

## 論文内容の要旨

論文題目：偏極陽子固体標的を用いた  $\vec{p} + {}^6\text{He}$ , 71 MeV/u 弾性散乱におけるベクトル偏極分解能の測定

(Measurement of the vector analyzing power for the  $\vec{p} + {}^6\text{He}$ , 71 MeV/u elastic scattering using spin polarized solid proton target)

氏名：波田野道夫

偏極陽子 ( $\vec{p}$ ) ビームを用いた ( $\vec{p}, p$ ), ( $\vec{p}, d$ ), ( $\vec{p}, n$ ), ( $\vec{p}, pp$ ), ( $\vec{p}, np$ ) などの散乱反応実験において、測定されるスピン依存物理量から原子核の構造を調べる研究がこれまで盛んに行なわれてきている。一方、近年、RI ビーム加速技術の発展にともない、 $\beta$  安定線から離れた不安定核の構造を調べる研究が精力的に行なわれている。偏極陽子を RI ビームによる散乱実験に適用することができれば、不安定核の構造に関する研究に新たな手段を提供することが可能になる。

RI ビームを用いた散乱実験の大きな成果の一つとして  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  などの軽い中性子過剰核のもつ中性子スキン構造の発見がある [1]。1990 年代、中性子スキンの発見をうけて、25–71 MeV/u のエネルギーで  $p + {}^6\text{He}$  弾性散乱の微分散乱断面積が測定され [2,3,4]、畳み込みポテンシャルや Jeukenne, Lejeune, Mahaux (JLM) [5] の手法による光学ポテンシャルなどの微視的光学模型を用いた解析から、 ${}^6\text{He}$  核の密度分布に関する議論が盛んに行なわれている [6,7,8,9,10]。

微分散乱断面積以外の  ${}^6\text{He}$  核の表面の構造に関する情報源として、スピン軌道ポテンシャルが考えられる。一般に、スピン軌道ポテンシャルは、原子核の密度分布の表面の形状に敏感であることが知られており、 ${}^6\text{He}$  核–陽子間の弾性散乱実験を行ない、スピン軌道ポテンシャルを調べることで、 ${}^6\text{He}$  核の表面構造に関する情報が得られる可能性がある。安定核と偏極陽子ビームを用いた弾性散乱実験では、これまでに様々なエネルギーで様々な核種と偏極陽子との弾性散乱実験が行なわれており、ベクトル偏極分解能 ( $A_y$ ) の測定結果からスピン軌道ポテンシャルを調べる研究が行なわれている。一方、これまでに行なわれている  ${}^6\text{He}$  と陽子との弾性散乱実験では、偏極陽子プローブが存在しなかったため、微分散乱断面積の測定結果しか存在せず、スピン軌道ポテンシャルに関する議論は行うことができなかった。このような研究を行うためには、偏極陽子標的を用いた散乱実験を行う必要がある。

RI ビーム実験では、一次ビームを用いた散乱実験に比べて強度の弱い ( $I < 10^6$  particle/sec) 二次ビームしか得られないため、統計量による誤差を小さくするためには陽子密度の大きい固体標的を用いる必要がある。また、実験は逆運動学法によって行われるが、重心系で前方の散乱事象は実験室系では後方に対応し、この事象を検出するためには大きな角度を持って散乱してくる低エネルギーの反跳陽子の検出が重

要になる。このため、RI ビームを用いた散乱実験に用いるには、陽子の検出の妨げとならない程度の低磁場高温で使用可能な偏極陽子固体標的を用いる必要がある。

0.1 T、100 K 程度の低磁場高温で高い陽子偏極度を得るための方法として、芳香族化合物であるペンタセン ( $C_{22}H_{14}$ ) の光励起と積分固体効果 (ISE) を組み合わせることで陽子を偏極させる手法がある [11,12]。この手法では、被偏極物質に芳香族化合物であるペンタセンを少量 (0.01 mol%) ドープしたナフタレン ( $C_{10}H_8$ ) の単結晶を用いる。偏極生成は次のように行なわれる。まずペンタセン分子をパルスレーザー (パルス幅 ~ ペンタセン分子の三重項状態の寿命 ~ 20  $\mu\text{sec}$ ) によって三重項状態に励起させることで、Zeeman 副準位間に温度や磁場の大きさに依らない電子の占有率の偏り (整列) を生成する。その後、パルス化したマイクロ波の照射と外磁場の掃引を行うことで電子の占有率の偏りを陽子偏極に移行させる。この過程の後、ペンタセン分子は陽子が偏極した状態で基底状態に脱励起し、スピン-スピン相互作用によってナフタレンの陽子に偏極を拡散させる。以上の光励起 → 偏極拡散の過程を繰り返すことで陽子偏極度を成長させる。この方法は、低磁場高温中で原子核実験に必要な程度に陽子を偏極させ得る唯一の手段であり、本研究では、この方法に基づいて陽子を偏極させる。

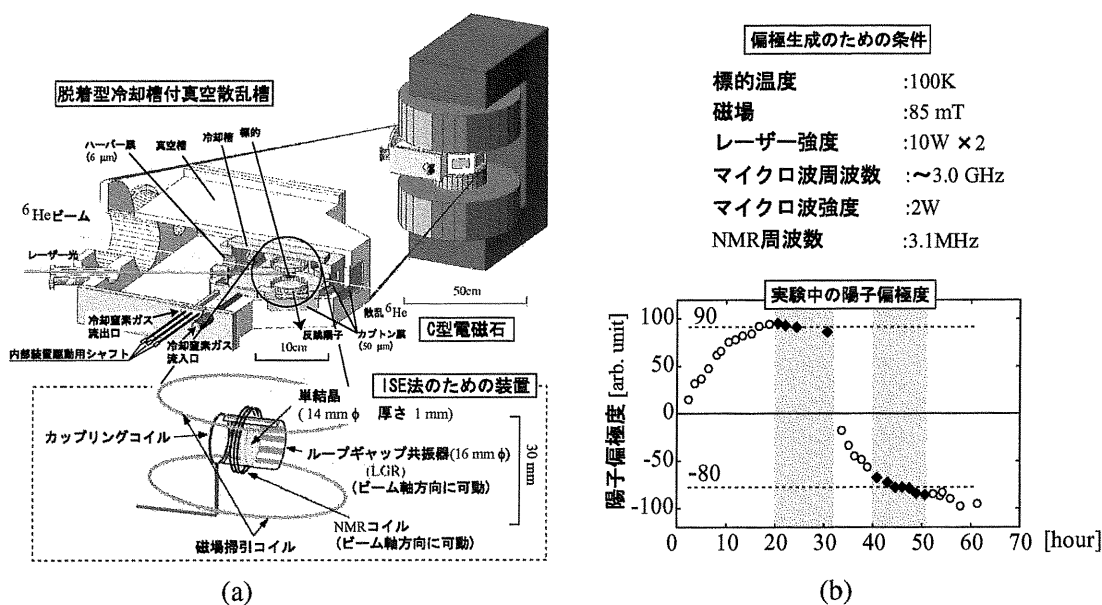


図 1: (a) 陽子偏極標的システムの概念図。(b) 実験中の偏極生成の条件および実験中の陽子偏極度。縦軸は偏極度の絶対値に比例する量である。実験結果の解析では図 (b) 中の灰色で示された領域の実験データを用いた。

図 1(a) に陽子偏極システムの概念図を示す。陽子偏極システムは C 型電磁石、散乱槽、パルス化レーザーおよび、ISE 法のための装置からなっている。散乱槽は冷却槽と真空槽の二重構造になっている。標的結晶および ISE 法のための装置は冷却槽の内部に設置される。標的の冷却には冷却窒素ガスを用いた。ペンタセンの光励起のためのレーザーにはパルス化した Ar イオンレーザー (パルス幅: 20  $\mu\text{sec}$ , 繰り返し: 1 kHz, 波長: 514 nm, 強度: 10 W) 二台を用いた。ISE 法のための装置は、偏極度の測定のための NMR (核磁気共鳴) コイル、マイクロ波共振器および、外磁場掃引コイルからなっている。開発に際して、最大の課題となったのが、反跳陽子の検出の妨げとならないようなマイクロ波供給システムの開発である。マイクロ波を標的結晶へ供給するためには、結晶をマイクロ波共振器の内部に設置する必要があるが、低エネルギーの反跳陽子が共振器中で止まらないようにするために、一般のマイクロ波キャビティより物質量の小さい共振器を用いる必要があった。この困難を克服するために、厚さ 25  $\mu\text{m}$  のテフロン膜と厚さ 4.4  $\mu\text{m}$  の銅膜からなる両端解放型の円筒形ループギャップ共振器 (LGR) [13] を導入した。また、LGR の固定具を可動式にし、100 K に冷却した状態での LGR の整合の調節を可能にすることで効果的に標的結晶にマイクロ波を供給することに成功した。図 1(b) に偏極生成の条件および、実験中の陽子偏極度の成長の様子を示す。偏極度の絶対値の較正がなされていないため、図の縦軸には NMR 信号の強度をとっている。表 1 には用いた偏極陽子標的についてまとめる。測定の誤差は 2.3 % である。実験結果の解析には図 1(b) 中の灰色で示された領域で測定された実験データを用いた。偏極度の絶対値の較正は今後、標的結晶の熱平行状

表 1: 実験に用いた標的

物質	厚さ	標的直径	水素原子数
C <sub>10</sub> H <sub>8</sub> (ナフタレン)	113 mg/cm <sup>2</sup> (1 mm)	14 mm	4.29 × 10 <sup>21</sup> 個/cm <sup>2</sup>

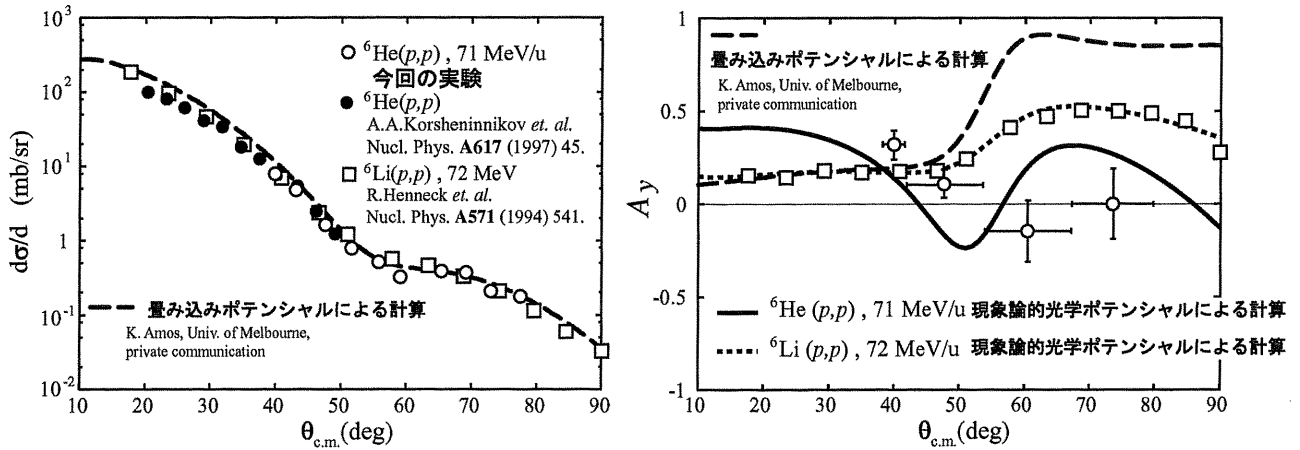


図 2: 今回の測定結果と  $p + {}^6\text{Li}$ , 72 MeV 弾性散乱の測定結果 [14]。左が微分散乱断面積であり、右が  $A_y$  である。今回の測定結果を白丸で示した。  $A_y$  の測定結果は陽子偏極度  $P = 21\%$  を仮定したときの値である。黒丸は Korshenninikov らの測定結果 [2] である。白四角は  $p + {}^6\text{Li}$ , 72 MeV 弾性散乱の測定結果である。図中の実線は今回の結果を再現するようにパラメータを最適化した現象論的光学ポテンシャルによる計算結果、点線は、 $p + {}^6\text{Li}$ , 72 MeV 弾性散乱の現象論的光学ポテンシャルによる計算結果 [14]、破線は、微視的観点から構築された光学ポテンシャル (畳み込みポテンシャル) による予言値 [8] である。

態での陽子偏極の NMR 信号の測定によって、もしくは、標的結晶を用いて  $p + {}^4\text{He}$  弾性散乱における  $A_y$  の測定を行い、結果を既存の実験結果と比較することによって行う予定である。

$p + {}^6\text{He}$  弾性散乱実験を行うにあたり、入射エネルギーには、71 MeV/u を選んだ。これは、同エネルギーにおいて  $p + {}^6\text{He}$  弾性散乱の微分散乱断面積の測定結果 [2] があり、ほぼ同じエネルギー (72 MeV) において、 $p + {}^6\text{Li}$  弾性散乱の微分散乱断面積と  $A_y$  の測定結果 [14] があつたためである。測定角度領域は、測定結果を両者の実験結果と比べるため、 $40^\circ < \theta_{\text{cm}} < 80^\circ$  とした。

実験は、理化学研究所 加速器科学研究施設 (RARF) の入射核破砕片分離装置 (RIPS) を用いて行なった。得られた  ${}^6\text{He}$  ビームの強度は平均で 170kcps、位置広がり半幅で 10 mm、角度広がり半幅は 1.03°、純度は 95.2% であった。測定装置は大きくわけて  ${}^6\text{He}$  検出器 (1) 陽子検出器 (2) の二つの系統に分けられる。(1) は標的から散乱されてくる  ${}^6\text{He}$  粒子の散乱角度の測定のための多芯線型ドリフトチェンバー (MWDC) と、 $E$ ,  $\Delta E$  情報から粒子識別を行うための三層のプラスチックシンチレータホドスコープからなっている。MWDC の直ぐ上流には、ビームが直接  ${}^6\text{He}$  検出器に入射するのを防ぐためのビームストップおよび、ビーム収量の測定のためのビームモニタが設置されている。(2) は標的からの反跳陽子の散乱角度情報および  $\Delta E$  情報の検出のためのマルチストリップシリコン検出器、および  $E$  情報の検出のためのプラスチックシンチレータからなっている。

図 2 に  $p + {}^6\text{He}$  弾性散乱の測定結果 (今回の結果: 白丸、Korshenninikov らの測定結果 [2]: 黒丸) を  $p + {}^6\text{Li}$  弾性散乱の測定結果 (白四角) [14] と共に示した。左が微分散乱断面積であり、右が  $A_y$  である。 $p + {}^6\text{He}$  の  $A_y$  の測定結果は陽子偏極度  $P = 21\%$  を仮定したときの値である。 $p + {}^6\text{He}$  と  $p + {}^6\text{Li}$  とを比較したところ、微分散乱断面積の角度分布が両者で似た形状をしているが、 $A_y$  に異なりがあることが示唆された。

これまでに行なわれている微視的光学ポテンシャル (畳み込みポテンシャル) による理論計算 [8] (図 2 中の破線) との比較では、 $A_y$  が  $60^\circ$  より後方で  $p + {}^6\text{Li}$  と似た振るまいをすることを予言しているのに対して、実験結果はその予言と異なった結果を示唆するものであった。計算結果が  $A_y$  の測定結果を再現していないことから、これまでの理論ではスピン軌道ポテンシャルを正しく扱えていなかった可能性がある。今

後、行なわれるであろう精度の高い  $A_y$  の測定結果から、スピン軌道ポテンシャルに関するより詳細な議論が発展することが望まれる。

$A_y$  の振るまいの異なりは、スピン軌道ポテンシャルの違いから定性的に理解される。スピン軌道ポテンシャルに関する知見を得るため、今回の測定結果から現象論的光学ポテンシャルを用いた解析を行なった。 $\bar{p}+{}^6\text{He}$  の  $A_y$  の光学ポテンシャルによる計算結果を図 2 中に実線で示した。パラメータの最適化にあたり、初期パラメータとして、 $\bar{p}+{}^6\text{Li}$ , 72 MeV 弾性散乱の光学ポテンシャルのパラメータ [14] を用いた。 $\bar{p}+{}^6\text{Li}$  の  $A_y$  の光学ポテンシャルによる計算結果を図 2 に点線で示した。今回の解析では、 $A_y$  の統計誤差や、陽子偏極度の不確定性からくる系統誤差が大きいため、スピン軌道ポテンシャルを詳細に決定することは行わなかったが、角度分布を定性的に再現するようなスピン軌道ポテンシャルを求めることができた。得られたスピン軌道ポテンシャルと  $\bar{p}+{}^6\text{Li}$ , 72 MeV のスピン軌道ポテンシャルを比較すると、 $\bar{p}+{}^6\text{Li}$  弾性散乱のスピン軌道ポテンシャル比べ、半径パラメータ  $r_{ls}$  もしくはばやけパラメータ  $a_{ls}$  が大きいときに  $\bar{p}+{}^6\text{He}$  弾性散乱の  $A_y$  を定性的に再現するという結果が得られた。

今回の  $A_y$  の測定により、 $\bar{p}+{}^6\text{He}$  と  $\bar{p}+{}^6\text{Li}$  とでスピン軌道ポテンシャルにことなりがあることが示唆された。スピン軌道ポテンシャルが原子核の表面に敏感な物理量であることから、この結果が同重核同士である  ${}^6\text{Li}$  と  ${}^6\text{He}$  との表面の構造の異なりを反映している可能性がある。今回の結果のみからこの現象がスピン軌道ポテンシャルのアイソスピン依存性による現象であるかどうかを断定的に議論することは難しいが、今後、大局的に扱いやすい重い原子核間の同重核間で同様な実験を行い、スピン軌道ポテンシャルの比較を行うことで、スピン軌道ポテンシャルのアイソスピン依存性を議論することが可能になると考えられる。また、今後、同様な実験を行い、より高い精度でベクトル偏極分解能の測定を行うことで、 ${}^6\text{He}$  の表面の構造に関するより詳細な議論が行なえる可能性がある。

今回の実験により、我々が開発した偏極陽子標的の有効性が検証され、不安定核研究の分野に新たなプローブとして、偏極陽子が加わった。今後、様々な不安定核と偏極陽子との散乱実験を行うことで、不安定核の研究の新たな分野が開拓されることが期待される。

[1] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, S. Nagamya, Y. Shida, N. Yoshikawa, O. Yamakawa, K. Sugimoto, T. Kobayashi, D. E. Greiner, N. Takahashi and Y. Nojiri, Phys. Lett. B **160** (1985) 380.

[2] A. A. Korshennikov, E. Yu. Nikolskii, C. A. Bertulani, S. Fukuda, T. Kobayashi, E. A. Kuzmin, S. Momota, B. G. Novatskii, A. A. Ogloblin, A. Ozawa, V. Pribora, I. Tanihata and K. Yoshida, Nucl. Phys. A **616** (1997) 45.

[3] M. D. Cortina-Gil, P. Roussel-Chomaz, N. Alamanos, J. Barrette, W. Mittiga, F. S. Dietrichd, F. Auger, Y. Blumenfeld, J. M. Casandjian, M. Chartier, V. Fekou-Youmbi, B. Fernandez, N. Frascaria, A. Gillibert, H. Laurent, A. Lpine-Szily, N. A. Orr, J. A. Scarpaci, J. L. Sida and T. Suomijrvi, Phys. Lett. B **401** (1997) 9.

[4] R. Wolski, A. S. Fomichev, A. M. Rodin, S. I. Sidorchuk, S. V. Stepantsov, G. M. Ter-Akopian, M. L. Chelnokov, V. A. Gorshkov, A. Yu. Lavrentev, Yu. Ts. Oganessian, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig and I. David, Phys. Lett. B **467** (1999) 8.

[5] J. P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Rev. C **16** (1977) 80.

[6] D. Gupta, C. Samanta and R. Kanungo, Nucl. Phys. A **674** (2000) 77.

[7] S. Karataglidis, P. J. Dortmans, K. Amos and C. Bennhold, Phys. Rev. C **61** (2000) 024319.

[8] K. Amos, private communication.

[9] S. P. Weppner, Ofir Garcia, and Ch. Elster Phys. Rev. C **61** (2000) 044601.

[10] V. Lapoux, N. Alamanos, F. Auger, Y. Blumenfeld, J. -M. Casandjian, M. Chartier, M. D. Cortina-Gil, V. Fékou-Youmbi, A. Gillibert, J. H. Kelley, K. W. Kemper, M. Mac Cormick, F. Maréchal, F. Marie, W. Mittig, F. de Oliveira Santos, N. A. Orr, A. Ostrowski, S. Ottini-Hustache, P. Roussel-Chomaz, J. -A. Scarpaci, J. -L. Sida, T. Suomijärvi and J. S. Winfield, Phys. Lett. B **517** (2001) 18.

[11] A. Henstra, P. Dirksen and W. Th. Wenckebach, Phys. Lett. A **134** (1988) 134.

[12] M. Iinuma, Y. Takahashi, I. Shaké, M. Oda, A. Masaike and T. Yabuzaki, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 171.

[13] B. T. Ghim, G. A. Rinard, R. W. Quine, S. S. Eaton and G. R. Eaton, J. Magn. Reson. A **120** (1996) 72.

[14] R. Henneck, G. Masson, P. D. Eversheim, R. Gebel, F. Hinterberger, U. Lahr, H. W. Schmitt, J. Schleele and B. v. Przewoski, Nucl. Phys. A **571** (1994) 541.