

---

# 会場 A

## 素粒子理論・理論核物理, 実験核物理, 宇宙線・宇宙物理領域

---

### A-1 すざく衛星搭載 X 線 CCD カメラ XIS の Non X-ray Background の 長期時間変動の調査

宮崎大学<sup>A</sup>, 大阪大学<sup>B</sup>, 京都大学<sup>C</sup>, ISAS<sup>D</sup>, 工学院大学<sup>E</sup>, 立教大学<sup>F</sup> 池上嘉夫<sup>A</sup>,  
森浩二<sup>A</sup>, 林田清<sup>B</sup>, 常深博<sup>B</sup>, 松本浩典<sup>C</sup>, 鶴剛<sup>C</sup>, 小山勝二<sup>C</sup>, 堂谷忠靖<sup>D</sup>, 尾崎正  
伸<sup>D</sup>, 馬場彩<sup>D</sup>, 辻本匡弘<sup>D</sup>, 幸村孝由<sup>E</sup>, 北本俊二<sup>F</sup>, 村上弘志<sup>F</sup>, すざく XIS チー  
ム<sup>A,B,C,D,E</sup>

日本より打ち上げられた 5 番目の X 線天文衛星である「すざく」には、X-ray Imaging Spectrometer (XIS) とよばれる X 線 CCD カメラが搭載されている。XIS はこれまでの衛星搭載 X 線 CCD カメラの中で最高のエネルギー分解能を持ち、新しい成果を次々と産みだしている。

XIS で観測したデータには、対象天体からの信号に加えて、対象天体以外からの信号も多く含まれている。この対象天体以外からの信号を、バックグラウンドという。バックグラウンドはさらに、背景天体起源のもの、宇宙線と XIS との相互作用に起源をもつものに大別できる。後者を特に Non X-ray Background (NXB) と呼び、バックグラウンドの大半をこの NXB が占める。対象天体のスペクトル、強度を正確に見積るためには、この NXB を適切にとり除くことが重要である。

今回、我々は、打ち上げから現在までの約 4 年間における NXB 強度の安定性について調査した結果を報告する。

## A-2 X線 CCD 空乏層厚の精密測定実験

宮崎大学<sup>A</sup>, 大阪大学<sup>B</sup>, 理化学研究所<sup>C</sup> 青山翔一<sup>A</sup>, 森浩二<sup>A</sup>, 常深博<sup>B</sup>, 繁山和夫<sup>B</sup>, 文原篤史<sup>B</sup>, 平賀純子<sup>C</sup>, 山内誠<sup>A</sup>

我々は出来るだけ厚い空乏層を持つ完全空乏化した裏面照射型 X 線 CCD 素子の開発を行っている。完全空乏化した裏面照射型 CCD は軟 X 線に感度を持ち、また厚い空乏層を持つことで硬 X 線への感度を上げられる。裏面照射型 CCD 素子は、まず表面照射型 CCD 素子を作製し測定を行い、その結果からウェハの空乏化できていない中性領域を削ることで行う。現時点で 200  $\mu\text{m}$  まで削ると完全空乏化できることは分かっているが、これを可能な限り厚くして硬 X 線に感度を上げたい。

従来の空乏層厚の測定は、X 線検出効率の値から見積もることで行っていた。しかし従来の方法は検出効率曲線を導出するためのパラメータとして見積もった空乏層厚であり、必ずしも「実質的に電荷収集がおこなえる限界深さ」を測定したものではない。そこで我々は X 線が光電吸収した深さを精密に測定する手法を考案し、実験を通して、考案した手法の有効性を確認した。我々の手法は、CCD 素子のすぐ上に 3 mm 間隔でスリットを空けた真鍮すだれを置き、<sup>109</sup>Cd から X 線を素子の表面に斜めから照射させる。このセットアップの要点は、すだれで絞った X 線を斜めから入射させることで、深さ方向の吸収位置を横方向の検出位置で読みかえることが出来る点である。<sup>109</sup>Cd から 22 keV の X 線 (Si に対する平均吸収距離 = 1400  $\mu\text{m}$ ) を使用することで、空乏層内でほぼ均一に光電吸収をさせることができる。この手法により、電荷収集の度合を深さ方向の関数として調べられ、電荷収集がおこなえる限界の深さとしての空乏層厚の値を定義できる。この手法を用いた結果、X 線が光電吸収される深さ方向の検出位置を横方向の検出位置で読みかえられることを確認し、また光電吸収される深さによって電子雲の広がる幅が変化することが確認できた。

本講演では、上記実験で得られた結果を報告する。

## A-3 マクスウェルの (電磁) 方程式から相対論的ニュートンの (重力) 方程式へ

日本文理大学 工学部 機械電気工学科<sup>A</sup> 竹本義夫<sup>A</sup>

この発表は、通常とは異なるアプローチ (電磁力と同様のメカニズム) により重力の方程式を得ようとするものである。

(A) 電磁方程式に電磁場の時間成分  $E_t = \frac{\partial \phi}{\partial ct} + \text{div} \mathbf{A}$  を導入する。.. 自由度が増える。

すなわち、 $E_t = 0 (\Leftrightarrow \frac{\partial \phi}{\partial ct} + \text{div} \mathbf{A} = 0)$  の場合がローレンツゲージに、

$E_t = \frac{\partial \phi}{\partial ct} (\Leftrightarrow \text{div} \mathbf{A} = 0)$  の場合がクーロンゲージに対応して、それぞれ、異なる電磁場であることが分かる。

(B) 重力の方程式 (相対論不変) を得る .. 電磁力と同様のメカニズムによる。

$$\begin{cases} \frac{d^2 ct}{dr^2} = -\frac{M_G}{r^2} \frac{dr}{dr} \frac{dct}{dr} \dots (1) \\ \frac{d^2 r}{dr^2} = -\frac{M_G}{r^2} \left(\frac{dct}{dr}\right)^2 + \frac{1}{r} \left\{ (r \cosh \Omega \frac{d\phi}{dr})^2 - (r \frac{d\Omega}{dr})^2 \right\} \dots (2) \\ \frac{d}{dr} (r^2 \frac{d\Omega}{dr}) = \left( \frac{M_G}{r^2} \frac{dct}{dr} - \sinh \Omega \frac{d\phi}{dr} \right) (r^2 \cosh \Omega \frac{d\phi}{dr}) \dots (3) \\ \frac{d}{dr} (r^2 \cosh \Omega \frac{d\phi}{dr}) = \left( \frac{M_G}{r^2} \frac{dct}{dr} - \sinh \Omega \frac{d\phi}{dr} \right) (r^2 \frac{d\Omega}{dr}) \dots (4) \end{cases}$$

$\Omega$ : 虚角 (赤道上で、公転の状態を表す)、 $\theta = \frac{\pi}{2} - i\Omega$  (赤道上)

(C) 「重力モデルとして適当であるかどうか」の検証をする。

特に、太陽重力による現象を扱う。

詳しくは <http://www.nbu.ac.jp/~takemoto/genko.html>

## A-4 純虚数化学ポテンシャルにおける 2+1 フレーバー PNJL モデルを用いた QCD 相図の研究

九州大理<sup>A</sup>, 佐賀大理工<sup>B</sup> 松本健史<sup>A</sup>, 柏浩司<sup>A</sup>, 河野宏明<sup>B</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

量子色力学 (QCD) は、クォーク及びグルーオン間の強い相互作用を記述する基礎理論である。この QCD には、真空でも多くの特徴を持つが、有限温度・有限密度系でも複雑な相構造を持つ。近年なり、RHIC や CERN の LHD などの大型の加速器によって、これらの相構造の実験的研究も行われている。

QCD の第一原理計算である、格子 QCD は、有限密度の領域では符号問題により、計算を行うことができない。そのため、有効模型による研究が多くなされてきた。しかし、有効模型は不定性を含んでしまう。よって、中間密度領域における信頼できる情報を引き出す為には、有効模型の不定性を取り除く必要がある。本研究では、そのために格子 QCD の計算が行える虚数化学ポテンシャル領域を考えた。Polyakov loop extended Nambu-Jona-Lasinio model (PNJL model) は、純虚数化学ポテンシャル領域の QCD の対称性を満たす唯一の有効理論である。先行研究により、2 フレーバー PNJL 模型を用いた研究が行われており、我々はストレンジクォークを加えた 3 フレーバー PNJL 模型に拡張した議論を行う。

また、QCD の相構造研究において、QCD 臨界点の位置は重要な情報である。格子 QCD において、コロンビアプロットを用いて、臨界端点が存在するかを調べる研究がなされている。我々も、その方法にしたがい、実数及び、純虚数化学ポテンシャル領域において、コロンビアプロットを描いた。また、中間子質量は理論の対称性と密接な関係があり、有効模型では、そのパラメーターに影響を与える量である。我々は、実数及び、純虚数化学ポテンシャル領域において、擬スカラー中間子とスカラー中間子の質量の計算を行った。

## A-5 アイソスピン化学ポテンシャルを用いた QCD 相図の研究

九大理工<sup>A</sup>, 佐賀大理工<sup>B</sup> 佐々木崇宏<sup>A</sup>, 境祐二<sup>A</sup>, 河野宏明<sup>B</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

有限温度・有限密度におけるクォークの性質を示す QCD 相図の研究は、宇宙初期の様子や高密度星の内部の様子を知るためにも興味深い分野である。クォークを記述する理論である量子色力学 (QCD) は解析的な取り扱いが非常に困難であるため、第 1 原理計算としては格子 QCD を用いた数値シミュレーションが行われている。しかし、有限密度領域において格子 QCD 計算には「符号問題」と呼ばれる数値計算上の問題が存在し、計算が破綻してしまう。そのため、有限密度における QCD の情報を得るためには、南部-Jona-Lasinio 模型 (NJL 模型) を代表とする有効模型を用いた解析が行われている。NJL 模型による計算と格子 QCD による第 1 原理計算の両方を行うことができる領域として、アイソスピン化学ポテンシャル領域が考えられる。本研究では、この領域において格子 QCD 計算と NJL 模型計算を比較し NJL 模型の信頼性を確かめることによって、通常の化学ポテンシャル領域における QCD 相図の定量的解明を行うことを目的としている。先行研究によって、NJL 模型においてスカラー型 8 点相互作用を考慮することが、ゼロ化学ポテンシャルでの格子 QCD 計算を再現するのに必要であることが分かっている。本公演では、この相互作用がアイソスピン化学ポテンシャル領域に与える影響を議論し、格子 QCD 計算との比較を行うことでその妥当性について議論する。

## A-6 クォーク・レプトンの強フレーバー模型

学会<sup>A</sup> 那須俊一郎<sup>A</sup>

現在の標準模型では、 $(u, d)$   $(c, s)$   $(t, b)$  が二重項をつくっているが、これは、弱アイソスピン（弱フレーバー）による二重項であって、三世代どれも同じで世代の区別はしていない。

そこで、強フレーバー（アイソスピン、ストレンジネス、チャーム、ボトム、トップ）を使った世代を区別する理論を考えてみたい。第一世代の  $(u, d)$  はアイソスピン二重項で弱アイソスピン二重項と等しい。しかし、第二世代の  $(c, s)$  は、チャームCとストレンジネスSをそれぞれ単独に持っているだけで、二重項ではない。そこで、新たにハイパースピンJを導入する。ハイパースピン第三成分  $J(3) = (C+S)/2$  とすると、 $(c, s)$  はハイパースピン二重項となり、第一世代のアイソスピン二重項と区別される。

また、同様に第三世代の  $(t, b)$  は、トップTとボトムBをそれぞれ単独に持っているだけで、二重項にはなっていない。そこで、新たにウルTRASピンKを導入する。ウルTRASピン第三成分  $K(3) = (T+B)/2$  とすると、 $(t, b)$  はウルTRASピン二重項となり、第一世代のアイソスピン二重項  $(u, d)$  や第二世代のハイパースピン二重項  $(c, s)$  と区別されるようになる。

すなわち、三世代は強フレーバーのアイソスピンI、ハイパースピンJ、ウルTRASピンKの三つによって区別することができる。強い相互作用では、三つの強フレーバーは、それぞれ保存されるが、弱い相互作用では、保存されない。弱い相互作用で保存されるのは、弱フレーバーの弱アイソスピンTである。これらの関係は、 $T(3) = I(3) + J(3) + K(3)$  となる。

レプトンについても、三世代あるので、 $(e, \nu e)$  がアイソスピン二重項、 $(\mu, \nu \mu)$  がハ

## A-7 超対称ノンコンパクトゲージ理論の真空構造について

九州大学理学研究院<sup>A</sup>, 佐賀大学シンクロトロン光応用研究センター<sup>B</sup> 井上研三<sup>A</sup>, 久保博史<sup>B</sup>, 山津直樹<sup>A</sup>

ノンコンパクト群に基づく場の理論には一般に、不定計量ゴーストが現れる事が知られている。これが現れた場合、量子論における確率解釈が困難になるだけでなく、真空（基底状態）の存在が危うくなる。本講演では、 $\mathcal{N} = 1$  超対称理論の枠組みで  $SU(1, 1)$  対称性を持つ理論が構築可能である事を、具体例としてのモデルを与える事によって示す。

## A-8 三核子分解反応測定における液体水素標的厚さ評価

九大院理<sup>A</sup>, 宮大<sup>B</sup>, RCNP<sup>C</sup>, 九工大<sup>D</sup>, NIRS<sup>E</sup> 矢部達也<sup>A</sup>, 黒板翔<sup>A</sup>, 相良建至<sup>A</sup>, 江口祐一郎<sup>A</sup>, 八嶋恵介<sup>A</sup>, 宍戸拓朗<sup>A</sup>, 堂園昌伯<sup>A</sup>, 山田由希子<sup>A</sup>, 若狭智嗣<sup>A</sup>, 前田幸重<sup>B</sup>, 斉藤透<sup>B</sup>, 松原礼明<sup>C</sup>, 銭廣十三<sup>C</sup>, 民井淳<sup>C</sup>, 岡村弘之<sup>C</sup>, 畑中吉治<sup>C</sup>, 鎌田裕之<sup>D</sup>, 爲重雄司<sup>E</sup>

藤田-宮沢両博士により予言された  $2\pi$  交換型 3 核子力は、 $^3\text{H}$  等の小数核子から成る原子核の束縛エネルギーや入射エネルギー 140MeV 以下での Nd 弾性散乱の微分断面測定よりよく理解されている。しかし、入射エネルギー 250MeV における pd 弾性散乱の後方角度データや pd 分解反応の inclusive 測定  $^2\text{H}(p,p)n$  の微分断面は  $2\pi$  交換型 3 核子力を取り入れた理論計算値でも再現出来ていない事が報告されている。この有力な原因として、カイラル摂動理論より存在が予想される短距離型 3 核子力 ( $\pi\rho, \rho\rho$  の交換型等) の効果が考えられる。そこで、我々の研究グループでは pd 分解反応の *exclusive* 測定  $^2\text{H}(p,pp)n$  を行った。本測定の微分断面は非常に小さく、また低バックグラウンドでの精密な測定を行うため重陽子標的として液体重水素標的を用いた。この液体重水素標的の標的厚は温度に強く依存する為、測定中は pd 弾性散乱を測定することでモニターした。このモニターで測定したデータと校正用  $\text{CD}_2$  膜標的での測定結果を比較することで液体重水素標的の厚さを正確に決定した。本学会では、標的厚校正用の  $\text{CD}_2$  膜標的の厚さ測定並びに、液体重水素標的の厚さ決定の結果を報告する。

## A-9 3 核子 Star 反応の角度・エネルギー依存性の異常

九大院理<sup>A</sup> 宍戸拓朗<sup>A</sup>, 矢部達也<sup>A</sup>, 江口祐一郎<sup>A</sup>, 八嶋恵介<sup>A</sup>, 黒板翔<sup>A</sup>, 相良建至<sup>A</sup>

3 核子系の反応において、ある条件で理論計算値と実験値が一致しないという現象がいくつか報告されている。その中で、Star Anomaly という 3 核子分解反応の微分断面の理論値と実験値の不一致は、3 核子力でも説明できず、低エネルギー領域での謎である。我々はこの謎の解明を目指している。

Star Anomaly とは、反応後の 3 つの核子が正三角形の頂点をなして遠ざかる運動学条件である。このとき、ビーム軸と正三角形のなす角を  $\alpha$  とする。この Star Anomaly で、入射粒子が核子当たり 9.5MeV の系で  $\alpha$  を変えて測定するという実験を、九大グループと Koeln 大グループが 9.5MeV と 13MeV とで  $\alpha$  の広範囲で行った。13MeV では  $\alpha$  が 90 度付近でのみ不一致が大きくなり、9.5MeV では  $\alpha$  が 90 度から 180 度までの広範囲で大きな不一致が見つかった。

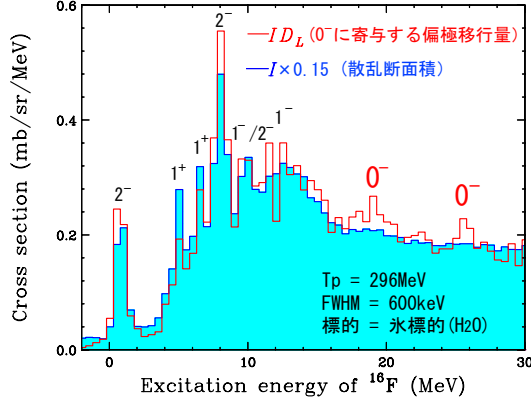
9.5MeV から 13MeV の近い範囲での大きな変化は本当に事実なのか。事実とすれば何を意味するのかを考え、かつ再実験の可能性を議論する。

## A-10 スピン完全測定による $^{16}\text{F}$ のパイ中間子状態の探索

九大院理<sup>A</sup>, 東北大 CYRIC<sup>B</sup>, 阪大 RCNCP<sup>C</sup> 岡本緑<sup>A</sup>, 若狭智嗣<sup>A</sup>, 堂園昌伯<sup>A</sup>, 高木基伸<sup>A</sup>, 酒見泰寛<sup>B</sup>, 畑中吉治<sup>C</sup>, 松原礼明<sup>C</sup>

原子核のスピンのアイソスピン励起は大変興味深く、特にスピン双極子 (SD) 状態は現在精力的に実験・理論の両面から研究されている。この SD 状態の大きな問題の一つが、 $J^\pi = 0^-$  のパイ中間子状態の多くが未観測であることである。今回我々は、 $^{16}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{16}\text{F}$  反応により、未だ実験的に明確な証拠が得られていない  $^{16}\text{F}$  の  $J^\pi = 0^-$  の SDR を観測することを目的とした。 $^{16}\text{O}$  は陽子・中性子数が共に魔法数の原子核であり、物理的バックグラウンドとなるガモフ・テラー状態が抑制される為、SD 状態の研究に適している。実験的には偏極移行係数の完全測定を行い、それから得られるスピン縦断面面積  $ID_L$  がスピン非偏極断面面積  $I$  に対して  $0^-$  では  $ID_L \gg I \times 0.15$  ( $0.15$  は相互作用から決

まる係数) となる事を利用する。右図に  $ID_L$  及び  $I$  に対する結果を示す。 $E_x = 18$  及び  $26$  MeV 付近に  $ID_L$  に対してのみピークが観測され、 $0^-$  の SDR と特定した。講演では、解析の詳細と理論計算との比較についても報告する。



## A-11 (p,2p) 反応を用いた $^{40,48}\text{Ca}$ の殻エネルギーの測定

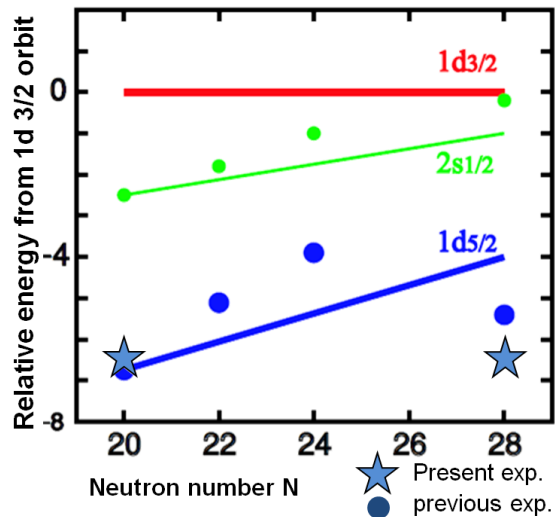
九大院理<sup>A</sup>, 阪大 RCNCP<sup>B</sup> 松田祥英<sup>A</sup>, 野呂哲夫<sup>A</sup>, 若狭智嗣<sup>A</sup>, 山田由希子<sup>A</sup>, 堂園昌伯<sup>A</sup>, 岡本緑<sup>A</sup>, 宍戸拓郎<sup>A</sup>, 畑中吉治<sup>B</sup>, 岡村弘之<sup>B</sup>, 坂口治隆<sup>B</sup>, 民井敦<sup>B</sup>, 安田啓介<sup>B</sup>

近年、不安定核の研究の進歩により、安定核とは離れた領域で殻構造の変化が実験的に明らかになってきた。東京大学の塚氏はその変化にテンソル力の効果が大きく関係していると提唱している。一方、Ca 同位体においては過去の実験結果はこの予想とは異なる変化を示している。しかし、これらの過去の実験では  $j$  の同定に不定性残っており、また軌道における粒子の占有率が和則 ( $2j + 1$ ) を十分に満たしていないなど信頼性に欠く要素も残している。

そこで我々は陽子の knock up 反応である  $(\bar{p}, 2p)$  を用いた実験を行い、標的核内からたたき出された陽子の微分断面面積と偏極分解能を測定した。この反応は  $j$  に対して比較的大きな依存性を示す特徴を持っており、従ってより正確な軌道の同定を可能にする。

公演では主に  $^{40}\text{Ca}, ^{48}\text{Ca}$  について過去

の実験結果と照らし合わせながら、本実験から得られた結果について議論する。



## A-12 Kruppa 法における連続状態の取り扱い

九州大学大学院理学府物理学専攻理論核物理<sup>A</sup>, 九州大学大学院理学研究院物理学部門粒子宇<sup>B</sup> 小野寿哉<sup>A</sup>, 清水良文<sup>B</sup>

中性子と陽子の数が自然に存在する原子核と比べて大きく異なるような不安定核の研究が、理論・実験の双方で盛んに議論され、世界的に進展している。特に、ドリップ線近傍の中性子過剰な不安定核では、中性子の密度分布が陽子の分布とはかなり違って外側に広がっていること、また、中性子の粒子的励起状態はほとんど原子核に束縛していない連続状態になっていることから、安定核とは全く違った性質を持つと期待される。したがって不安定核における集団運動を記述するために、連続エネルギー状態の効果を適切に取り入れた計算により原子核の変形や対相関を解析することは大変重要だと考える。そこで我々はすべての物理量の計算で自由粒子の効果を引き去る Kruppa の方法を拡張することにより、Strutinsky の殻補正エネルギーや対相関エネルギーに対し、Woods-Saxon ポテンシャルを用いて、連続状態の効果を正しく取り込んだ計算ができることを確認してきた。半現象論的質量公式として有名な Möller-Nix の計算では連続状態の効果は正しく取り入れられておらず、我々の計算結果との比較は興味深い。

本講演では、Kruppa 法を応用し、原子核の重要な性質である対相関を考慮した様々な物理量の計算結果を示す。不安定核について Hartree-Fock-Bogoliubov 法を用いた先行計算があり、我々の計算も同様に、ドリップライン近傍の変形原子核における、慣性能率のペアリングギャップの依存性が安定核に比べて非常に強いことや、通常の BCS 法における、不安定核の半径の問題を改善するような結果が得られた。また、これらの先行計算との比較を行いながら、Kruppa 法の有用性についても議論を行う。

## A-13 $g_{9/2}$ 殻を含む模型空間での有効相互作用の検討

福岡大学理学部<sup>A</sup> 武田将征<sup>A</sup>, 田崎茂<sup>A</sup>

近年、計算機の能力の向上と、殻模型の計算コードの開発によって、Ge や Se 等の少し重い  $fp$  殻核の原子核での殻模型計算が可能となった。

殻模型計算において考慮する有効相互作用はこれまで様々なものが開発されているが、 $fp$  殻核の分析によく用いられる KB3, FPD6, GXFP1 等の有効相互作用は  $(fp)^n$  の模型空間をあらかじめ想定しており、 $g_{9/2}$  や  $d_{5/2}$  などの  $sdg$  殻の影響を分析するには適しない。そのため  $N \sim 40$  近傍の原子核 Ge や Se などで  $g_{9/2}$  を考慮することが必要と思われる場合には、そのままでは適用することができない。

そこで我々は  $fp$  殻領域で用いられる有効相互作用の 1 つ FPD6 をお手本にしなが、 $g_{9/2}, d_{5/2}$  殻の影響も検討できるように FPD6 で決定された parameters を再検討することにした。

## A-14 核子-核散乱に対する局所化された微視的光学ポテンシャル

九州大学<sup>A</sup>, 九州歯科大学<sup>B</sup> 蓑茂工将<sup>A</sup>, 緒方一介<sup>A</sup>, 河野通郎<sup>B</sup>, 清水良文<sup>A</sup>, 八尋正信<sup>A</sup>

核子-核弾性散乱は、入射核子と標的核との相互作用を光学ポテンシャルと呼ばれる複素一体ポテンシャルと仮定する光学模型によって良く記述される。光学ポテンシャルは様々な原子核反応を記述する上で入力として必要不可欠であり、通常は散乱実験から得られた測定値を再現するよう現象論的に決定される。しかし一方で、これを理論の観点から微視的に計算する研究も盛んに行われてきた。この微視的光学ポテンシャルは、不安定核の関与する反応など、実験の難しさのために現象論的光学ポテンシャルを決定できない場合において必須とされる。そのため、信頼ある微視的光学ポテンシャルを求めることは、核反応の分野における重要な課題となっている。

一般には、理論的に導かれる光学ポテンシャルは非局所的であり、取扱いが難しい。核反応の簡便な記述のためには光学ポテンシャルは局所的であることが望ましいが、その非局所ポテンシャルと等価な局所ポテンシャルを計算する方法のひとつに、Brieva と Rook が提案した手法がある [1]。しかしながら、この手法は多くの研究で用いられてきたにも関わらず、その定式化と妥当性は明確には示されていないという問題があった。

今回、非局所性を考慮した厳密計算と上記の Brieva-Rook ポテンシャルを用いた計算を直接比較することにより、広いエネルギー領域にわたって Brieva-Rook ポテンシャルの妥当性を確認できた。そこで、本講演では Brieva と Rook の手法について概説し、その有用性について言及したい。

### References

- [1] F.A. Brieva and J.R. Rook, Nucl. Phys. **A291**, 299 (1977); *ibid.* **291**, 317 (1977); *ibid.* **297**, 206 (1978).