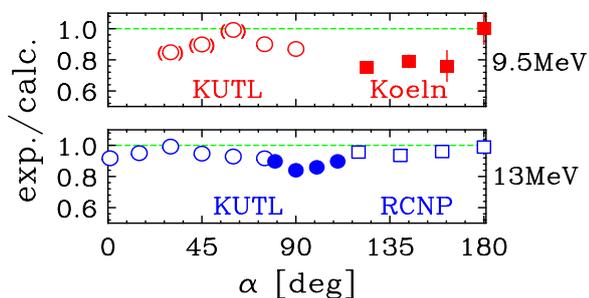
低エネルギー領域での 3 核子分解反応の断面積が、star の運動学条件で理論計算と 10~30%程度合わない。低エネルギーでは 3 核子力の効果が小さく、不一致の原因は不明である。スカラー量の不一致なので重大な問題である。

star とは分解反応からの 3 核子が正三角形の頂点をなして遠ざかる運動学的条件で、正三角形がビーム軸となす角度を  $\alpha$  と定義する。space star と呼ばれる  $\alpha=90^\circ$  で、1980 年代から不一致 (space star anomaly) が報告されている。2005 年にクーロン力を入れた  $pd$  分解反応計算がようやくなされ、精密で信頼度の高い  $pd$  反応実験による研究が可能になった。

過去に九大で測定した  $\alpha=90^\circ$  近傍の結果を最近の計算と比較した (図)。2006 年に Köln 大学グループが  $\alpha=124^\circ \sim 180^\circ$  でも異常があると報告した (図)。我々は  $0^\circ < \alpha < 180^\circ$  における断面積異常を off-plane star anomaly と命名し、この異常の  $\alpha$  依存性からその原因を探

ろうと考え、系統的实验を開始した。

入射エネルギー  $E_p=9.5\text{MeV}$  と  $E_p = 13\text{MeV}$  における  $D(p, pp)n$  反応断面積を九大タンデム実験室で測定し、star での断面積を理論計算と比較した (図)。また  $E_d = 26\text{MeV}(13\text{MeV}/A)$  における  $H(d, pp)n$  反応断面積も阪大 RCNP で測定した (図)。 $\alpha$  が前方角での異常は、star 異常ではなく、新たな QFS 異常と考えられる。 $\alpha$  が中方角~後方角での star 異常が 9.5MeV と 13MeV で異なっているが、確認実験の必要がある。



## A-24 ${}^2\text{H}(p, pp)n$ 反応における QFS 断面積の系統的測定

九大院理<sup>A</sup> 江口祐一郎<sup>A</sup>, 八嶋恵介<sup>A</sup>, 下田広己<sup>A</sup>, 末田雄大<sup>A</sup>, 黒板翔<sup>A</sup>, 相良建至<sup>A</sup>

3核子系の束縛エネルギーと核子-重陽子 ( $Nd$ ) 弾性散乱の反応断面積は、Faddeev 方程式に  $2\pi$  交換型 3核子力を導入することによって実験値を見事に再現できた。未だ再現できないスピン観測量や高いエネルギーでの観測量は、 $\pi\rho$  交換型 3核子力の効果を示唆している可能性がある。

一方、3核子力の影響が少ない低エネルギーで、3核子分解反応断面積が再現できない不思議な space star anomaly が以前から知られていた。我々は  $pd$  分解反応の star anomaly を調べるうちに Quasi-free Scattering (QFS) 断面積にも異常がありそうなことに気づいた。QFS とは、入射核子が標的中の一方の核子のみと散乱し、他方の核子があたかも傍観者として振る舞う運動学的条件である。

近年、クーロン力を取り入れた 3核子分解反応の計算がなされ、精密実験が出来る  $pd$  系の反応で詳細な研究が可能になった。そこで我々

は、 $E_p=9.5$  MeV と 13 MeV で  ${}^2\text{H}(p, pp)n$  反応を測定し、 $pp$ -QFS とその近傍での微分断面積を系統的に調べることを開始した。

実験は九大タンデム加速器を用いて行っている。加速した陽子を  $\text{CD}_2$  回転標的に照射し、分解反応により生じた 2つの陽子を QFS 条件に配置した多数の Si-SSD で同時測定する。講演では、 ${}^2\text{H}(p, pp)n$  反応の微分断面積測定結果および理論計算値との比較を報告する。

