

# 論文内容の要旨

## 論文題目

Study of Three Nucleon Force Effects via the  $n + d$  Elastic Scattering at 250MeV

(250MeV 偏極中性子-重陽子弾性散乱による三体力の研究)

氏名 前田幸重

## 1 はじめに

核子 - 核子間 (NN) 相互作用を用いて原子核の現象を説明することは少数多体系物理の重要な課題の一つである。その中で最も単純な系である三核子系は、理論的には Faddeev 方程式を解くことにより厳密に扱うことができる。よって現実的な NN 相互作用を取り入れた Faddeev 理論計算と実験値との比較を行い、この両者の値に差が見られた場合、その差は二核子間力の高次項である三体力の効果によるものと考えることができる。

三体力 (three-nucleon-force : 3NF) とは、NN 相互作用の組合せでは表現できない力のことで、その主な寄与は Fig.1 のように  $2\pi$  交換により中間状態として  $\Delta$  粒子を励起するものと考えられている。これは藤田 - 宮沢型 [1] と呼ばれる三体力である。理論計算に良く取り入れられている三体力モデルとしては、 $2\pi$  交換による中間状態として具体的な描像を仮定しない Tucson-Melbourne (TM) 型三体力 [2] などがある。

我々は中間エネルギー領域における三体力の検証を目的として、初めに  $E_d = 270$  MeV (核子あたり 135 MeV) における重陽子 - 陽子弾性散乱の測定を行った [3, 4, 5]。これらの実験では微分散乱断面積及び様々なスピン観測量の角分布が測定され、実験結果は Faddeev 理論計算と比較された。微分散乱断面積に注目すると、後方角度において二体力のみを考慮した Faddeev 理論計算は実験値を大きく下回った。しかしこの実験値と理論値の差は計算に三体力を取り入れることによって説明された。この結果により、中間エネルギー領域での三核子系の弾性散乱測定が三体力研究に於ける良いプローブであることを示された。

但し上記の比較は、 $d + p$  散乱の実験値と  $d + n$  散乱の理論値との間で行われている。これはクーロン力を含んだ Faddeev 計算を収束させるのが困難なためである。中間エネルギー領域にお

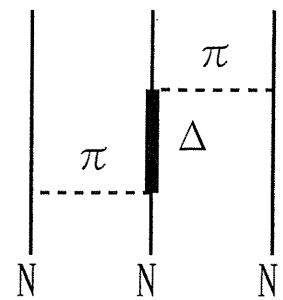


Figure 1: 藤田 - 宮沢型三体力のファインマンダイアグラム

るクーロン効果の大きさの問題については未だ答えは出ていない。故に三体力の効果をより正確に評価するためには、クーロン力が働かない三核子系における実験を行い、クーロン力による不定性の無い理論と実験の比較を行うことが大変重要である。

そこで我々は偏極中性子ビームを用いた中性子-重陽子弾性散乱実験を行い、微分散乱断面積とベクトル偏極分解能の角分布を測定した。重心系で10度~180度という広い角度範囲を覆うために、我々は前方散乱と後方散乱で異なる実験手法を取り入れた。以下の章でまず実験方法について述べ、次に実験結果と理論計算との比較を行う。

## 2 中性子 - 重陽子弾性散乱実験

後方角度の実験は大阪大学核物理センター (R-CNP) に我々が建設した、 $(n,p)$  実験施設 [7] (Fig. 2) に於いて行った。

我々はまず偏極陽子ビームを 250MeV まで加速し  $(n,p)$  実験施設までトランスポートした。そして真空の中性子生成散乱槽内に設置した  $580\text{mg}/\text{cm}^2$  厚の  ${}^7\text{Li}$  標的に陽子ビームを照射し、 $0^\circ$  における  ${}^7\text{Li}(\vec{p},\vec{n}){}^7\text{Be}$  (ground state + 0.4MeV) 反応を用いて偏極中性子ビームを生成した。この反応の重心系  $0^\circ$  での微分散乱断面積は広いビームエネルギー範囲に渡り一定で  $(d\sigma/d\Omega)_{cm} = 27.0 \pm 0.8 \text{ mb}/\text{sr}$  であることが知られている [8]。生成した中性子ビームの偏極度は  ${}^7\text{Li}(\vec{p},\vec{n})$  反応の偏極移行量  $D_{NN}$  [9] の値を使って決定された。

生成された中性子ビームは  ${}^7\text{Li}$  標的より 1 m 下流に設置された重陽子標的に照射された。入射陽子ビーム強度 250 nA で実験を行ったので、重陽子標的上での中性子ビーム強度は  $2 \times 10^6 \text{ cps}/\text{cm}^2$ 、また中性子ビームの偏極度は約 0.16 であった。

重陽子標的として我々は重陽子化ポリエチレン ( $\text{CD}_2$ ) [10] を使用した。また標的はターゲットチェンバー (TGC) と呼ばれる MWDC 内に、ワイヤー面で標的を1枚ずつ挟むように設置した。これにより反跳重陽子の飛跡情報から反応標的面を決定できるため、厚い1枚の標的を使用する場合に比べ標的内でのエネルギー損失によるエネルギー分解能の悪化を小さくすることが可能となった。また TGC 下流にフロントエンドチェンバー (FEC) と呼ばれるもう1つの MWDC を設置し、TGC と FEC による反跳重陽子の飛跡情報から  ${}^2\text{H}(n,d)$  反応の散乱角度を決定した。

反跳重陽子はさらに大口径磁気スペクトロメーター (LAS) により運動量分析された後、焦点面検出器により検出された。

前方角度の実験は RCNP の中性子 TOF (time-of-flight) 実験施設 [11] にて行った (Fig. 3)。偏極中性子ビームは、後方散乱実験時と同様、 ${}^7\text{Li}(\vec{p},\vec{n}){}^7\text{Be}$  反応を用いて生成された。生成された中性子ビームは 2 m 下流に設置された重陽子標的に照射された。散乱した中性子は 70 m 下流に設置された中性子検出器 NPOLII [12] により検出され、飛行時間測定法によりエネルギーが決定された。

重陽子標的として重陽子化液体シンチレータ BC537 を使用し、反跳重陽子を標的自身で検出してコインシデンス測定を行った。入射粒子によりシンチレータからの出力シグナルの波形が異なることを利用した  $n\gamma$ -discrimination 法をシンチ

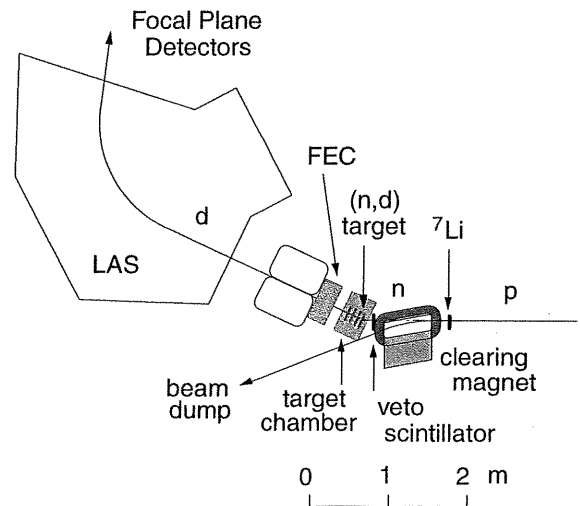


Figure 2:  $(n,p)$  実験施設の概念図。

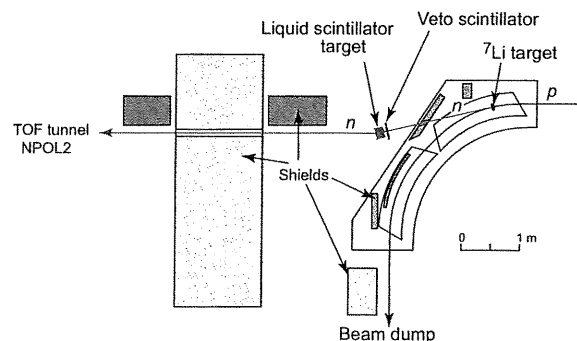


Figure 3: NTOF 実験施設の概念図。

レータ標的から得られる信号に対して適用した。これにより、シンチレータ標的に入射する中性子ビームによるイベントと $\gamma$ 線によるイベントを選別し、バックグラウンドを大きく減少させた。

### 3 結果

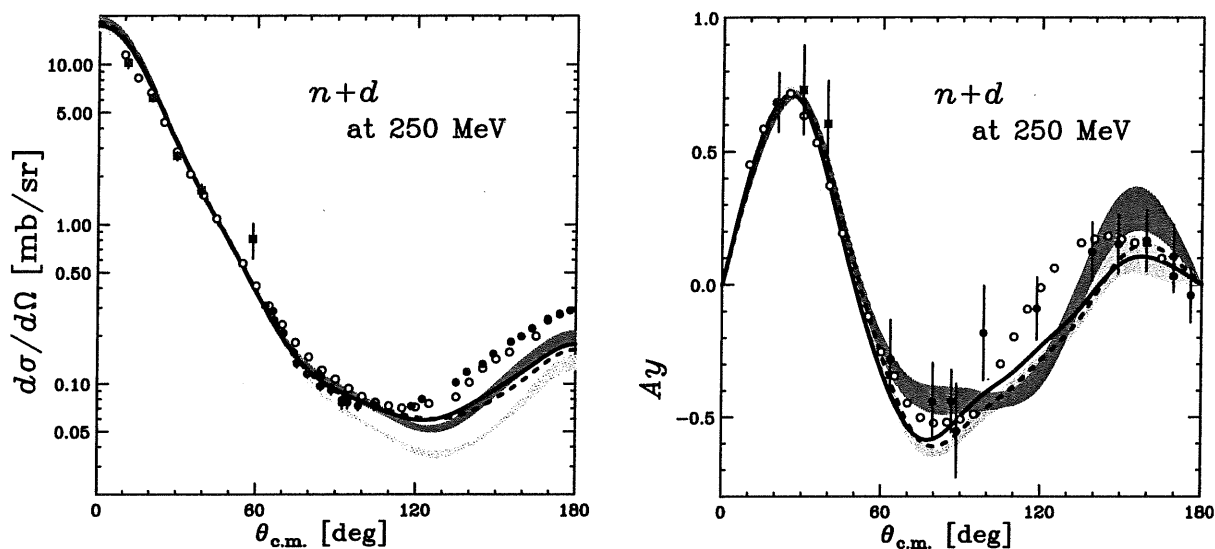


Figure 4: 250MeV  $n + d$  弾性散乱における微分散乱断面積 (黒丸が後方散乱実験の結果、黒四角が前方散乱実験の結果)。同じ 250MeV で行われた  $p + d$  弾性散乱の結果は白丸で示した。理論計算の詳細は本文参照。

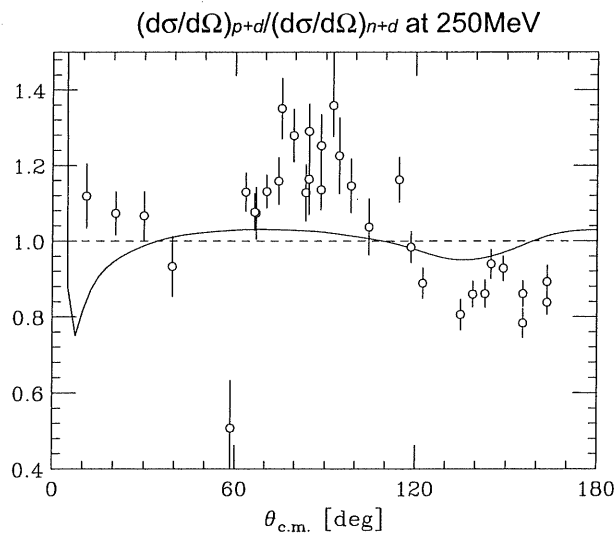


Figure 5:  $n + d$  弾性散乱と  $p + d$  弾性散乱の断面積の比。実線は CDBonn を用いた Faddeev 計算の散乱振幅に近似的にクーロン力を取り入れて  $p + d$  弾性散乱の断面積を求めた場合の理論計算。

Figure 4に微分散乱断面積及びベクトル偏極分解能の結果を Faddeev 理論計算とともに示した。薄いバンドは現実的核力 (CDBonn, AV18, Nijmegen I, II, 93) のみを用いた計算、濃いバンドはこれに TM-3NF を採り入れたを示す。実線は AV18 と Urbana IX 3NF を用いた計算、破線は CDBonn と TM<sup>3</sup>-3NF を用いた計算を示す。また、同じ 250MeV で行われた  $p + d$  弾性散乱 [14] の結果を白丸で示した。

断面積に関しては、三体力を取り入れることにより理論は実験を良く再現するようになるが、120度より後方では理論はまだ実験を過小評価している。この差を説明できる要因として、相対論効果 [15, 16] 及び  $2\pi$  交換以外の  $\pi-\rho$  や  $\rho-\rho$  交換型の三体力の効果が考えられる。そこで、相対論効果を取り入れた Faddeev 計算との比較、及び  $\pi, \rho, \omega$  及び  $\sigma$  メソン交換を取り入れた三体力計算 [17] との比較も行った。相対論効果により 180 度付近での実験と計算の一致は改善されたが、中間角度領域には相対論効果はほとんど現れず、理論は依然として実験値を大きく過小評価している。また、 $n+d$  と  $p+d$  の実験値の間には統計誤差以上の差が見られた。

ベクトル偏極分解能に関しては実験値の統計誤差が大きいため、理論計算との比較から三体力効果に関して議論を行うのは難しい。しかし  $n+d$  と  $p+d$  の結果は誤差の範囲でほぼ一致した。この両方のデータに対し、どの計算も 120 度近辺の角度分布を再現できていない。

断面積に関しては、 $n+d$  と  $p+d$  の実験値の直接比較を行い、中間エネルギー領域で初めて、クーロン効果に関する考察を行った Figure 5 に  $n+d$  と  $p+d$  の断面積の比を取った値を示した。図には実験結果と共に、クーロン力を近似的に取り入れた計算を示した。図の角分布より、実験結果及び理論双方に、興味深い振動構造が現れることが分かった。比の 1 からのズレの大きさは、理論の予測は実験値を大きく下回るが、角分布の様子は実験を非常に良く再現する。

## References

- [1] J. Fujita, and H. Miyazawa, Prog. Theor. Phys. **17**, 360 (1957).
- [2] S.A. Coon *et al.*, Nucl. Phys. **A317**, 242 (1979).
- [3] N. Sakamoto *et al.*, Phys. Lett. B **367**, 60 (1996).
- [4] H. Sakai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5288 (2000).
- [5] K. Sekiguchi *et al.*, submitted to Phys. Rev. C.
- [6] Y. Koike, private communication.,  
N. Sakamoto *et al.*, Phys. Lett. B **367**, 60 (1996).
- [7] K. Yako *et al.*, Nucl. Phys. **A684**, 563c (2001).
- [8] T.N. Taddeucci *et al.*, Phys. Rev. C **41**, 2548 (1990).
- [9] T. Wakasa *et al.*, Phys. Rev. C **51**, R2871 (1995).
- [10] Y. Maeda *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **490**, 518 (2002).
- [11] H. Sakai *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **369**, 120 (1996).
- [12] T. Wakasa *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **404**, 355 (1998).
- [13] H. Kamada, private communication.
- [14] K. Hatanaka *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 044002 (2002).
- [15] H. Rohdjeß *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 2111 (1998).
- [16] H. Witała *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 2111 (1998).
- [17] A. Deltuva, R. Machleidt, and P. U. Sauer, Phys. Rev. C **68**, 024005 (2003).