

## 論文内容の要旨

論文題目 「Precise measurement of deeply-bound pionic  
1s states in Sn nuclei and its implications on  
partial chiral symmetry restoration in nuclei」

錫同位体における  $\pi$  中間子原子の深束縛 1 s 状態  
の観測による原子核中でのカイラル対称性の部分  
的回復の研究

氏名

鈴木 謙

QCD のカイラル相転移とその過渡状態、なかでも核媒質密度でのカイラル対称性の部分的回復とその帰結について 近年ますます多くの理論的研究がなされている。 $\pi$  中間子を原子核中に生成し、その有限密度下でのふるまいを測定することによってこれらの理論を実験的に検証することは極めて重要である。本研究は錫同位体における  $\pi$  中間子の深束縛 1s 状態の観測を通じて、原子核中でのカイラル対称性の部分的回復の実験的証拠を提出することを目的としている。

ハドロンの質量(典型的に 1GeV 程度の大きさをもつ)がそれらの構成粒子であるクォークとグルーオンの自由度で記述される QCD 理論においてどのように記述されるのかという問題は現代物理学の大きな問題の一つである。クォークおよびグルーオンの質量は共にほぼゼロ ( $m_u, m_d = 5\text{MeV}, m_{\text{gluon}} = 0$ ) であり、ハドロンの巨大な質量の生成起源はダイナミカルなものである考えられている。その枠組で中心的な役割を果たしていると考えられているのがカイラル対称性とその破れである。ゼロ温度・ゼロ密度での QCD 真空中では、カイラル対称性の秩序変数である、クォークと反クォークが対凝縮したクォーク凝縮 ( $\langle \bar{q}q \rangle$ ) が有限の真空期待値をもつ ( $\langle \bar{q}q \rangle_0 = -(250\text{MeV})^3$ )。  $\pi$  中間子はカイラル対称性の自発的破れに伴い現れる南部-ゴールドストーン粒子と考えられており、その崩壊定数 ( $f_\pi = 92.4\text{MeV}$ )

もまたカイラル対称性の秩序変数の一つである。この QCD の真空は系の温度・密度を上げていくとこのクォーク凝縮は減少してゆき、最終的にある転移条件において消滅し、カイラル対称性が回復することが期待されている。

このクォーク凝縮は測定可能量でないことが知られているが、その密度依存性が次の式のように近似的に書き表せることが Drukaev らによって示された。

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \approx 1 - \frac{\sigma_{\pi N}}{m_\pi^2 f_\pi^2} \rho$$

$\sigma_{\pi N}$  は  $\pi N$  シグマ項(=45MeV)である。この式の予言に基づくと通常の核物質密度、( $=\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$ )においてカイラル対称性は 35%も回復していることになる。一方また同様に  $\pi$  中間子の崩壊定数が有限密度下において媒質効果を受けて減少し、以下のように線形の密度依存性を持つことが予言された。

$$\frac{f_\pi^{*2}(\rho)}{f_\pi^2} \approx 1 - a\rho$$

この崩壊定数の減少の割合は、やはり媒質効果を受けた  $\pi$  中間子の原子核中でのアイソベクトル散乱長( $b_1(\rho)$ )(以下  $b_1$  と記す)と関連があることが示され、以下の式のように表される。

$$\frac{b_1^{\text{free}}}{b_1(\rho)} = \frac{f_\pi^*(\rho)^2}{f_\pi^2}$$

これらのことから核媒質中での  $b_1$  の決定を通してカイラル対称性の部分的回復を実験的に測定することが可能である。

本研究の第一の目的は、 $\pi$  中間子の深束縛 1s 状態を重く中性子余剰な核中に生成しその精密な測定から核媒質中での s 波アイソベクター相互作用強度 ( $b_1(\rho)$ )を精密に決定することである。 $\pi$  中間子原子の 1s 状態はほぼ完全に相互作用の s 波項部分によって支配を受けているため p 波項の不定性による影響を無視でき、s 波項部分のみを分離した議論が可能となる。また中性子の余剰な核はアイソベクター相互作用を一意に決定するための本質的な役割を果たす。我々は近年確立された ( $d, ^3\text{He}$ ) 原子核分光法を用い、標的として錫同位体を用いた  $\pi$  中間子深束縛 1s 状態の系統的測定を行った。錫同位体を標的とすることで得られる最大の点として、核中 fermi 面付近にある中性子 3s 状態の存在を上げることができる。このことは ( $d, ^3\text{He}$ ) 反応での  $\pi$  中間子 1s 状態を選択的に生成し、統計誤差および系統誤差の少ない測定を可能にする。また多数の安定な同位体が存在することから幅広い領域での同位体効果の測定を行うことができる。実験はドイツ重イオン研究所(GSI)の UNILAC/SIS 加速器施設から得られる重陽子ビームおよび後段に控えるスペクトロメータ(FRS)を用いて行った。ビームエネルギー( $T_d=250\text{MeV/u}$ )は反応の無反跳条件を満たし、 $\pi$  中間子 1s 状態の選択的生成を促進する。ビーム強度は  $0.5 \times 10^{11}$  0.5/sec 平均、標的には分解能向上のために幅 1.5mm の細さにまで絞った厚さ  $20 \text{ mg/cm}^2$  の錫同位体

(A=116,120,124)を用いた。FRSは4基の二重極磁石と二十基の四重極磁石等からなるスペクトロメータでFRSの前半部を用いて運動量解析を(dispersion=6.8%/cm)、後半部を用いて粒子識別のための飛行時間計測とエネルギー損失の測定を行った。そのようにして得られたスペクトルが(図1)に示されている。スペクトルは $^3\text{He}$ の運動エネルギーを横軸として上から $^{124}\text{Sn}(d,^3\text{He})$ ,  $^{120}\text{Sn}(d,^3\text{He})$ ,  $^{116}\text{Sn}(d,^3\text{He})$ となっている。スペクトルの中心

( $T_{^3\text{He}}=365\text{ MeV}$ )にあるピークはおおの $\pi$ 中間子 $1s$ 状態であり、 $T_{^3\text{He}}=371\text{ MeV}$ にある

ピークはスペクトルのエネルギースケールを高精度に補正するために組み込まれた

$p(d,^3\text{He})\pi^0$ 反応に起因する較正ピークである。この較正から我々はエネルギーの絶対値を $7\text{keV}$ の精度で決定した。得られたスペクトルの $1s$ 状態生成部分は精密に分解され、その束縛エネルギー(B)と幅( $\Gamma$ )はおおの $B(^{115}\text{Sn})=3.906\pm 0.024$   $B(^{119}\text{Sn})=3.820\pm 0.018$   $B(^{123}\text{Sn})=3.744\pm 0.018$   $\Gamma(^{115}\text{Sn})=0.441\pm 0.087$   $\Gamma(^{119}\text{Sn})=0.326\pm 0.080$   $\Gamma(^{123}\text{Sn})=0.341\pm 0.072$ と決定された。

次に我々は、先にYamzakiらによって提案のなされた手法にそって $\pi$ 中間子-原子核相互作用を詳細に解析した。 $\pi$ 中間子-原子核相互作用は9つのパラメータ(s波項に4つp波項に5つ)が含まれる。しかし先に述べたようにパイオン $1s$ 状態のみに着目する限りs波項に限定した議論が可能であり、またs波項のある変数間に存在する強い相関関係を考慮した相互作用の再定式化やまた既知の対称核における $1s$ 状態の情報(アイソベクター項がない)を援用することにより、最終的に $b_1$ のみの自由度に帰着される。図2の差し込み図には計算された $b_1$ と束縛エネルギーの関係の曲線および実験が与えた制限が斜線の入った帯で示されている。また図2は $b_1$ を変数として計算された束縛エネルギーと幅の関係の曲線が示されており、実験で値が統計誤差(楕円)と系統誤差を含めた全誤差(十字)で示されている。これらの関係から $b_1$ の一意な導出を行った。得られた結果が図3に示されている。白抜きで示されているのが各々の同位体から決定された $b_1$ 、また四角い点で示されているのがこれらの加重平均をとった最終値であり、その値は $b_1=0.115\pm 0.005 m_\pi^{-1}$ である。この値と真空中での $b_1(=0.090)$ 、図ではfree valueと示されている)の比から

$$\frac{b_1^{\text{free}}}{b_1(\rho_{\text{eff}})} = \frac{f_\pi^*(\rho_{\text{eff}})^2}{f_\pi^2} = 0.78\pm 0.03,$$

が得られる。ここで $\rho_{\text{eff}}$ は $\pi$ 中間子原子 $1s$ 状態がeffectiveに感じる核密度であり

$\rho_{\text{eff}}=0.6\rho_0$ であることが知られている。このことから通常核媒質密度 $\rho_0$ において

は  $\frac{f_\pi^*(\rho_0)^2}{f_\pi^2} = 0.63 \pm 0.05$  を得る。これらを用いて最終的に計算された  $\frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_0}$  の値は

$0.66 \pm 0.06$  であり、先の Drukaev らの式の予言と比べて非常によい一致が得られることが示された。

図1 得られた $^3\text{He}$ の運動エネルギースペクトル。束縛エネルギーのスケールも同時に示されている。

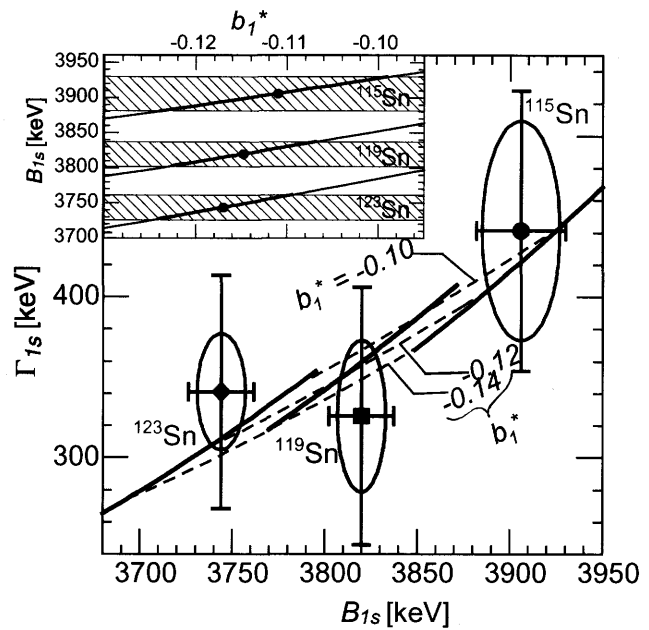
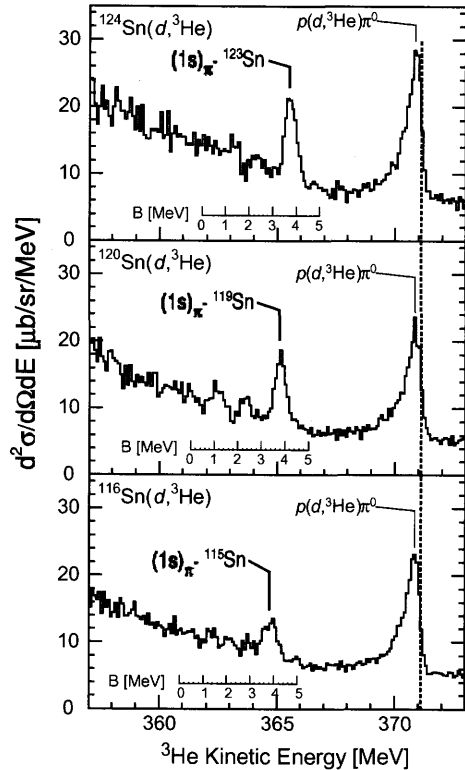


図2  $b_1$  を変数として計算された束縛エネルギーと幅の関係曲線および実験で得られた束縛エネルギーと幅 (棒: 統計誤差 十字: 系統誤差) (差し込み図) 計算された  $b_1$  と

束縛エネルギーの関係。斜線の入った帯は実験値を示す。

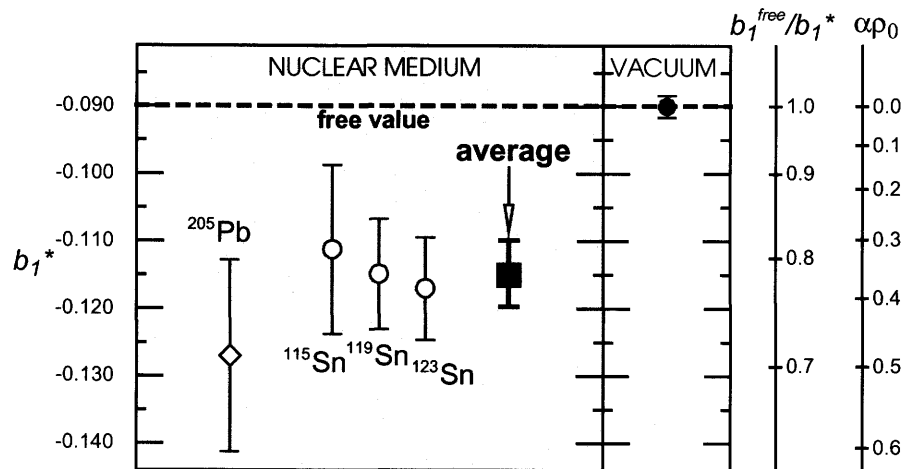


図3 おおのこの核より決定された  $b_1$  とそれらの加重平均。真空中での  $b_1$  の値が点線で示されている。